

Fyzika laserových generátorů

Vznik, vliv a odvod tepla v pevnolátkovém laseru

Jan Šulc

Katedra fyzikální elektroniky
České vysoké učení technické v Praze
jan.sulc@fifi.cvut.cz

20. května 2021

Fyzika laserových generátorů

Vznik, vliv a odvod tepla v pevnolátkovém laseru

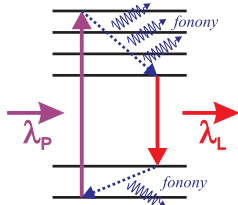
Jan Šulc

Katedra fyzikální elektroniky
České vysoké učení technické v Praze
jan.sulc@fifi.cvut.cz

20. května 2021

Zdroje tepla

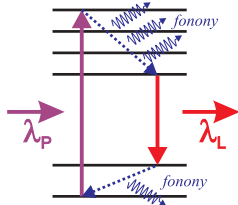
Zdroje tepla



► Kvantový defekt

$$\eta_{QD} = 1 - \frac{E_{\text{Laser}}}{E_{\text{Pump}}} = 1 - \frac{\lambda_P}{\lambda_L}$$

Zdroje tepla

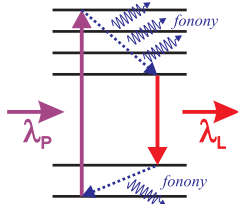


- ▶ Kvantový defekt

$$\eta_{QD} = 1 - \frac{E_{\text{Laser}}}{E_{\text{Pump}}} = 1 - \frac{\lambda_P}{\lambda_L}$$

- ▶ Zdroje tepla = fonony = $E_{\text{Pump}} - E_{\text{Laser}}$

Zdroje tepla

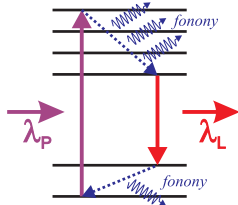


- ▶ Kvantový defekt

$$\eta_{QD} = 1 - \frac{E_{\text{Laser}}}{E_{\text{Pump}}} = 1 - \frac{\lambda_P}{\lambda_L}$$

- ▶ Zdroje tepla = fonony = $E_{\text{Pump}} - E_{\text{Laser}}$
- ▶ Tepelný příkon = absorbovaný čerpací výkon $\times \eta_{QD}$

Zdroje tepla

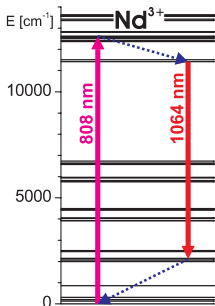


- ▶ Kvantový defekt

$$\eta_{QD} = 1 - \frac{E_{\text{Laser}}}{E_{\text{Pump}}} = 1 - \frac{\lambda_P}{\lambda_L}$$

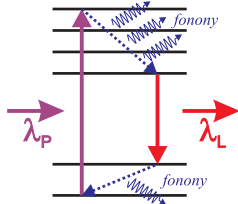
- ▶ Zdroje tepla = fonony = $E_{\text{Pump}} - E_{\text{Laser}}$
- ▶ Tepelný příkon = absorbovaný čerpací výkon $\times \eta_{QD}$

Nd:YAG ($\eta_{QD} = 24\%$)



Generace tepla v aktivním prostředí

Zdroje tepla

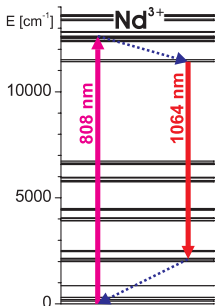


- ▶ Kvantový defekt

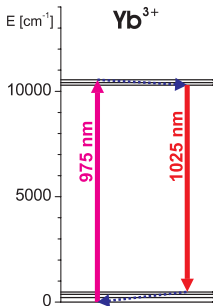
$$\eta_{QD} = 1 - \frac{E_{\text{Laser}}}{E_{\text{Pump}}} = 1 - \frac{\lambda_P}{\lambda_L}$$

- ▶ Zdroje tepla = fonony = $E_{\text{Pump}} - E_{\text{Laser}}$
- ▶ Tepelný příkon = absorbovaný čerpací výkon $\times \eta_{QD}$

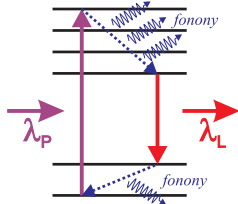
Nd:YAG ($\eta_{QD} = 24\%$)



Yb:CaF₂ ($\eta_{QD} = 5\%$)



Zdroje tepla

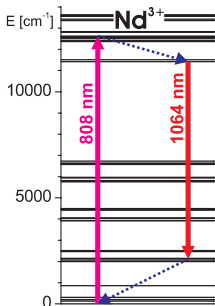


- ▶ Kvantový defekt

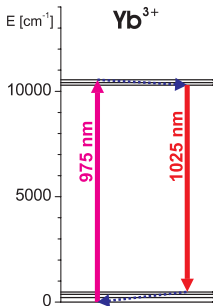
$$\eta_{QD} = 1 - \frac{E_{\text{Laser}}}{E_{\text{Pump}}} = 1 - \frac{\lambda_P}{\lambda_L}$$

- ▶ Zdroje tepla = fonony = $E_{\text{Pump}} - E_{\text{Laser}}$
- ▶ Tepelný příkon = absorbovaný čerpací výkon $\times \eta_{QD}$

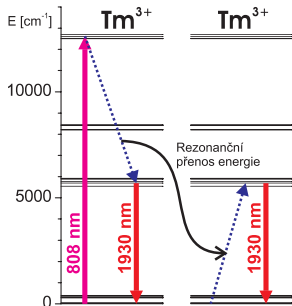
Nd:YAG ($\eta_{QD} = 24\%$)



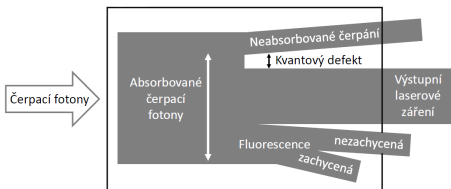
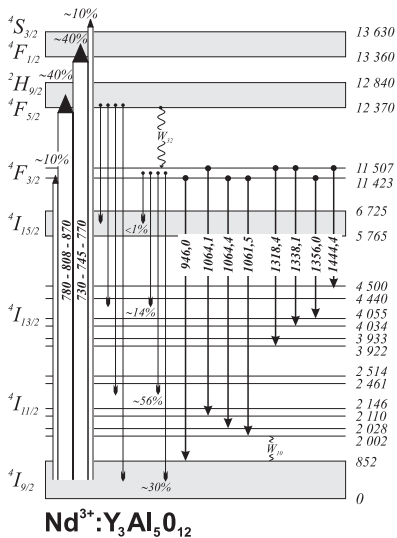
Yb:CaF₂ ($\eta_{QD} = 5\%$)



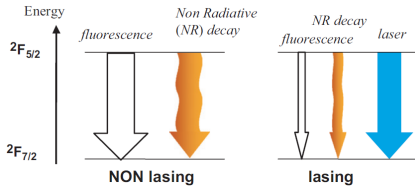
Tm:GdVO₄ ($\eta_{QD} = 20\%$)



Generace tepla v aktivním prostředí



- Laserování může snižovat produkci tepla v aktivním prostředí – efektivně odvádí energii a snižuje inverzi populace hladin



- Reabsorpce a up-konverze může zvyšovat produkci tepla
- Buzení širokospektrálními zdroji může ohřívat přímo matici

- ▶ Kombinací objemového ohřevu aktivního prostředí laseru čerpacím zářením a současným odvodem tepla do okolí dochází k nerovnoměrnému rozložení teploty uvnitř tohoto systému.

Působení tepla v aktivním prostředí

- ▶ Kombinací objemového ohřevu aktivního prostředí laseru čerpacím zářením a současným odvodem tepla do okolí dochází k nerovnoměrnému rozložení teploty uvnitř tohoto systému.
- ▶ To vede k prostorové a časové modulaci teplotně závislých fyzikálních vlastností aktivního prostředí.

Působení tepla v aktivním prostředí

- ▶ Kombinací objemového ohřevu aktivního prostředí laseru čerpacím zářením a současným odvodem tepla do okolí dochází k nerovnoměrnému rozložení teploty uvnitř tohoto systému.
- ▶ To vede k prostorové a časové modulaci teplotně závislých fyzikálních vlastností aktivního prostředí.
 - ▶ Modulace indexu lomu, gradient teploty \Rightarrow tepelná čočka + aberace \Rightarrow stabilita rezonátoru a kvalita svazku

Působení tepla v aktivním prostředí

- ▶ Kombinací objemového ohřevu aktivního prostředí laseru čerpacím zářením a současným odvodem tepla do okolí dochází k nerovnoměrnému rozložení teploty uvnitř tohoto systému.
- ▶ To vede k prostorové a časové modulaci teplotně závislých fyzikálních vlastností aktivního prostředí.
 - ▶ Modulace indexu lomu, gradient teploty \Rightarrow tepelná čočka + aberace \Rightarrow stabilita rezonátoru a kvalita svazku
 - ▶ Tepelné prnutí \Rightarrow teplem indukovaný dvojlom (depolarizační ztráty), mechanické poškození AP

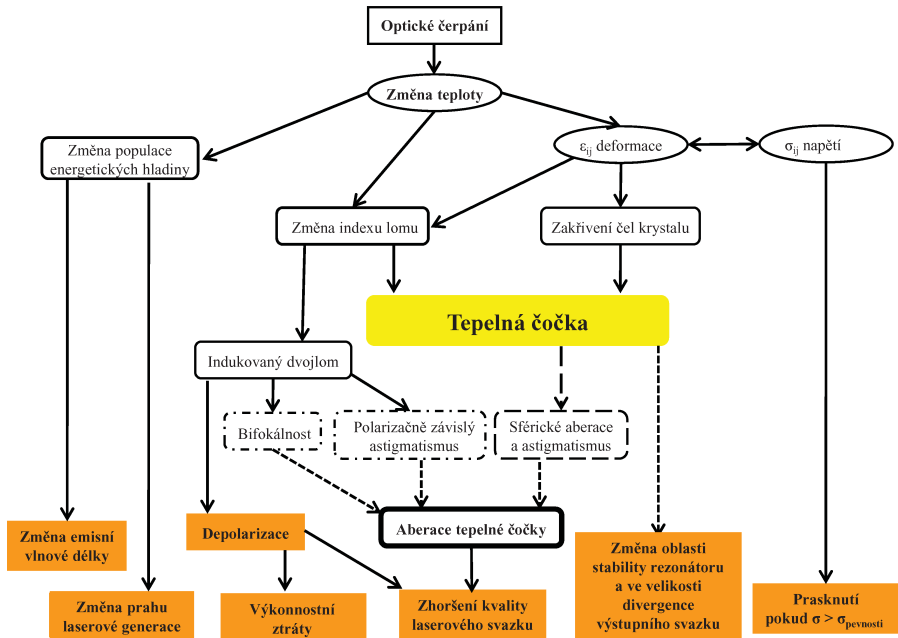
Působení tepla v aktivním prostředí

- ▶ Kombinací objemového ohřevu aktivního prostředí laseru čerpacím zářením a současným odvodem tepla do okolí dochází k nerovnoměrnému rozložení teploty uvnitř tohoto systému.
- ▶ To vede k prostorové a časové modulaci teplotně závislých fyzikálních vlastností aktivního prostředí.
 - ▶ Modulace indexu lomu, gradient teploty \Rightarrow tepelná čočka + aberace \Rightarrow stabilita rezonátoru a kvalita svazku
 - ▶ Tepelné prnutí \Rightarrow teplem indukovaný dvojlom (depolarizační ztráty), mechanické poškození AP
 - ▶ Změna populace hladin \Rightarrow změna absorpce a emise, fluorescenční doba

Působení tepla v aktivním prostředí

- ▶ Kombinací objemového ohřevu aktivního prostředí laseru čerpacím zářením a současným odvodem tepla do okolí dochází k nerovnoměrnému rozložení teploty uvnitř tohoto systému.
- ▶ To vede k prostorové a časové modulaci teplotně závislých fyzikálních vlastností aktivního prostředí.
 - ▶ Modulace indexu lomu, gradient teploty \Rightarrow tepelná čočka + aberace \Rightarrow stabilita rezonátoru a kvalita svazku
 - ▶ Tepelné prnutí \Rightarrow teplem indukovaný dvojlom (depolarizační ztráty), mechanické poškození AP
 - ▶ Změna populace hladin \Rightarrow změna absorpce a emise, fluorescenční doba
- ▶ Provoz laseru ovlivňuje generované teplo \Leftrightarrow generované teplo ovlivňuje provoz laseru

Působení tepla v aktivním prostředí



- ▶ Matematickým modelem difúzních teplotních polí jsou eliptické nebo parabolické parciální diferenciální rovnice 2. řádu.

- ▶ Matematickým modelem difúzních teplotních polí jsou eliptické nebo parabolické parciální diferenciální rovnice 2. řádu.
 - ▶ Eliptické rovnice popisují ustálená teplotní pole,

- ▶ Matematickým modelem difúzních teplotních polí jsou eliptické nebo parabolické parciální diferenciální rovnice 2. řádu.
 - ▶ Eliptické rovnice popisují ustálená teplotní pole,
 - ▶ Parabolické rovnice popisují neustálená teplotní pole

Model tepelného pole – rovnice vedení tepla

- ▶ Matematickým modelem difúzních teplotních polí jsou eliptické nebo parabolické parciální diferenciální rovnice 2. řádu.
 - ▶ Eliptické rovnice popisují ustálená teplotní pole,
 - ▶ Parabolické rovnice popisují neustálená teplotní pole
- ▶ Rovnice vedení tepla difúzí pro případ stacionárního, homogenního, izotropního prostředí s vnitřními tepelnými zdroji:

$$\nabla \cdot (k \nabla T) + Q = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t}$$

Model tepelného pole – rovnice vedení tepla

- ▶ Matematickým modelem difúzních teplotních polí jsou eliptické nebo parabolické parciální diferenciální rovnice 2. řádu.
 - ▶ Eliptické rovnice popisují ustálená teplotní pole,
 - ▶ Parabolické rovnice popisují neustálená teplotní pole
- ▶ Rovnice vedení tepla difúzí pro případ stacionárního, homogenního, izotropního prostředí s vnitřními tepelnými zdroji:

$$\nabla \cdot (k \nabla T) + Q = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t}$$

- ▶ T je prostorově a časově závislá teplota, Q je hustota tepelných zdrojů [W/m^3].

Model tepelného pole – rovnice vedení tepla

- ▶ Matematickým modelem difúzních teplotních polí jsou eliptické nebo parabolické parciální diferenciální rovnice 2. řádu.
 - ▶ Eliptické rovnice popisují ustálená teplotní pole,
 - ▶ Parabolické rovnice popisují neustálená teplotní pole
- ▶ Rovnice vedení tepla difúzí pro případ stacionárního, homogenního, izotropního prostředí s vnitřními tepelnými zdroji:

$$\nabla \cdot (k \nabla T) + Q = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t}$$

- ▶ T je prostorově a časově závislá teplota, Q je hustota tepelných zdrojů [W/m^3].
- ▶ Parametr k je součinitel tepelné vodivosti prostředí [$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \text{K}^{-1}$], ρ je jeho hustota [kg/m^3] a C_p je jeho tepelná kapacita [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \text{K}^{-1}$] za stálého tlaku.

Model tepelného pole – rovnice vedení tepla

- ▶ Matematickým modelem difúzních teplotních polí jsou eliptické nebo parabolické parciální diferenciální rovnice 2. řádu.
 - ▶ Eliptické rovnice popisují ustálená teplotní pole,
 - ▶ Parabolické rovnice popisují neustálená teplotní pole
- ▶ Rovnice vedení tepla difúzí pro případ stacionárního, homogenního, izotropního prostředí s vnitřními tepelnými zdroji:

$$\nabla \cdot (k \nabla T) + Q = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t}$$

- ▶ T je prostorově a časově závislá teplota, Q je hustota tepelných zdrojů [W/m^3].
- ▶ Parametr k je součinitel tepelné vodivosti prostředí [$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \text{K}^{-1}$], ρ je jeho hustota [kg/m^3] a C_p je jeho tepelná kapacita [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \text{K}^{-1}$] za stálého tlaku.
- ▶ V reálných systémech jsou tyto parametry teplotně závislé a rovnice vedení tepla je nelineární.

Model tepelného pole – rovnice vedení tepla

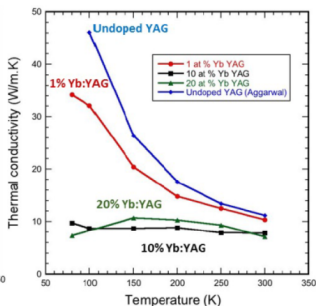
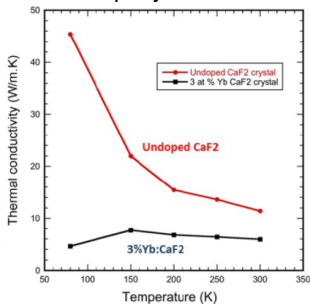
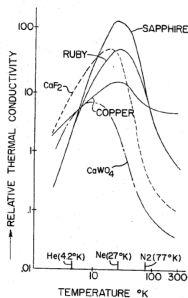
- ▶ Matematickým modelem difúzních teplotních polí jsou eliptické nebo parabolické parciální diferenciální rovnice 2. řádu.
 - ▶ Eliptické rovnice popisují ustálená teplotní pole,
 - ▶ Parabolické rovnice popisují neustálená teplotní pole
- ▶ Rovnice vedení tepla difúzí pro případ stacionárního, homogenního, izotropního prostředí s vnitřními tepelnými zdroji:

$$\nabla \cdot (k \nabla T) + Q = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t}$$

- ▶ T je prostorově a časově závislá teplota, Q je hustota tepelných zdrojů [W/m^3].
- ▶ Parametr k je součinitel tepelné vodivosti prostředí [$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \text{K}^{-1}$], ρ je jeho hustota [kg/m^3] a C_p je jeho tepelná kapacita [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \text{K}^{-1}$] za stálého tlaku.
- ▶ V reálných systémech jsou tyto parametry teplotně závislé a rovnice vedení tepla je nelineární.
- ▶ Pro řešení je nutné znát počáteční (rozložení teploty a termodynamického potenciálu na počátku procesu v čase $t = 0$) a okrajové podmínky

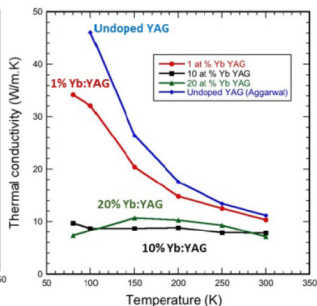
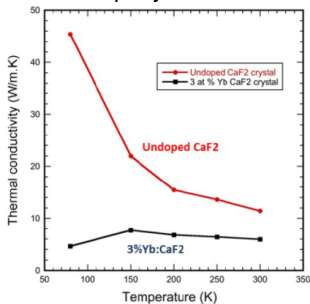
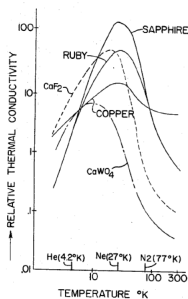
Model tepelného pole – tepelná vodivost

► Tepelná vodivost je funkce teploty



Model tepelného pole – tepelná vodivost

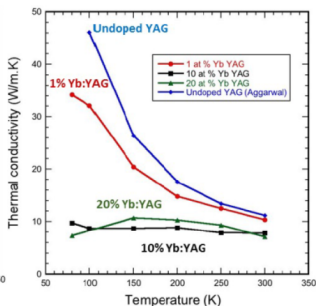
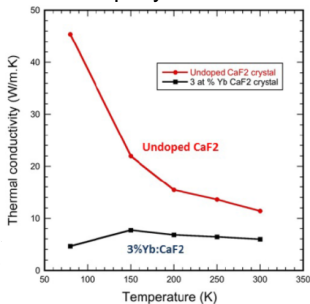
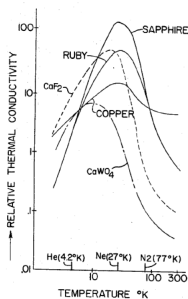
▶ Tepelná vodivost je funkce teploty



▶ Tepelná vodivost vybraných materiáľů (300 K):

Model tepelného pole – tepelná vodivost

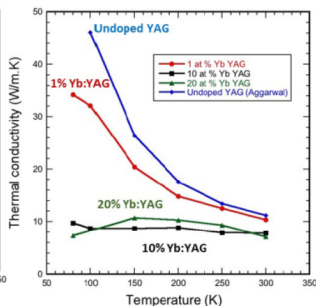
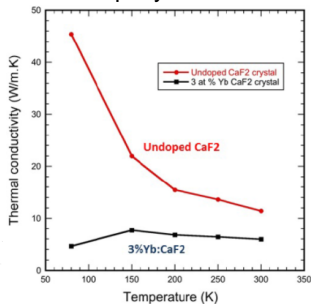
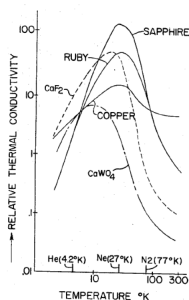
▶ Tepelná vodivost je funkce teploty



▶ Tepelná vodivost vybraných materiálu (300 K):

Model tepelného pole – tepelná vodivost

▶ Tepelná vodivost je funkce teploty

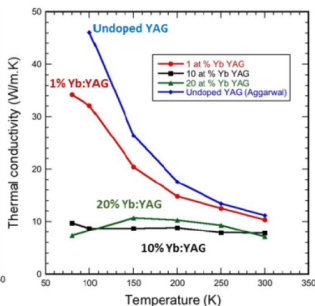
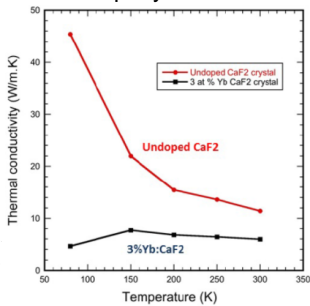
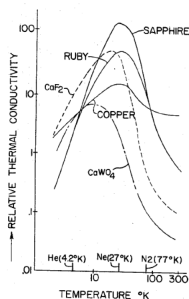


▶ Tepelná vodivost vybraných materiálů (300 K):

Materiál	k [W/mK]
Měď	400
Mosaz	110
Hliník	240
Dural	164
Ocel	10-50
Voda	0,6
Vzduch	0,026

Model tepelného pole – tepelná vodivost

▶ Tepelná vodivost je funkce teploty



▶ Tepelná vodivost vybraných materiáľů (300 K):

Materiál	k [W/mK]
Měď	400
Mosaz	110
Hliník	240
Dural	164
Ocel	10-50
Voda	0,6
Vzduch	0,026

Materiál	k [W/mK]
Diamant	1000-2200
Safír	40
ZnSe	18
YAG	13
CaF ₂	10
LuAG	8
Sklo	0,1-1

Model tepelného pole – okrajové podmínky

Okrajová podmínka vyjadřuje zákon přenosu tepla na rozhraní mezi tělesem a vnějším prostředím. Základní okrajové podmínky jsou tyto:

1. druhu – **Dirichletova podmínka** definuje předpisem známé rozložení teploty na hraniční ploše S

$$T|_S = f(\vec{r}, t)$$

Homogenní okrajová podmínka 1. druhu popisuje situaci, kdy je teplota konstantní v čase a prostoru, t.j. kdy je hranice systému v dokonalém kontaktu s termostatem s danou teplotou.

Model tepelného pole – okrajové podmínky

Okrajová podmínka vyjadřuje zákon přenosu tepla na rozhraní mezi tělesem a vnějším prostředím. Základní okrajové podmínky jsou tyto:

1. druhu – **Dirichletova podmínka** definuje předpisem známé rozložení teploty na hraniční ploše S

$$T|_S = f(\vec{r}, t)$$

Homogenní okrajová podmínka 1. druhu popisuje situaci, kdy je teplota konstantní v čase a prostoru, t.j. kdy je hranice systému v dokonalém kontaktu s termostatem s danou teplotou.

2. druhu – **Neumannova podmínka** udává rozložení hustoty povrchového tepelného toku q [W/m²] hraniční plochou S

$$-k \vec{n} \cdot \nabla T|_S = q(\vec{r}, t)$$

$\vec{n} \cdot \nabla T$ je derivace podél vnější normály \vec{n} povrchu S . Homogenní tvar okrajové podmínky 2. druhu ($q = 0$) odpovídá buď situaci, kdy je hranice dokonale tepelně izolována nebo vyjadřuje symetrii teplotního pole.

Model tepelného pole – okrajové podmínky

Okrajová podmínka vyjadřuje zákon přenosu tepla na rozhraní mezi tělesem a vnějším prostředím. Základní okrajové podmínky jsou tyto:

1. druhu – **Dirichletova podmínka** definuje předpisem známé rozložení teploty na hraniční ploše S

$$T|_S = f(\vec{r}, t)$$

Homogenní okrajová podmínka 1. druhu popisuje situaci, kdy je teplota konstantní v čase a prostoru, t.j. kdy je hranice systému v dokonalém kontaktu s termostatem s danou teplotou.

2. druhu – **Neumannova podmínka** udává rozložení hustoty povrchového tepelného toku q [W/m^2] hraniční plochou S

$$-k \vec{n} \cdot \nabla T|_S = q(\vec{r}, t)$$

$\vec{n} \cdot \nabla T$ je derivace podél vnější normály \vec{n} povrchu S . Homogenní tvar okrajové podmínky 2. druhu ($q = 0$) odpovídá buď situaci, kdy je hranice dokonale tepelně izolována nebo vyjadřuje symetrii teplotního pole.

3. druhu – **Fourierova podmínka** vystihuje situaci, kdy na hranici systému dochází k přenosu tepla konvencí a vedením:

$$-k \vec{n} \cdot \nabla T|_S = h (T|_S - T_a)$$

kde T_a je teplota okolí systému (teplota chladícího média), $T|_S$ je teplota systému na hranici a h je koeficient přenosu tepla [$\text{W}/\text{m}^2\text{K}$].

Obecná okrajová podmínka definující toky tepla rozhraním včetně radiace:

$$-k \vec{n} \cdot \nabla T|_S = q(\vec{r}, t) + h (T|_S - T_a) + \varepsilon \sigma \left(T^4|_S - T_a^4 \right)$$

kde σ je Stefan-Boltzmannova konstanta a ε je emisivita povrchu.

Obecná okrajová podmínka definující toky tepla rozhraním včetně radiace:

$$-k \vec{n} \cdot \nabla T|_S = q(\vec{r}, t) + h(T|_S - T_a) + \varepsilon \sigma \left(T^4|_S - T_a^4 \right)$$

kde σ je Stefan-Boltzmannova konstanta a ε je emisivita povrchu.

Obecná okrajová podmínka definující toky tepla rozhraním včetně radiace:

$$-k \vec{n} \cdot \nabla T|_S = q(\vec{r}, t) + h (T|_S - T_a) + \varepsilon \sigma \left(T^4|_S - T_a^4 \right)$$

kde σ je Stefan-Boltzmannova konstanta a ε je emisivita povrchu.

Proces	h [W/m ² K]
Přirozené proudění plynu	10
Přirozené proudění kapaliny	100
Nucené proudění plynu	100
Nucené proudění kapaliny	1000
Kondenzace	20.000
Var	20.000

Obecná okrajová podmínka definující toky tepla rozhraním včetně radiace:

$$-k \vec{n} \cdot \nabla T|_S = q(\vec{r}, t) + h (T|_S - T_a) + \varepsilon \sigma (T^4|_S - T_a^4)$$

kde σ je Stefan-Boltzmannova konstanta a ε je emisivita povrchu.

Proces	h [W/m ² K]
Přirozené proudění plynu	10
Přirozené proudění kapaliny	100
Nucené proudění plynu	100
Nucené proudění kapaliny	1000
Kondenzace	20.000
Var	20.000

Materiál	Emisivita
Al (leštěný)	0,04
Al (zašlý)	0,2-0,3
Cu (zašlá)	0,04
Fe (leštěné)	0,07
Fe (rezavé)	0,78-0,98
Safír	0,48
Sklo	0,92-0,94
Voda	0,98
Saze	0,96

- ▶ Rovnice vedení tepla v cylindrických souřadnicích (r, ϕ, z) v osově symetrické situaci ($\partial/\partial\phi = 0$):

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(kr \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + rQ = \rho C_p r \frac{\partial T}{\partial t} .$$

- ▶ Rovnice vedení tepla v cylindrických souřadnicích (r, ϕ, z) v osově symetrické situaci ($\partial/\partial\phi = 0$):

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(kr \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + rQ = \rho C_p r \frac{\partial T}{\partial t} .$$

- ▶ Uvažuji homogenně čerpanou, „nekonečně“ dlouhou laserovou tyč (poloměr r_0 , délka L). Vzhledem ke geometrii bude teplota pouze funkcí r .

Analyticky řešitelný případ – homogenně čerpaná tyč

- ▶ Rovnice vedení tepla v cylindrických souřadnicích (r, ϕ, z) v osově symetrické situaci ($\partial/\partial\phi = 0$):

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(kr \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + rQ = \rho C_p r \frac{\partial T}{\partial t} .$$

- ▶ Uvažuji homogenně čerpanou, „nekonečně“ dlouhou laserovou tyč (poloměr r_0 , délka L). Vzhledem ke geometrii bude teplota pouze funkcí r .
- ▶ V důsledku absorpce se v objemu tyče rovnoměrně uvolňuje teplo rychlostí Q

$$Q = \frac{\eta_{QD} P_{abs}}{\pi r_0^2 L}$$

Analyticky řešitelný případ – homogenně čerpaná tyč

- ▶ Rovnice vedení tepla v cylindrických souřadnicích (r, ϕ, z) v osově symetrické situaci ($\partial/\partial\phi = 0$):

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(kr \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + rQ = \rho C_p r \frac{\partial T}{\partial t} .$$

- ▶ Uvažuji homogenně čerpanou, „nekonečně“ dlouhou laserovou tyč (poloměr r_0 , délka L). Vzhledem ke geometrii bude teplota pouze funkcí r .
- ▶ V důsledku absorpce se v objemu tyče rovnoměrně uvolňuje teplo rychlostí Q

$$Q = \frac{\eta_{QD} P_{abs}}{\pi r_0^2 L}$$

- ▶ Stacionární teplotní pole v tyči popisuje rovnice vedení tepla v cylindrických souřadnicích (r, ϕ, z) :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{Q}{k} = 0$$

Analyticky řešitelný případ – homogenně čerpaná tyč

- ▶ Rovnice vedení tepla v cylindrických souřadnicích (r, ϕ, z) v osově symetrické situaci ($\partial/\partial\phi = 0$):

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(kr \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + rQ = \rho c_p r \frac{\partial T}{\partial t}.$$

- ▶ Uvažuji homogenně čerpanou, „nekonečně“ dlouhou laserovou tyč (poloměr r_0 , délka L). Vzhledem ke geometrii bude teplota pouze funkcí r .
- ▶ V důsledku absorpce se v objemu tyče rovnoměrně uvolňuje teplo rychlostí Q

$$Q = \frac{\eta_{QD} P_{abs}}{\pi r_0^2 L}$$

- ▶ Stacionární teplotní pole v tyči popisuje rovnice vedení tepla v cylindrických souřadnicích (r, ϕ, z) :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{Q}{k} = 0$$

- ▶ Uvažujeme konstantní teplotu na povrchu tyče $T(r_0)$. Řešení má tvar:

$$T(r) = T(r_0) + \frac{Q}{4k} (r_0^2 - r^2) \quad \Rightarrow \quad \Delta T^{max} = \frac{\eta_{QD} P_{abs}}{4\pi kL}$$

Analyticky řešitelný případ – homogenně čerpaná tyč

- ▶ Rovnice vedení tepla v cylindrických souřadnicích (r, ϕ, z) v osově symetrické situaci ($\partial/\partial\phi = 0$):

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(kr \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + rQ = \rho c_p r \frac{\partial T}{\partial t}.$$

- ▶ Uvažuji homogenně čerpanou, „nekonečně“ dlouhou laserovou tyč (poloměr r_0 , délka L). Vzhledem ke geometrii bude teplota pouze funkcí r .
- ▶ V důsledku absorpce se v objemu tyče rovnoměrně uvolňuje teplo rychlostí Q

$$Q = \frac{\eta_{QD} P_{abs}}{\pi r_0^2 L}$$

- ▶ Stacionární teplotní pole v tyči popisuje rovnice vedení tepla v cylindrických souřadnicích (r, ϕ, z) :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{Q}{k} = 0$$

- ▶ Uvažujeme konstantní teplotu na povrchu tyče $T(r_0)$. Řešení má tvar:

$$T(r) = T(r_0) + \frac{Q}{4k} (r_0^2 - r^2) \quad \Rightarrow \quad \Delta T^{max} = \frac{\eta_{QD} P_{abs}}{4\pi kL}$$

- ▶ Rozložení teploty je parabolické. Gradient teploty:

$$\frac{\partial T}{\partial r} = -\frac{Qr}{2k}$$

- ▶ Změna indexu lomu s teplotou:

$$n(r, z) = n_0 + \left. \frac{dn}{dT} \right|_T T(r, z)$$

- ▶ Změna indexu lomu s teplotou:

$$n(r, z) = n_0 + \left. \frac{dn}{dT} \right|_T T(r, z)$$

- ▶ Parabolický teplotní profil \Rightarrow parabolický index lomu

$$\Delta n(r) = - \left. \frac{dn}{dT} \right|_T \frac{Q}{4k} r^2$$

- Změna indexu lomu s teplotou:

$$n(r, z) = n_0 + \left. \frac{dn}{dT} \right|_T T(r, z)$$

- Parabolický teplotní profil \Rightarrow parabolický index lomu

$$\Delta n(r) = - \left. \frac{dn}{dT} \right|_T \frac{Q}{4k} r^2$$

- Parabolický index lomu \Rightarrow tepelná čočka

$$f \cong \frac{2k}{QL} \left(\left. \frac{dn}{dT} \right|_T \right)^{-1} = \frac{2\pi r_0^2 k}{\eta_{QD} P_{abs}} \left(\left. \frac{dn}{dT} \right|_T \right)^{-1}$$

Materiál	k [W/m K]		dn/dT [10^{-6} K^{-1}]	
	$T = 100 \text{ K}$	$T = 300 \text{ K}$	$T = 100 \text{ K}$	$T = 300 \text{ K}$
YAG	46	11	0,9	7,8
LuAG	25	8	0,7	8,3
YLF (c)	33	7	-1,8	-6,6

- ▶ Účinkem vnějších sil a nerovnoměrného teplotního pole se poddajné těleso deformuje a vzniknou v něm odpovídající vnitřní síly

- ▶ Účinkem vnějších sil a nerovnoměrného teplotního pole se poddajné těleso deformuje a vzniknou v něm odpovídající vnitřní síly
- ▶ V lineárním elastickém kontinuu vzniknou posuvy $\vec{u} = (u_1, u_2, u_3)$ [m], jejichž rozložení je dáno Lamého rovnicí:

$$(\varphi + \psi) \nabla (\nabla \cdot \vec{u}) + \psi \Delta \vec{u} - (3\varphi + 2\psi) \alpha_T \nabla T + \vec{f} = 0,$$

přitom $\varphi \geq 0$ a $\psi > 0$ jsou tzv. *Laméovy koeficienty*:

$$\varphi = \frac{\nu E}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)} = \mu, \quad \psi = \frac{E}{2(1 + \nu)} = G$$

kde $E(\vec{r}, T)$ je Youngův modul pružnosti, $\nu(\vec{r}, T)$ je součinitel příčného zúžení (Poissonovo číslo), $\alpha_T(\vec{r}, T)$ je koeficient lineární teplotní roztažnosti a $f(\vec{r}, \dots)$ je vektor vnitřních objemových sil

- ▶ Účinkem vnějších sil a nerovnoměrného teplotního pole se poddajné těleso deformuje a vzniknou v něm odpovídající vnitřní síly
- ▶ V lineárním elastickém kontinuu vzniknou posuvy $\vec{u} = (u_1, u_2, u_3)$ [m], jejichž rozložení je dáno Lamého rovnicí:

$$(\varphi + \psi) \nabla (\nabla \cdot \vec{u}) + \psi \Delta \vec{u} - (3\varphi + 2\psi) \alpha_T \nabla T + \vec{f} = 0,$$

přitom $\varphi \geq 0$ a $\psi > 0$ jsou tzv. *Laméovy koeficienty*:

$$\varphi = \frac{\nu E}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)} = \mu, \quad \psi = \frac{E}{2(1 + \nu)} = G$$

kde $E(\vec{r}, T)$ je Youngův modul pružnosti, $\nu(\vec{r}, T)$ je součinitel příčného zúžení (Poissonovo číslo), $\alpha_T(\vec{r}, T)$ je koeficient lineární teplotní roztažnosti a $f(\vec{r}, \dots)$ je vektor vnitřních objemových sil

- ▶ Okrajové podmínky určují vnější síly na hranici, posuvy na hranici (nulový posuv = pevná hranice) a lineární kombinace vnějších sil a posuvů, umožňující popsat pružně zafixovanou hranici

- ▶ Účinkem vnějších sil a nerovnoměrného teplotního pole se poddajné těleso deformuje a vzniknou v něm odpovídající vnitřní síly
- ▶ V lineárním elastickém kontinuu vzniknou posuvy $\vec{u} = (u_1, u_2, u_3)$ [m], jejichž rozložení je dáno Lamého rovnicí:

$$(\varphi + \psi) \nabla (\nabla \cdot \vec{u}) + \psi \Delta \vec{u} - (3\varphi + 2\psi) \alpha_T \nabla T + \vec{f} = 0,$$

přítom $\varphi \geq 0$ a $\psi > 0$ jsou tzv. *Laméovy koeficienty*:

$$\varphi = \frac{\nu E}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)} = \mu, \quad \psi = \frac{E}{2(1 + \nu)} = G$$

kde $E(\vec{r}, T)$ je Youngův modul pružnosti, $\nu(\vec{r}, T)$ je součinitel příčného zúžení (Poissonovo číslo), $\alpha_T(\vec{r}, T)$ je koeficient lineární teplotní roztažnosti a $f(\vec{r}, \dots)$ je vektor vnitřních objemových sil

- ▶ Okrajové podmínky určují vnější síly na hranici, posuvy na hranici (nulový posuv = pevná hranice) a lineární kombinace vnějších sil a posuvů, umožňující popsat pružně zafixovanou hranici
- ▶ Ani pro osově symetrický případ není možné redukovat rovnici na 2D

- ▶ Účinkem vnějších sil a nerovnoměrného teplotního pole se poddajné těleso deformuje a vzniknou v něm odpovídající vnitřní síly
- ▶ V lineárním elastickém kontinuu vzniknou posuvy $\vec{u} = (u_1, u_2, u_3)$ [m], jejichž rozložení je dáno Lamého rovnicí:

$$(\varphi + \psi) \nabla (\nabla \cdot \vec{u}) + \psi \Delta \vec{u} - (3\varphi + 2\psi) \alpha_T \nabla T + \vec{f} = 0,$$

přitom $\varphi \geq 0$ a $\psi > 0$ jsou tzv. *Laméovy koeficienty*.

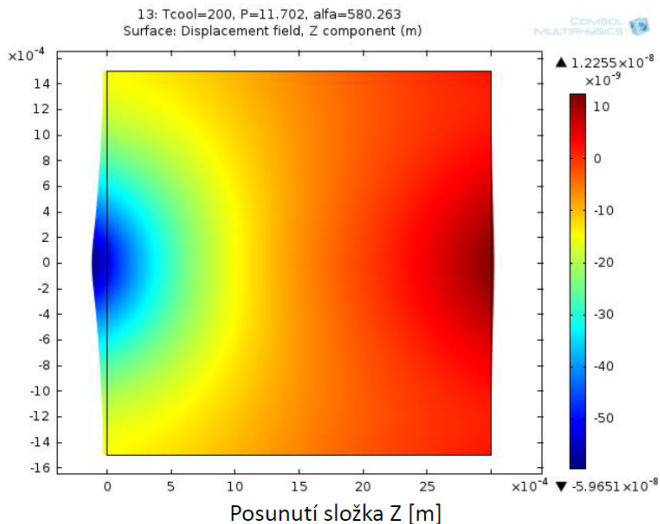
$$\varphi = \frac{\nu E}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)} = \mu, \quad \psi = \frac{E}{2(1 + \nu)} = G$$

kde $E(\vec{r}, T)$ je Youngův modul pružnosti, $\nu(\vec{r}, T)$ je součinitel příčného zúžení (Poissonovo číslo), $\alpha_T(\vec{r}, T)$ je koeficient lineární teplotní roztažnosti a $f(\vec{r}, \dots)$ je vektor vnitřních objemových sil

- ▶ Okrajové podmínky určují vnější síly na hranici, posuvy na hranici (nulový posuv = pevná hranice) a lineární kombinace vnějších sil a posuvů, umožňující popsat pružně zafixovanou hranici
- ▶ Ani pro osově symetrický případ není možné redukovat rovnici na 2D
- ▶ Z vypočtených posuvů lze určit tenzor (tepelné) deformace

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

- ▶ Deformace aktivního prostředí (např. vyklenutí čel krystalu)



- ▶ Deformace aktivního prostředí (např. vyklenutí čel krystalu)
- ▶ Destrukce aktivního prostředí pokud tepelné pnutí (napětí) překročí meze pevnosti. Napětí lze popsat tenzorem σ_{kl} . Podle Hookova zákona je:

$$\sigma_{kl} = E\epsilon_{kl}$$

Materiál	E [GPa]	σ_{max} [GPa]
Al_2O_3	400	0,4
YAG	320	0,13–0,28
YAG keramika	280	0,36
YLF	85	0,04
CaF_2	76	0,03–0,15

- ▶ Deformace aktivního prostředí (např. vyklenutí čel krystalu)
- ▶ Destrukce aktivního prostředí pokud tepelné pnutí (napětí) překročí meze pevnosti. Napětí lze popsat tenzorem σ_{kl} . Podle Hookova zákona je:

$$\sigma_{kl} = E \epsilon_{kl}$$

Materiál	E [GPa]	σ_{max} [GPa]
Al_2O_3	400	0,4
YAG	320	0,13–0,28
YAG keramika	280	0,36
YLF	85	0,04
CaF_2	76	0,03–0,15

- ▶ V důsledku fotoelastického jevu modulasi indexu lomu (nehomogenita, dvojlom). Změna koeficientů indikatrixu v důsledku napětí:

$$\Delta B_{ij} = p_{ijkl} \epsilon_{kl}$$

kde p_{ijkl} je fotoelastický tenzor 4. řádu. Změna indexu lomu:

$$\Delta n \approx -\frac{n_0^3}{2} \Delta B$$

- ▶ Uvažujeme dlouhou tyč s parabolickým profilem teploty

- ▶ Uvažujeme dlouhou tyč s parabolickým profilem teploty
- ▶ Tepelné napětí má složky σ_r , σ_ϕ a σ_z :

$$\sigma_r(r) = \frac{Q\alpha E}{16k(1-\nu)} (r^2 - r_0^2)$$

$$\sigma_\phi(r) = \frac{Q\alpha E}{16k(1-\nu)} (3r^2 - r_0^2)$$

$$\sigma_z(r) = \frac{2Q\alpha E}{16k(1-\nu)} (2r^2 - r_0^2)$$

- ▶ Uvažujeme dlouhou tyč s parabolickým profilem teploty
- ▶ Tepelné napětí má složky σ_r , σ_ϕ a σ_z :

$$\sigma_r(r) = \frac{Q\alpha E}{16k(1-\nu)} (r^2 - r_0^2)$$

$$\sigma_\phi(r) = \frac{Q\alpha E}{16k(1-\nu)} (3r^2 - r_0^2)$$

$$\sigma_z(r) = \frac{2Q\alpha E}{16k(1-\nu)} (2r^2 - r_0^2)$$

- ▶ Maximální napětí je vektorový součet $\sigma_z(r)$ a $\sigma_\phi(r)$ na povrchu, tj. $\sqrt{2}\sigma_\phi(r_0)$.

Analyticky řešitelný případ – homogenně čerpaná tyč

- ▶ Uvažujeme dlouhou tyč s parabolickým profilem teploty
- ▶ Tepelné napětí má složky σ_r , σ_ϕ a σ_z :

$$\sigma_r(r) = \frac{Q\alpha E}{16k(1-\nu)} (r^2 - r_0^2)$$

$$\sigma_\phi(r) = \frac{Q\alpha E}{16k(1-\nu)} (3r^2 - r_0^2)$$

$$\sigma_z(r) = \frac{2Q\alpha E}{16k(1-\nu)} (2r^2 - r_0^2)$$

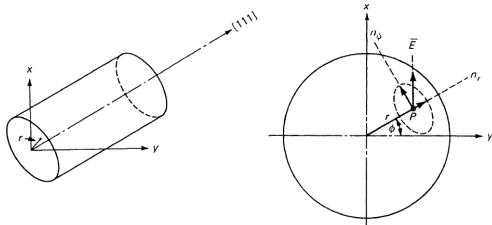
- ▶ Maximální napětí je vektorový součet $\sigma_z(r)$ a $\sigma_\phi(r)$ na povrchu, tj. $\sqrt{2}\sigma_\phi(r_0)$.
- ▶ Mez poškození udává výkon na jednotku délky:

$$\eta_{QD} P_{abs}/L = 8\pi R_s, \quad \text{kde} \quad R_s = \frac{k(1-\nu)}{\alpha E} \sigma_{max} \quad \text{„thermal shock parameter“}$$

	Sklo	YLF	YAG	YAG keram.	Al ₂ O ₃
R_s [W/cm]	1	1,8	7,9	24	100

Analyticky řešitelný případ – homogenně čerpaná tyč

- Dvojlom je vyvolaný rozdílnou velikostí radiální a azimutální složky indexu lomu



$$\Delta n_r(r) = -\frac{n_0^3}{2} \frac{\alpha Q}{k} C_r r^2, \quad \Delta n_\phi(r) = -\frac{n_0^3}{2} \frac{\alpha Q}{k} C_\phi r^2 \quad \text{a} \quad \Delta n_r - \Delta n_\phi = n_0^3 \frac{\alpha Q}{k} C_B r^2$$

- ▶ Dvojlom je vyvolaný rozdílnou velikostí radiální a azimutální složky indexu lomu

$$\Delta n_r(r) = -\frac{n_0^3}{2} \frac{\alpha Q}{k} C_r r^2, \quad \Delta n_\phi(r) = -\frac{n_0^3}{2} \frac{\alpha Q}{k} C_\phi r^2 \quad \text{a} \quad \Delta n_r - \Delta n_\phi = n_0^3 \frac{\alpha Q}{k} C_B r^2$$

- ▶ Pro YAG podél osy [111] je $C_r = 0,017$, $C_\phi = -0,0025$ a $C_B = -0,0099$.

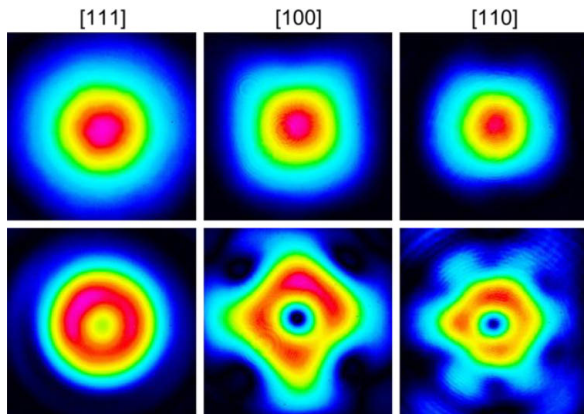


Fig. 3. Comparison of the different beam profiles emitted by the laser without an intracavity Brewster plate. Left to right: Using [111]-, [100]- and [110]-cut crystals. Top: Fundamental mode, bottom: next higher order mode.

- ▶ Tepelnou čočku ovlivní jak fotoelastický jev, tak vyklenutí čel tyče

- ▶ Tepelnou čočku ovlivní jak fotoelastický jev, tak vyklenutí čel tyče
- ▶ Fotoelastická složka tepelné čočky:

$$f_{fe} = \frac{\pi r_0^2 k}{\eta_{QD} P_{abs}} \left(\alpha C_{r,\phi} n_0^3 \right)^{-1}$$

- ▶ Tepelnou čočku ovlivní jak fotoelastický jev, tak vyklenutí čel tyče
- ▶ Fotoelastická složka tepelné čočky:

$$f_{fe} = \frac{\pi r_0^2 k}{\eta_{QD} P_{abs}} \left(\alpha C_{r,\phi} n_0^3 \right)^{-1}$$

- ▶ Vyklenutí tyče jednoduše jako její prodloužení v důsledku tepelné roztažnosti

$$l(r) = \alpha L (T(r) - T(0)) = \alpha r_0 \frac{Q}{4k} (r_0^2 - r^2)$$

- ▶ Tepelnou čočku ovlivní jak fotoelastický jev, tak vyklenutí čel tyče
- ▶ Fotoelastická složka tepelné čočky:

$$f_{fe} = \frac{\pi r_0^2 k}{\eta_{QD} P_{abs}} \left(\alpha C_{r,\phi} n_0^3 \right)^{-1}$$

- ▶ Vyklenutí tyče jednoduše jako její prodloužení v důsledku tepelné roztažnosti

$$l(r) = \alpha L (T(r) - T(0)) = \alpha r_0 \frac{Q}{4k} (r_0^2 - r^2)$$

- ▶ Odpovídající ohnisková vzdálenost tepelné čočky

$$f_{te} = \frac{\pi r_0^2 k}{\eta_{QD} P_{abs}} \left(\frac{\alpha r_0 (n_0 - 1)}{L} \right)^{-1}$$

- ▶ Tepelnou čočku ovlivní jak fotoelastický jev, tak vyklenutí čel tyče
- ▶ Fotoelastická složka tepelné čočky:

$$f_{fe} = \frac{\pi r_0^2 k}{\eta_{QD} P_{abs}} \left(\alpha C_{r,\phi} n_0^3 \right)^{-1}$$

- ▶ Vyklenutí tyče jednoduše jako její prodloužení v důsledku tepelné roztažnosti

$$l(r) = \alpha L (T(r) - T(0)) = \alpha r_0 \frac{Q}{4k} (r_0^2 - r^2)$$

- ▶ Odpovídající ohnisková vzdálenost tepelné čočky

$$f_{te} = \frac{\pi r_0^2 k}{\eta_{QD} P_{abs}} \left(\frac{\alpha r_0 (n_0 - 1)}{L} \right)^{-1}$$

- ▶ Celková tepelná čočka:

$$f = \frac{\pi r_0^2 k}{\eta_{QD} P_{abs}} \left(\frac{1}{2} \frac{dn}{dT} + \alpha C_{r,\phi} n_0^3 + \frac{\alpha r_0 (n_0 - 1)}{L} \right)^{-1}$$

Kompenzace termické čočky a astigmatismu

- ▶ Parabolický index lomu není problém, problém jsou aberace a dvojlom

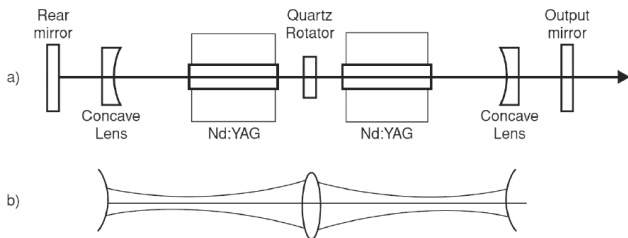
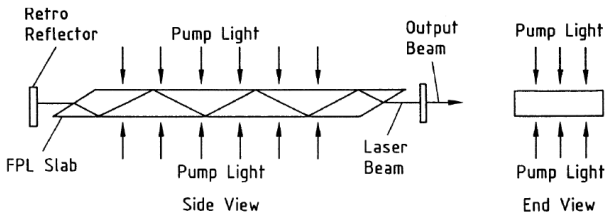
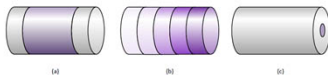


Fig. 7.20. Optical schematic of a bifocusing compensated TEM_{00} mode laser (a) and equivalent optical resonator (b)



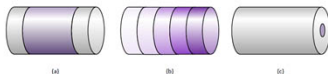
Zlepšení odvodu tepla z aktivního prostředí – geometrie

- ▶ Kompozitní aktivní prostředí, gradient absorpce \Rightarrow pomáhá odvádět teplo, omezuje koncový efekt

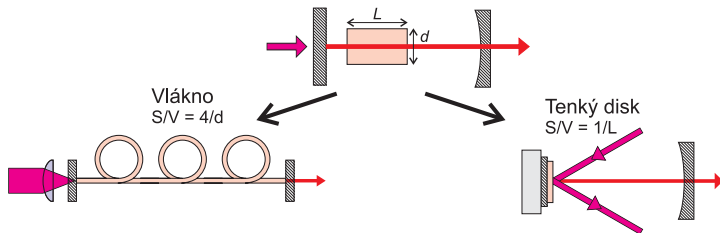


Zlepšení odvodu tepla z aktivního prostředí – geometrie

- ▶ Kompozitní aktivní prostředí, gradient absorpce \Rightarrow pomáhá odvádět teplo, omezuje koncový efekt



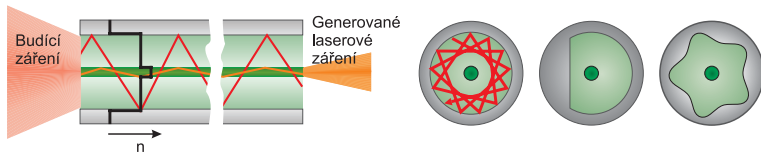
- ▶ Zvětšení poměru chladičící plocha – objem AP



Buzení jádra s dvojitým pláštěm

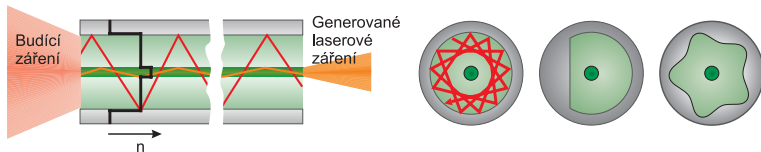
Buzení jádra s dvojitým pláštěm

- ▶ Mnohamódové budící záření se navádí do pláště $\varnothing 100 - 1000 \mu\text{m}$, jednomodové generované záření se šíří jádrem $\varnothing 10 - 500 \mu\text{m}$



Buzení jádra s dvojitým pláštěm

- ▶ Mnohamódový budící svazek se navádí do pláště $\varnothing 100 - 1000 \mu\text{m}$, jednomodové generované záření se šíří jádrem $\varnothing 10 - 500 \mu\text{m}$

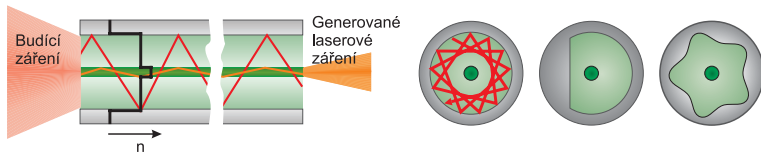


Vláknový laser

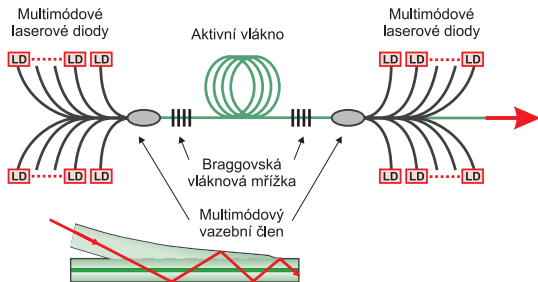
Vláknový laser

Buzení jádra s dvojitým pláštěm

- ▶ Mnohamódový budící svazek se navádí do pláště $\varnothing 100 - 1000 \mu\text{m}$, jednomodové generované záření se šíří jádrem $\varnothing 10 - 500 \mu\text{m}$

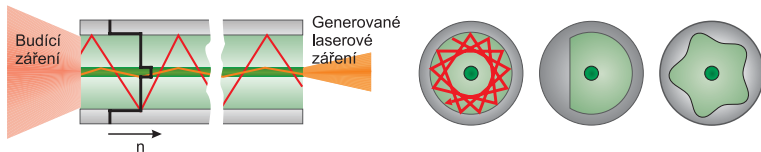


Vláknový laser



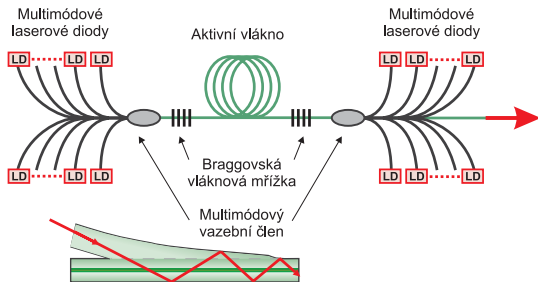
Buzení jádra s dvojitým pláštěm

- ▶ Mnohamódový budící svazek se navádí do pláště $\varnothing 100 - 1000 \mu\text{m}$, jednomodové generované záření se šíří jádrem $\varnothing 10 - 500 \mu\text{m}$



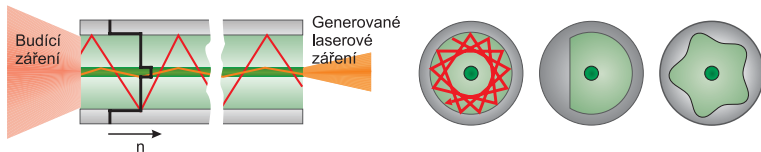
Vláknový laser

- ▶ Na 1 m vlákna lze ve vzduchu disipovat 150 W tepla



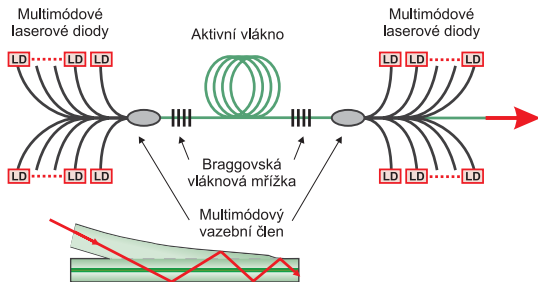
Buzení jádra s dvojitým pláštěm

- ▶ Mnohamódový budící svazek se navádí do pláště $\varnothing 100 - 1000 \mu\text{m}$, jednomodové generované záření se šíří jádrem $\varnothing 10 - 500 \mu\text{m}$



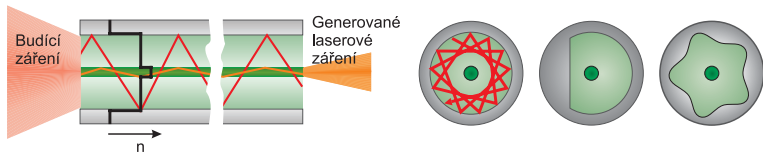
Vláknový laser

- ▶ Na 1 m vlákna lze ve vzduchu disipovat 150 W tepla
- ▶ Práh optického poškození skla $\sim 10^{10} \text{ W/cm}^2$



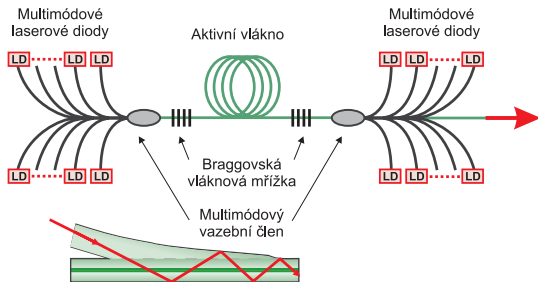
Buzení jádra s dvojitým pláštěm

- ▶ Mnohamódový budící svazek se navádí do pláště $\varnothing 100 - 1000 \mu\text{m}$, jednomodové generované záření se šíří jádrem $\varnothing 10 - 500 \mu\text{m}$



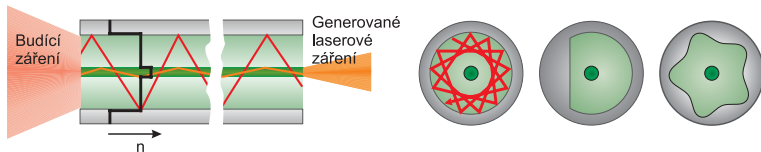
Vláknový laser

- ▶ Na 1 m vlákna lze ve vzduchu disipovat 150 W tepla
- ▶ Práh optického poškození skla $\sim 10^{10} \text{ W/cm}^2$
 - ▶ SM jádro $\varnothing 10 \mu\text{m} \Rightarrow$ mezní výkon 1 kW



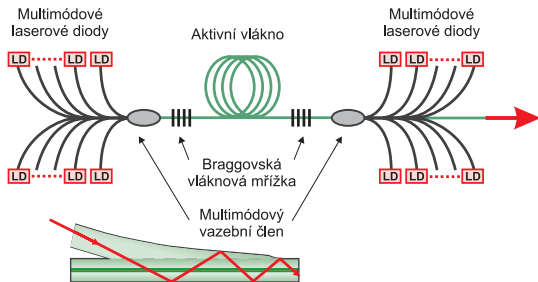
Buzení jádra s dvojitým pláštěm

- ▶ Mnohamódový budící svazek se navádí do pláště $\varnothing 100 - 1000 \mu\text{m}$, jednomodové generované záření se šíří jádrem $\varnothing 10 - 500 \mu\text{m}$



Vláknový laser

- ▶ Na 1 m vlákna lze ve vzduchu disipovat 150 W tepla
- ▶ Práh optického poškození skla $\sim 10^{10} \text{ W/cm}^2$
 - ▶ SM jádro $\varnothing 10 \mu\text{m} \Rightarrow$ mezní výkon 1 kW
 - ▶ LMA jádro $\varnothing 40 \mu\text{m} \Rightarrow$ mezní výkon 16 kW



Průmyslový kontinuální vláknový laser 100 kW (IPG Photonics)

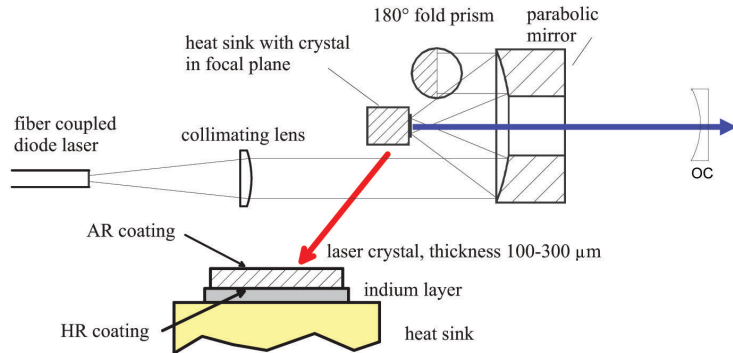


- Maximal power: 101.3 kW
- Feeding fiber: 300 μm x 10 m
BPP < 16 mm x mrad
- Process fiber: 500 μm x 50 m
BPP ~ 25 mm x mrad
- Wavelength: 1070,5 nm
- Modulation: up to 5 kHz
- Switching on / off: 40 μs / 25 μs
- Consumption: 286 kW
- Wall-plug efficiency: ~ 35.4%

Valentin Fomin, ASSL 2013

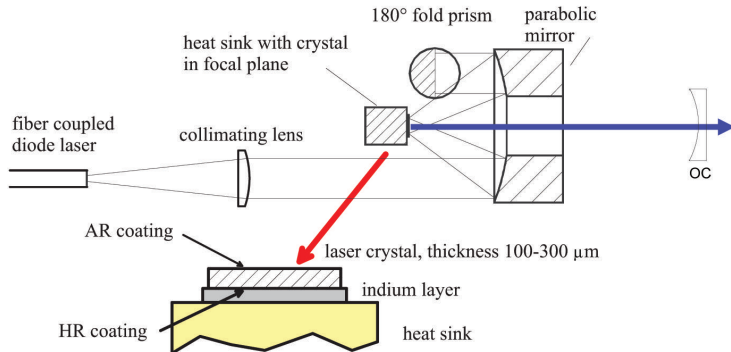
- ▶ Energie v gigantickém impulzu max několik mJ (SBS, SRS)

Tenký disk



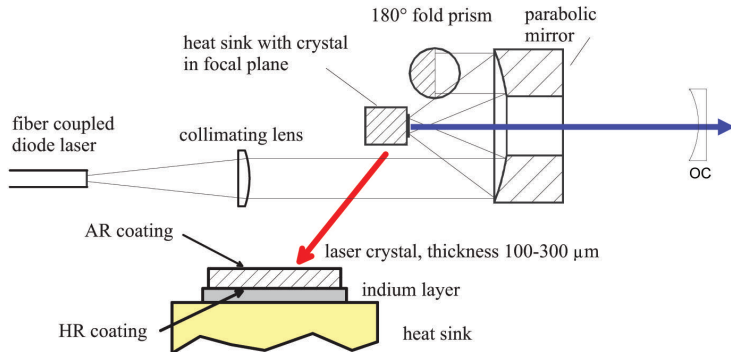
- Rozměry disku: $\varnothing \sim 5 - 20 \text{ mm}$, tloušťka 100 - 500 μm

Tenký disk



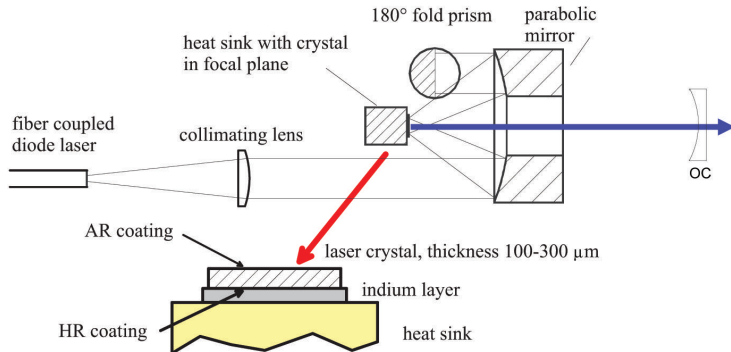
- ▶ Rozměry disku: $\varnothing \sim 5 - 20 \text{ mm}$, tloušťka 100 - 500 μm
 - ▶ Pro dosažení dobré absorpce čerpacího záření nutný mnohonásobný průchod diskem ($\alpha_{abs} \sim 10 - 20 \text{ cm}^{-1}$)

Tenký disk



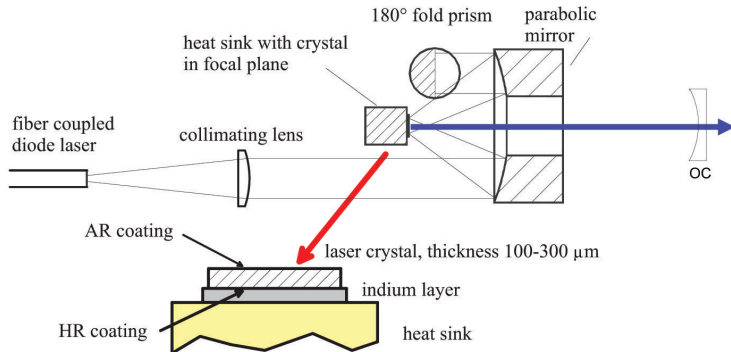
- ▶ Rozměry disku: $\varnothing \sim 5 - 20 \text{ mm}$, tloušťka $100 - 500 \mu\text{m}$
 - ▶ Pro dosažení dobré absorpce čerpacího záření nutný mnohonásobný průchod diskem ($\alpha_{abs} \sim 10 - 20 \text{ cm}^{-1}$)
- ▶ Gradient teploty paralelní s generovaným laserovým svazkem \Rightarrow minimální distorze vlnoplochy, vysoká kvalita laserového svazku

Tenký disk



- ▶ Rozměry disku: $\varnothing \sim 5 - 20 \text{ mm}$, tloušťka $100 - 500 \mu\text{m}$
 - ▶ Pro dosažení dobré absorpce čerpacího záření nutný mnohonásobný průchod diskem ($\alpha_{abs} \sim 10 - 20 \text{ cm}^{-1}$)
- ▶ Gradient teploty paralelní s generovaným laserovým svazkem \Rightarrow minimální distorze vlnoplochy, vysoká kvalita laserového svazku
- ▶ Velký průměr laserového svazku ($\sim 0,2 - 5 \text{ mm}$) \Rightarrow velká energie/špičkový výkon impulsu

Tenký disk



- ▶ Rozměry disku: $\varnothing \sim 5 - 20 \text{ mm}$, tloušťka $100 - 500 \mu\text{m}$
 - ▶ Pro dosažení dobré absorpce čerpacího záření nutný mnohonásobný průchod diskem ($\alpha_{abs} \sim 10 - 20 \text{ cm}^{-1}$)
- ▶ Gradient teploty paralelní s generovaným laserovým svazkem \Rightarrow minimální distorze vlnoplochy, vysoká kvalita laserového svazku
- ▶ Velký průměr laserového svazku ($\sim 0,2 - 5 \text{ mm}$) \Rightarrow velká energie/špičkový výkon impulsu
- ▶ Velká koncentrace energie – chlazení disku je kritické

TRUMPF TruDisk Laser – kontinuální výkon až 16 kW

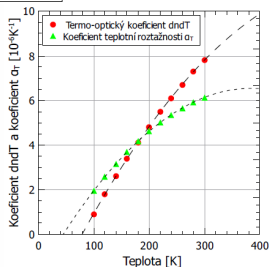
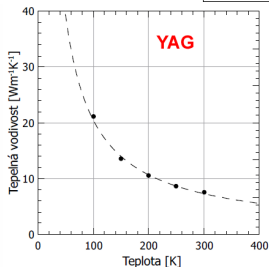
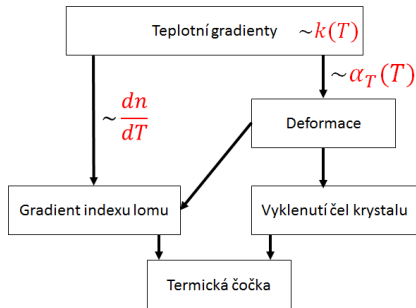
- ▶ Aktivní prostředí Yb:YAG
- ▶ Z jednoho disku střední výkon až 5 kW
- ▶ Větší výkon je možné získat řazením disků do série
- ▶ Možnost generace v režimu Q-spínání nebo synchronizace módů
- ▶ Životnost čerpacích diod 50 khod
- ▶ Účinnost el. zásuvka → laserové záření ~ 30 %



TruDisk 4002: 4kW Dominik Bauer, Photonics West 2009

Zlepšení odvodu tepla z aktivního prostředí – chalzení

- Kryogenní chlazení \Rightarrow vzroste tepelná vodivost, klesne dn_{ref}/dT a roztažnost



- ▶ Hybridní laser – rozložení tepla mezi víc laserů

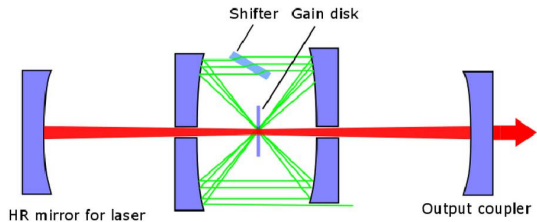
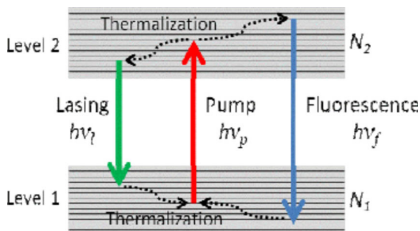
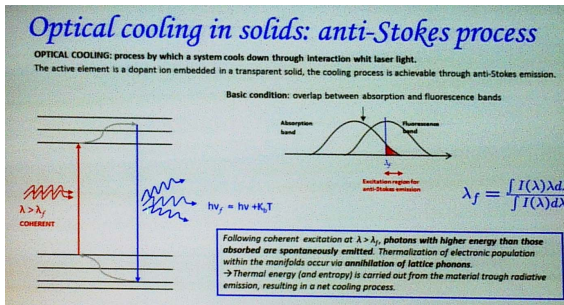
- ▶ Hybridní laser – rozložení tepla mezi víc laserů
- ▶ Atermální laser – velmi nízký kvantový efekt

- ▶ Hybridní laser – rozložení tepla mezi víc laserů
- ▶ Atermální laser – velmi nízký kvantový efekt
- ▶ Radiation Balanced Laser – záporný kvantový defekt

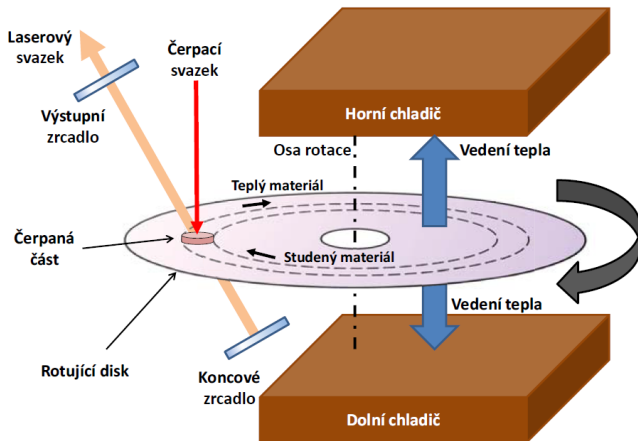
- ▶ Hybridní laser – rozložení tepla mezi víc laserů
- ▶ Atermální laser – velmi nízký kvantový efekt
- ▶ Radiation Balanced Laser – záporný kvantový defekt
- ▶ Heat capacity laser




Radiation Balanced Laser

- ▶ Radiation Balanced Laser – záporný kvantový defekt



- ▶ Aktivní medium se nechladí, ale vymění za zstudené



-  J. J. Degnan, "Theory of the optimally coupled Q-switched laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **25**, pp. 214–220, Feb. 1989.
-  J. J. Degnan, "Optimization of the passively Q-switched lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **31**, pp. 1890–1901, Nov. 1995.
-  G. Xiao and M. Bass, "A generalized model for passively Q-switched lasers including excited state absorption in the saturable absorber," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **33**, pp. 41–44, Jan. 1997.