

Fyzika pro chemiky II

Fyzika pevných látek

Část 2. Vazby, elektrické a optické vlastnosti, pásová struktura pevných látek

jaro 2021

Petr Mikulík

*Ústav fyziky kondenzovaných látek
Přírodovědecká fakulta
Masarykova univerzita, Brno*

III. ZÁKLADY FYZIKY PEVNÝCH (TUHÝCH, KONDENZOVANÝCH) LÁTEK

Anorganické látky:

- Amorfní
- Krystalické

Krystalické látky:

- Iontové krystaly
- Valenční krystaly
- Kovové krystaly (kovy)
- Molekulové krystaly

III.1. Vazby v tuhých látkách

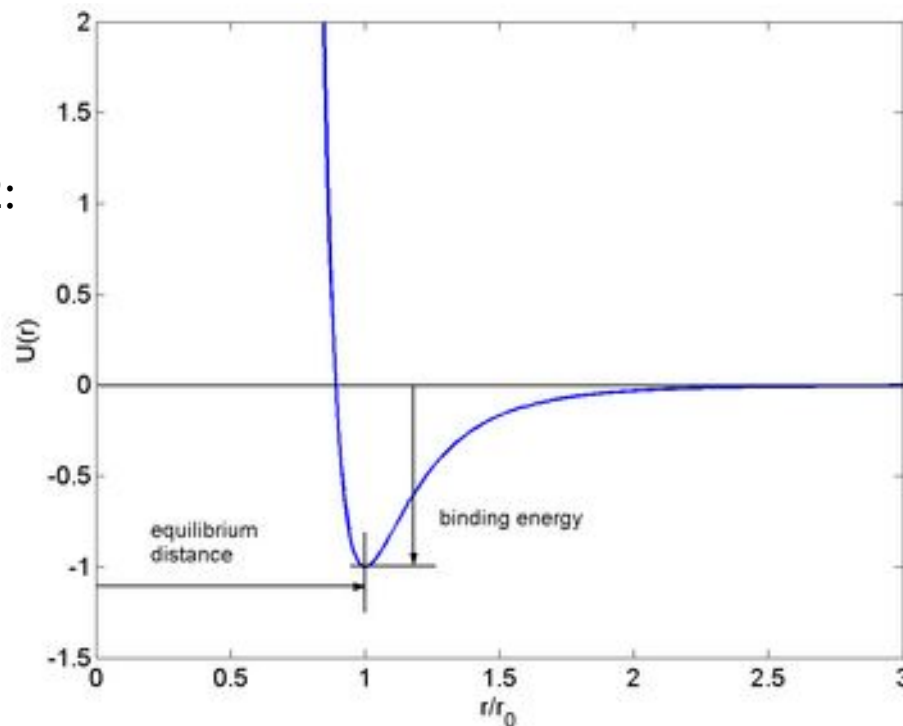
Poznámka – Vazby mezi atomy se probírají v různých předmětech již od střední školy, proto informace o vazbách v této kapitole již vesměs znáte – je to stejně důležité pro chemiky i fyziky.

Vazby mezi atomy jsou způsobeny elektrostatickými silami.

Závislost potenciální energie dvojice atomů na jejich vzdálenosti se často aproximuje fenomenologickým výrazem

$$U(r) = -\frac{A}{r^n} + \frac{B}{r^m} \quad (\text{III.1})$$

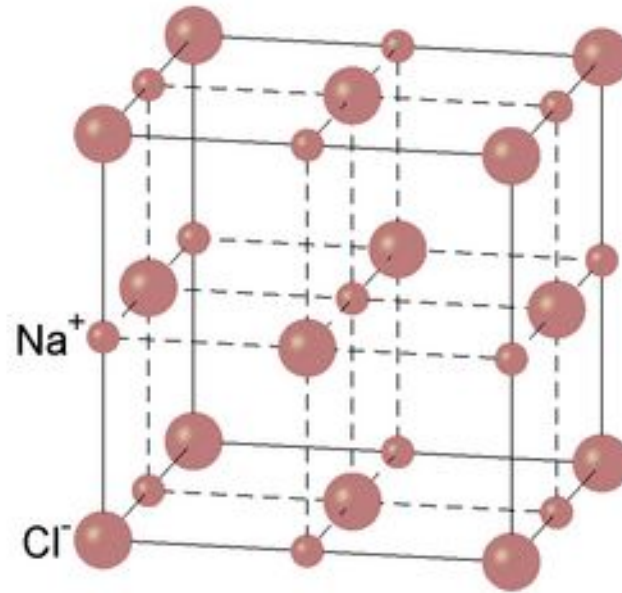
Graf pro $n = 6$, $m = 12$:



Iontová vazba

Iontovými krystaly jsou různé soli.

Příklad: krystal NaCl:



$T > 0$: kmity mříže

Uvažme iont Na^+ . Tento iont je elektrostaticky přitahován k 6 sousedním iontům Cl^- , odpuzován od 12 iontů Na^+ v druhé koordinační sféře, atd. Celková potenciální energie iontu Na^+ je záporná a je rovna

$$U(r) = -\frac{\alpha}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \quad (\text{III.2})$$

kde r je vzdálenost iontů Na^+ a Cl^- , α je **Madelungova konstanta**, jejíž hodnota pro NaCl je

$$\alpha \approx 1.7476$$

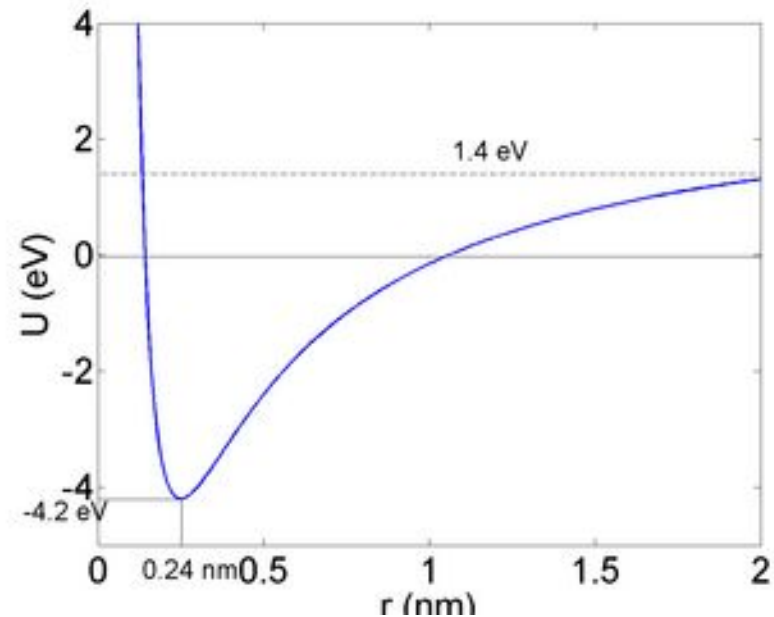
Kvůli Pauliho vylučovacímu principu jsou sousední atomy odpuzovány, překrývají-li se vlnové funkce jejich elektronů.

Celková potenciální energie iontu v krystalu je

$$U(r) = -\frac{\alpha}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} + \frac{B}{r^m}, \quad m \approx 10 \quad (\text{III.3})$$

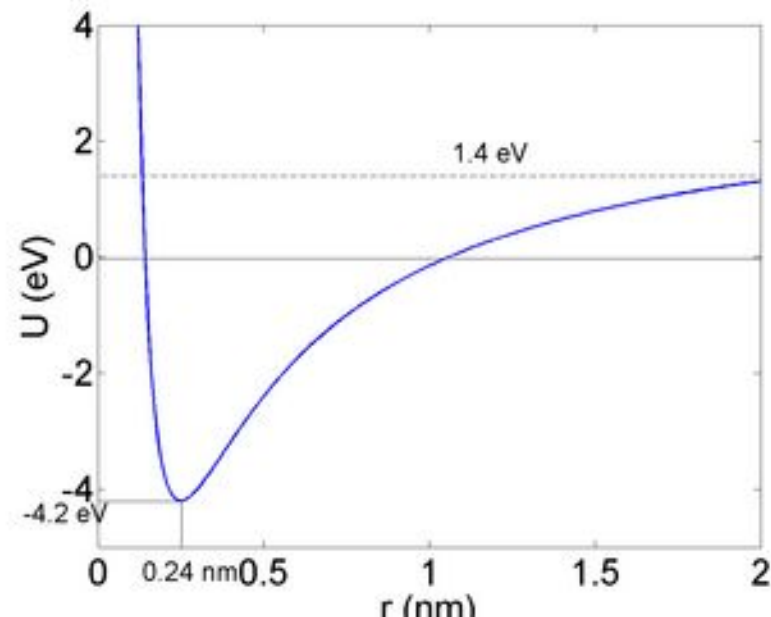
Poloha potenciálního minima odpovídá **rovnovážné vzdálenosti** r_0 sousedních iontů. Hloubka tohoto minima (**iontová kohezní energie**) je energie na jeden iont potřebná k rozložení tuhého tělesa na nekonečně vzdálené jednotlivé ionty:

$$U_0 = -\frac{\alpha}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r_0} \left(1 - \frac{1}{m}\right) \quad (\text{III.4})$$



Příklad: iontová vazba v molekule NaCl

Iont Cl^- je stabilnější než neutrální atom Cl. Připojením elektronu k atomu Cl se uvolní energie 3.6 eV (**elektronová afinita**). Energie potřebná k odtržení elektronu od neutrálního atomu Na a ke vzniku iontu Na^+ je 5.1 eV. Energie potřebná ke vzniku páru izolovaných iontů Na^+ a Cl^- je tedy 1.4 eV. Přiblížíme-li ionty k sobě, jejich energie klesá díky elektrostatické přitažlivé síle. Je-li vzdálenost iontů dostatečně malá, je celková energie molekuly $\text{Na}^+ \text{Cl}^-$ záporná a vzniká iontová vazba.



Iontová kohezní energie krystalu NaCl na jeden pár $\text{Na}^+ \text{Cl}^-$ je 7.8 eV, atomová kohezní energie na pár neutrálních atomů Na Cl je: $7.8 - 5.1 + 3.6 \text{ eV} = +6.3 \text{ eV}$.

Čím je větší atomová kohezní energie, tím je rovnovážná vzdálenost iontů menší a teplota tání vyšší.

Vlastnosti iontových krystalů:

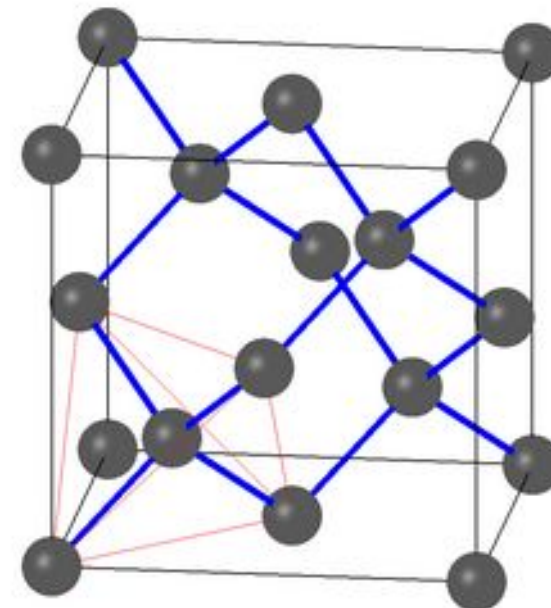
- stabilní a tvrdé krystaly, ale křehké
- dielektrika
- vysoké teploty tání a varu
- průhledné ve viditelné oblasti spektra, absorbují v IR (absorpce na fononech)
- rozpustné v polárních kapalinách (ve vodě ... pak vodivý elektrolyt)

Kovalentní vazba

Příklad: diamant, křemík, germanium (prvky 4. grupy),
křemen (SiO_2)

*Elementární buňka C (diamant), Si
nebo Ge (kubická diamantová mřížka):*

Křemík: $[\text{Ne}] 3p^2 3s^2$



Kovalentní vazba – sdílení elektronů sousedními atomy (více v kvantové chemii).

V diamantové struktuře je každý atom kovalentně vázán ke čtyřem sousedům, ležícím ve vrcholech pravidelného čtyřstěnu. Tím se u diamantu úplně zaplní slupka 2p.

Kohezní energie na dvojici atomů C v diamantu je asi 14.7 eV. Čím je větší kohezní energie, tím je vyšší bod tání krystalu.

Vlastnosti kovalentních (valenčních) krystalů:

tvrdé, pevné a křehké, nevodivé – dielektrika nebo polovodiče, vysoké teploty tání, propustné pro viditelné světlo (diamant) nebo pro IR světlo (křemík).

Kovová vazba

Kovová vazba je slabší než iontová nebo kovalentní vazba. V kovu se valenční elektrony od atomů uvolní a vytvoří „**elektronový plyn**“. Kovová vazba je způsobena elektrostatickým přitahováním kladných iontů k elektronovému plynu. Kohezní energie na atom je v rozmezí 1–4 eV (Fe má kohezní energii asi 4.3 eV, Pb má 2.04 eV).

Světlo silně interaguje s elektronovým plynem, což způsobuje silnou odrazivost kovu v IR a viditelné oblasti.

Vlastnosti: dobrá elektrická i tepelná vodivost, silná odrazivost v IR a VIS.

Molekulové krystaly

Molekulová vazba není zprostředkována volnými nebo sdílenými elektrony, uplatňuje se tedy u atomů s úplně zaplněnými slupkami (inertní plyny). **Van der Waalsovy síly** mezi těmito atomy jsou způsobeny přitažlivou interakcí mezi elektrickými dipóly.

Molekuly vody mají značný dipólový moment a vytvářejí vodíkovou vazbu. V ledu například je kohezní energie na molekulu asi 0.5 eV. I atomy, které nemají permanentní dipólový moment, jsou touto vazbou svázány; vazba působí mezi fluktuacemi elektronové hustoty. Kohezní energie této vazby je velmi slabá (CH₄ má kohezní energii 0.1 eV na molekulu a tuhý Ar asi 0.078 eV).

Vlastnosti: malá soudržnost, málo mechanicky odolné, nízký bod tání a varu, nízké sublimační teplo. Příklady: led, HCl, CO₂, ...

Pevné látky – krystaly

Elektrony a vazby ovlivňují:

- Elektrické vlastnosti – E , D
- Magnetické vlastnosti – B , H
- Optické vlastnosti – index lomu n
- Specifické teplo, tepelná vodivost, ...

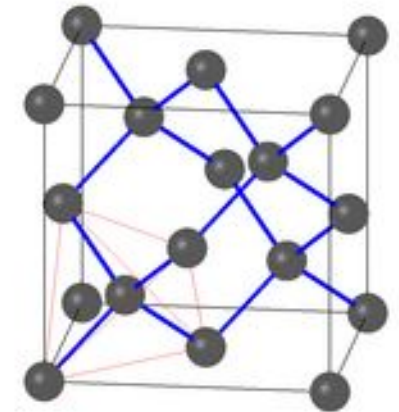
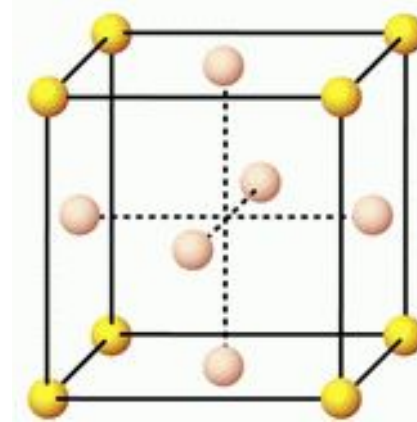
Čisté vs „špinavé“ či s defekty.

Dále nás budou zajímat pouze krystalické pevné látky. Ne např. amorfní.

Struktura – defekty – mechanické vlastnosti.

Měď Cu ($Z=29$):

elementární buňka plošně centrovaná (fcc) –
 hustota 8.96 g/cm^3 – mřížkový parametr 3.61 \AA
 Elektronová konfigurace $[\text{Ar}] 3d^{10} 4s^1$



Křemík ($Z=14$):

diamantová struktura –
 hustota 2.33 g/cm^3 – mřížkový parametr 5.43 \AA
 Elektronová konfigurace $[\text{Ne}] 3s^2 3p^2$

Pozn: mřížkový parametr Ge je 5.66 \AA ,
 hustota 5.325 g/cm^3

Elektrické a optické vlastnosti tuhých látek

Elektrické vlastnosti pevných látek.

Optické vlastnosti pevných látek.

Vždy jde o vliv elektronů v závislosti na (modelech) uspořádání atomů!

Pásová struktura pevných látek.

Izolanty, kovy, polovodiče.

III.2. Klasický model volných elektronů v kovu

Drudeho model elektronového plynu

Základní předpoklady modelu:

- každý atom kovu „věnuje“ do elektronového plynu V elektronů (V je valence atomu – sloupec v periodické soustavě prvků)
- elektrony jsou volné (tj. nepůsobí na ně žádná síla)
- elektrony jsou nezávislé (tj. nepůsobí na sebe navzájem)
- rychlosti elektronu jsou náhodné a řídí se Maxwellovou–Boltzmannovou statistikou
- elektrony se srážejí s ionty; rychlost elektronu po srážce nezávisí na jeho rychlosti před srážkou

Hustota elektronů v plynu:

$$n = V n_{\text{atom}} = V \frac{N_A \rho}{M_m} \quad (\text{III.5})$$

N_A je Avogadrova konstanta, ρ je hustota kovu a M_m je jeho molární hmotnost. Hustota elektronů v plynu je řádově $10^{22} - 10^{23} \text{ cm}^{-3}$. Ideální plyn za normálních podmínek má hustotou částic asi $1000\times$ menší.

Elektrická vodivost klasického elektronového plynu

Bez vnějšího elektrického pole je rozdělení rychlostí elektronů náhodné se střední hodnotou

$$\langle v \rangle = 0 \quad (\text{III.6})$$

Střední kvadratická rychlost elektronů závisí na teplotě vztahem

$$\langle v^2 \rangle = \frac{3k_B T}{m} \quad (\text{III.7})$$

$k_B \approx 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K} \approx 8.6 \text{ eV/K}$ je Boltzmannova konstanta, m je hmotnost elektronu.

Z (III.7) plyne střední kvadratická rychlost elektronového plynu za pokojové teploty asi 60 km/s.

Protože je střední rychlost elektronů nulová, nedochází **bez vnějšího elektrického pole** k makroskopickému přenosu elektrického náboje.

Co se stane po přiložení elektrického pole?

Ve **vnějším elektrickém poli** působí na (zcela volné) elektrony elektrostatická síla a mezi srážkami se elektrony pohybují rovnoměrně zrychleně.

Označme τ střední dobu mezi dvěma následujícími srážkami elektronu – **relaxační doba**.

Srážkou elektron získanou rychlost ztratí a jeho rychlostní rozdělení je zase dáno

Maxwellovou–Boltzmannovou statistikou.

Driftová rychlost v_D je střední rychlost elektronů v plynu v elektrickém poli, lze odvodit vzorec:

$$v_D = \frac{e E \tau}{m} \quad (\text{III.8})$$

Díky této rychlosti dochází k makroskopickému přenosu elektrického náboje.

Hustota elektrického proudu j

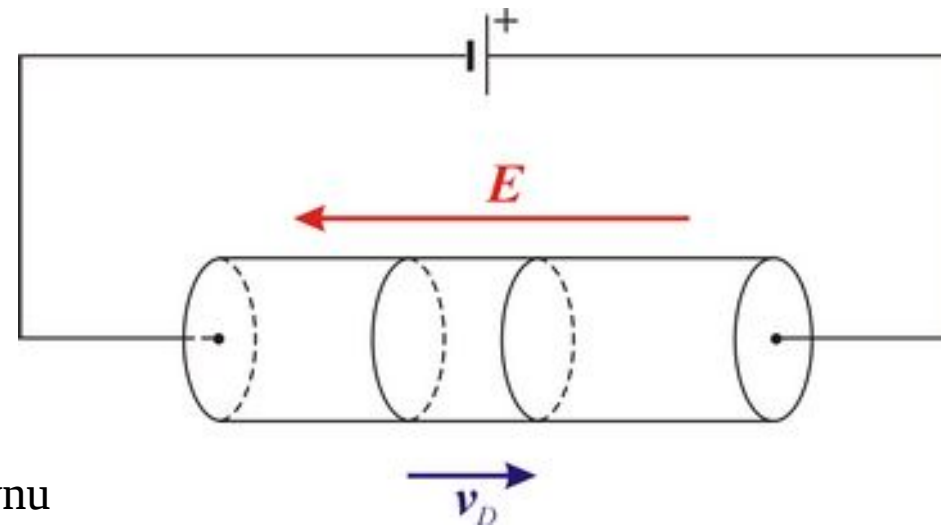
$$j = n e v_D = \frac{n e^2 \tau}{m} E \quad (\text{III.9})$$

Ohmův zákon v diferenciálním tvaru je

$$j = \sigma E$$

a tedy **specifická elektrická vodivost** elektronového plynu

$$\sigma = \frac{n e^2 \tau}{m} \quad (\text{III.10})$$



Z naměřených hodnot elektrické vodivosti σ a vypočtených hodnot n vyplývá relaxační doba elektronu řádově 10^{-15} s.

Definujme střední **volnou dráhu elektronu**

$$L = \tau \sqrt{\langle v^2 \rangle} \quad (\text{III.11})$$

Dosazením číselných hodnot vyjde L řádově 10^{-10} m, tj. vzdálenost mezi sousedními atomy v krystalu. Z toho vyplývá, že ke srážkám elektronů dochází s ionty.

ALE: Tento závěr je **nesprávný**. Ve skutečnosti je L řádově $100\times$ delší a tedy i střední kvadratická rychlost elektronů $100\times$ větší. Důvod – klasická Maxwellova–Boltzmannova statistika se nedá pro elektronový plyn použít.

Číselně pro Cu: $\tau = 2.5 \cdot 10^{-14}$ s, $\sqrt{\langle v^2 \rangle} = 1.17 \cdot 10^5$ m/s, $L = 2.6 \cdot 10^{-10}$ m $\approx a$

Tento Drudeho model dobře popisuje elektrické jevy (vodivost stejnosměrná i střídavá), Hallův jev, tepelnou vodivost ... ale ne tepelnou kapacitu.

Zapneme **periodické vnější elektrické pole** → **volné elektrony vykonávají nucené harmonické kmity**.
 Výchylky elektronů x vedou k polarizaci elektronového plynu – **elektronová polarizace**.

Vlastní kmity elektronového plynu:

Vratná síla
$$F = -x \frac{ne^2}{\epsilon_0} \quad (\text{III.12})$$

Pohybová rovnice
$$m\ddot{x} + \frac{ne^2}{\epsilon_0} x = 0 \quad (\text{III.13})$$

Rezonanční frekvence – **plazmová frekvence**

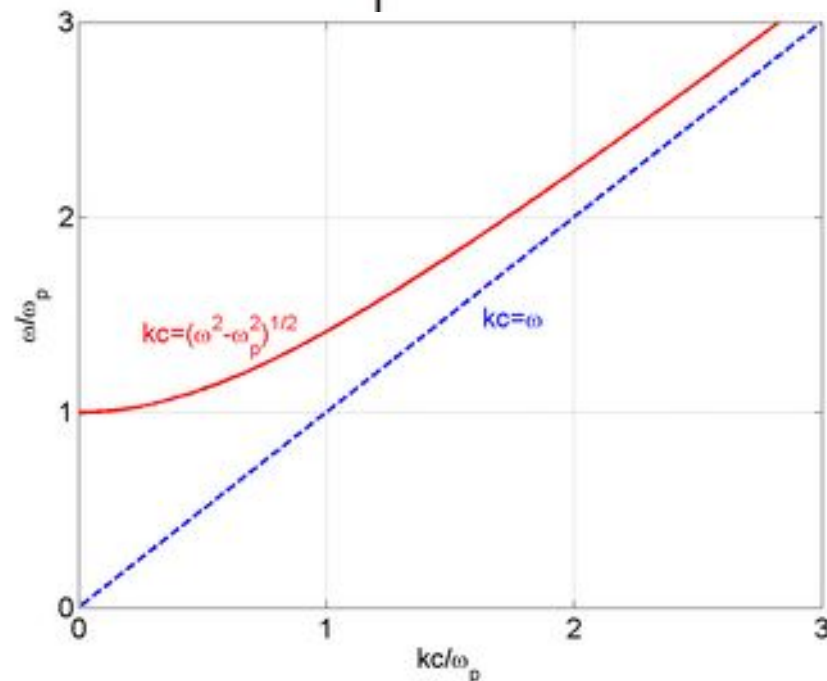
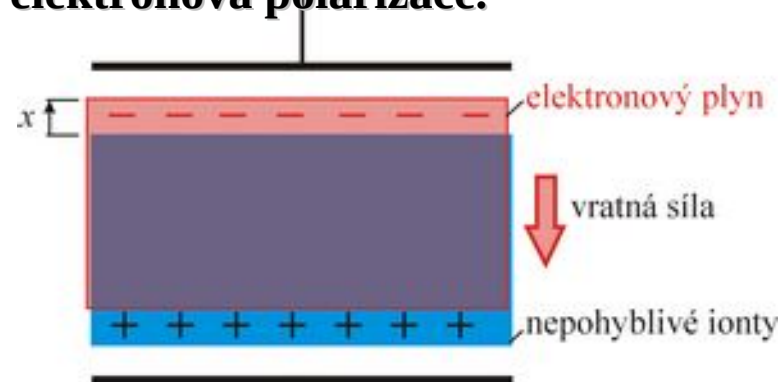
$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{m\epsilon_0}} \Rightarrow \omega_p \propto \sqrt{n} \quad (\text{III.14})$$

Z Maxwellových rovnic plyne závislost mezi vlnovým vektorem a frekvencí elektromagnetické vlny šířící se elektronovým plynem

$$c^2 k^2 = \omega^2 - \omega_p^2 \quad (\text{III.15})$$

Elektronovým plynem se nemůže šířit elektromagnetická vlna s frekvencí $\omega < \omega_p$

→ elektromagnetické vlnění s touto frekvencí se od rozhraní elektronový plyn–vakuum **totálně odráží** i při kolmém dopadu.



Vynucené kmity volného elektronu ve vnějším periodickém elektrickém poli – s tlumením:

$$m \ddot{x} + m \dot{x} / \tau = e E e^{-i\omega t}$$

Výchylka kmitů je
$$x = -\frac{e E}{m} \frac{\tau}{\omega^2 \tau + i \omega} e^{-i\omega t}$$

Polarizace elektronového plynu
$$P = n e x = -\frac{n e^2 E}{m} \frac{\tau}{\omega^2 \tau + i \omega} \equiv \varepsilon_0 (\varepsilon - 1) E$$

Odtud relativní permitivita $\varepsilon = \varepsilon_r$ elektronového plynu

$$\varepsilon = \varepsilon' + i \varepsilon'', \quad \varepsilon' = 1 - \frac{(\omega_p \tau)^2}{1 + (\omega \tau)^2}, \quad \varepsilon'' = \frac{\omega_p^2 \tau}{\omega (1 + (\omega \tau)^2)}$$

Odrazivost se blíží k jedné pro $\omega < \omega_p$

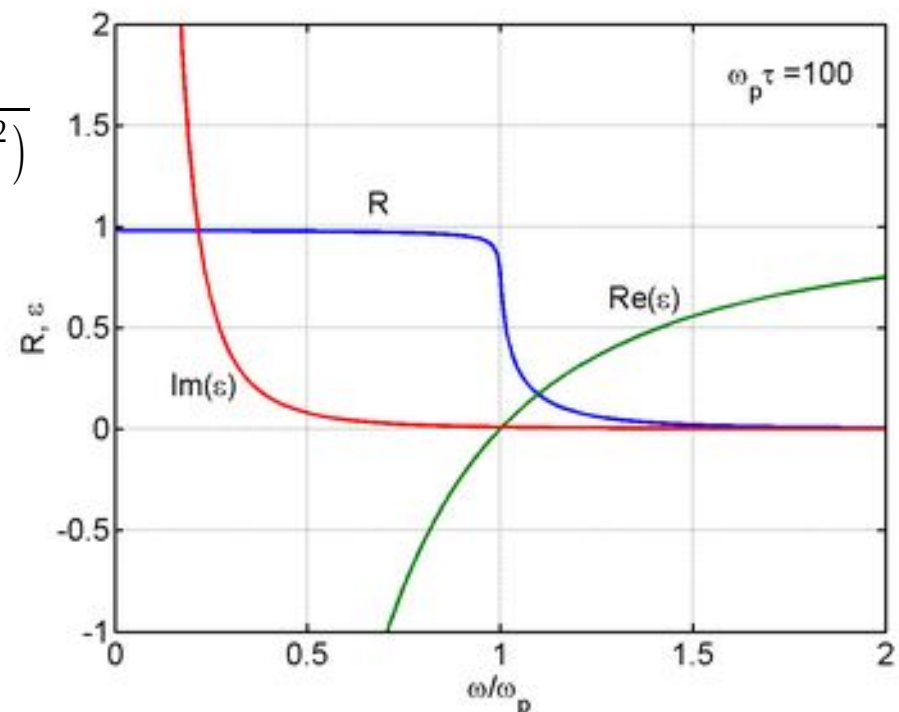
Plazmová frekvence sodíku:

$$\omega_p \approx 8.97 \cdot 10^{15} \text{ rad/s} \approx 5.9 \text{ eV}$$

$$\lambda_p \approx 210 \text{ nm}$$

... blízká UV oblast

→ **sodík je lesklý ve viditelné oblasti spektra.**



III.3. Kvantový model volných elektronů v kovu

Pauliho vylučovací princip: V témže jednoelektronovém stavu mohou být nanejvýš dva elektrony s opačným spinem.

Maxwellova–Boltzmannova statistika tomuto principu nevyhovuje: **při nulové teplotě** jsou všechny elektrony v témže stavu s nulovou rychlostí a nulovou kinetickou energií.

Fermiho–Diracova statistika: Při nulové teplotě jsou obsazeny dvěma elektrony všechny stavy s energiemi menšími nebo rovny **Fermiho energii**

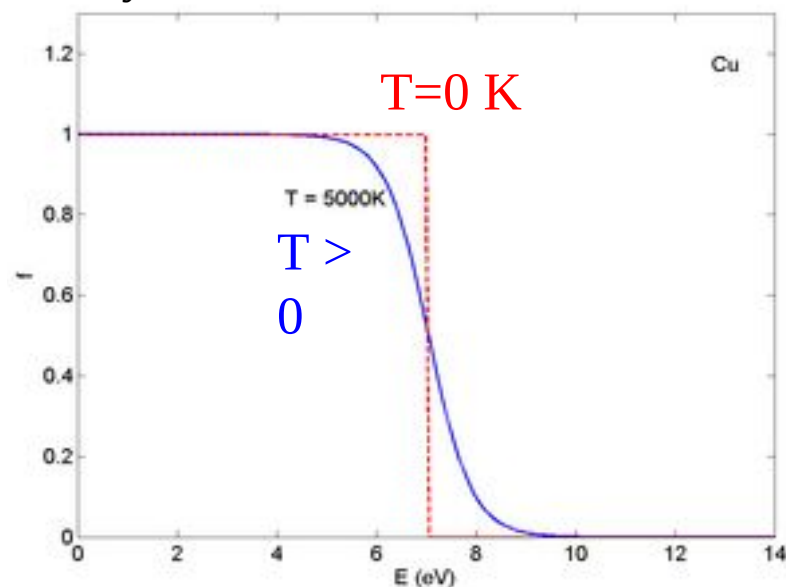
$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3} \quad (\text{III.16})$$

Pauliho princip: není možné daný stav obsadit více než dvěma elektrony.

Za vyšších teplot jsou některé stavy s energií menší než E_F volné a některé stavy nad E_F obsazené.

Pravděpodobnost nalezení obsazeného stavu:

Při vysokých teplotách přechází Fermiho–Diracova statistika v klasickou Maxwellovu–Boltzmannovu statistiku.



Elektrická vodivost elektronového plynu – Sommerfeldova teorie a kvantový popis

V nulovém vnějším poli a při nulové teplotě jsou v rychlostním prostoru obsazeny všechny stavy s rychlostmi

$$\frac{1}{2}m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) \leq E_F \quad (\text{III.17})$$

Maximální rychlost **neuspořádaného** pohybu – **Fermiho rychlost** $v_F = \sqrt{\frac{2E_F}{m}}$ (III.18)

Cu: $E_F = 7.05 \text{ eV}$, $v_F = 1.57 \cdot 10^6 \text{ m/s}$

Ve vnějším elektrickém poli získají elektrony **driftovou rychlost** v_D (rychlost **uspořádaného** pohybu).

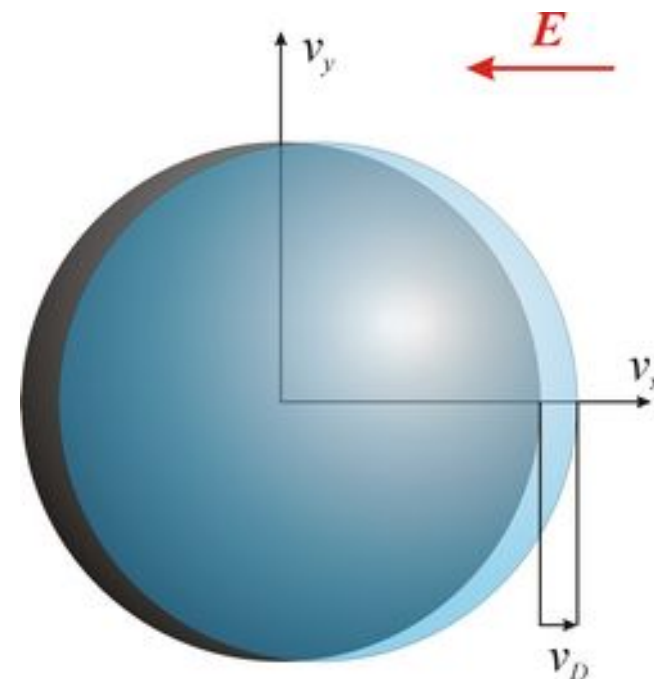
Číselně: Cu: $v_D = 4.4 \text{ mm/s} \ll v_F$

Koule obsazených stavů v rychlostním prostoru se vlivem vnějšího elektrického pole jen velmi málo posune, na přenosu náboje se podílejí jen elektrony s rychlostí v_F .

Střední volná dráha elektronů je tedy

$$L = \tau v_F \quad (\text{III.19})$$

Číselně: Cu: $L = 3.9 \cdot 10^{-8} \text{ m} \gg a$

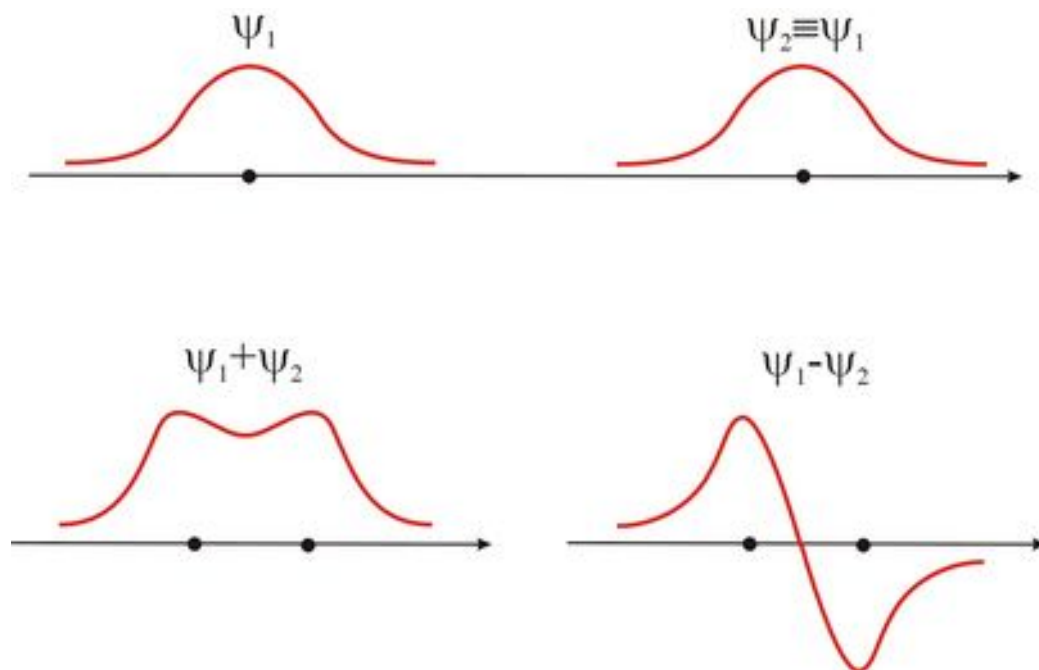


III.4. Pásová teorie elektronů v pevné látce

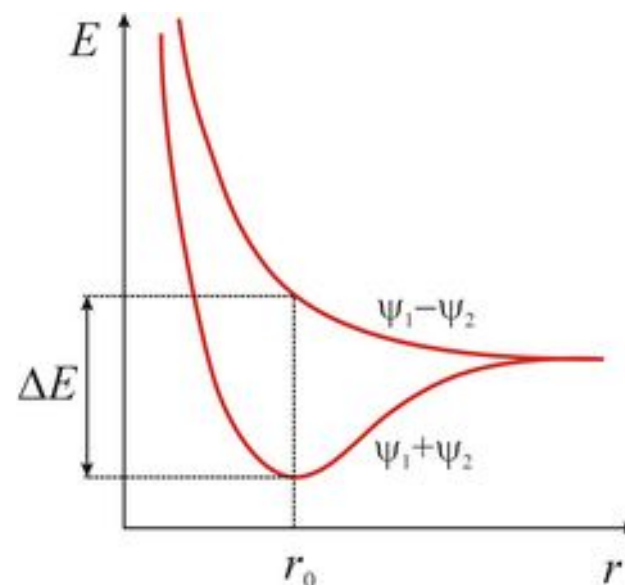
„Sestavme“ krystal tuhé látky postupným přibližováním izolovaných N **identických atomů** .

Jsou-li atomy velmi vzdáleny, energiové hladiny jejich elektronových obalů jsou $N \times$ degenerovány. Díky interakci mezi atomy (překryv vlnových funkcí elektronů v různých atomech) se tato degenerace snímá a vznikají **energiové pásy**.

Případ dvou atomů, každý s 1 elektronem v s stavu:



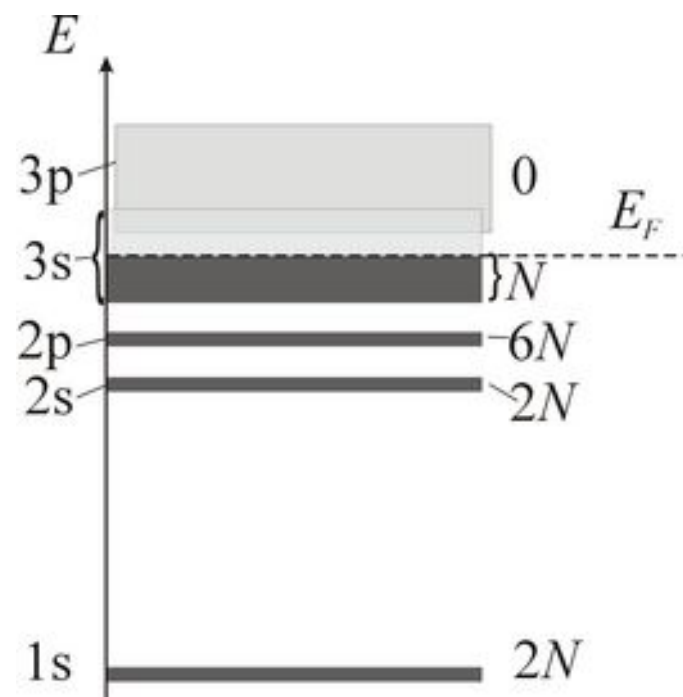
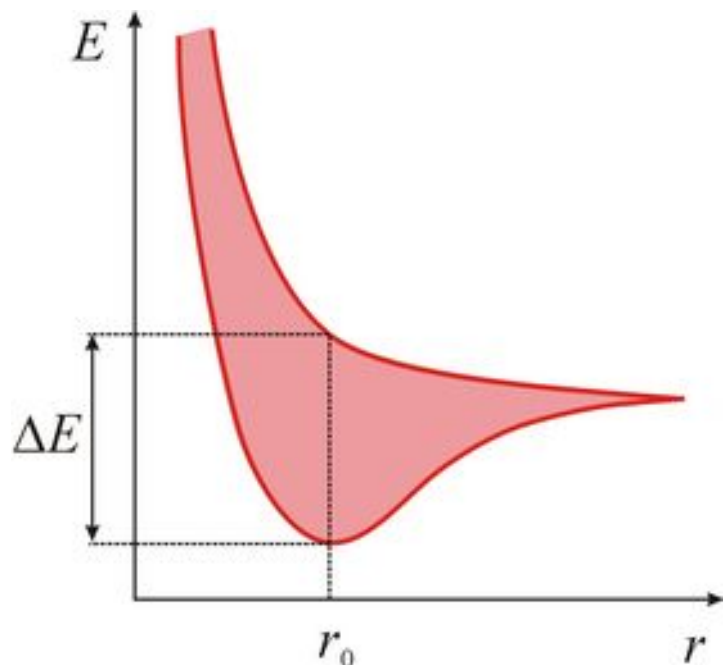
Rozštěpení energiových hladin:



N atomů

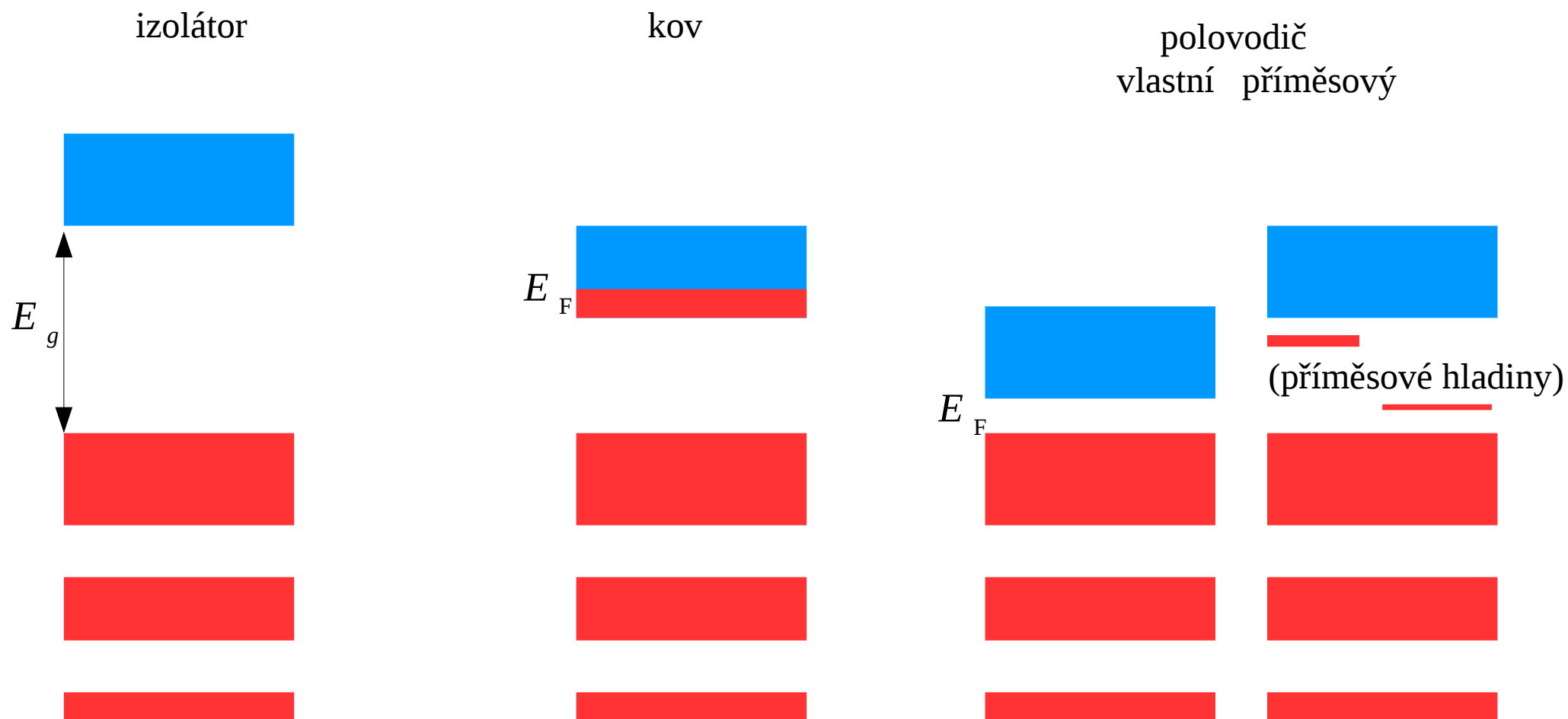
Příklad: pásové schéma Na:

$Z=11 \rightarrow 1s^2 2s^2 2p^6 3s^1 = 11$ elektronů



každý energiový pás může obsahovat nanejvýš $2N(2l+1)$ elektronů

Šířka zakázaného pásu E_g (g=gap) a Fermiho energie E_F



E_F – nejvyšší zaplněná energetická hladina v základním stavu.

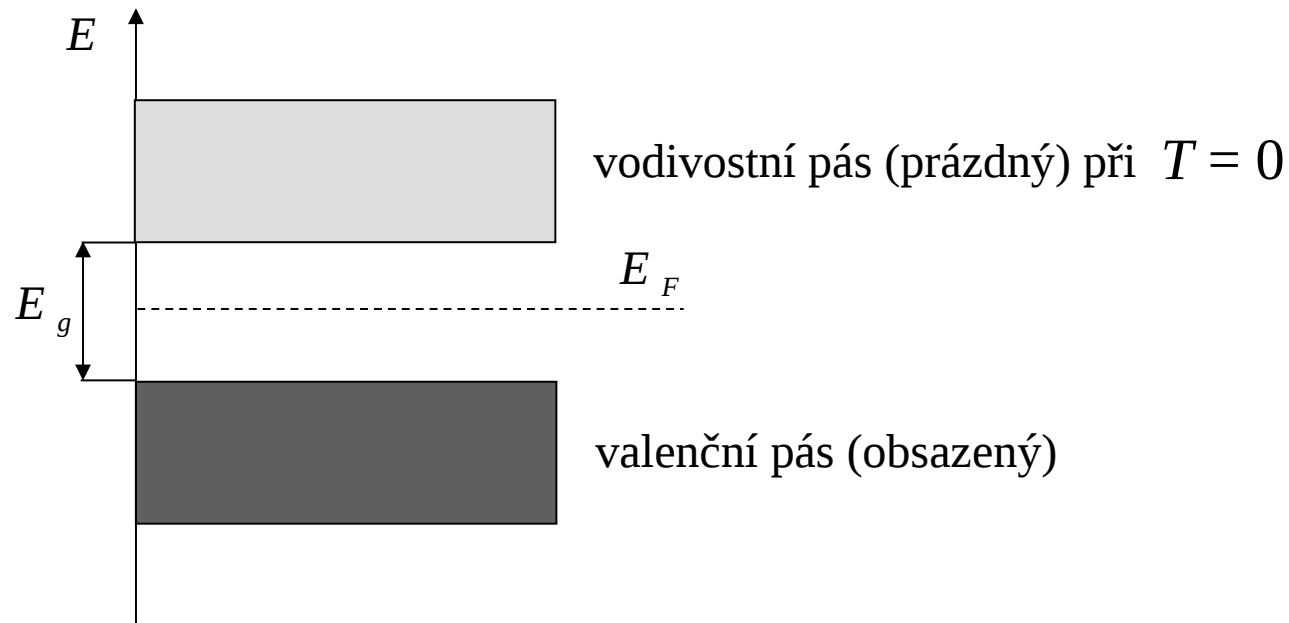
Pravděpodobnost přechodu – exponenciální.

Teplotní závislost.

Kovy: energiový pás je částečně zaplněn (Na). Působením vnějšího elektrického pole může elektron získat kinetickou energii driftového pohybu ... vedení elektrického proudu.

Izolanty: energiový pás (valenční pás) je zcela zaplněn, další energiový pás (vodivostní pás) je volný. Šířka zakázaného pásu (energy gap E_g) je mnohem větší než $k_B T$.

Číselně: Při pokojové teplotě $T = 300$ K: $k_B T = 0.025$ eV = 25 meV.

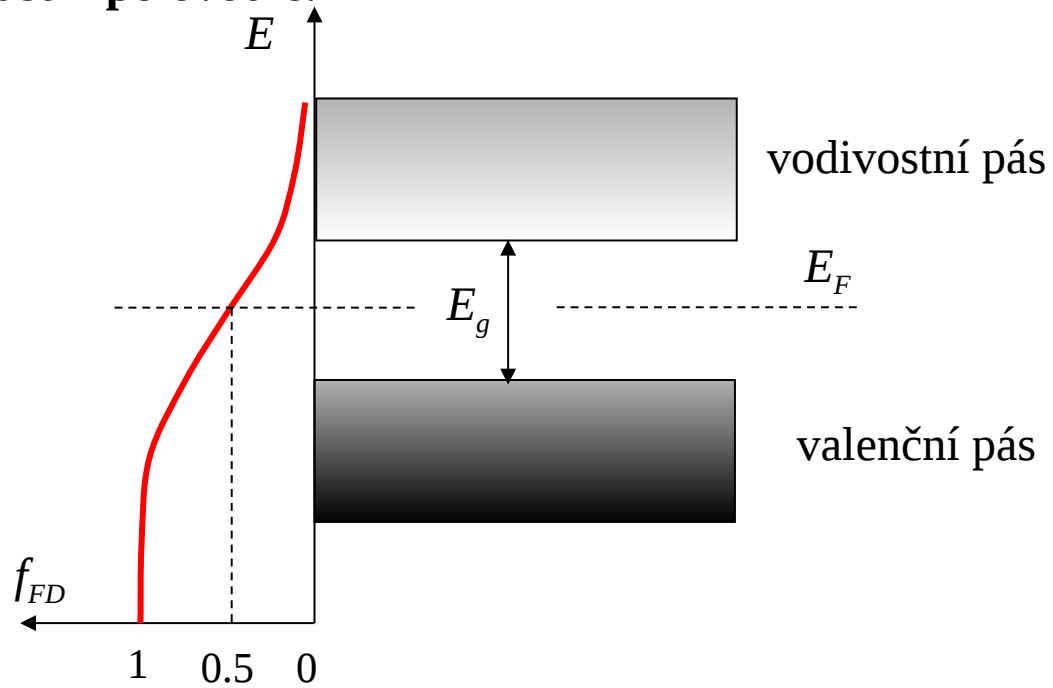


Polovodiče: zakázaný pás má šířku 1–2 eV nebo menší. Při $T = 0$ K je vodivostní pás volný a materiál nevede elektrický proud. S rostoucí teplotou roste hustota n elektronů ve vodivostním pásu a roste jeho specifická vodivost:

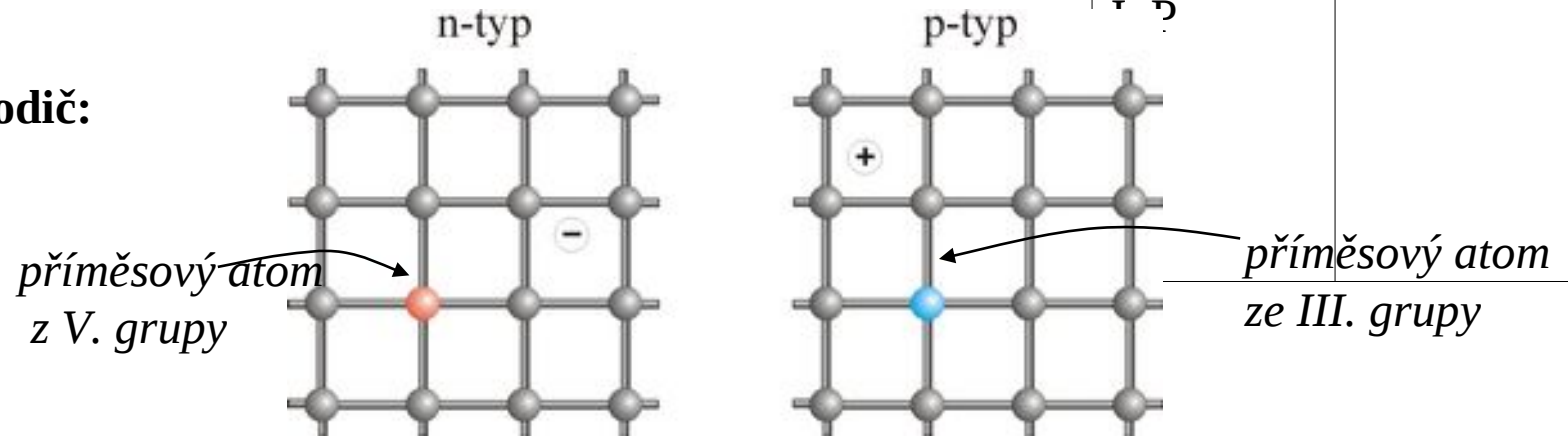
$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m} \quad (\text{III.20}) \quad (\tau \text{ klesá s teplotou, ale pomaleji, než } n \text{ roste)}$$

Pásové schéma polovodiče při $T > 0$

Vlastní polovodič:



Příměsový polovodič:



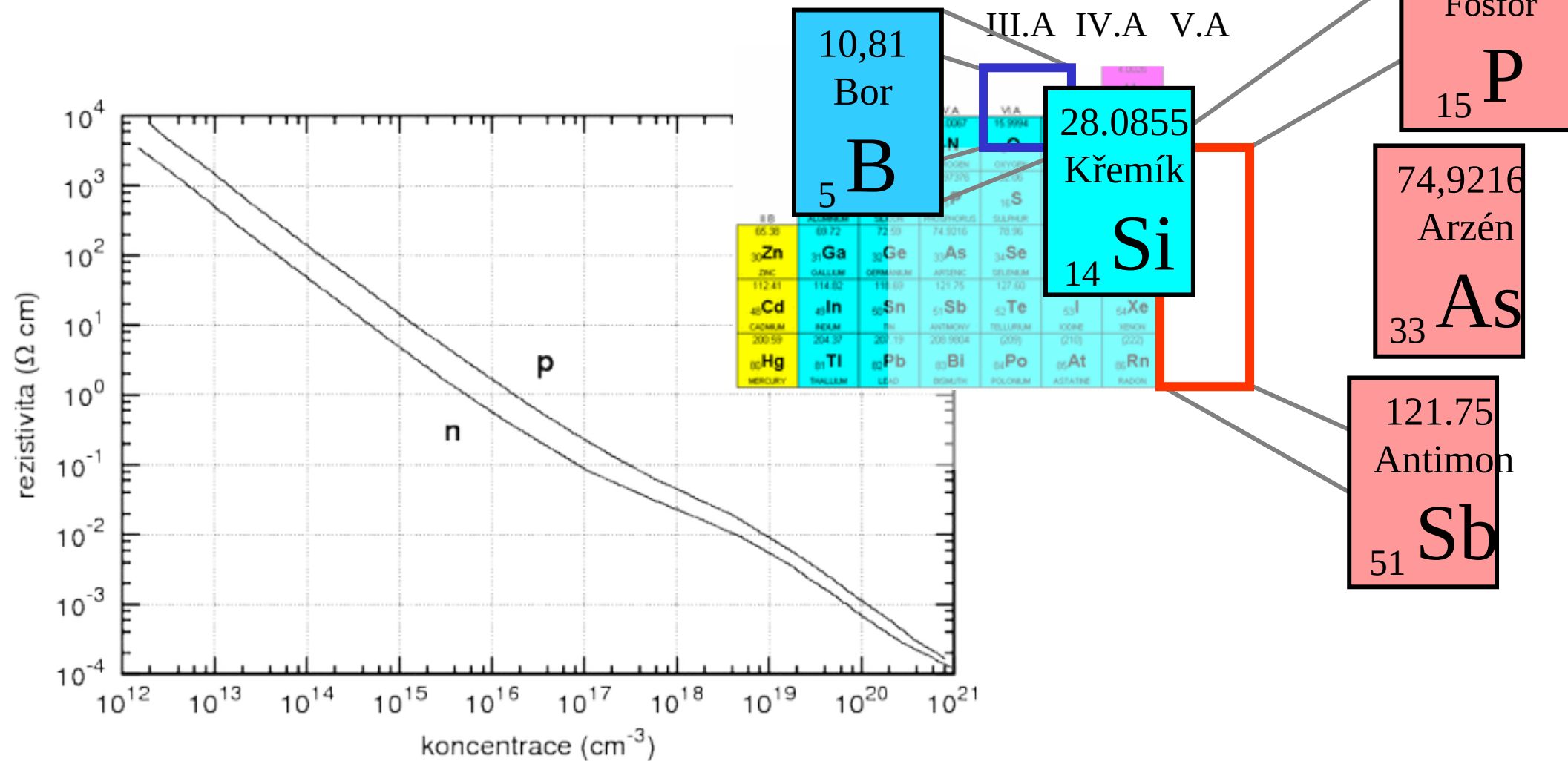
Šířky zakázaných pásů E_g
některých polovodičů:

polovodič	E_g (eV) při 300 K
Si	1.14
Ge	
GaAs	1.43
GaP	2.26

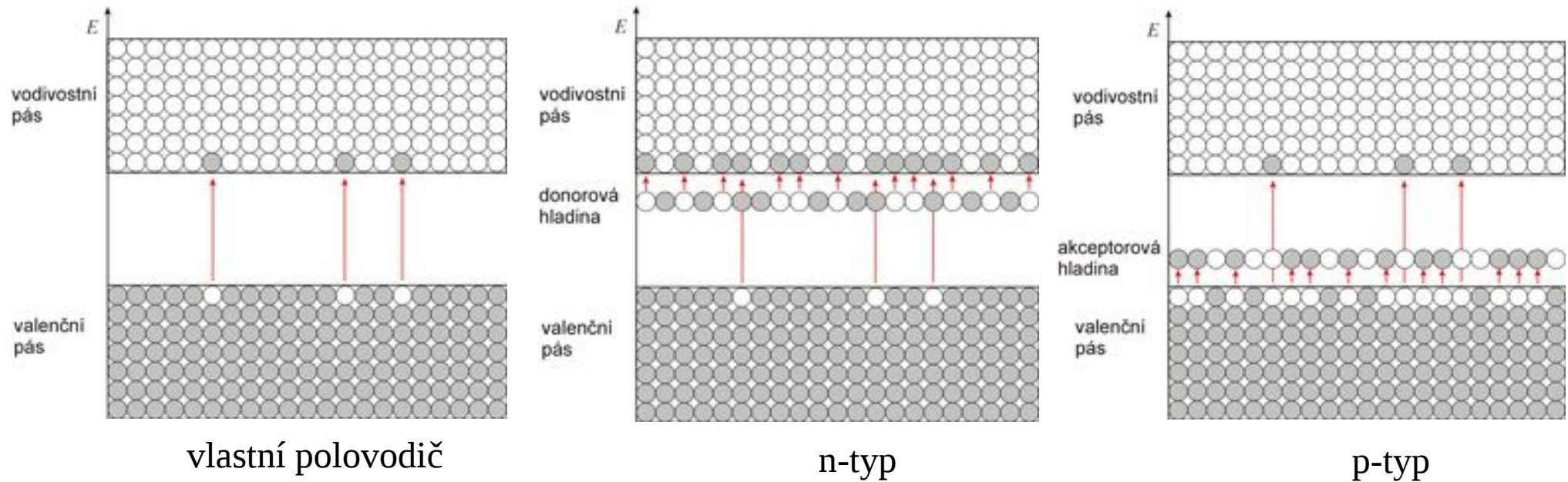
Křemík a dopanty

Krystalová mřížka křemíku obsahuje $5 \cdot 10^{22}$ atomů/cm³.

Rozsah koncentrací dopantů používaných v polovodičových součástkách je od 10^{14} do 10^{20} atomů dopantu/cm³.



Přechody elektronů z valenčního do vodivostního pásu při $T > 0$



Vlastní polovodič: hustota volných elektronů je rovna hustotě volných děr $n = p$

Polovodič typu n: hustota volných elektronů je větší než hustota volných děr $n > p$

Polovodič typu p: hustota volných elektronů je menší než hustota volných děr $n < p$

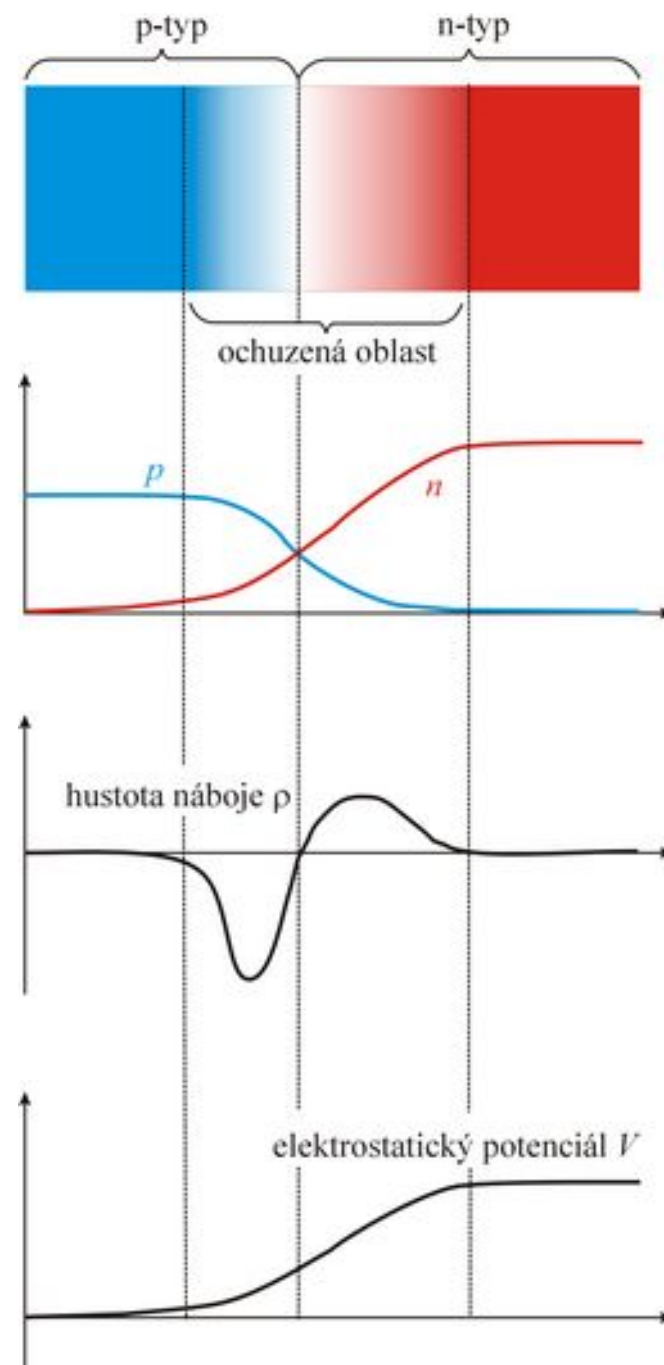
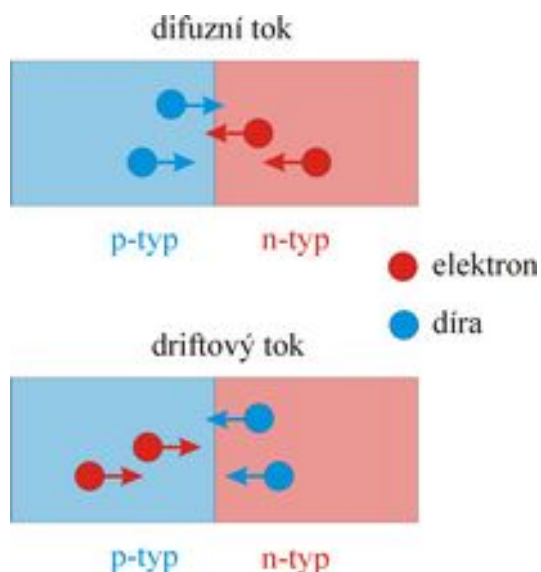
„Neměli bychom se zabývat polovodiči, ty jevy jsou způsobené nečistotami – kdo ví, zda polovodiče vůbec existují“ (W. Pauli, 1931).

III. 5. Polovodičové součástky

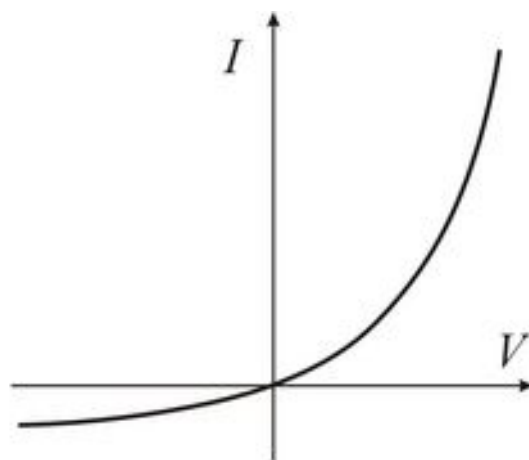
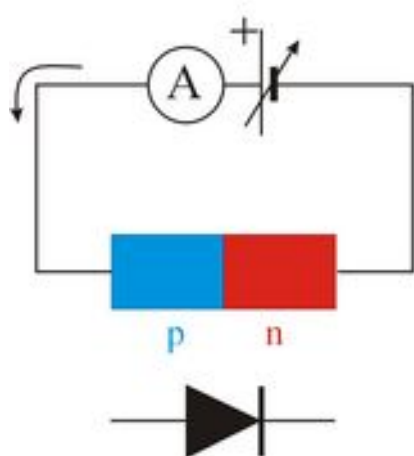
p-n přechod

Polovodič typu p je spojen s polovodičem typu n tak, aby nositelé náboje mohly volně procházet:

Rovnovážný stav – difúzní tok elektronů (děr) se právě kompenzuje **driftovým tokem** vyvolaným rozdílem potenciálů n-typu a p-typu (kontaktním potenciálem):



Polovodičová dioda



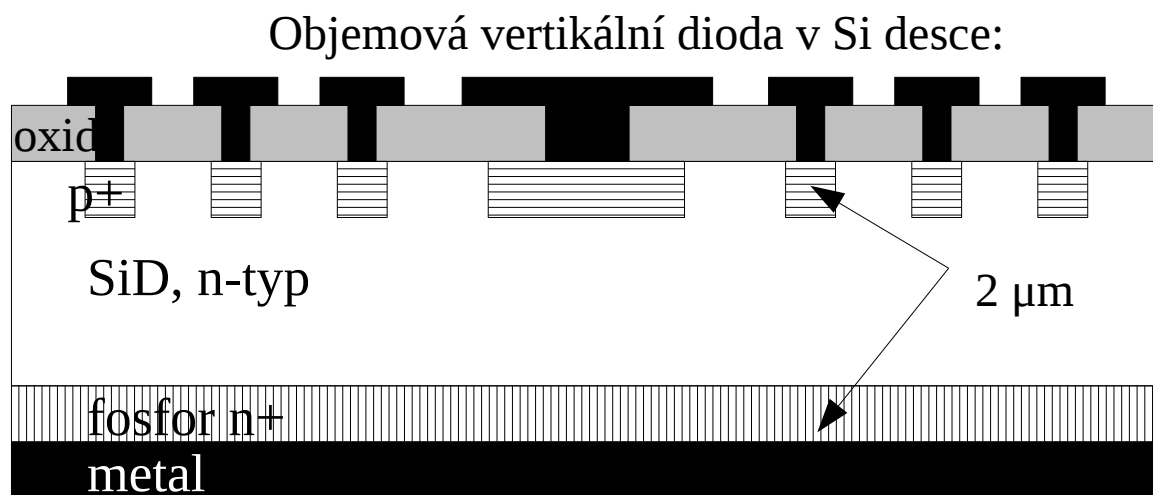
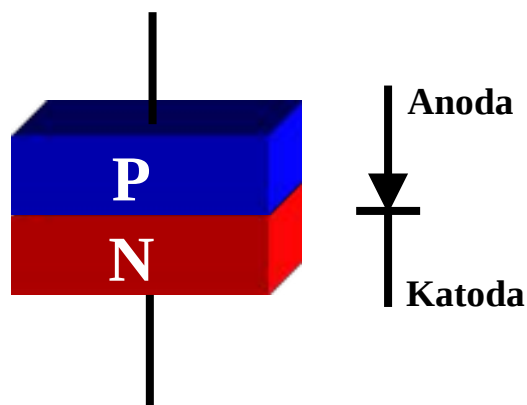
Voltampérová charakteristika

$$I = I_0 \left(e^{|e|V/k_B T} - 1 \right) \quad (\text{III.21})$$

I_0 : saturační proud; V napětí

Usměrňovací efekt: dioda v propustném směru: + na p, - na n

dioda v závěrném směru: - na p, + na n



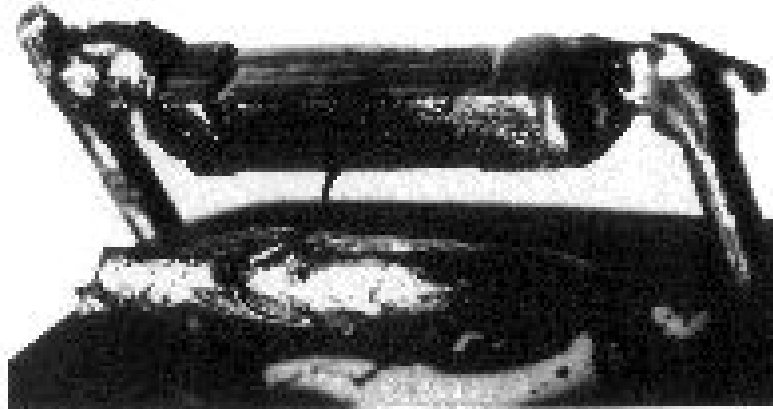
Bipolární tranzistor

John Bardeen, Walter Brattain, William Shockley
... prosinec 1947 (Nobelova cena 1956)

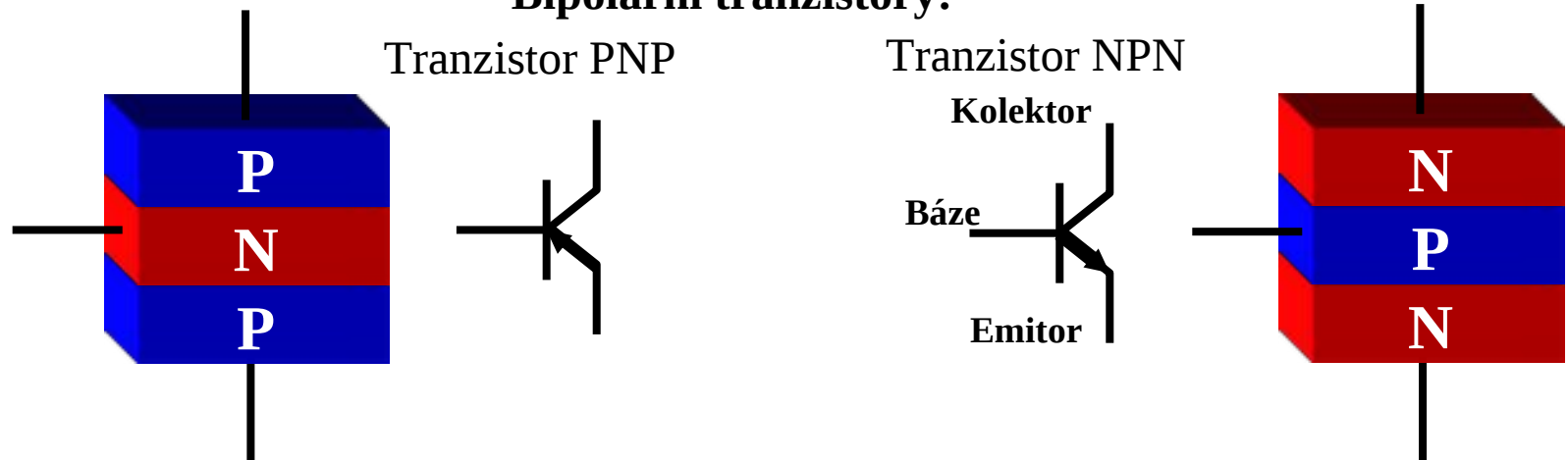
První (hrotový)
tranzistor (1947)



První slitinový tranzistor (1950)



Bipolární tranzistory:

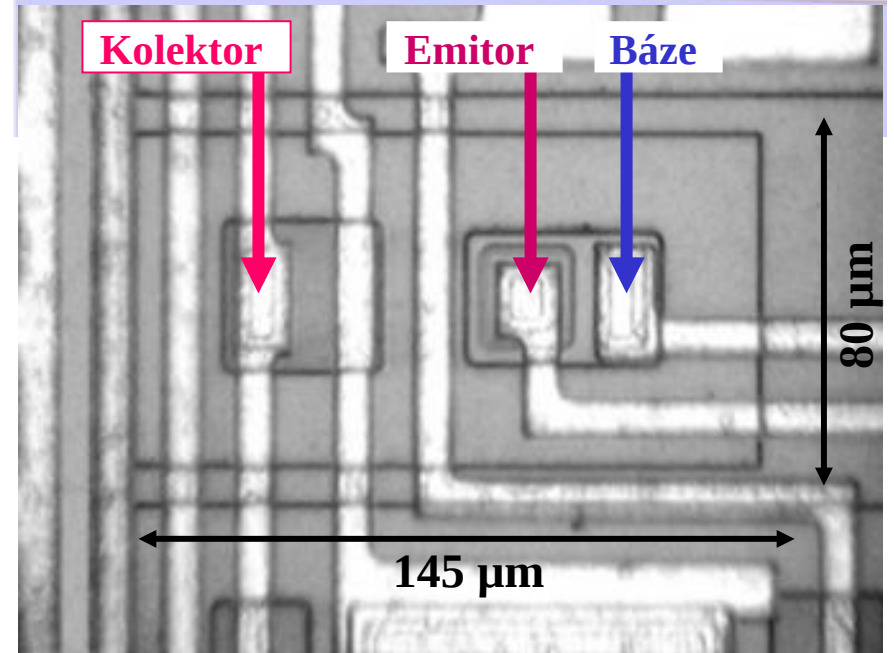
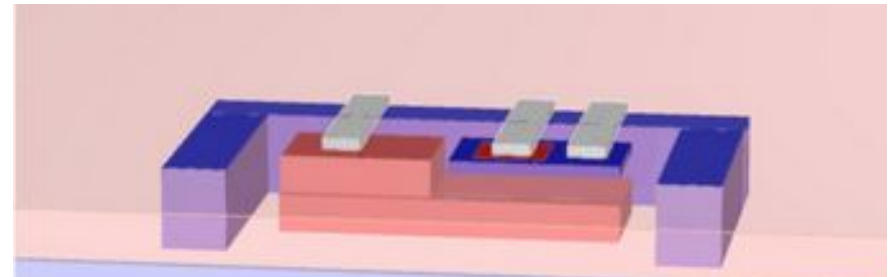
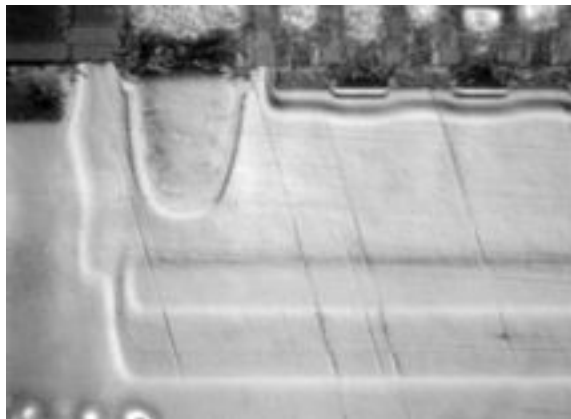
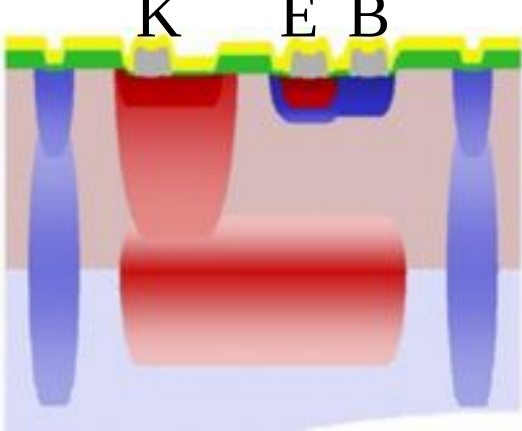


20 μm
340 μm

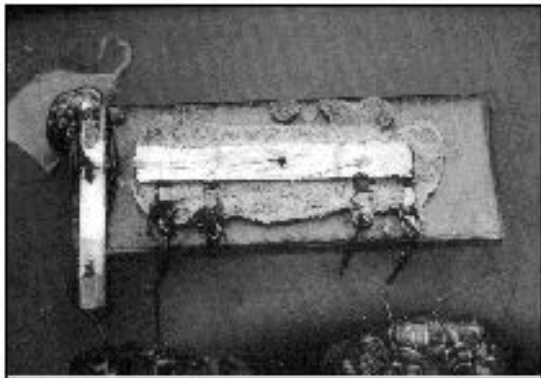
vertikální : horizontální 1 : 1



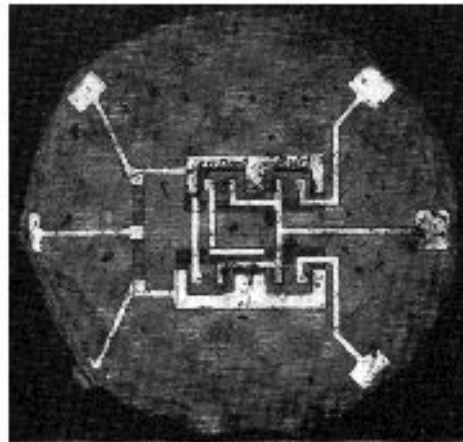
vertikální : horizontální 5 : 1



První integrované obvody



Kilby's wire-bonded IC -1958



Fairchild RTL IC - 1961

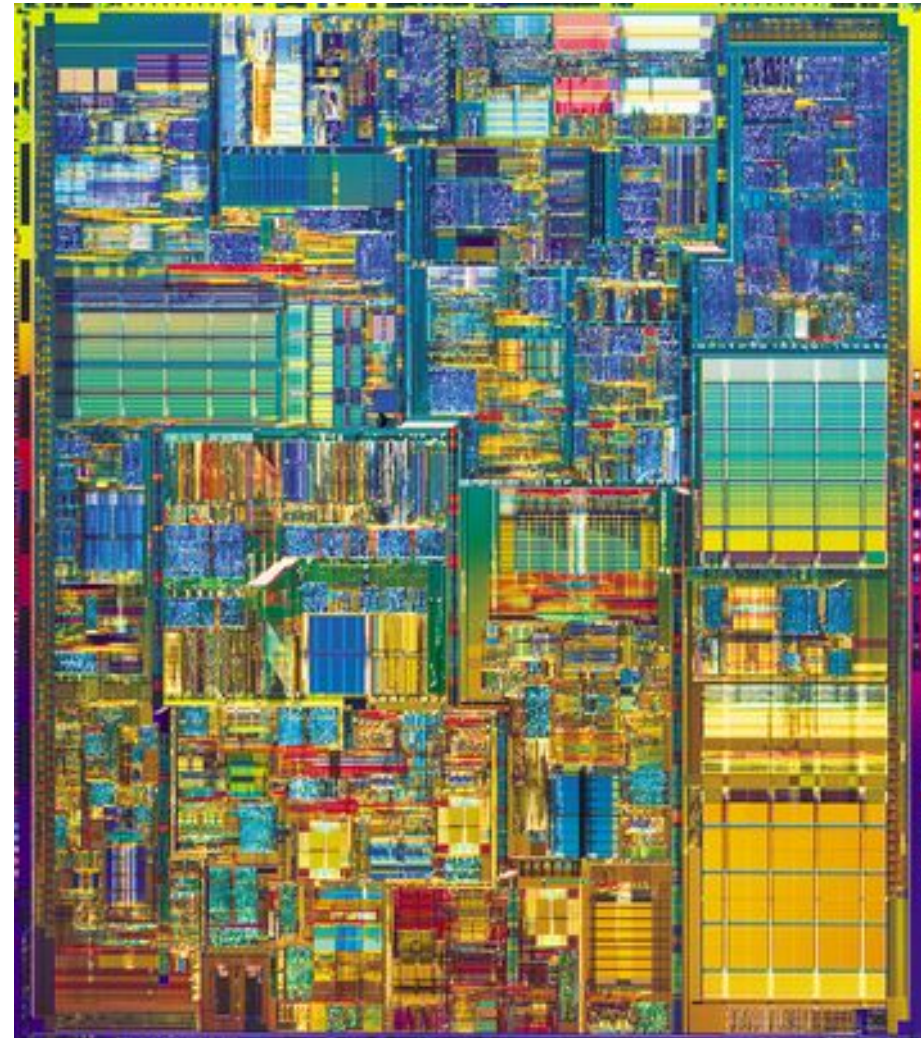


Součástky perfektně fungují ... **Moorův „zákon“**.

Robert Noyce a Gordon Moore – zakladatelé firmy Intel (Integrated Electronics Corporation – 1968).

ČR: Tesla Rožnov, později Tesla Sezam – Motorola, nyní ON Semiconductor Czech Republic.

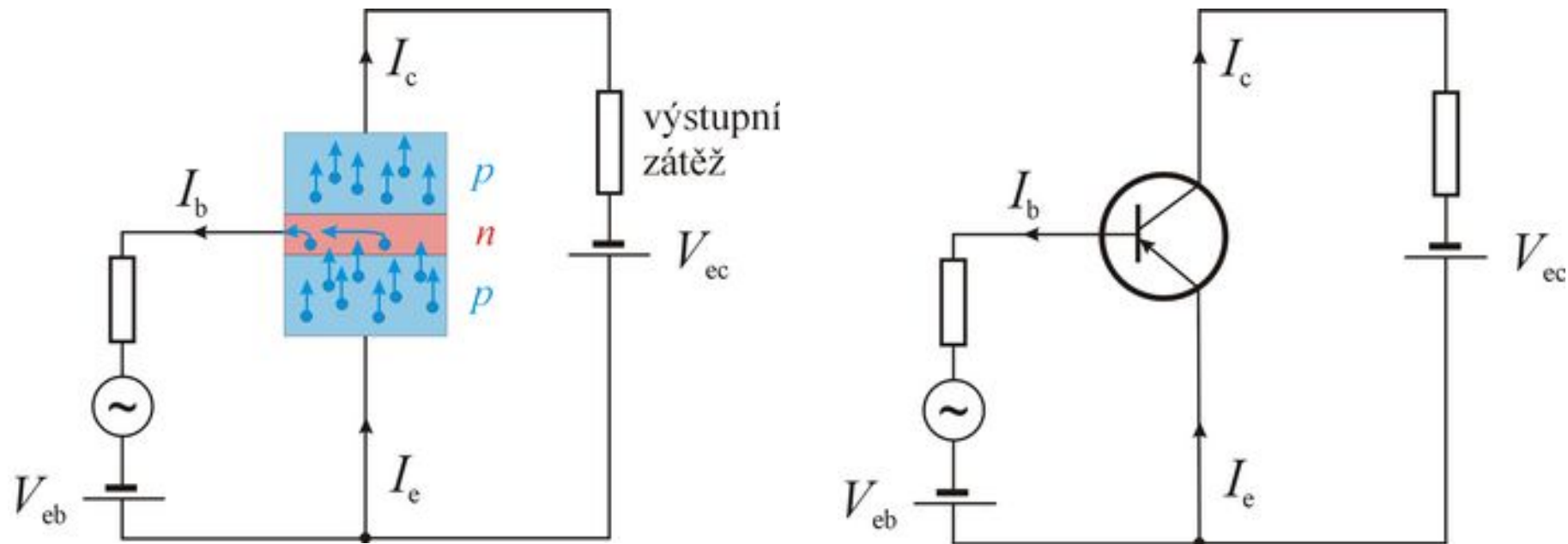
P rocesor Intel Pentium 4,
42·10⁶ tranzistorů,
kmitočet 1,5 GHz (2000)



Náročnost výroby – čisté bezprašné prostory – fotografie laboratoří na ÚFKL (třída čistoty 100, tj. max 100 částic větších než 0,5 mikrometru ve stopě krychlové. Procesy: litografie, oxidace, naprašování, sycení dopanty. Demineralizovaná voda, 18 M Ω .cm @ 25 °C. Čistota chemikálií: p.p.



Princip činnosti tranzistoru



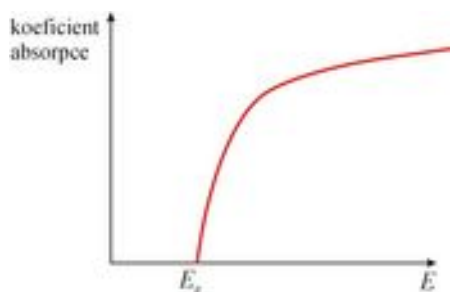
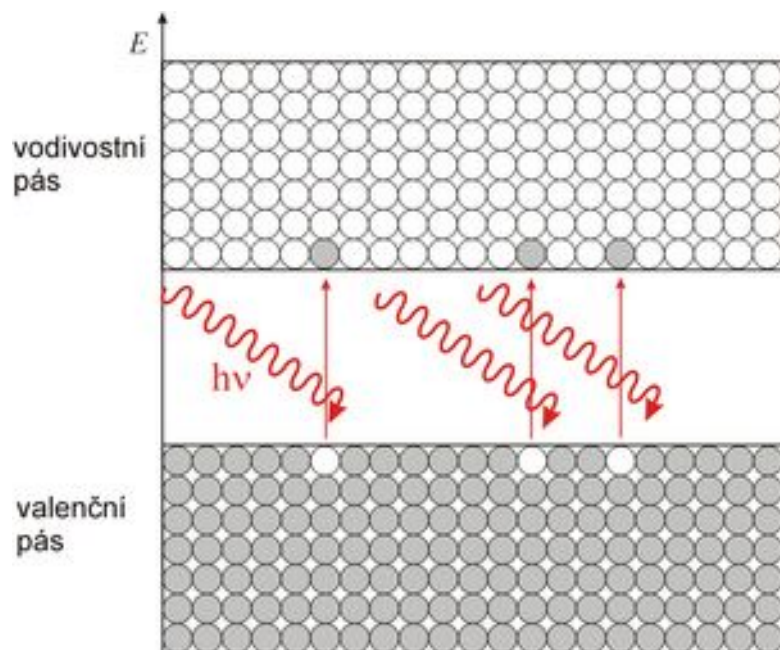
Přechod emitor–báze je polarizován v propustném směru, přechod báze–kolektor v závěrném směru. Emitorový proud je tvořen děrami driftujícími do báze. V bázi jsou díry minoritními nositeli proudu a rekombinují s volnými elektrony. Protože je báze velmi tenká, velká část těchto děr nerekombinuje a difúzí pronikne do kolektoru. Tato difúze je urychlována napětím mezi bází a kolektorem. Část děr v bázi je odváděna z báze. Proud báze I_b ovlivňuje kolektorový proud

$$I_c = \beta I_b \quad (\text{III.22})$$

Zesilovací činitel $\beta \approx 10 \div 100$

Světelná dioda – LED

Absorpce světla vlastním polovodičem

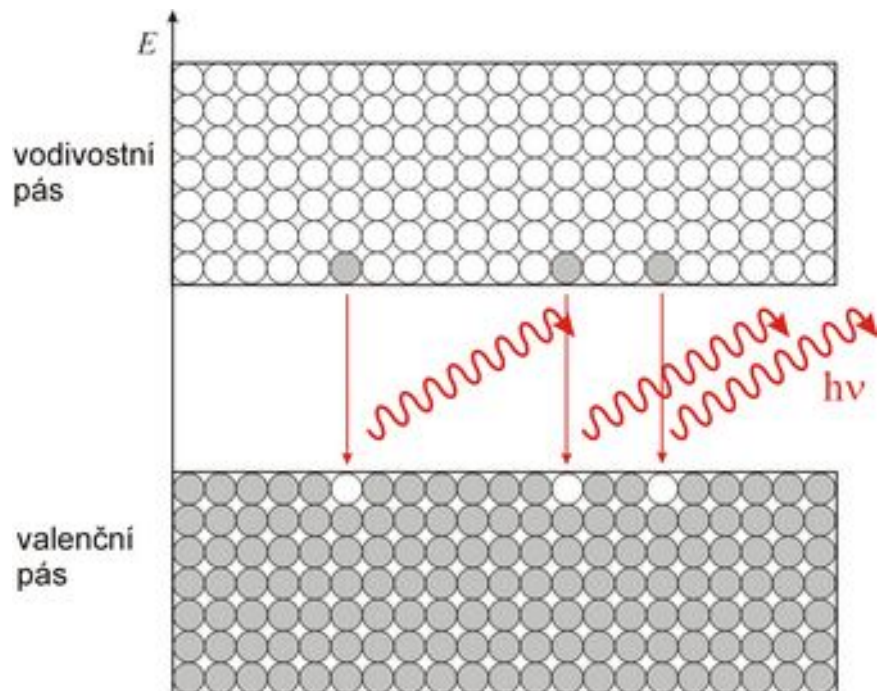


Polovodič absorbuje světlo o energii větší než je energie zakázaného pásu E_g , fotony s energií menší absorbovány nejsou a tudíž projdou.

Např. GaAs absorbuje světlo s energiemi nad 1.43 eV, tj. s vlnovými délkami pod 868 nm (IR světlo).

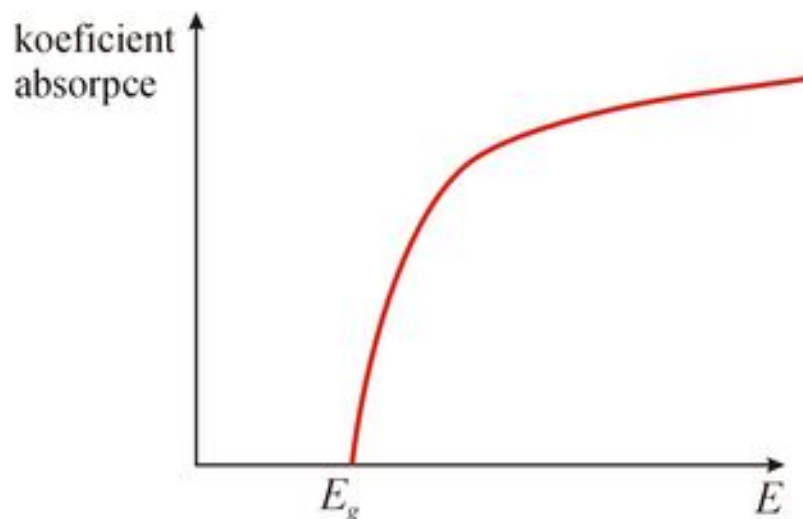
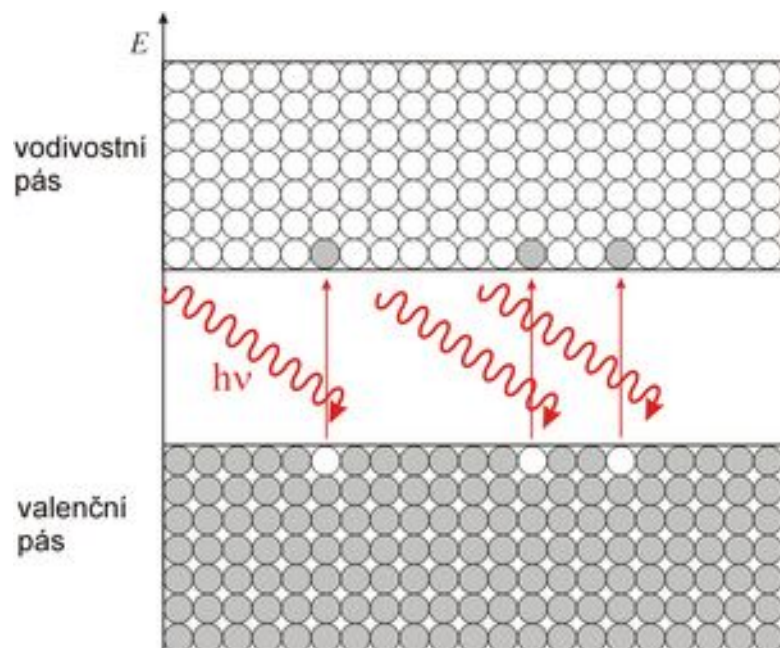
Emise je opačný proces – foton o energii E_g je uvolněn při přeskoku elektronu z vodivostního do valenčního pásu.

Emise světla vlastním polovodičem



Světelná dioda – LED

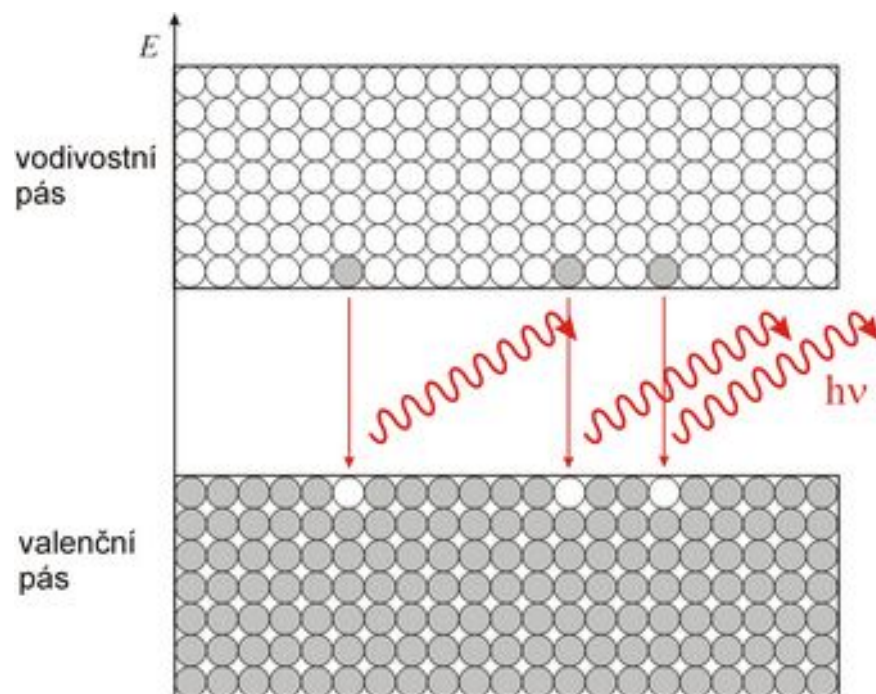
Absorpce světla vlastním polovodičem



Polovodič absorbuje světlo o energii větší než je energie zakázaného pásu, fotony s energií menší absorbovány nejsou a tudíž projdou.

Např. GaAs absorbuje světlo s energiemi nad 1.43 eV, tj. s vlnovými délkami pod 868 nm (IR světlo).

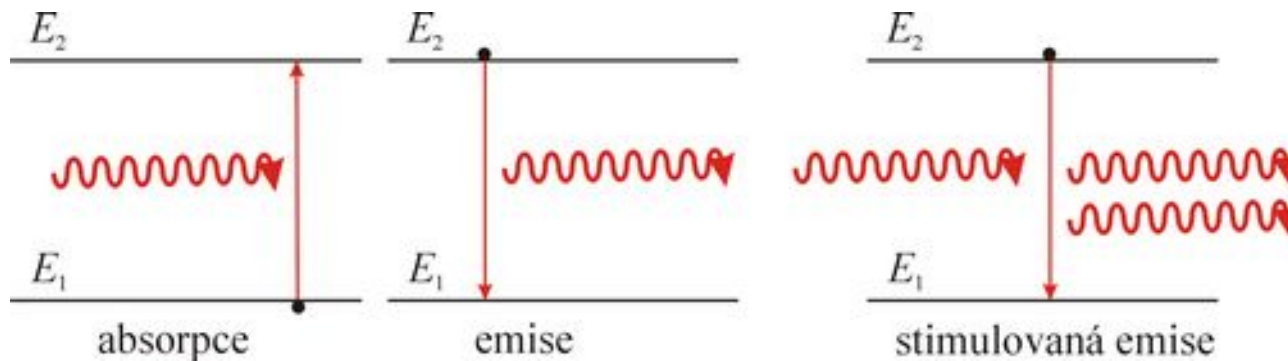
Emise světla vlastním polovodičem



Elektrony se do vodivostního pásu dostanou driftem přes p-n přechod, pak rekombinují s dírami ve vodivostním pásu.

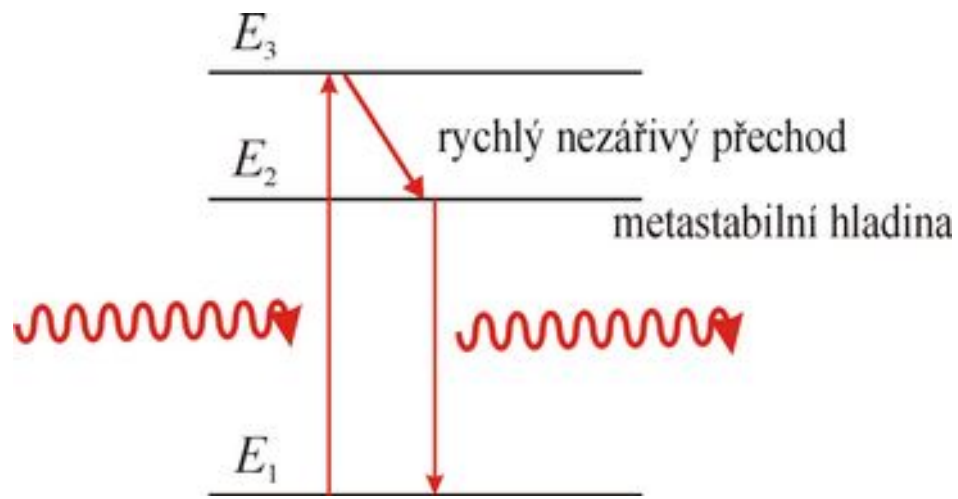
Polovodičové lasery

Spontánní a stimulovaná emise:



Podmínka existence stimulované emise – počet částic N_2 na vyšší energiové hladině E_2 musí být větší než počet částic N_1 na nižší energiové hladině E_1 .

Tříhladinový systém:



Popis stimulované emise:

Populace atomů v dvouhladinovém systému: $N_2/N_1 = e^{-hf/k_B T}$

Absorpce fotonu – přechod atomu ze stavu 1 do stavu 2: za 1 s přejde atomů $N_1 u(\omega, T) B_{12}$

Stimulovaná emise fotonu – přechod atomu ze stavu 2 do stavu 1 vlivem elektromagnetického pole – za 1 s přejde atomů $N_2 u(f, T) B_{21}$

Spontánní emise – přechod atomu ze stavu 2 do stavu 1 bez působení vnějšího pole:
za 1 s přejde atomů $N_2 A_{21}$

Termodynamická rovnováha: $N_1 u(f, T) B_{12} = N_2 u(f, T) B_{21} + N_2 A_{21}$

a odtud:
$$u(f, T) = \frac{A_{21}}{B_{12} e^{\hbar f/k_B T} - B_{21}}$$

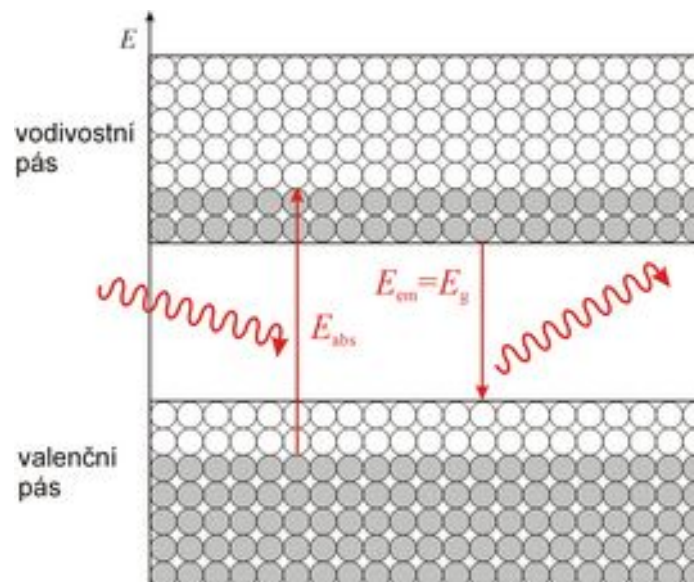
Srovnajme to s Planckovým zákonem:
$$u(f, T) = \frac{8\pi h f^3}{c^3} \frac{1}{e^{hf/k_B T} - 1}$$

Odtud vyplývá, že pravděpodobnost stimulované emise je rovna pravděpodobnosti absorpce:

$$B_{12} = B_{21}$$

Stimulovaná světelná emise v polovodiči:

$$E_{\text{abs}} > E_{\text{em}} = E_g$$



Schematický řez polovodičovým laserem:

Odrážející stěny vytvářejí optický rezonátor, v němž vzniká stojatá světelná vlna.

