

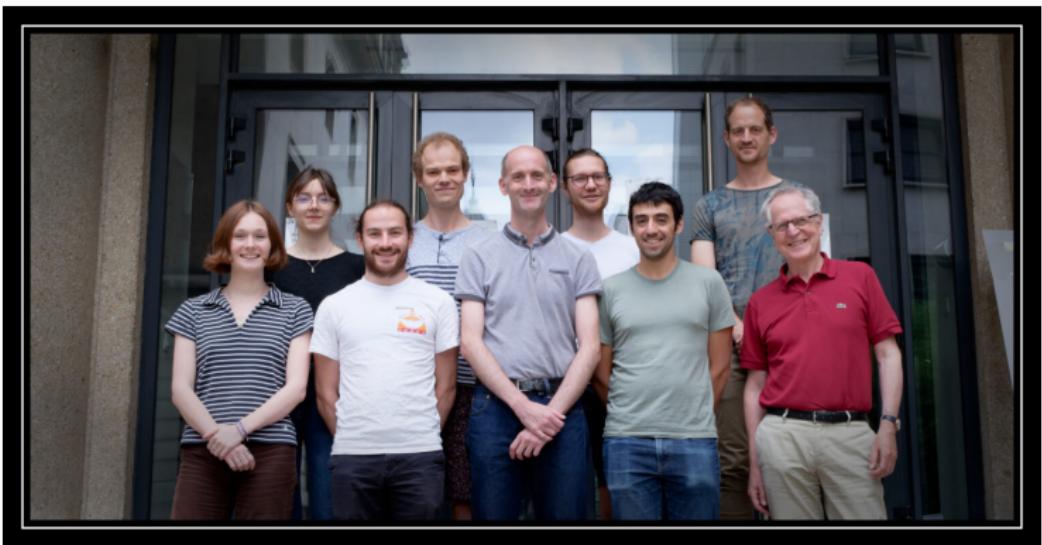
Réalisation d'un laser à 532 nm par génération de seconde harmonique

Alexandre Fouquet

12 août 2023

Stage de L3

- groupe Gaz quantiques
- Laboratoire Kastler Brossel
- Collège de France
- équipe Rubidium
- maître de stage : Jérôme Beugnon



Contexte

Contexte

Principe de la génération

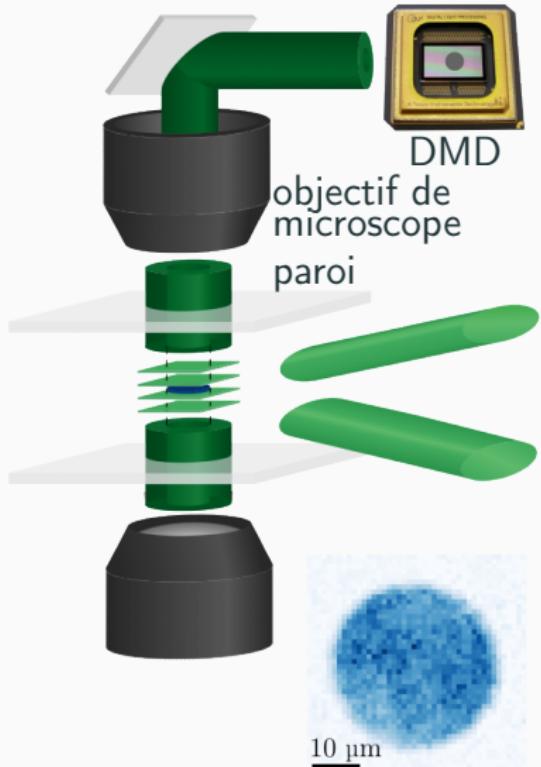
Mise en œuvre

Discussion

Conclusion

Obtention d'un gaz dégénéré à 2 dimensions

- 10^5 atomes à 20 nK
- rubidium
- piégeage dans les zones sombres par un laser à 532 nm
- DMD (*digital micromirror device*) : “boîte”
- faisceaux cohérents : “accordéon”
→ piéger dans un plan

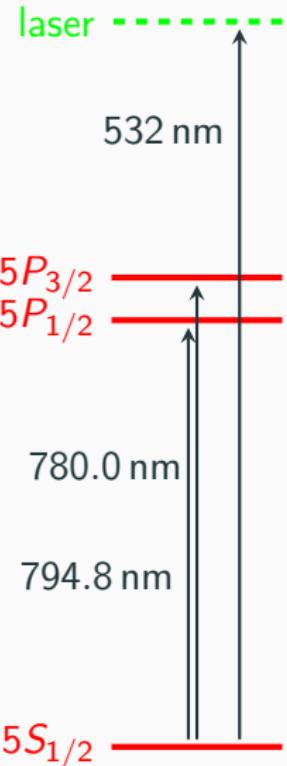


Utilisation des lasers à 532 nm

Interaction champ électrique-dipôle électrique induit → force de piégeage dérivant d'un potentiel (classiquement)

$$U_{\text{dip}}(r) = -\frac{1}{2}\langle \mathbf{d} \cdot \mathbf{E} \rangle = -\frac{1}{2\varepsilon_0 c} \Re e(\alpha(\omega)) I(r)$$

Cycles d'absorption et réémission → force de pression de radiation $F = \hbar k \gamma$, $\gamma = \Gamma P_e$



Principe de la génération

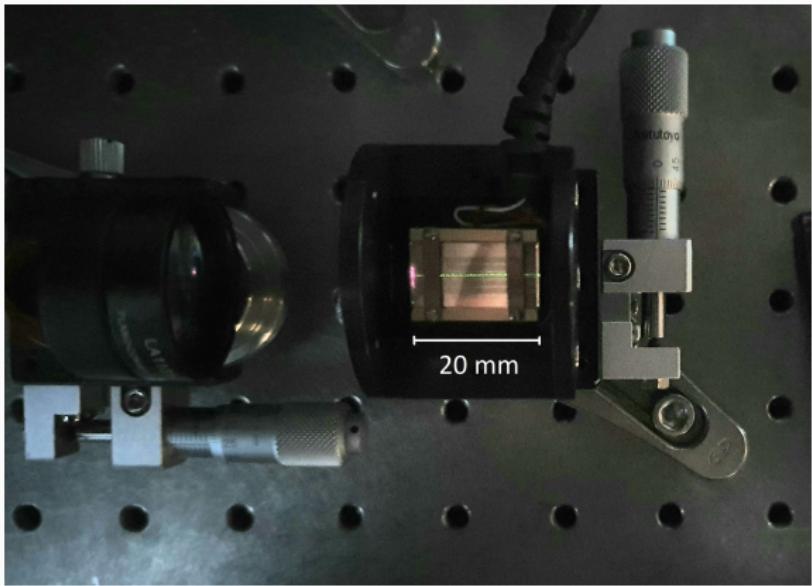
Contexte

Principe de la génération

Mise en œuvre

Discussion

Conclusion



Milieu non linéaire

Équation d'onde dans un milieu non magnétique non linéaire :

$$\nabla^2 \mathcal{E}_q + \frac{\omega_q^2}{c^2} \underline{\epsilon}^{(1)}(\omega_q) \cdot \mathcal{E}_q(r) = -\frac{\omega_q^2}{\epsilon_0 c^2} \underline{\mathcal{P}}_q^{\text{NL}}(r)$$

avec

$$E(r, t) = \Re \left\{ \sum_{q \in \mathbb{N}} \mathcal{E}_q(r) e^{-i\omega_q t} \right\}$$

$$P^{\text{NL}}(r, t) = \Re \left\{ \sum_{q \in \mathbb{N}} \mathcal{P}_q^{\text{NL}}(r) e^{-i\omega_q t} \right\}$$

$\underline{\epsilon}^{(1)}$ le tenseur de permittivité diélectrique relative (linéaire)

$\mathcal{P}_q^{\text{NL}}$ la partie non-linéaire de la polarisation

Génération de seconde harmonique

Polarisation quadratique pour une onde incidente à la pulsation ω

$$E = \Re \{ \mathcal{E}_1 e^{-i\omega t} \}$$

$P^{(2)} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} E^2$ avec $\chi^{(2)}$ la susceptibilité d'ordre 2

$$= \frac{\varepsilon_0 \chi^{(2)}}{4} \left\{ \mathcal{E}_1 e^{-i\omega t} + \mathcal{E}_1^* e^{i\omega t} \right\}^2$$

$$= \frac{\varepsilon_0 \chi^{(2)}}{4} \left\{ \underbrace{\mathcal{E}_1^2 e^{-2i\omega t} + \mathcal{E}_1^{*2} e^{2i\omega t}}_{\text{seconde harmonique}} + 2|\mathcal{E}_1|^2 + \mathcal{O}(\mathcal{E}_2^2) \right\}$$

Équation d'évolution

Hypothèses simplificatrices :

- polarisation linéaire selon l'un des axes principaux

$$\rightarrow \mathcal{E}_q \text{ scalaires, } n_q = \sqrt{\varepsilon^{(1)}(\omega_q)}$$

- $\mathcal{E}_q = \mathcal{A}_q(x, y, z) e^{ik_q z}$ avec $k_q = \frac{n_q \omega_q}{c}$ et $\frac{\partial^2 \mathcal{A}_q}{\partial z^2} \ll k_q \frac{\partial \mathcal{A}_q}{\partial z}$

\rightarrow équation d'onde paraxiale avec terme source quadratique en \mathcal{A}_1

$$\left\{ \nabla_{\perp} + 2ik_2 \frac{\partial}{\partial z} \right\} \mathcal{A}_2 = -\frac{2\chi^{(2)}\omega^2}{c^2} \mathcal{A}_1^2 e^{-i(k_2 - 2k_1)z}$$

Accord de phase

Pour des ondes planes $\mathcal{A}_q = \mathcal{A}_q(z)$,

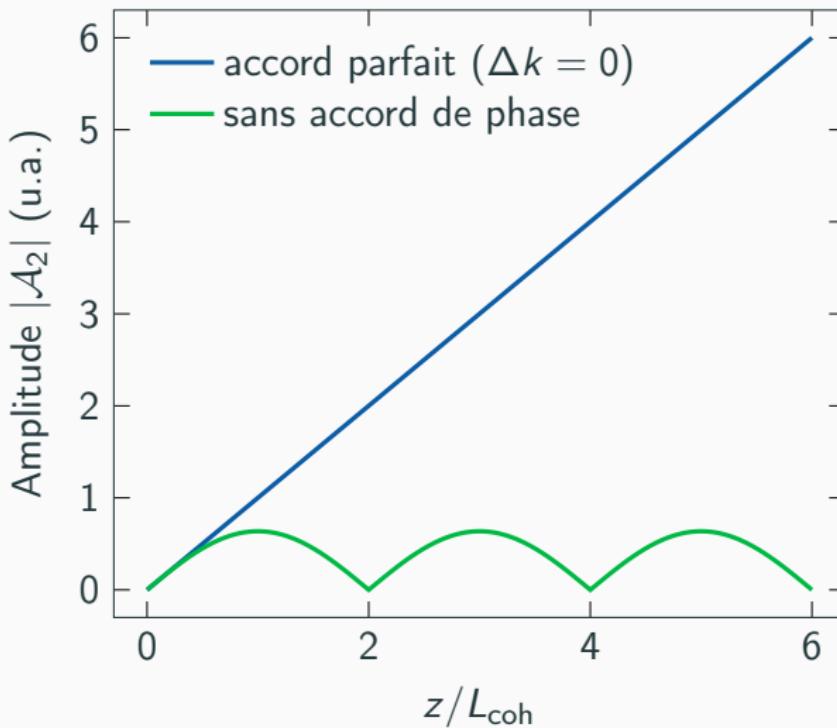
$$\frac{d\mathcal{A}_2}{dz} = i \frac{\chi^{(2)} \omega}{2cn_2} \mathcal{A}_1^2 e^{-i\Delta kz} \text{ avec } \Delta k = k_2 - 2k_1$$

$$\text{soit } \mathcal{A}_2(L) = i \frac{\chi^{(2)} \omega}{2cn_2} \mathcal{A}_1^2 L \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) e^{-i\frac{\Delta k L}{2}}$$

en sortie du cristal en $z = L$ avec $\mathcal{A}_2(0) = 0$ à l'entrée.

Accord de phase

Interférence destructive du rayonnement émis en z et en $z + L_{\text{coh}} := z + \frac{\pi}{\Delta k}$. $L_{\text{coh}} \approx 3 \mu\text{m} \ll L = 2 \text{ cm}$.



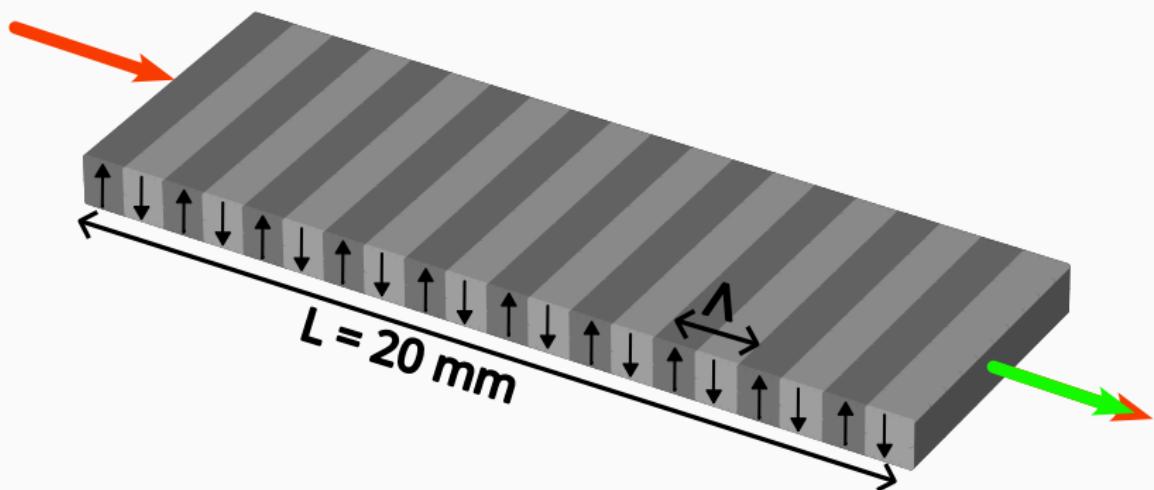
Quasi-accord de phase

Solution : $\chi^{(2)}(z)$ variant spatialement avec un nombre d'onde
 $k_x = \Delta k$.

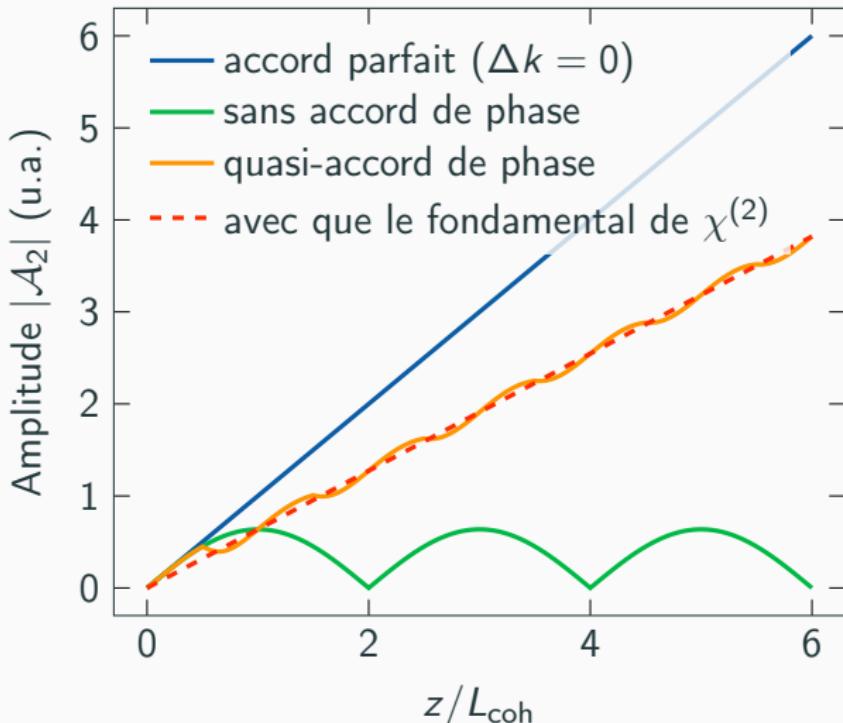
Quasi-accord de phase

Solution : $\chi^{(2)}(z)$ variant spatialement avec un nombre d'onde $k_x = \Delta k$.

En pratique, $\chi^{(2)}(z) = \chi_0^{(2)} \operatorname{sign}[\cos(2\pi z/\Lambda)]$ avec un fondamental à $k_x = \frac{2\pi}{\Lambda}$ d'amplitude $\chi_{\text{eff}} := \frac{2}{\pi} \chi^{(2)}$.



$$|\mathcal{A}_2(L)| \approx \frac{\chi_{\text{eff}}\omega}{2cn_2} \mathcal{A}_1^2 L \left| \text{sinc}\left(\frac{\Delta k_{\text{eff}}L}{2}\right) \right|$$



$$\frac{\mathcal{I}_2}{\mathcal{I}_1^2} = \frac{\frac{1}{2}n_2\varepsilon_0c|\mathcal{A}_2|^2}{\left(\frac{1}{2}n_1\varepsilon_0c|\mathcal{A}_1|^2\right)^2} = \frac{\chi_{\text{eff}}^2\omega^2}{2n_2n_1^2\varepsilon_0c^3} L^2$$

dans la limite de l'hypothèse de non-déplétion

Influence du profil transverse — faisceaux gaussiens

Faisceau incident gaussien de longueur de Rayleigh $z_R = \frac{n_1 \pi w_0^2}{\lambda}$

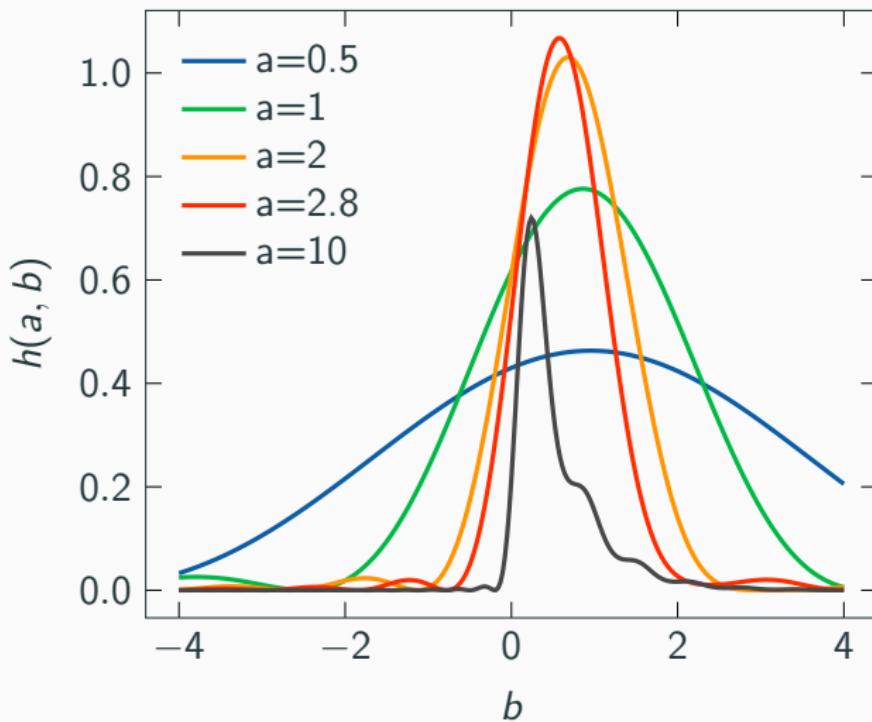
Théorie de Boyd-Kleinman : efficacité de conversion $\alpha = \frac{\mathcal{P}_2}{\mathcal{P}_1}$

$$\alpha = \frac{\omega^3 \chi_{\text{eff}}^2 L}{2\epsilon_0 c^4 \pi n_1 n_2} h(a, b)$$

$$\text{avec } a = \frac{L}{2z_R}, \quad b = -\Delta k_{\text{eff}} z_R$$

$$\text{et } h(a, b) = \frac{1}{4a} \left| \int_{-a}^a \frac{e^{ib\zeta}}{1 + i\zeta} d\zeta \right|^2$$

Optimum de conversion : $h(2.8, 0.58) = 1.068$



Mise en œuvre

Contexte

Principe de la génération

Mise en œuvre

Discussion

Conclusion

Choix du cristal doubleur

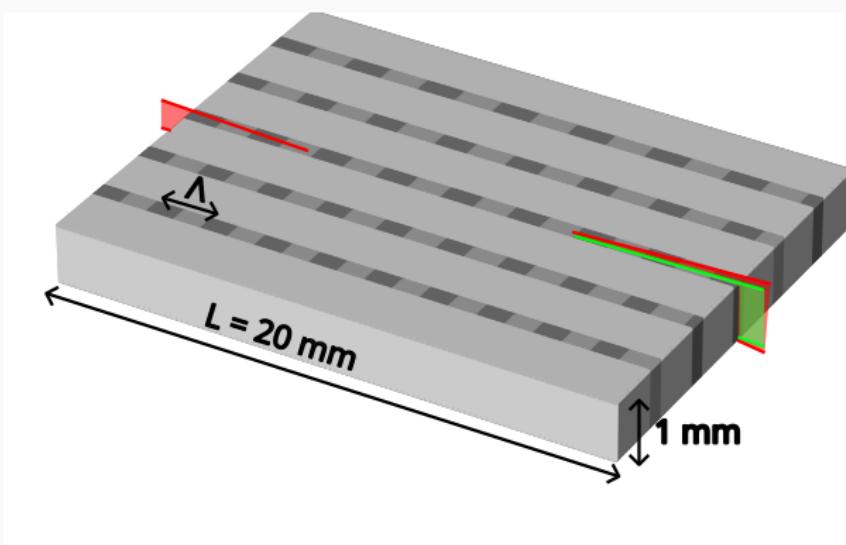
Cristal de niobate de lithium polarisé périodiquement dopé au magnésium (MgO:PPLN) :

- $\chi^{(2)}$ important selon l'axe extraordinaire
→ bonne efficacité de conversion
 - effets non-linéaires parasites à haute intensité :
 - inhomogénéités d'indice optique et couplage entre les faisceaux (effet photoréfractif)
 - absorption de l'infrarouge induite par le vert (*green-induced infrared absorption—GRIIRA*)
- avantageux pour produire jusqu'à 2–3 watts de lumière verte

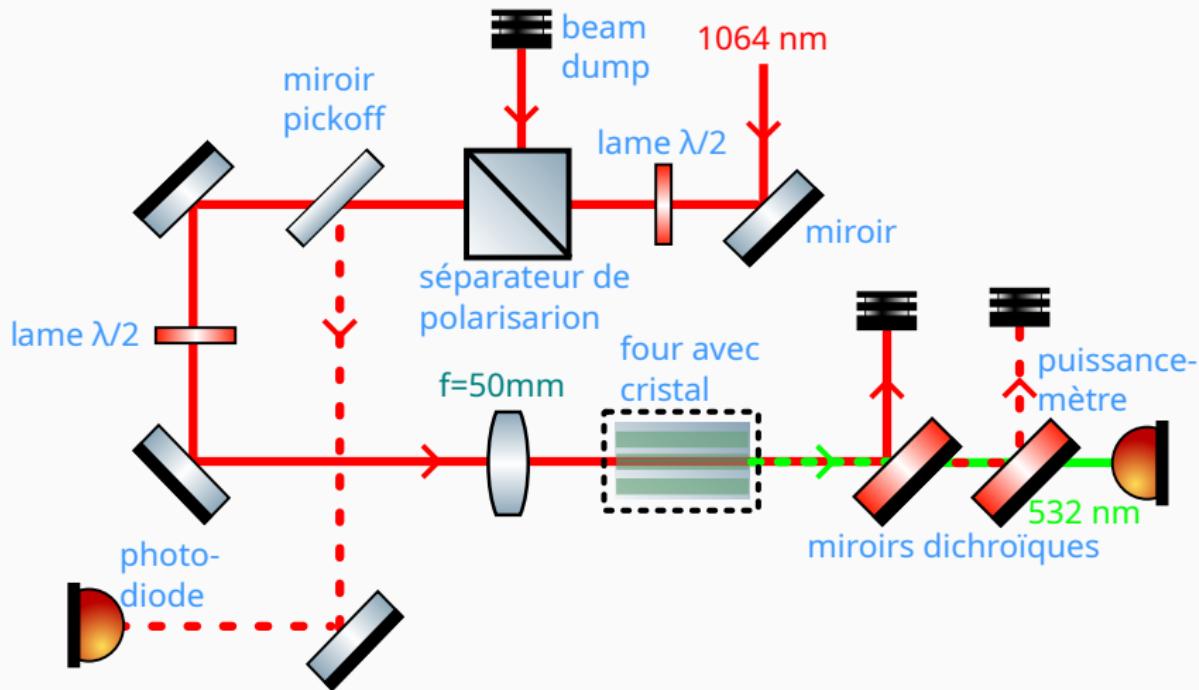
Choix du cristal doubleur

Cristal Coversion de longueur $L = 20 \text{ mm}$

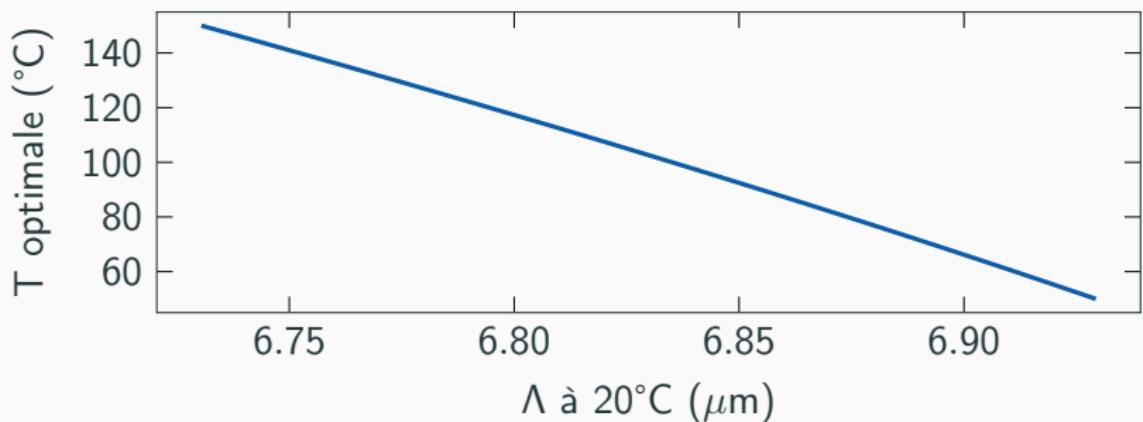
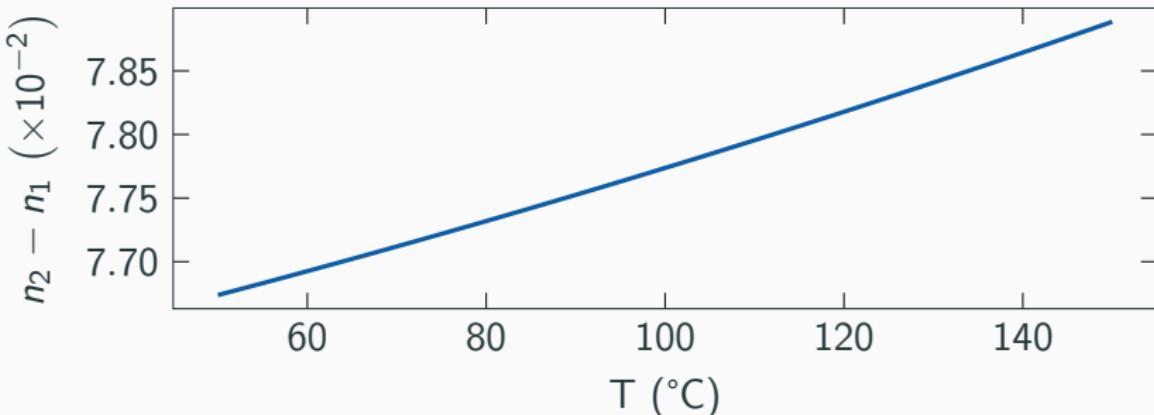
$\Lambda = 6.83, 6.86, 6.90, 6.93 \text{ et } 6.96 \mu\text{m}$



Montage



Estimation de la température optimale



Discussion

Contexte

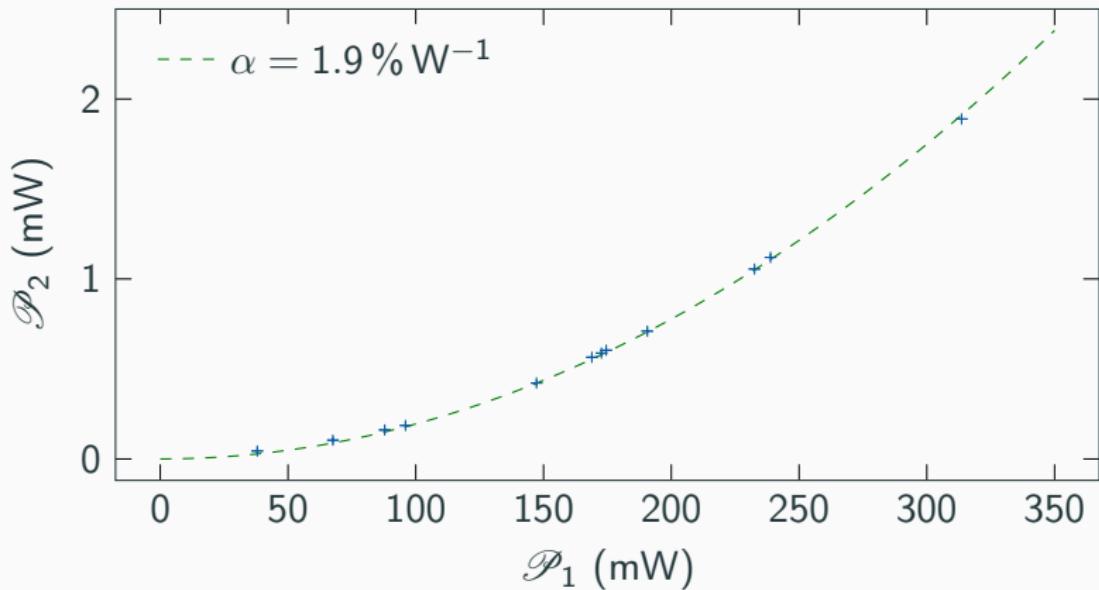
Principe de la génération

Mise en œuvre

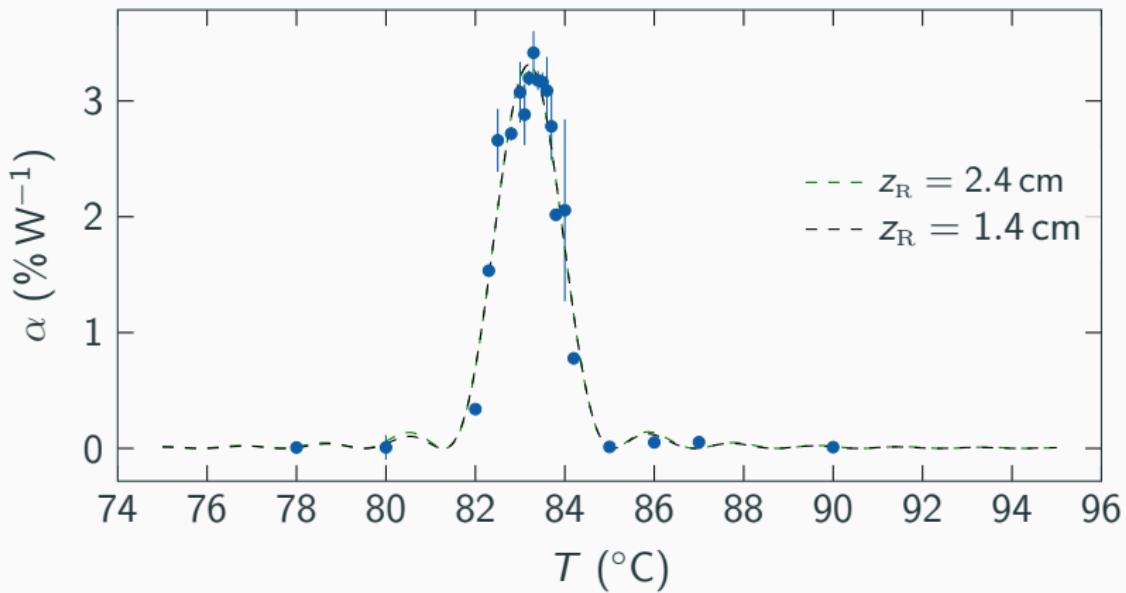
Discussion

Conclusion

Vérification de la relation $\mathcal{P}_2 = \alpha \mathcal{P}_1^2$ (à 82.5°C)

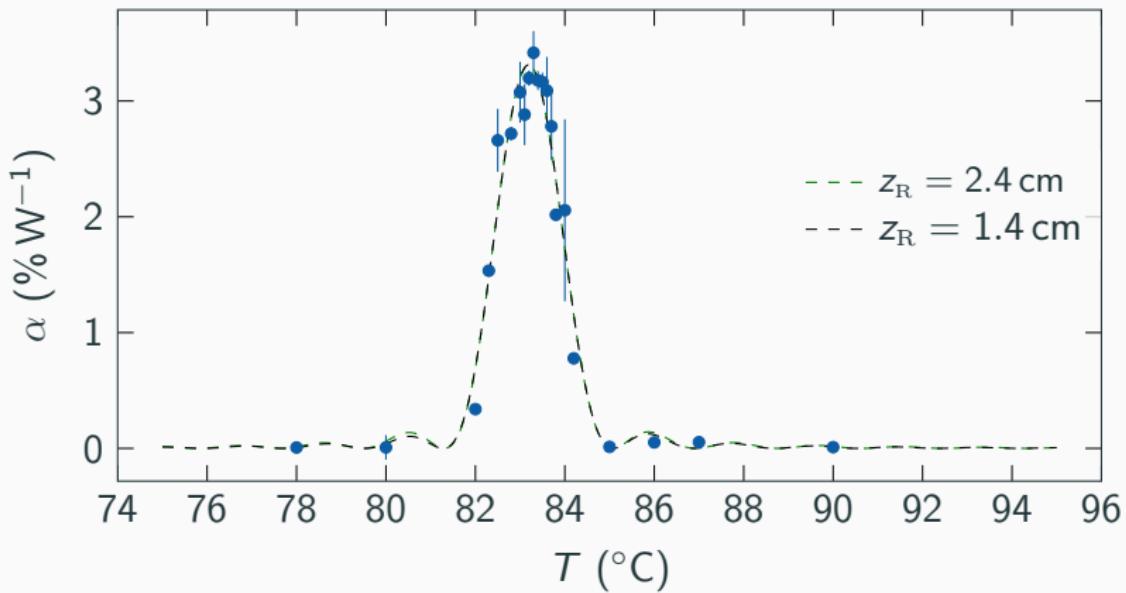


Dépendance en température de l'efficacité de conversion



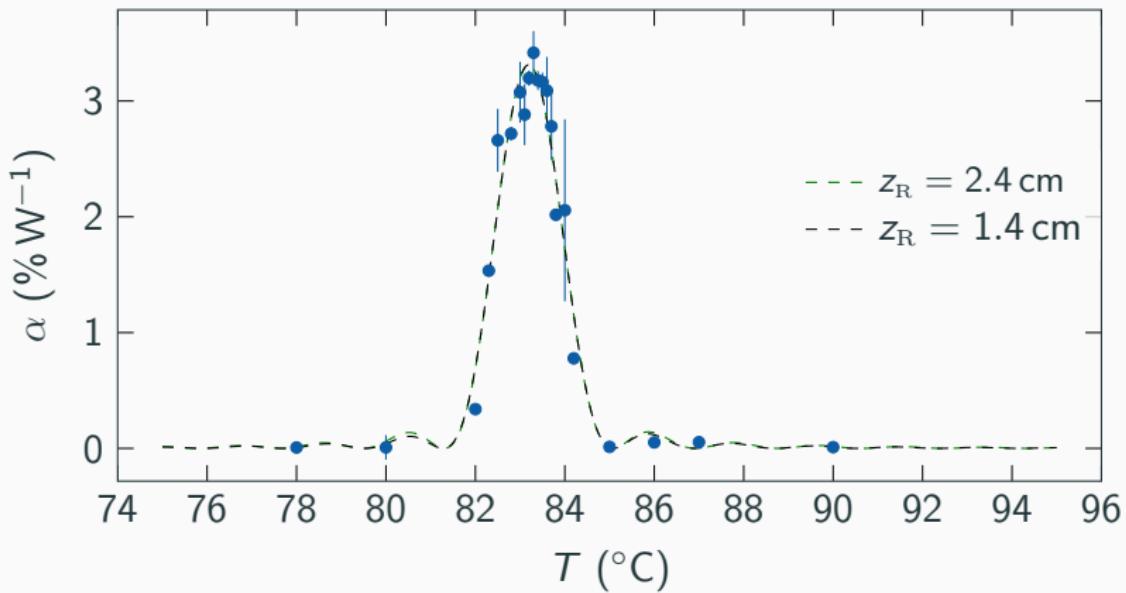
- $\alpha = 3 \% \text{W}^{-1}$ contre $2 \% \text{W}^{-1}$ pour $w_0 = 63 \mu\text{m}$

Dépendance en température de l'efficacité de conversion



- $\alpha = 3 \% \text{W}^{-1}$ contre $2 \% \text{W}^{-1}$ pour $w_0 = 63 \mu\text{m}$
- $\delta T \text{ FWHM} \approx 1.6^{\circ}\text{C}$ contre 1.2°C .

Dépendance en température de l'efficacité de conversion



- $\alpha = 3 \% \text{W}^{-1}$ contre $2 \% \text{W}^{-1}$ pour $w_0 = 63 \mu\text{m}$
- $\delta T \text{ FWHM} \approx 1.6 ^{\circ}\text{C}$ contre $1.2 ^{\circ}\text{C}$.
- ajustement : $\frac{\partial(\Delta k_{\text{eff}})}{\partial T} = 1.7 \text{ cm}^{-1} \text{K}^{-1}$

Conclusion

Contexte

Principe de la génération

Mise en œuvre

Discussion

Conclusion