

TP : Doublage de fréquence

1. Introduction

Les lasers ont la particularité d'émettre une lumière presque parfaitement monochromatique et cohérente, correspondant à une transition précise du matériau de la cavité laser. Mais ce principe de fonctionnement fait aussi leur limitation : seul un nombre restreint de milieux amplificateurs sont utilisés en pratique, et donc seul un nombre restreint de longueurs d'ondes sont produites directement, même en tenant compte des récentes diodes laser. L'optique non linéaire apporte des outils pour étendre grandement la gamme des longueurs d'ondes accessibles. Une technique simple nous intéresse ici : le *doublage de fréquence*.

On utilise un cristal particulier qui va réagir de façon **non-linéaire** à un faisceau laser incident. Dans une vue classique de processus, lorsque l'amplitude de l'onde monochromatique incidente est suffisamment forte, les charges du cristal participant à la propagation de la lumière oscillent fortement. Elles subissent alors l'*anharmonicité* de leur potentiel et n'oscillent plus de façon sinusoïdale (équation du mouvement *non-linéaire*). Le système restant périodique, la décomposition en série de Fourier nous dit que l'onde réémise présente alors des **harmoniques**, c'est-à-dire des multiples entiers $n\omega$ de la pulsation du faisceau incident. D'un point de vue quantique, la non-linéarité du milieu fait apparaître un *couplage* permettant à n photons d'énergie $h\nu$ de former un photon d'énergie $nh\nu$.

Théoriquement, la puissance lumineuse \mathcal{P}_1 de la première harmonique 2ω est proportionnelle au carré de la puissance incidente \mathcal{P}_0 (*loi quadratique du doublage*) et du sinus cardinal de $\Delta k := k_1 - 2k_0$:

$$\mathcal{P}_1 \propto L^2 \mathcal{P}_0^2 \text{sinc}^2(L \Delta k)$$

où L est la longueur parcourue par le faisceau dans le cristal, \vec{k}_0 le vecteur d'onde de l'onde incident, et \vec{k}_1 celui de l'onde doublée. Puisque le sinus cardinal est piqué, la conversion $\omega \rightarrow 2\omega$ n'est efficace que pour Δk petit devant L , et est maximale pour $\Delta k = 0$: c'est l'**accord de phase**. En terme d'indice de réfraction, cette condition équivaut à $n_1(2\omega) = n_0(\omega)$, impossible à satisfaire dans un cristal ordinaire. Il faut alors recourir à un cristal **anisotrope** où deux indices n_1 et n_0 coexistent sur un axe de propagation extraordinaire. Le sinus cardinal carré de \mathcal{P}_1 (donc l'efficacité de la conversion) dépend alors de l'angle $\theta - \theta_m$ entre la polarisation incidente et de l'orientation du cristal (*accord de phase angulaire*).

Le but de ce travail est de vérifier la loi quadratique du doublage et l'accord de phase angulaire sur un cristal anisotrope biaxe de niobate de potassium KNbO_3 , doublant la fréquence d'un faisceau infrarouge pour obtenir un faisceau bleu dont on étudiera les caractéristiques, après une étude préliminaire du faisceau IR.

2. Caractéristiques de la source IR et calibrage de puissance

2.1. Relation puissance optique \leftrightarrow tension de commande

Notre source infrarouge est une diode laser que l'on commande avec une tension V . Pour calibrer la puissance optique \mathcal{P}_0 en fonction de V , utilise un mesureur de puissance, comme schématisé ci-dessous :



Figure 1. Montage de caractérisation du faisceau infrarouge de la diode laser.

Au dessus de 1 mW, un atténuateur est placé sur la photodiode du mesureur, qui est pris en compte automatiquement. La seule différence est une incertitude un peu plus grande, de ± 0.1 mW au lieu de ± 0.03 mW. Les puissances mesurées sont représentées sur la figure 2.

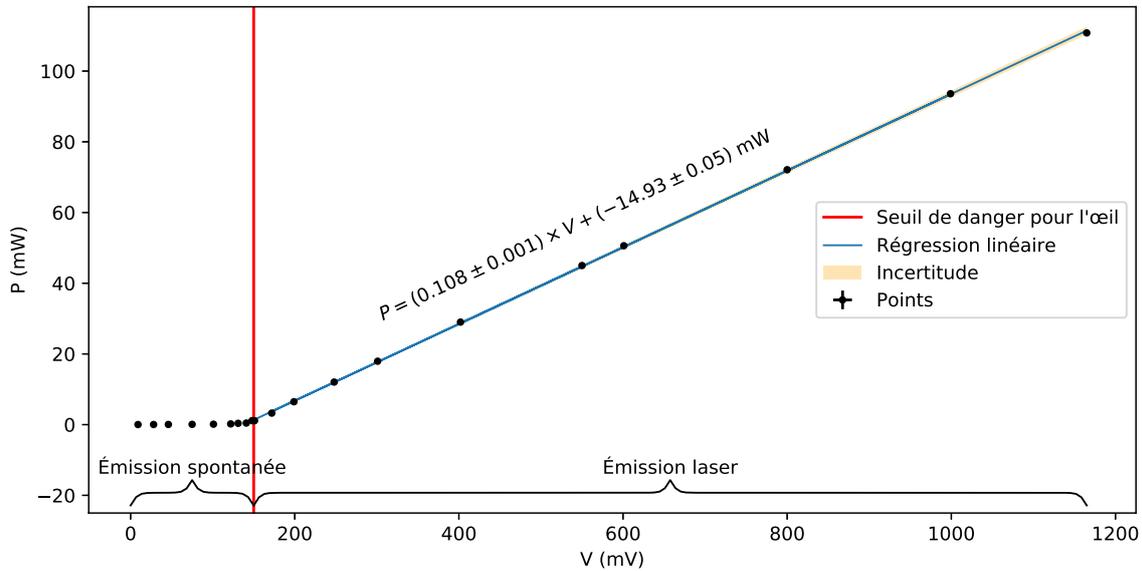


Figure 2. Puissance optique mesurée \mathcal{P}_0 en fonction de la tension de commande V de la diode laser.

On remarque deux régimes. Le premier, où la diode laser n'émet que par émission spontanée, est de faible puissance ($\mathcal{P}_0 < 0.4$ mW, pour une tension $V < 150$ mV). Au delà, il y a effet laser, et la puissance augmente beaucoup avec la tension de commande :

$$P = C (V - V_0) \quad \text{avec} \quad V_0 = 137.7 \pm 3.3 \text{ mV} \quad \text{et} \quad C = 0.108 \pm 0.001 \text{ W/V}$$

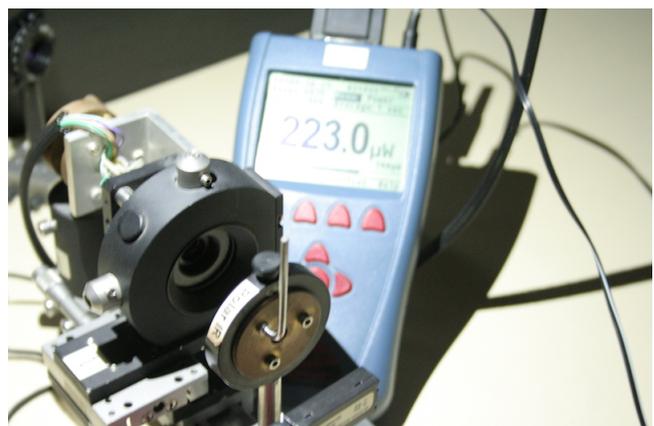
La puissance optique maximale obtenue est $\mathcal{P}_{\text{opt}} \simeq 0.11$ W. Puisqu'à ce point de fonctionnement, la puissance électrique fournie est $\mathcal{P}_{\text{elec}} \simeq 0.5$ W, on en déduit le rendement de la diode laser :

$$\eta = \frac{\mathcal{P}_{\text{opt}}}{\mathcal{P}_{\text{elec}}} \simeq 22\%$$

Le reste de l'énergie est perdue sous forme de chaleur : perte simple par effet Joule, absorption inutile (sans émission stimulée, interaction phonon-électron) de photons, et surtout perte de jonction (recombinaison trou-électron inefficace et barrières de potentiel parasites, comme pour une LED) et courant de seuil. Et puisque les pertes augmentent avec la température et endommagent la jonction, un bon refroidissement est nécessaire pour éviter un emballement thermique.

2.2. Polarisation du faisceau

Pour étudier la polarisation, on place un polariseur IR entre L_1 et le mesureur de puissance (voir figure 1).



La puissance mesurée est maximale dans la direction verticale et minimale dans la direction horizontale, avec respectivement $\mathcal{P}_{\max} = 223 \pm 3 \mu\text{W}$ et $\mathcal{P}_{\min} = 23 \pm 1 \mu\text{W}$ pour $V \simeq 120 \text{ mV}$, et $\mathcal{P}_{\max} = 3.56 \pm 0.1 \text{ mW}$ et $\mathcal{P}_{\min} = 0.04 \pm 0.01 \text{ mW}$ pour $V \simeq 170 \text{ mV}$. On en déduit que le faisceau est **polarisé linéairement dans la direction verticale** avec un taux de polarisation linéaire de

$$\frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{\mathcal{P}_{\max} - \mathcal{P}_{\min}}{\mathcal{P}_{\max} + \mathcal{P}_{\min}} = \begin{cases} 81 \pm 3\% & \text{en émission spontanée à } 0.2 \text{ mW} \\ 98 \pm 6\% & \text{en émission laser à } 3.5 \text{ mW} \end{cases}$$

3. Doublage de fréquence

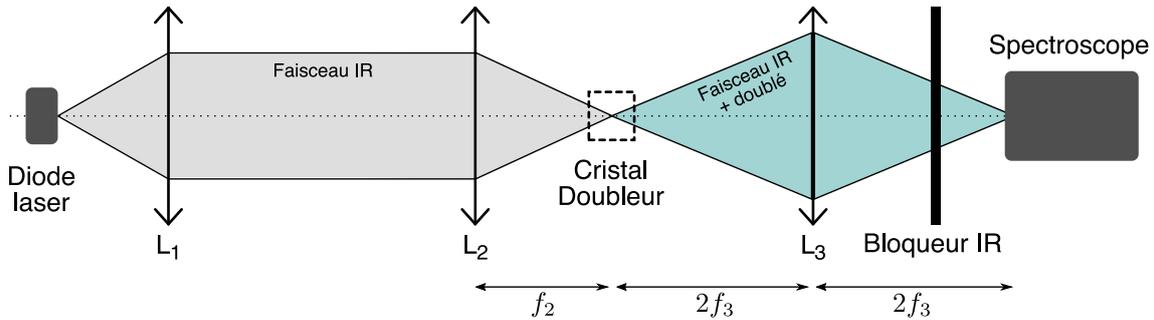
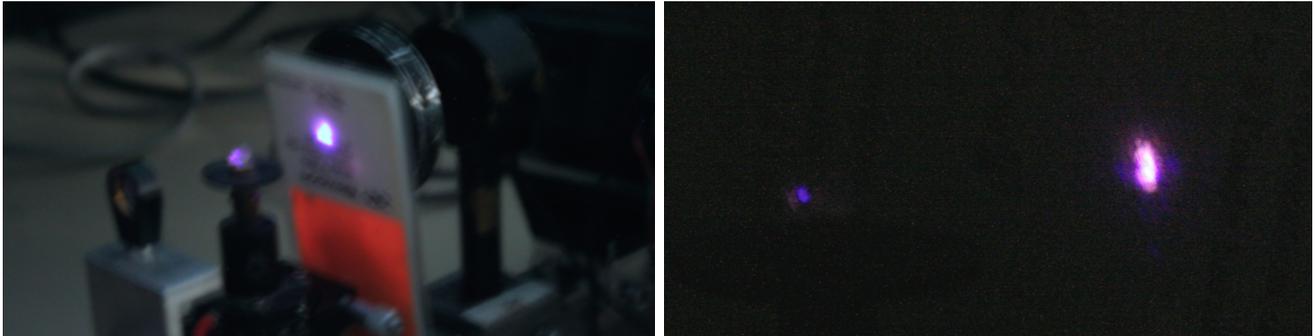


Figure 3. Schéma du montage de caractérisation du faisceau bleu produit par le cristal doubleur, incluant la concentration du faisceau incident sur le cristal par la lentille L_2 de focale f_2 , puis la récupération du faisceau doublé par la lentille L_3 de focale f_3 , en montage $2f-2f$ pour former l'image du cristal à l'entrée du spectroscope.



3.1. Obtention et spectroscopie du faisceau bleu

On utilise un spectroscope pour déterminer précisément la fréquence du faisceau doublé produit par le cristal. Cet appareil, permettant de déterminer un spectre lumineux, recourt dans notre cas à un réseau de diffraction en réflexion de $a^{-1} = 1200 \text{ traits/mm}$, en rotation à une fréquence de $\Omega/2\pi = 12 \text{ tours/s}$, comme schématisé ci-contre. Contrairement à un simple filtre suivi d'un mesureur de puissance, un spectroscope permet de bien distinguer la lumière bleue de la lumière IR, et possiblement de lumière ambiante et des harmoniques supérieures. De plus, le mesureur a un comportement de bolomètre, ce qui n'est pas idéal pour notre mesure.

La photodiode du spectroscope est reliée à un oscilloscope, ce qui nous permet de mesurer l'amplitude des pics du réseau $V_s(\theta)$ en fonction de l'angle $\theta(t) = \Omega t$, et donc la puissance $\mathcal{P}_{\text{bleu}} \propto V_s(\theta_{\text{bleu}})$.

En utilisant la formule du réseau, on peut calculer le temps $\Delta_{0,p}t$ séparant le pic d'ordre 0 et le pic d'ordre p :

$$\Delta_{0,p}t = \frac{1}{\Omega} \arcsin\left(\frac{\lambda p}{2a} \cos(\theta_0)\right)$$

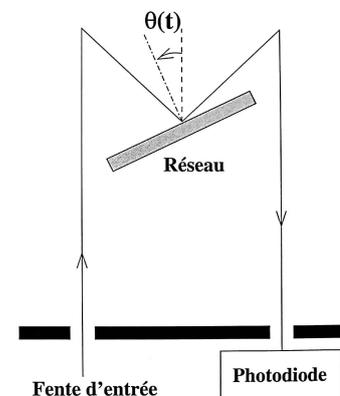


Figure 4. Spectroscope à réseau tournant.

avec $\theta_0 = 30 \text{ rad}$ ici. On obtient alors

$$\begin{cases} \Delta_{0,1t} = 8.47 \text{ms} & \text{pour le faisceau IR} \\ \Delta_{0,1t} = 4.03 \text{ms} & \text{pour le faisceau bleu} \end{cases}$$

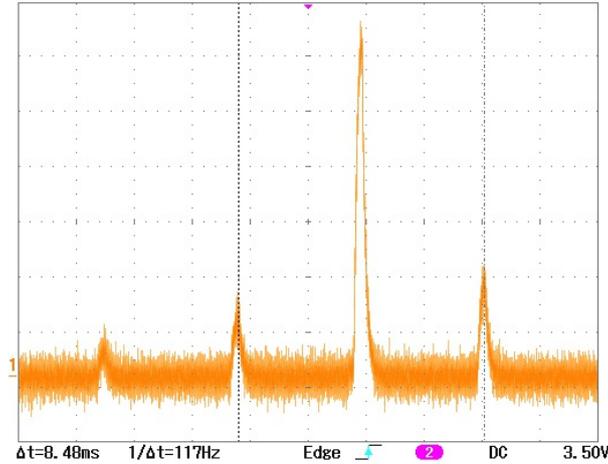


Figure 5. Oscillogramme de la photodiode du spectroscopie : pics de diffraction de la lumière bleue, avec bloqueur IR. On mesure $\Delta_{-1,1t} = 8.5 \pm 0.6 \text{ms}$.

On remarque que, derrière le bloqueur IR, lorsqu'il n'y a pas de doublage (efficacité nulle), le pic à l'ordre zéro du spectroscopie est nul. Le bloqueur IR élimine bien tout le faisceau IR, et on peut donc faire les mesures de V_{bleu} sur le pic à l'ordre zéro, plus grand donc avec une meilleure précision que l'ordre 1.

Expérimentalement, en regardant les pics de diffraction avec le faisceau IR seul, sans doublage et sans bloqueur IR, $\Delta_{0,1t} = 8.9 \pm 0.6 \text{ms}$. En regardant les pics de diffraction de la lumière bleue, avec bloqueur IR (figure 6), on mesure $\Delta_{0,1t} = 4.3 \pm 0.3 \text{ms}$. Ces valeurs correspondent aux valeurs théoriques.

On a donc bien obtenu un doublage de fréquence !

Pour la suite, on mesure $\mathcal{P}_{\text{bleu}} = 0.680 \pm 0.040 \mu\text{W}$ pour $V_{s,\text{bleu}} = 236 \pm 10 \text{mV}$ ($V = 574 \text{mV}$). Sachant que $\mathcal{P}_{\text{bleu}} = C_b V_{s,\text{bleu}}$, on détermine alors le coefficient de proportionnalité $C_b = (2.9 \pm 0.3) \cdot 10^{-3} \mu\text{W} \cdot \text{mV}^{-1}$.

3.2. Polarisation du faisceau bleu

On insère un polariseur de lumière visible après le bloqueur IR (cf. figure 3). On procède de la même manière que précédemment, et on obtient (à partir de V_s) $\mathcal{P}_{\text{max}} = 250 \pm 6 \mu\text{W}$ verticalement et $\mathcal{P}_{\text{min}} = 0 \pm 3 \mu\text{W}$ horizontalement dans les conditions précédentes. Le faisceau doublé est ainsi **polarisé verticalement** avec un taux de polarisation linéaire

$$\frac{\mathcal{P}_{\text{max}} - \mathcal{P}_{\text{min}}}{\mathcal{P}_{\text{max}} + \mathcal{P}_{\text{min}}} = 100 \pm 7\%$$

4. Lois du doublage de fréquence

4.1. Loi quadratique du doublage

On va ici mettre en évidence la loi quadratique du doublage de fréquence : $\mathcal{P}_1 \propto \mathcal{P}_0^2$. Pour cela, il est nécessaire de faire varier la puissance \mathcal{P}_0 . Mais l'alimentation de la diode laser n'est pas très stable, et l'effet de doublage est très sensible. Ainsi, il est préférable de faire varier directement en optique. Pour cela, on utilise le fait que seule la composante horizontale du champ électrique IR prend part au doublage. On peut donc utiliser une lame demi-onde (insérée entre L_1 et L_2 , cf. figure 3) pour faire varier l'amplitude de cette composante. La puissance effective prenant part au doublage est alors

$$\mathcal{P}_{\text{IR}} = \mathcal{P}_0 \cos^2(2\alpha) \quad \text{donc on s'attend à} \quad \mathcal{P}_1 = \mathcal{P}_{\text{bleu}} \propto \mathcal{P}_{\text{IR}}^2 \propto \cos^4(2\alpha)$$

C'est bien ce que l'on observe en figure 6, où l'angle α est relevé relativement à la ligne neutre, presque verticale dans notre cas.

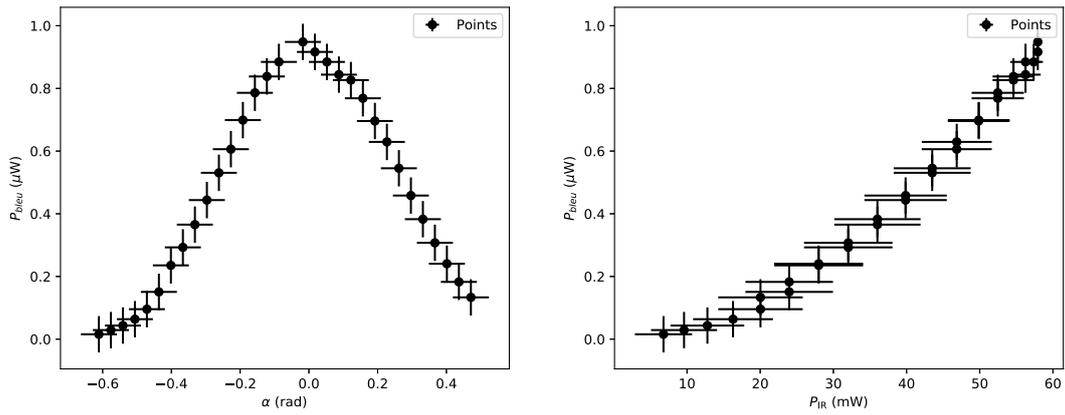


Figure 6. Puissance $\mathcal{P}_{\text{bleu}}$ du faisceau doublé en fonction de l'angle α de la lame demi-onde (à gauche) et en fonction de la puissance effective $\mathcal{P}_{\text{IR}} = \mathcal{P}_0 \cos^2(2\alpha)$ prenant part au doublage de fréquence (à droite).

Pour vérifier ce comportement, on effectue une régression linéaire de $\sqrt{\mathcal{P}_{\text{bleu}}}$ en fonction de \mathcal{P}_{IR} (figure 7).

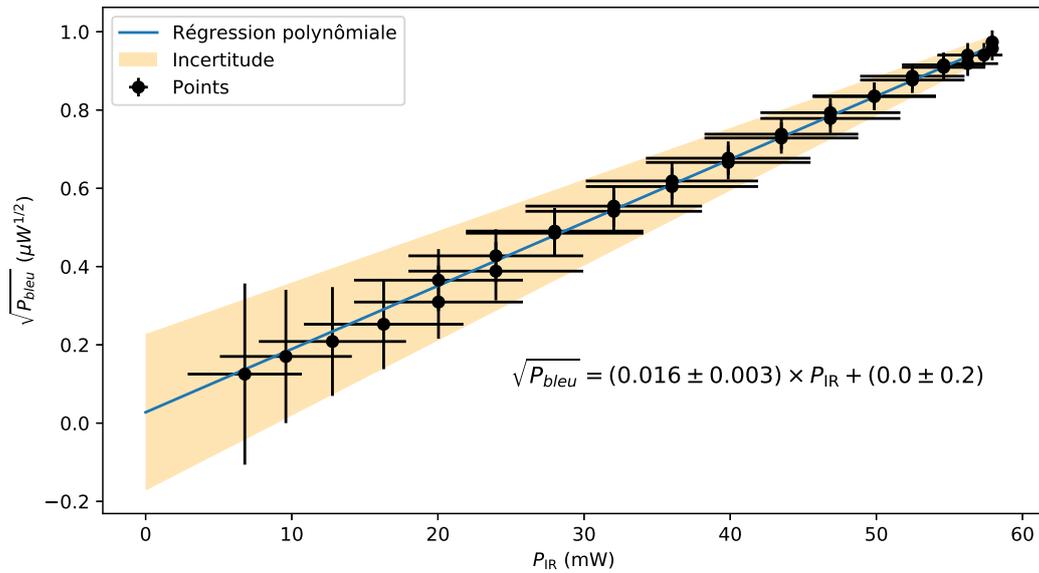


Figure 7. Racine carrée de la puissance $\mathcal{P}_{\text{bleu}}$ du faisceau doublé en fonction de la puissance effective \mathcal{P}_{IR} . On a bien un comportement quadratique $\mathcal{P}_{\text{bleu}} = \gamma \cdot \mathcal{P}_{\text{IR}}^2$ où $\gamma = 2.7 \pm 0.1 \cdot 10^{-4} \text{ W}^{-1}$.

En écrivant la loi théorique reliant \mathcal{P}_1 à \mathcal{P}_0 dans un cristal anisotropique :

$$\mathcal{P}_1 = \frac{1}{2} \frac{(\mu_0 c)^3}{n_1 n_0^2} \frac{d^2 L^2 (2\omega)}{S} \mathcal{P}_0^2 \text{sinc}^2(\beta(\theta - \theta_m))$$

où d est le *coefficient non-linéaire* et S est la section du faisceau IR. Puisque l'on s'est placé ici en accord de phase (efficacité de conversion maximale), on a $\theta = \theta_m$ et $n_1 = n_0$. On donne $n = 2.3$, $S = 5 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2$, $L = 3 \cdot 10^{-3} \text{ m}$. On obtient alors, à partir de γ (figure 7),

$$d = (5.95 \pm 0.1) \cdot 10^{-23} \text{ SI}$$

Par ailleurs, il est possible de calculer le rendement optique de conversion du processus de doublage à la puissance maximale obtenue :

$$\eta_{\text{max}} = \frac{\mathcal{P}_{\text{bleu}}}{\mathcal{P}} \approx \frac{0.95 \cdot 10^{-3}}{58} \approx 1.6 \cdot 10^{-5}$$

4.2. Étude de l'accord de phase

On va ici faire varier l'orientation du cristal doubleur et mettre en évidence la loi d'accord de phase en milieu anisotrope : $\mathcal{P}_1 \propto \text{sinc}^2(\beta(\theta - \theta_m))$.

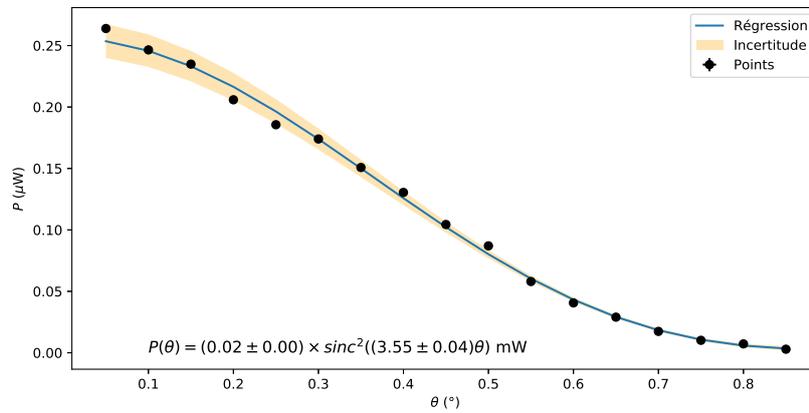


Figure 8. Loi d'accord de phase mesurée. On observe difficilement la ré-augmentation du signal passé le premier minimum.