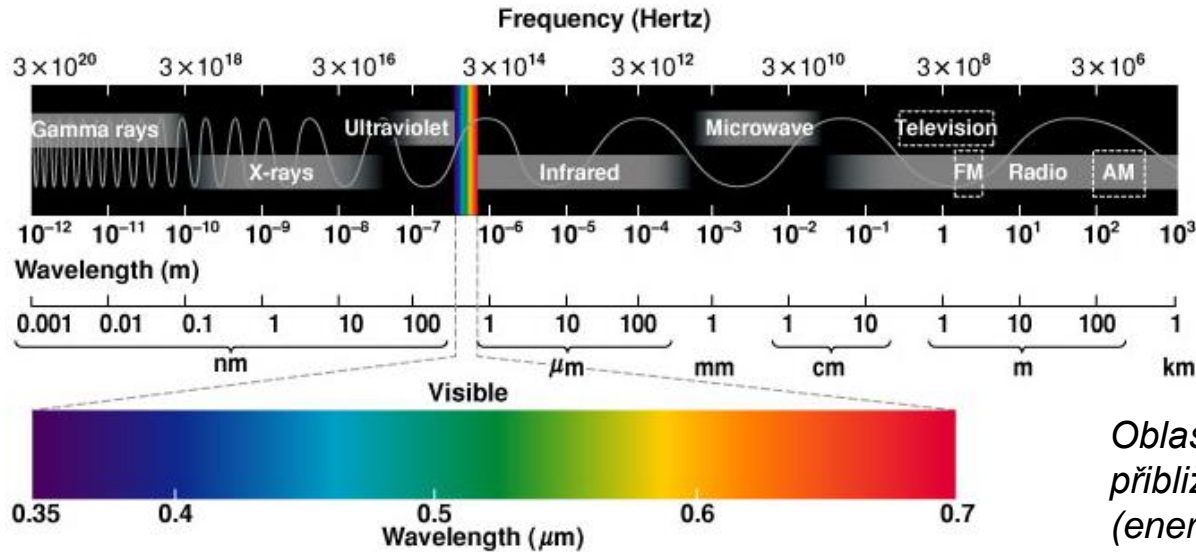


Chemie a fyzika pevných látek – přednáška 13

# **OPTICKÉ VLASTNOSTI PEVNÝCH LÁTEK**

# Optické vlastnosti pevných látek – odezva materiálu vystaveného elektromagnetickému záření

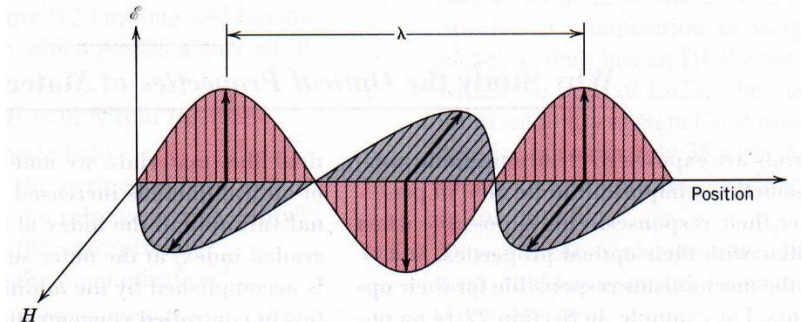


*Oblast viditelného světla  
přibližně 400 – 700 nm  
(energie 3,1 – 1,7 eV)*

## dualistická povaha záření

příčné vlnění spojitého elektromagnetického pole – vektory elektrické a magnetické složky jsou na sebe kolmé a kmitají kolmo na směr šíření vlny

proud diskrétních energetických kvant (fotonů),  
energie  $E = h\nu = hc/\lambda$



## Tepelné záření pevných látek

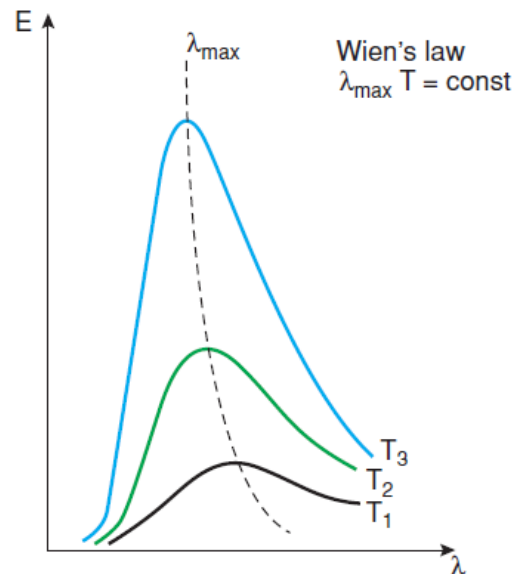
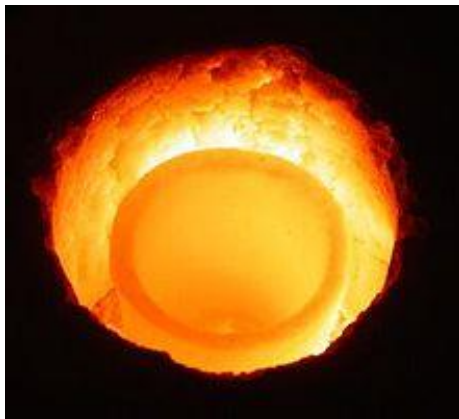
pevná látka záření absorbuje i vyzařuje; tepelné záření = elektromagnetické záření generované tepelným pohybem částic (rovnovážný charakter, závisí na teplotě)

vyzařování absolutně černého tělesa (Planckův zákon)

$$E(\nu)d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{d\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \rightarrow I(\lambda, T) = \frac{2\pi h^2 c}{\lambda^5 \exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right)} \quad [Wm^{-2}]$$

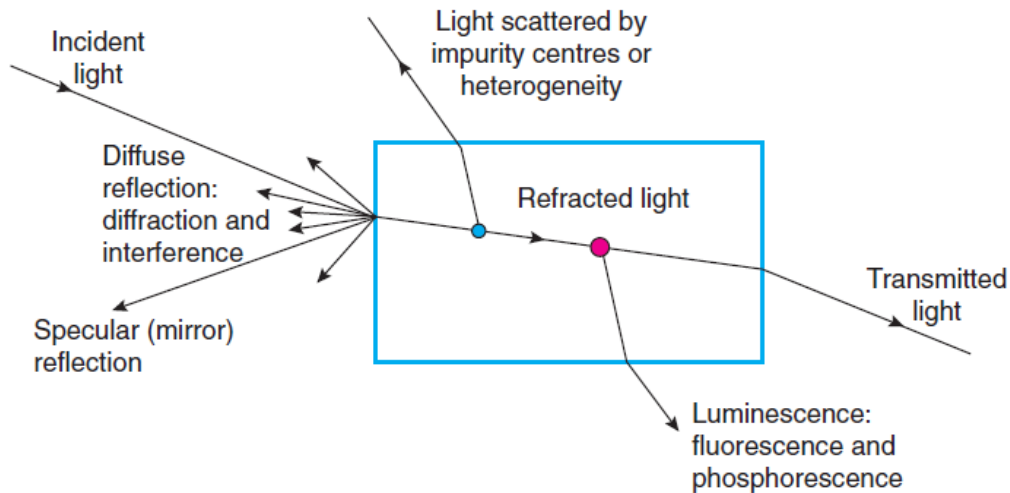
spojité spektrum v širokém oboru vlnových délek; maximální energie vyzařována při určité vlnové délce, která se zmenšuje s rostoucí teplotou (Wienův posunovací zákon)

$$\lambda_{max} = \frac{b}{T} \quad b = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ m K}$$



Temperature (°C)
550
630
680
740
770
800
850
900
950
1000
1100
1200
1300

# Interakce pevné látky s elektromagnetickým zářením



- odraz a rozptyl záření na fázových rozhraních
- refrakce záření při přechodu mezi různými prostředími
- polarizace záření
- absorpce záření
- luminiscence po excitaci aktivních center

absorpce a emise elektromagnetického záření souvisí s přechody elektronů mezi stavy o různé energii

## Odraž záření

interakce s hladkým rovným povrchem, rozměry mnohem větší ve srovnání s vlnovou délkou dopadajícího záření, úhly dopadajícího a odraženého záření vzhledem k normále jsou stejné  
excitace/deexcitace elektronů → rozkmitání elektronových obalů vůči jádrům, oscilující atomární dipóly generují záření bez ztráty energie

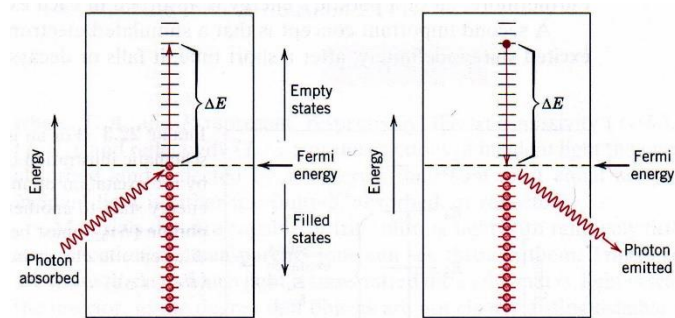
přenos energie na další atomy (záření proniká do materiálu), část záření směřuje zpět (odraz od fázového rozhraní)

## Materiály s volnými elektrony (kovy)

snadná excitace elektronů do neobsazených energetických hladin ve valenčním pásu

absorpce záření v povrchové vrstvě, většina je odražena zpět a neproniká do materiálu

hladké povrchy odrážejí záření stejnoměrně



## Rozptýlený odraz

hrubé povrchy → odraz záření do všech směrů, snížení intenzity odraženého záření

rozměr objektů na povrchu nebo uvnitř materiálu srovnatelný s vlnovou délkou záření, objekty působí jako sekundární zdroje záření

→ difrakce a interference záření

→ rozptýl a absorpce záření (transparentní materiál se mění na průsvitný nebo opakní)

$$I_0 = I_r + I_s + I_a + I_t \quad R + S + A + T = 1$$

Odrazivost některých materiálů ( $\lambda = 589 \text{ nm}$ ):

leštěné stříbro 0,95

leštěné zlato 0,74

diamant 0,19

čerstvý sníh 0,92

bílý papír 0,82

černý papír 0,05

## Maxwellovy rovnice – šíření elektromagnetické vlny v pevné látce

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\mu_0 \mu_r \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (\text{Faradayův indukční zákon})$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j} \quad (\text{Ampérův zákon celkového proudu})$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho \quad (\text{Gaussův zákon elektrostatiky})$$

$$\operatorname{div} \vec{H} = 0 \quad (\text{zákon spojitosti indukčního toku})$$

( $\vec{j}$  - proudová hustota,  $\rho$  - hustota volného náboje)

Maxwellovy rovnice lze použít, je-li vlnová délka elektromagnetické vlny mnohem větší, než rozměry nehomogenit v pevné látce (viditelné světlo  $\lambda \sim 10^{-7}$  m, mřížkové parametry  $\sim 10^{-9}$  m)

Poznámka:

divergence vektoru přiřazuje vektorovému poli  $\vec{v}(x, y, z)$  skalární pole  $s(x, y, z)$

$$\operatorname{div} \vec{v} = \nabla \cdot \vec{v} = \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z}$$

rotace vektoru přiřazuje vektorovému poli  $\vec{v}(x, y, z)$  jiné vektorové pole  $\vec{u}(x, y, z)$

$$\operatorname{rot} \vec{v} = \nabla \times \vec{v} = \left( \frac{\partial v_z}{\partial y} - \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) \vec{i} + \left( \frac{\partial v_x}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) \vec{j} + \left( \frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y} \right) \vec{k}$$

## **Materiálové vztahy** (parametry prostředí, kterým se elektromagnetické vlnění šíří)

předpoklad: málo intenzivní elektromagnetické pole (není schopno vyvolat nelineární odezvu), nemagnetické, homogenní a izotropní prostředí

$$\rightarrow \mu_r = 1, \rho = 0, \vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}, \vec{j} = \sigma \vec{E}$$

permitivita ( $\varepsilon$ ), permeabilita ( $\mu$ ) a vodivost ( $\sigma$ ) jsou v tomto případě skaláry (obecně tenzory 2. řádu)

$$\text{rot } \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$$

$$\text{rot } \vec{H} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma \vec{E}$$

$$\text{div } \vec{E} = 0$$

$$\text{div } \vec{H} = 0$$

pro elektrickou složku elektromagnetického pole (po vyloučení  $\vec{H}$ ) lze napsat

$$\text{rot rot } \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left( \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma \vec{E} \right)$$

po úpravě získáme vlnovou rovnici pro vektor intenzity elektrického pole

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - \sigma \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0$$

hledáme řešení ve tvaru rovinné harmonické vlny

$$\vec{E}^*(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \exp \left[ i \omega \left( t - \frac{\vec{s} \cdot \vec{r}}{v} \right) \right] \quad \rightarrow \quad \vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi)$$

( $\omega$  - úhlová frekvence,  $\vec{s}$  - jednotkový vektor ve směru šíření vln s vektorovou amplitudou  $\vec{E}_0$ ,  
 $v$  - fázová rychlost,  $\varphi$  - fáze)

$\vec{E}^*(\vec{r}, t)$  - komplexní veličina, fyzikální smysl má pouze reálná část řešení

pro nevodivé prostředí ( $\sigma = 0$ ) musí platit

$$\frac{1}{v^2} = \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r$$

ve vakuu ( $\varepsilon_r = 1$ )  $v = c = 1/(\varepsilon_0 \mu_0)^{1/2}$

**index lomu** světla (pro nevodivé látky)  $n = c/v$ ,  $n^2 = \varepsilon_r$



vodivé prostředí ( $\sigma \neq 0$ ) absorbuje elektromagnetické záření, pro řešení vlnové rovnice ve tvaru rovinné vlny musí její fázová rychlost splňovat podmínku

$$\frac{1}{v^2} = \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r - i \frac{\mu_0 \sigma}{\omega}$$

je nutno zavést komplexní index lomu  $n^*$  a komplexní relativní permitivitu  $\varepsilon^*$

$$n^* = n - ik, \quad n^* = c/v$$

a platí

$$\varepsilon_r = n^2 - k^2, \quad \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega} = 2nk$$

( $k$  - index absorpce)

komplexní relativní permitivita

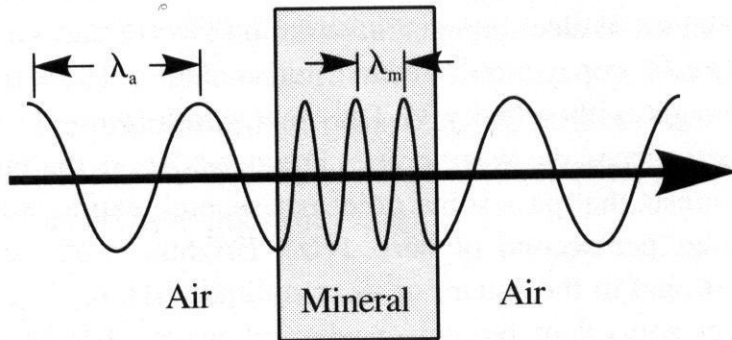
$$\varepsilon^* = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2$$

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_r = n^2 - k^2$$

$$\varepsilon_2 = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega} = 2nk$$

# Refrakce záření

rychlost šíření vln v různých prostředích není stejná



frekvence záření je konstantní, mění se vlnová délka ( $\lambda = v/v$ )

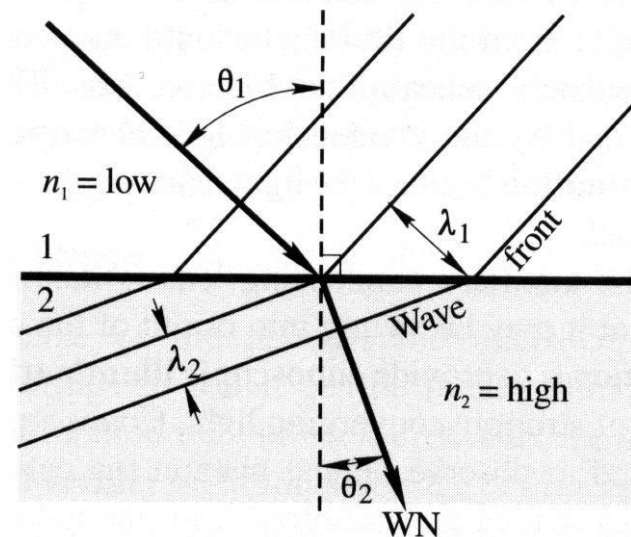
k interferenci vln dochází v jiném směru  
→ zdánlivý lom záření

(transparentní nevodivá pevná látka)

## Snellův zákon

(úhel, o který se změnil směr šíření vlnění při přechodu z jednoho prostředí do druhého)

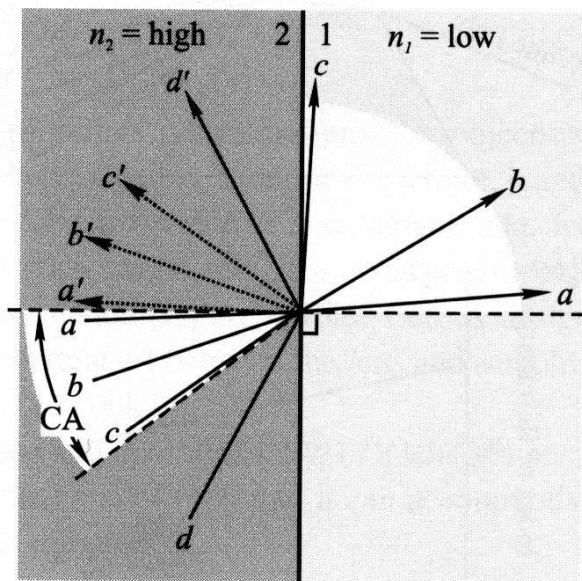
$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{n_2}{n_1}$$



(WN - normála k vlnoploše)

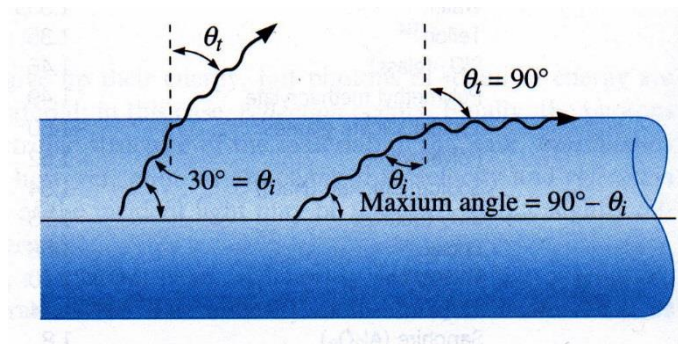
## Totální reflexe

refrakce pod úhlem větším než  $90^\circ$  není možná; při přechodu do prostředí s nižším indexem lomu záření projde přes rozhraní pouze v případě, je-li úhel dopadu menší než kritický úhel

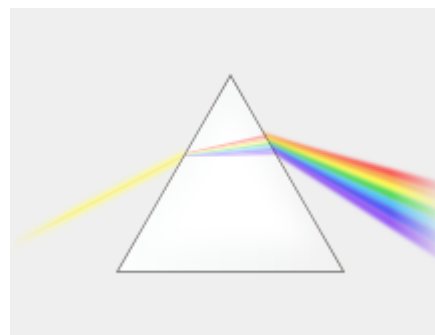


pro kritický úhel platí vztah

$$\sin(CA) = n_1/n_2$$



index lomu závisí na vlnové délce  
(klesá s rostoucí vlnovou délkou)  
→ disperze světla



# Polarizace záření

šíření elektromagnetické vlny: kmity jsou příčné na směr šíření, vektory elektrické a magnetické složky jsou na sebe navzájem kolmé, ale mohou se otáčet kolem vektoru šíření

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi)$$

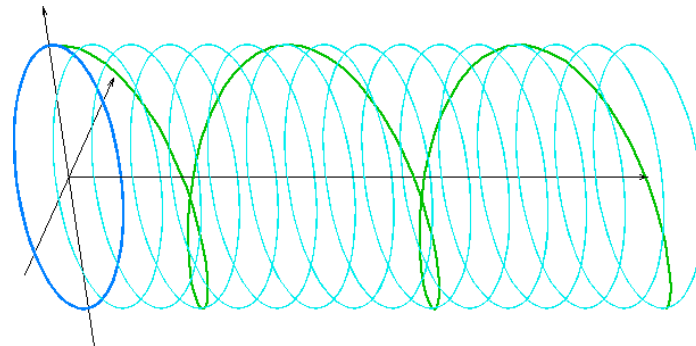
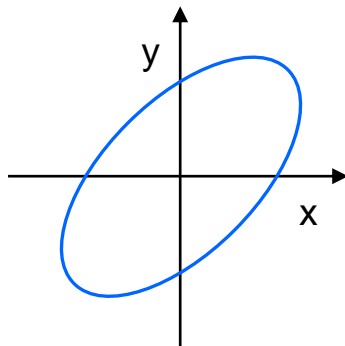
$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi)$$

( $\vec{E}_0, \vec{B}_0$  - vektorová amplituda vlny,  $\vec{k}$  - vlnový vektor ve směru šíření vlny,  $\vec{r}$  - polohový vektor,  $\omega$  - kruhová frekvence,  $t$  - čas,  $\varphi$  - obecná fáze)

k popisu postačí pouze jeden z vektorů (zpravidla se volí  $\vec{E}$ )

nepolarizované světlo: v rovině kolmé na směr šíření vlny má vektor  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  v závislosti na čase náhodný směr

**polarizované světlo:** v rovině kolmé na směr šíření vlny opisuje koncový bod vektoru  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  v závislosti na čase pravidelnou křivku



# Interference dvou navzájem kolmých monochromatických rovinných harmonických vln

vlny mají stejnou frekvenci a vlnový vektor a jsou lineárně polarizované ve směrech os  $x$  a  $y$ , šíří se ve směru osy  $z$

$$\vec{E}(z, t) = \vec{x}_0 E_1 \cos(kz - \omega t + \varphi_1) + \vec{y}_0 E_2 \cos(kz - \omega t + \varphi_2)$$

( $\vec{x}_0, \vec{y}_0$  - jednotkové vektory ve směru os  $x$  a  $y$ ,  $E_1, E_2$  - amplitudy vln v daných směrech,  $\varphi_1, \varphi_2$  - obecně různé fáze)

výchylky kmitů za podmínky  $z = 0 \rightarrow$  parametrické rovnice křivky, kterou opisuje koncový bod vektoru  $\vec{E}$  v rovině  $x$ - $y$ :

$$E_x(t) = \cos(\omega t + \varphi_1) = E_1(\cos \omega t \cos \varphi_1 - \sin \omega t \sin \varphi_1)$$

$$E_y(t) = \cos(\omega t + \varphi_2) = E_2(\cos \omega t \cos \varphi_2 - \sin \omega t \sin \varphi_2)$$

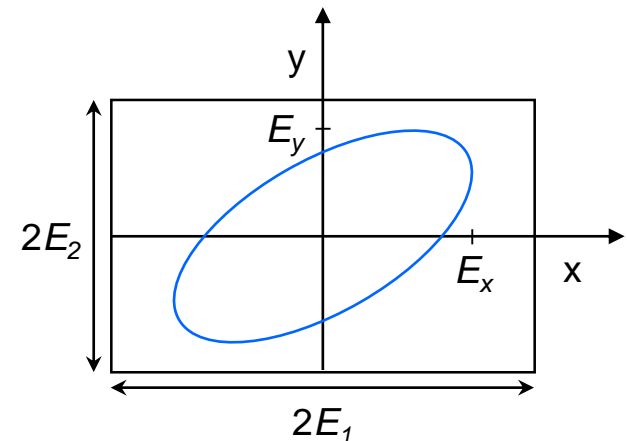
výsledná intenzita  $\vec{E}$  je vektorovým součtem intenzit  $E_x$  a  $E_y$ ; soustava je řešitelná, platí-li

$$\begin{vmatrix} \cos \varphi_1 & -\sin \varphi_1 \\ \cos \varphi_2 & -\sin \varphi_2 \end{vmatrix} \neq 0$$

$\rightarrow$  rovnice elipsy - vzniká elipticky polarizované světlo

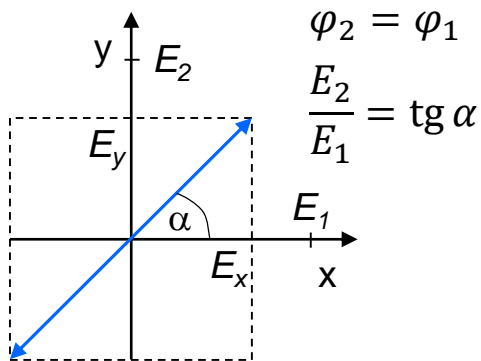
$$\left(\frac{E_x(t)}{E_1}\right)^2 + \left(\frac{E_y(t)}{E_2}\right)^2 - 2\frac{E_x(t)E_y(t)}{E_1E_2}\cos\varphi = \sin^2\varphi$$

$$(E_x(t) \leq E_1, E_y(t) \leq E_2, \varphi = \varphi_2 - \varphi_1)$$

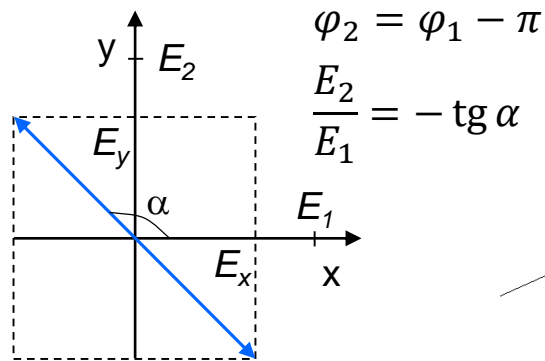


## Lineárně polarizované světlo

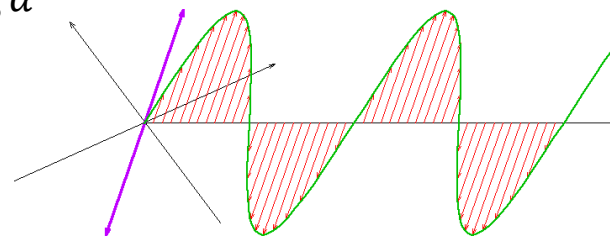
limitní případ elipticky polarizovaného světla, koncový bod vektoru  $\vec{E}$  kmitá v jedné rovině, z poměru amplitud  $E_1$  a  $E_2$  lze určit úhel natočení v rovině  $x$ - $y$



pravotočivá orientace

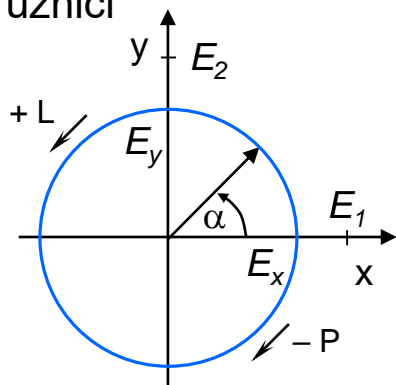


levotočivá orientace



## Kruhově polarizované světlo

limitní případ elipticky polarizovaného světla, koncový bod vektoru  $\vec{E}$  v rovině  $x$ - $y$  opisuje kružnici



$$E_1 = E_2$$

$$\varphi_2 = \varphi_1 \pm \frac{\pi}{2}$$

$$\alpha = \omega t + \varphi_1$$

$$E_x(t) = E_1 \cos(\omega t + \varphi_1)$$

$$E_y(t) = E_2 \cos(\omega t + \varphi_1 \pm \frac{\pi}{2}) = \mp E_2 \sin(\omega t + \varphi_1)$$

– pravotočivá orientace (P), + levotočivá polarizace (L)  
(orientace otáčení proti směru šíření světla)

## Polarizace světla v pevné látce

homogenní, nevodivá, magneticky izotropní a elektricky anizotropní pevná látka → velikost a směr polarizace závisí na směru šíření vektoru intenzity elektrického pole

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \sum \varepsilon_{ij} \vec{E} \quad i = x, y, z \quad j = x, y, z$$

$$\begin{vmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{vmatrix} = \varepsilon_0 \begin{vmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{vmatrix}$$

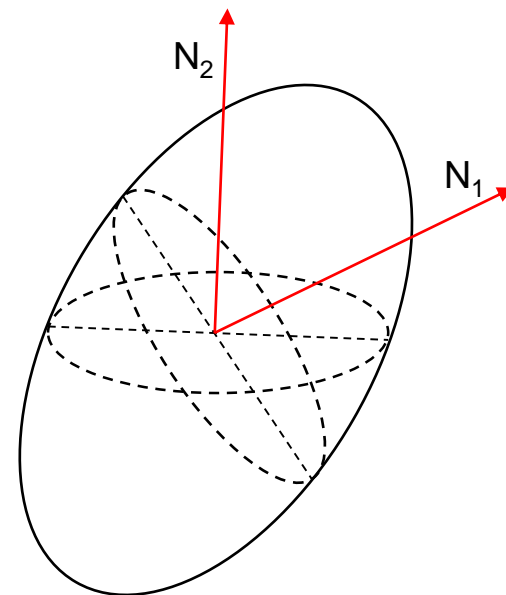
$\varepsilon_{ij}$  - tenzor relativní permitivity, symetrický, platí  $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}$  → 6 nezávislých složek

$$\frac{x^2}{\varepsilon_{xx}} + \frac{y^2}{\varepsilon_{yy}} + \frac{z^2}{\varepsilon_{zz}} = 1$$

elipsoid vlnových normál, obecně má dva kruhové řezy

ve směrech normál kruhových řezů ( $N_1$ ,  $N_2$ ) se elektromagnetické záření šíří pouze jednou rychlostí ( $v_1$ ,  $v_2$ )

→ krystal může mít maximálně dvě optické osy



## **Opticky izotropní látky**

tři navzájem kolmé krystalograficky ekvivalentní směry (kubické krystaly, amorfní látky)

## **Opticky anizotropní látky**

### **- opticky jednoosé**

dva a více krystalograficky ekvivalentních směrů v jedné rovině (trigonální, tetragonální a hexagonální krystaly)

rozdělení paprsku v krystalu, jeden se chová podle Snellova zákona nezávisle na směru (ordinarius – o); druhý má proměnlivý index lomu v závislosti na sklonu k optické ose, kmitá kolmo k rovině prvního (extraordinarius – e), oba jsou lineárně polarizované

rychlost šíření paprsků:  $v_o > v_e$  – pozitivní jednoosý krystal,  $v_o < v_e$  – negativní jednoosý krystal, maximální rozdíl ve směru kolmém na optickou osu

je-li vstupující paprsek rovnoběžný s optickou osou, k jeho rozdělení nedojde

### **- opticky dvouosé**

nemají dva krystalograficky ekvivalentní směry (ortorombické, monoklinické a triklinické krystaly)

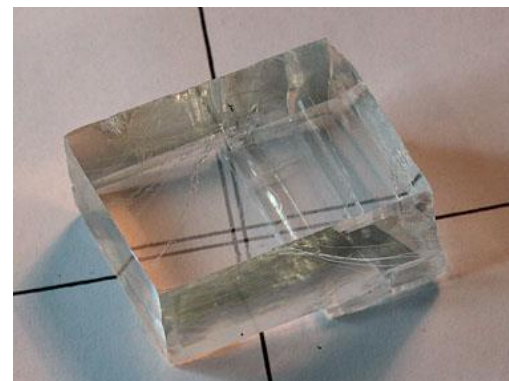
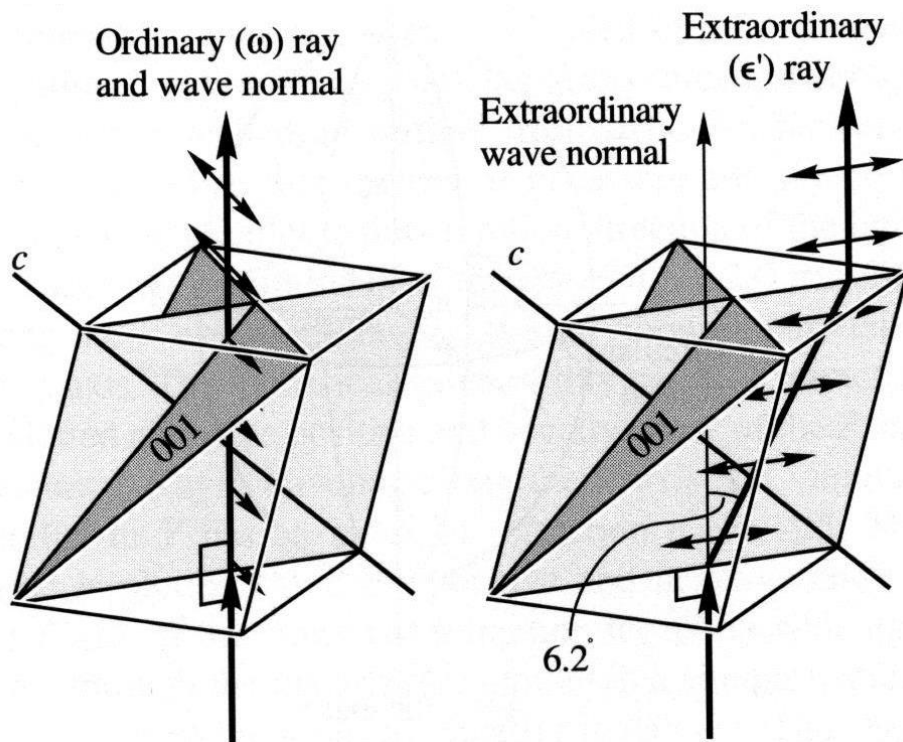
vznikají tři paprsky, v krystalu existují tři indexy lomu ( $n_o, n_{e1}, n_{e2}$ )



## Dvojlom v krystalu kalcitu

řádný paprsek – stejný jako paprsek v izotropním prostředí (stejná rychlost ve všech směrech, při kolmém dopadu nepodléhá refrakci), lineárně polarizovaný rovnoběžně s rovinou kolmou na optickou osu

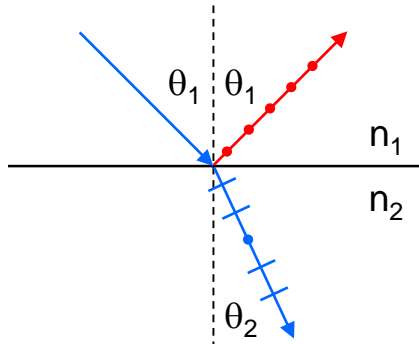
mimořádný paprsek – různá rychlost v různých směrech, láme se i při kolmém dopadu, lineárně polarizovaný rovnoběžně s rovinou tvořenou optickou osou ( $c$ ) a oběma paprsky ( $n_o = 1,658$ ;  $n_e = 1,486$ , pro  $\lambda = 589$  nm)



## Získání polarizovaného světla

### - polarizace odrazem

odrazem paprsku dopadajícího pod Brewsterovým úhlem se získá světlo lineárně polarizované kolmo na rovinu dopadu



$$n_1 < n_2$$

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \text{ (Snellův zákon)}$$

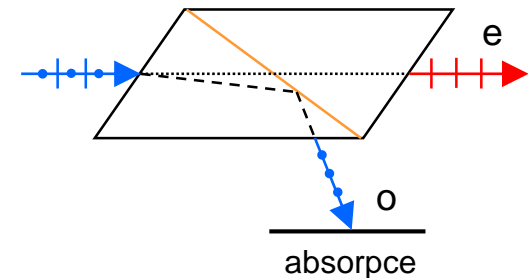
pro Brewsterův úhel platí

$$\theta_1 + \theta_2 = \frac{\pi}{2}$$

$$\text{tg } \theta_1 = \frac{n_2}{n_1}$$

### - polarizace dvojlomem

Nicolův hranol (vznikne rozříznutím a slepením klencového krystalu kalcitu), vystupuje světlo lineárně polarizované rovnoběžně s rovinou dopadu (mimořádný paprsek)



### - polarizace totálním odrazem

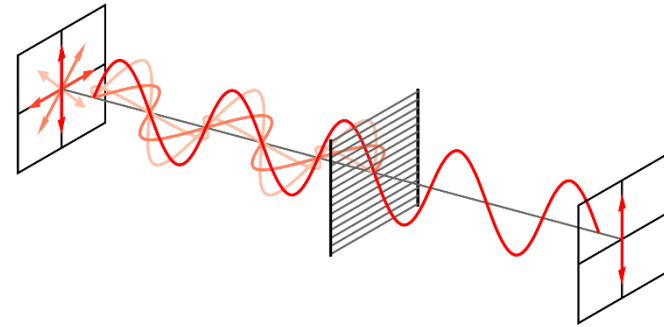
Fresnelův hranol – získání kruhově polarizovaného světla, dopadající světlo lineárně polarizované pod úhlem  $\pi/4$  k rovině dopadu, dosažení fázového rozdílu  $\pi/2$  mezi rovnoběžnou a kolmou složkou

## - polarizační filtry

anizotropní dielektrický materiál → rozdílná absorpce světla v závislosti na orientaci kmitání elektromagnetické vlny

(model: rovnoběžně uspořádané lineární vodiče, vzdálenost srovnatelná s vlnovou délkou světla

→ *lineární polarizační filtr*)

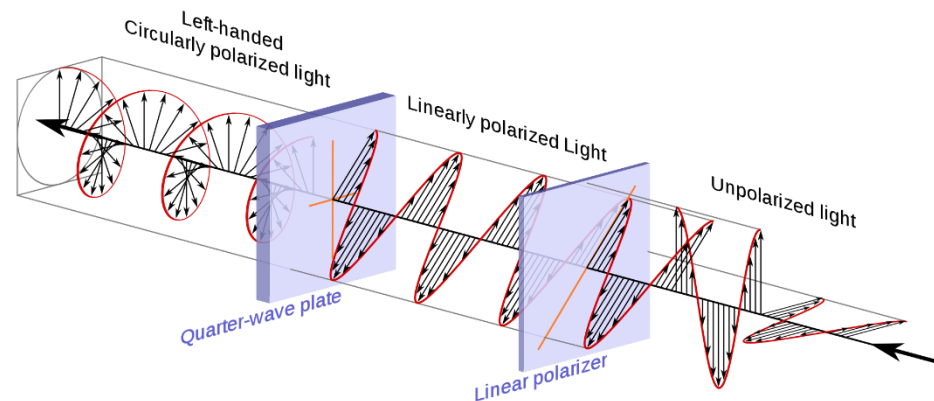


eliminace odrazu světla z vodní hladiny pomocí polarizačního filtru ([https://en.wikipedia.org/wiki/Polarizing\\_filter\\_\(photography\)](https://en.wikipedia.org/wiki/Polarizing_filter_(photography)))

## *cirkulární polarizační filtr*

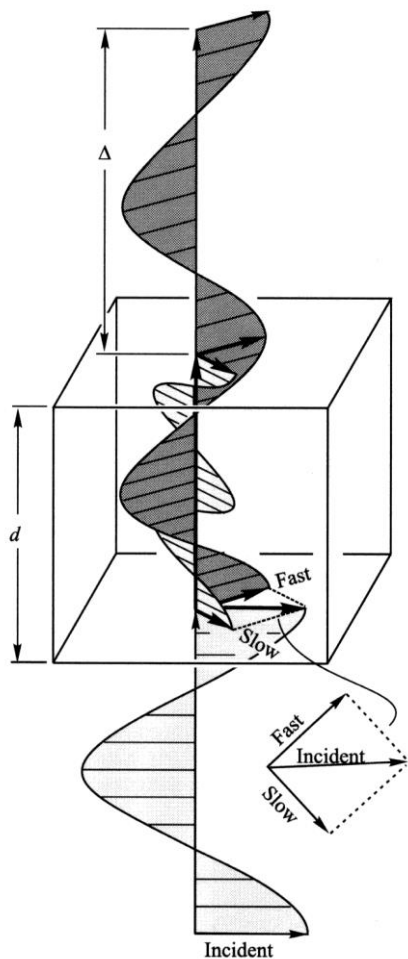
kruhová polarizace světla po průchodu filtrem

- světlo se nejprve polarizuje lineárně, v další vrstvě se mění na kruhově polarizované (vlnová zpoždovací destička)



## Vlnové zpožďovací destičky

dvojlomný krystal, plochy vybroušené rovnoběžně s optickou osou, na vstupu rozdělí lineárně polarizované světlo, na výstupu jsou lineárně polarizované paprsky fázově posunuty



řádny i mimořádný paprsek mají vlastní vlnovou délku a index lomu; fázový posun

$$|\Delta\varphi| = \frac{2\pi}{\lambda} |n_e - n_o| d$$

( $\lambda$  - vlnová délka světla ve vakuu,  $n_e, n_o$  - indexy lomu řádného a mimořádného paprsku,  $d$  - tloušťka destičky)

$\Delta$  - dráhový rozdíl

*půlvlnná destička*

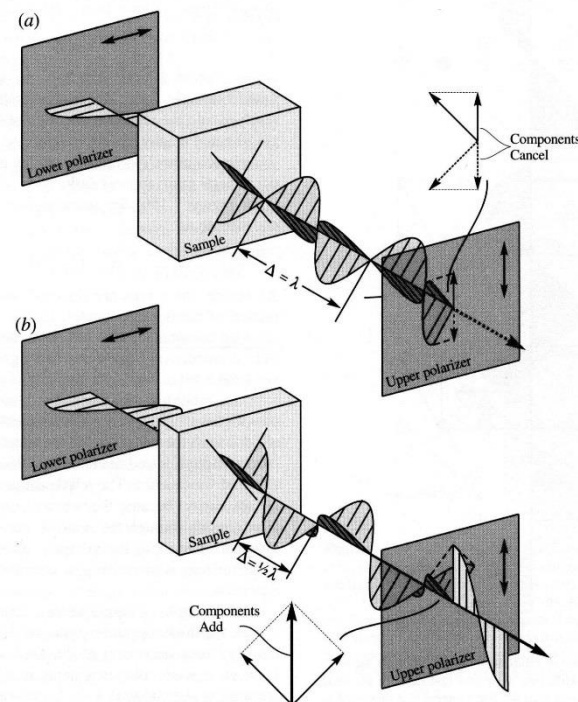
$$\Delta = \frac{\lambda}{2} \rightarrow \text{fázový posun o } \Delta\varphi = k\pi$$

vzniká světlo lineárně polarizované kolmo na rovinu polarizace dopadajícího světla ( $k$  - kladné celé číslo)

*čtvrtvlnná destička*

$$\Delta = \frac{\lambda}{4} \rightarrow \text{fázový posun o } \frac{\pi}{2}$$

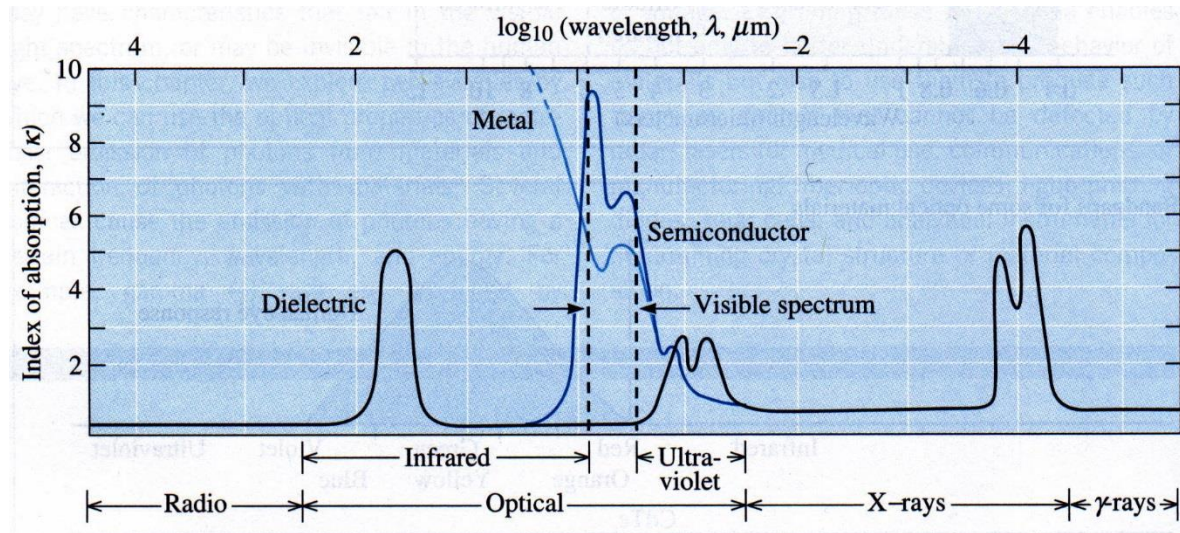
vzniká kruhově polarizované světlo (nutný úhel  $45^\circ$  mezi rovinou polarizace dopadajícího světla a optickou osou)



# Absorpce záření v pevné látce

charakterizována závislostí absorpčního koeficientu na vlnové délce pronikajícího záření

absorpční koeficient  $\kappa = \frac{\alpha\lambda}{4\pi n}$  ( $\alpha$  - lineární absorpční koeficient,  $\lambda$  - vlnová délka,  $n$  - index lomu)



**Kovy:** transparentní až pro záření o vysoké energii

**Polovodiče:** vlastní absorpce – excitace elektronu z valenčního do vodivostního pásu ( $h\nu > E_g$ ), příměsová absorpce – excitace s využitím hladin příměsí v zakázaném pásu ( $h\nu < E_g$ )

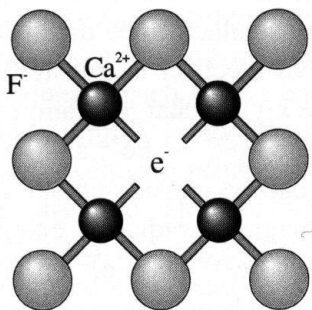
**Dielektrika:** excitonová absorpce (vznik excitonu), barevná centra (vakance, hladiny příměsí v zakázaném pásu)

→ další efekty (luminiscence, stimulovaná emise záření)

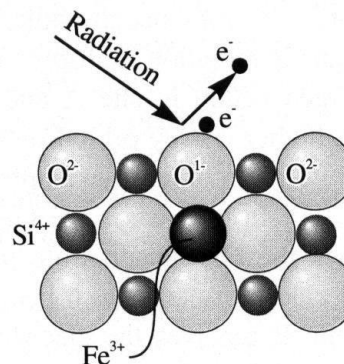


## Barevná centra

*elektronová a děrová barevná centra* – excitace elektronů po absorpci energie záření v oblasti viditelného světla



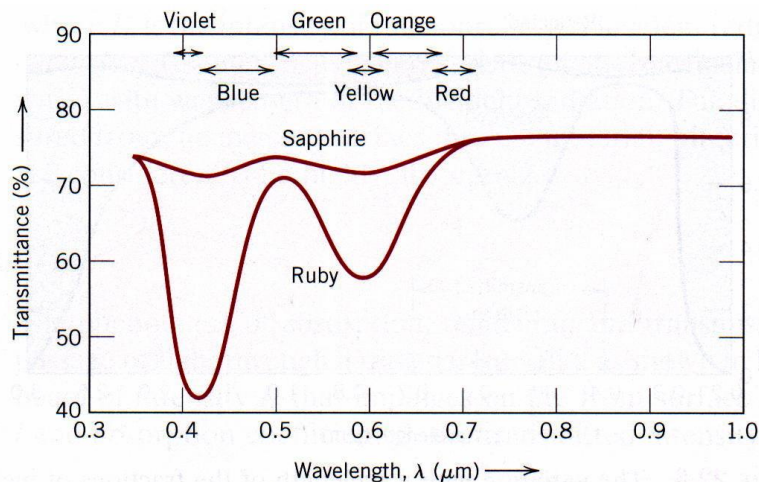
fluorit ( $\text{CaF}_2$ )  
elektron zachycený  
v aniontové vakanci



ametyst (krystal  $\text{SiO}_2$  s příměsí  $\text{Fe}^{3+}$ )  
díra vzniklá vyražením elektronu z  
kyslíkového aniontu vázaného ke  
kationtu  $\text{Fe}^{3+}$



*příměsi* – energetické hladiny v zakázaném pásu umožní excitaci elektronů po absorpci energie záření v oblasti viditelného světla



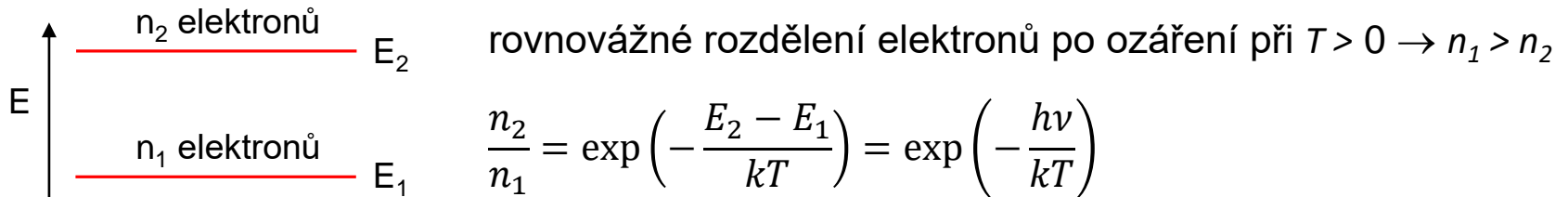
rubín (krystal  $\text{Al}_2\text{O}_3$  s příměsí  $\text{Cr}^{3+}$ )

přechody elektronů v orbitalech 3d kationtů  $\text{Cr}^{3+}$  →  
absorpce záření při 410 a 550 nm



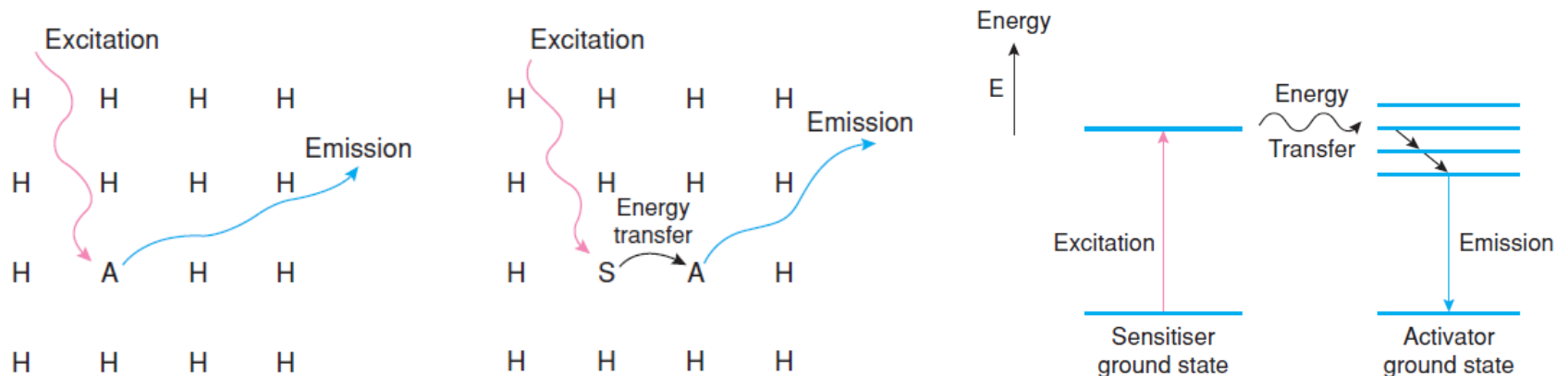
# Luminiscence

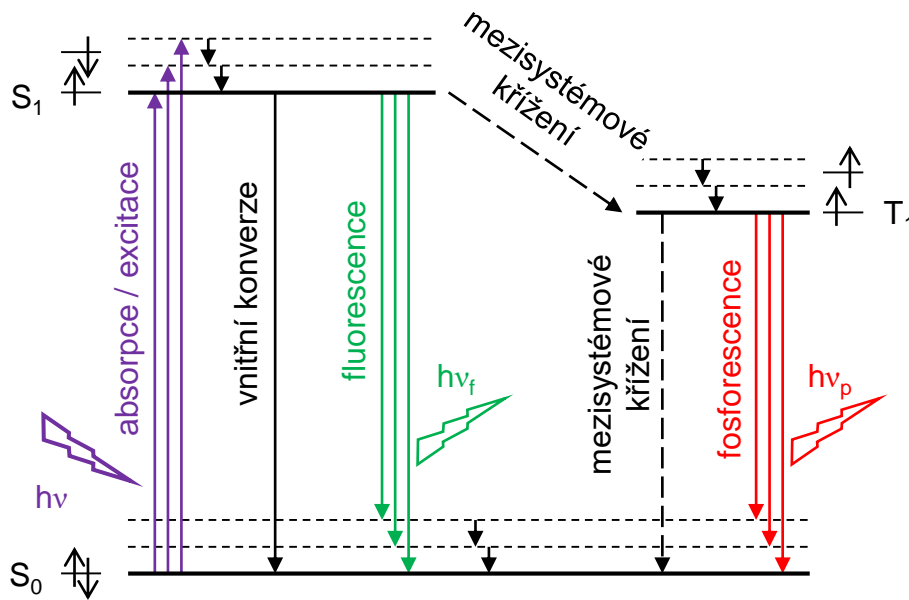
emise energie absorbované materiálem ve formě záření, které převyšuje tepelné záření látky  
 přechody elektronů mezi diskrétními hladinami o různé energii ( $E_2 > E_1$ ,  $E_2 - E_1 = h\nu$ )  
 přechod excitovaného elektronu do základního stavu  $\rightarrow$  foton luminiscenčního záření



luminiscence po absorpci různých druhů energie (termoluminiscence, chemiluminiscence, bioluminiscence, triboluminiscence, elektroluminiscence, fotoluminiscence)

fotoluminiscenční materiály: luminiscenční centra (aktivátory) v krystalové struktuře; někdy přidány senzitivátory, z nichž se energie přenáší na luminiscenční centra





monomolekulární proces (Jablonského diagram)

excitace → spin elektronu se nemění

fluorescence: spinově povolený přechod  
 $S_1 \rightarrow S_0$ ,  $10^{-10} - 10^{-7}$  s

fosforescence: spinově zakázaný přechod  
 $T_1 \rightarrow S_0$ ,  $> 10^{-5}$  s (až několik minut nebo hodin)

Nezářivé přechody:

vnitřní konverze (internal conversion, IC):  
 $S \rightarrow S$ ,  $T \rightarrow T$ , spin se nemění

mezisystémové křížení (inter-system crossing, ISC):  
 $S \rightarrow T$ ,  $T \rightarrow S$ , mění se spin

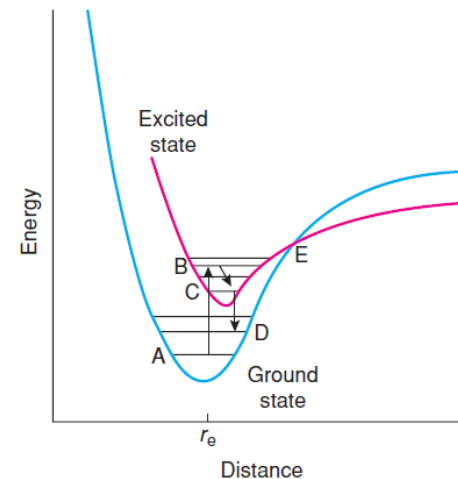
vibrační relaxace: přechody mezi vibračními hladinami v rámci energetických stavů

- excitace elektronu v luminiscenčním centru ( $A \rightarrow B$ )
- vibrační relaxace v excitovaném stavu ( $B \rightarrow C$ )
- návrat do základního stavu ( $C \rightarrow D$ ), emise fotonu

→ emitované záření má nižší energii než excitační záření (Stokesův posuv)

*tepelné zhášení luminiscence*: při určité teplotě může aktivátor v excitovaném stavu přejít do základního stavu přes vibrační hladiny (E)

*zhášení luminiscence příměsemi*: nezářivý přenos energie z aktivátoru nebo senzitizeru



potenciální energie aktivátoru v základním a excitovaném stavu



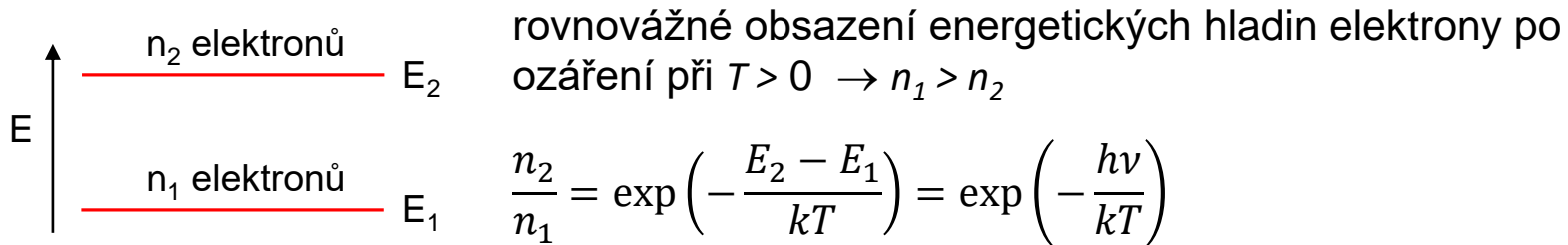
# Lasery

kvantové generátory světla – zesílení světla stimulovanou emisí záření (LASER = Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation)

produkované záření – monochromatické, vysoká intenzita, koherence, úzký svazek

## Stimulovaná emise

zářivý přechod excitovaného elektronu do základního stavu → spontánní emise (fluorescence)



**dodáním energie nutno dosáhnout inverzního obsazení hladin, kdy  $n_2 > n_1$**

v aktivním prostředí vznikne více fotonů, než se ztratí absorpcí, pro intenzitu světla platí

$$I = I_0 \exp(n_2 - n_1) Kl ; K = 2/(n_2 - n_1)$$

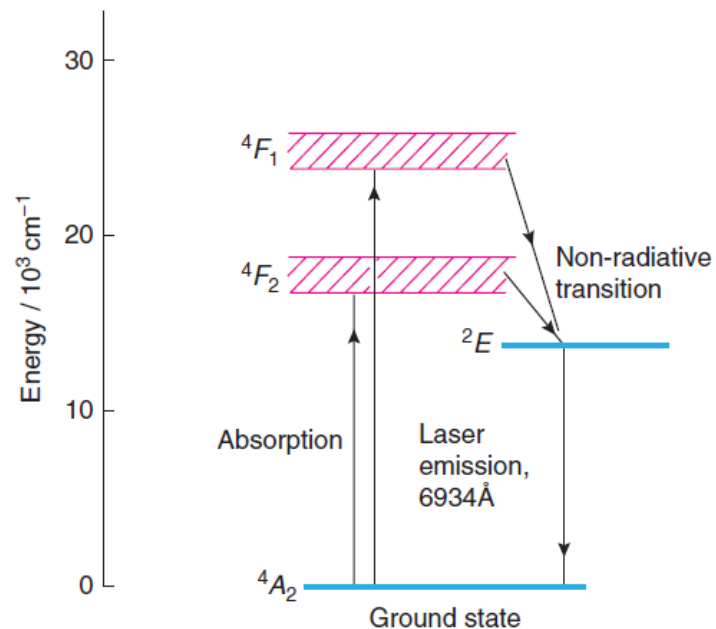
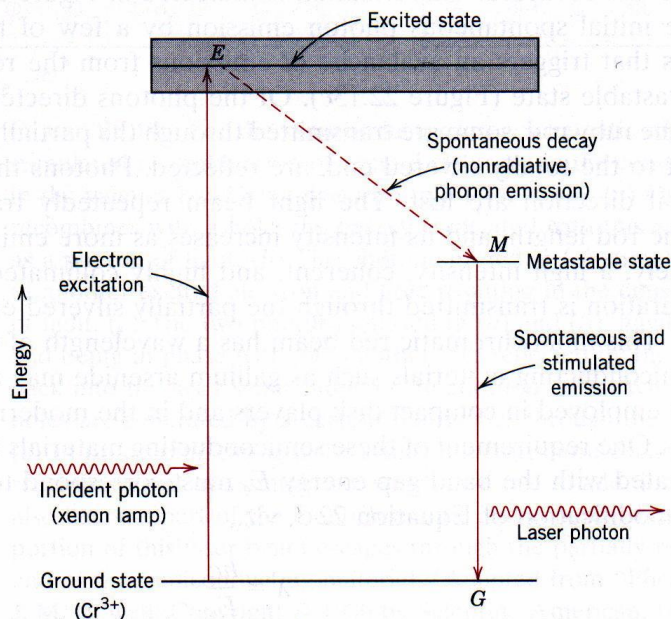
( $I_0$  - intenzita vstupujícího světla,  $l$  - dráha světla v aktivním prostředí)

záření se odráží na zrcadlech → zesílení vlny interferencí dopadající a odražené vlny (zrcadlový rezonátor); rezonanční frekvence ( $c$  - rychlost světla v rezonátoru,  $n$  – celé číslo)

$$\nu = n \frac{c}{2l} \quad (\text{zesiluje se vlna splňující podmínku stojatého vlnění, } n = \frac{2l}{\lambda})$$

## Hladinové lasery

tříhladinový rubínový laser (rezonátor – monokrystal  $\text{Al}_2\text{O}_3$  s příměsí  $\text{Cr}^{3+}$ ), excitace 3d elektronů  $\text{Cr}^{3+}$  do vyšších energetických hladin

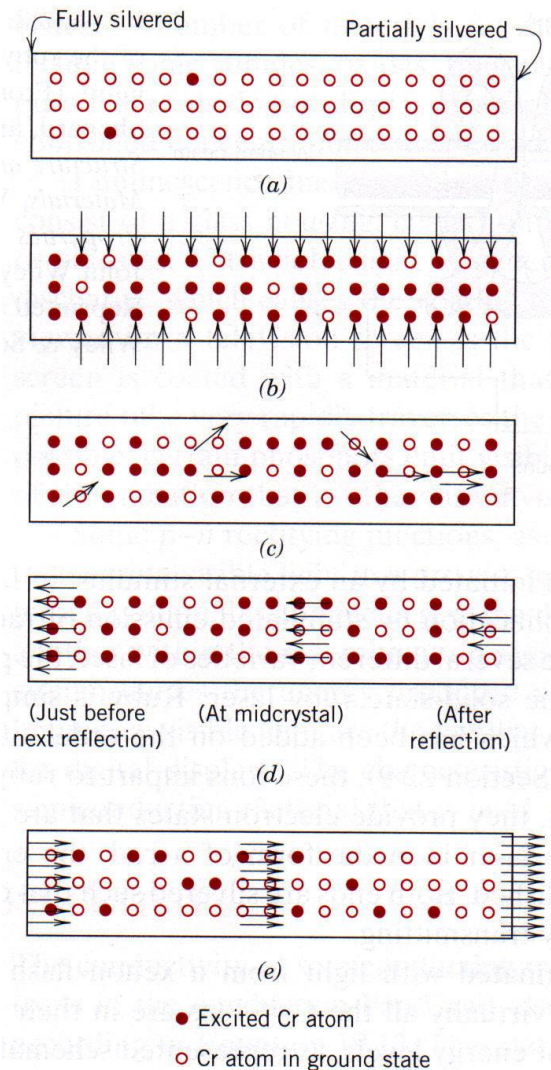
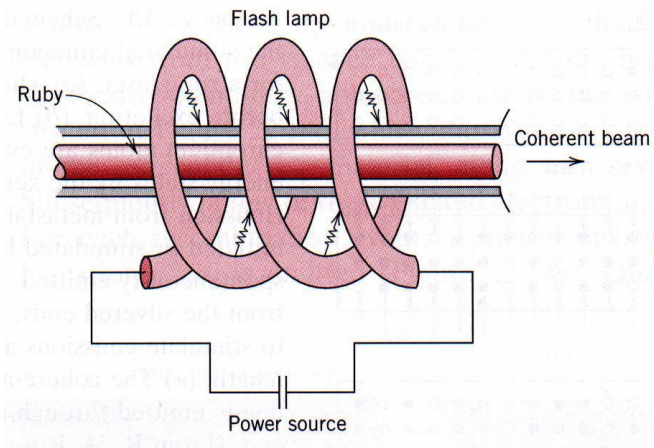


poměrně dlouhé setrvání elektronů na metastabilních hladinách (až 3 ms), inverzní obsazení foton o vhodné energii vyvolá se stejnou pravděpodobností excitaci nebo přechod do základního stavu → stimulovaná emise; emitovaný foton má stejnou energii, stejný směr i stejnou fázi jako stimulující foton

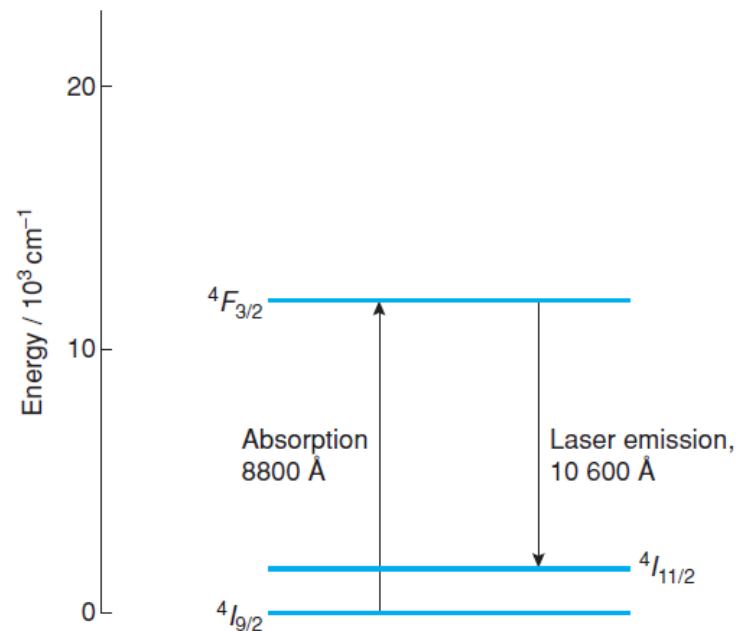
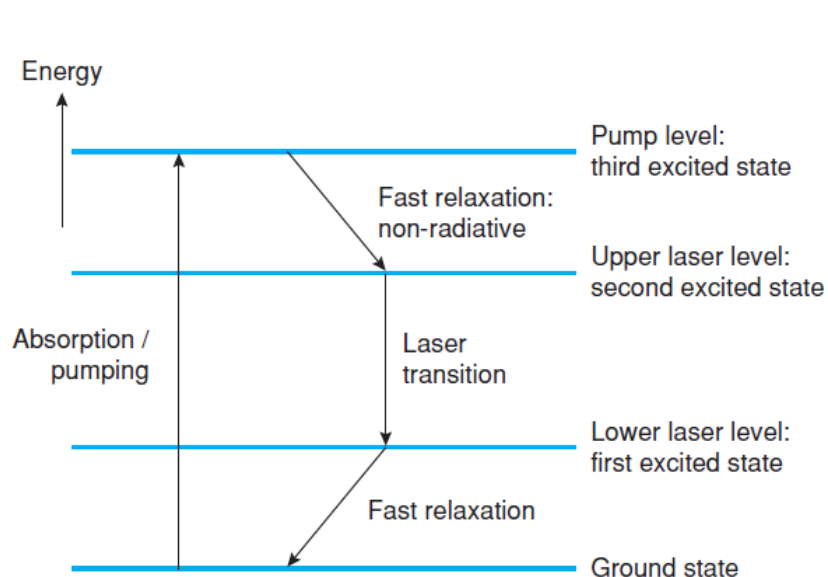
aktivní prostředí – rubínový monokrystal válcového tvaru s přesně rovnoběžně zabroušenými konci, napařená vrstva kovu odráží světlo (jedno zrcadlo je polopropustné)

zdroj excitačního záření – xenonová výbojka

světlo opakovaně prochází krystalem rovnoběžné s jeho podélnou osou → stimulované emise (fotony vyzářené v jiných směrech jsou absorbovány), polopropustným zrcadlem je vyzářen koherentní svazek ( $\lambda = 694 \text{ nm}$ , poměr vyzářené energie k příkonu asi 1 %)



čtyřhladinový neodymový laser (rezonátor – monokrystal  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  se substituční příměsí  $\text{Nd}^{3+}$  za  $\text{Y}^{3+}$ ; Nd:YAG), excitace 4f elektronů  $\text{Nd}^{3+}$  do vyšších energetických hladin (5d-6s)

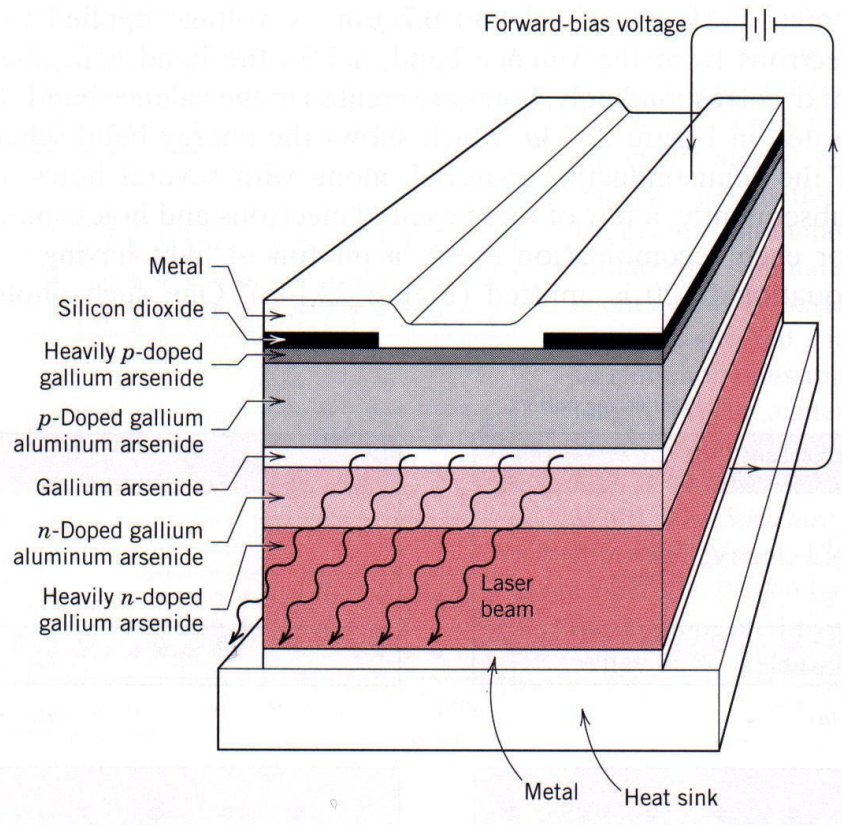


(převzato z A. R. West, Solid State Chemistry and its Applications, Second Edition/Students Edition, J. Wiley & Sons 2014)

## Polovodičové lasery - laserové diody

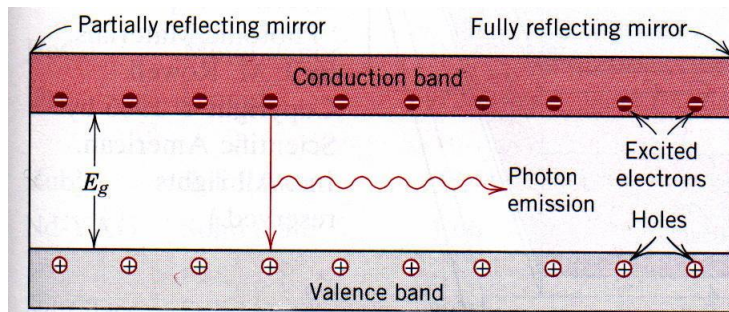
analogy LED diod, složitější struktura (tenké vrstvy různého složení a vlastností)

intenzivním injekčním proudem dochází k excitaci velkého množství elektronů do vodivostního pásu, musí být kompenzovány ztráty v důsledku spontánní rekombinace elektronů a děr, podobný mechanismus stimulované emise jako u hladinových laserů

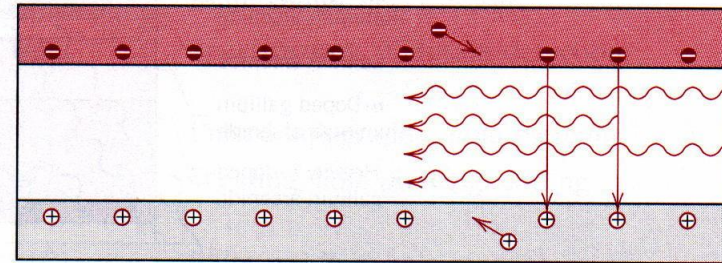


struktura polovodičového laseru na bázi GaAs

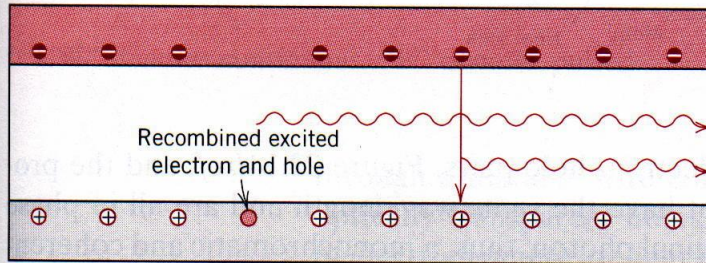




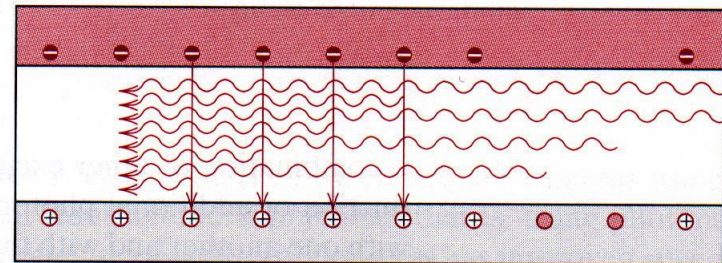
(a)



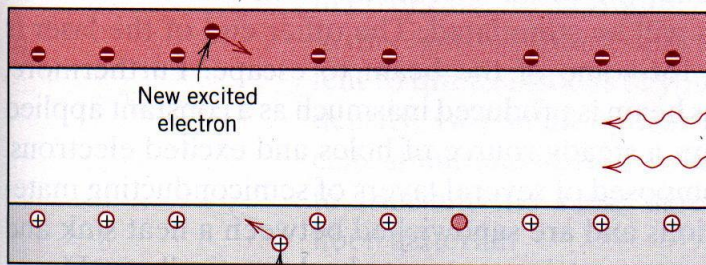
(d)



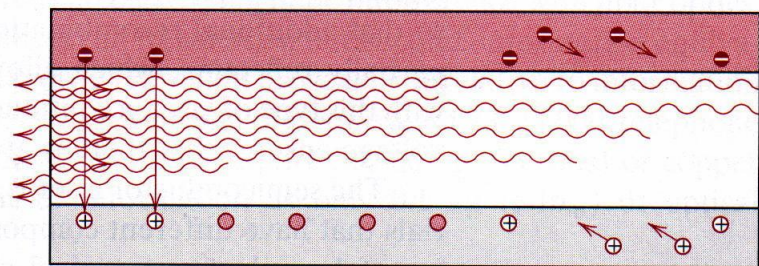
(b)



(e)



(c)



(f)

vznik laserového svazku emisí fotonů po rekombinaci párů elektron díra: emise fotonu při spontánní rekombinaci je stimulem k řetězové rekombinaci dalších párů, intenzita záření se zesiluje odrazem na zrcadlech, nové páry elektron-díra jsou generovány proudem procházejícím polovodičem přes přechod p-n.

**Tento výukový materiál je autorským dílem, které je chráněno autorským právem VŠCHT Praha.**

**Některé části přednášky vycházejí z autorských děl třetích osob, která VŠCHT Praha užívá pro účely výuky svých studentů na základě zákonné licence.**

**Obsah této přednášky je určen výlučně pro výuku studentů VŠCHT Praha.**

**Obsah přednášky nesmí být rozmnožován, zaznamenáván, napodobován, publikován ani jinak rozšiřován bez písemného souhlasu majitele autorských práv.**

Autorské právo neporušuje ten student VŠCHT Praha, který výlučně pro svou osobní potřebu zhotoví záznam či napodobeninu díla nebo užije dílo jiným způsobem, který dle zákona autorské právo neporušuje.

**© VŠCHT Praha 2021**