

TP2 – Capteur à fibre optique à mesure répartie de température

Paul BARRAUD - Boris BAUDEL - Etienne RAGUILLAT

Le Mans Université

Table des matières

1. Dispositif expérimental et objectifs	3
1.0.1 Matériel du banc optique	3
1.0.2 Protocole expérimental	3
1.0.3 Objectifs du TP	3
2. Capteur à fibre optique à mesure répartie de température (DTS)	4
2.1 Principe du capteur DTS	4
2.2 Lien temps–position	4
2.2.1 Détermination de l'ouverture numérique	5
2.3 Test de linéarité de la réponse spectrale en fonction de la puissance d'excitation	9
2.3.1 Comparaison des spectres Raman théorique et expérimental	9
2.3.2 Spectre Raman de la silice fondue	10
2.3.3 Conclusion	11
3. Spectre de la silice amorphe	12
3.1 Injection du faisceau d'excitation dans la fibre optique	12
3.2 Analyse de la lumière diffusée avec le spectromètre	13
3.3 Test de linéarité de la réponse spectrale avec la puissance d'excitation	13
3.4 Protocole expérimental proposé	14
3.4.1 Critères de validation	15
3.5 Filtrage sélectif Stokes et anti-Stokes	15
3.5.1 Analyse du spectre Raman anti-Stokes	15
3.5.2 Conclusion	16
4. Détection du signal DTS à l'aide du système d'acquisition rapide	17
4.1 Réglage du déclenchement de l'oscilloscope	17
4.2 Signal Raman Stokes	17
4.3 Signal Raman anti-Stokes	17
4.4 Résolution spatiale théorique du capteur DTS	18
4.5 Étude de l'atténuation du signal le long de la fibre	19
4.6 Détermination expérimentale de la réponse impulsionale $h(z)$	19
4.7 Mesure d'une distribution de température étendue	21
4.7.1 Analyse comparative avec la mesure ponctuelle	22
4.8 Réponse impulsionale	23
4.9 Signal DTS avec une distribution de température	23

5. Travail à réaliser après le TP	24
5.1 Questions après le TP	24
5.1.1 Linéarité du spectre de la silice avec la puissance d'excitation	24
5.1.2 Atténuation du signal DTS	24
5.1.3 Bruit du photodétecteur APD430	24
5.1.4 Bruit dans le signal DTS	24
5.1.5 Détermination de la réponse impulsionale	24
5.2 Réponses : questions après le TP	25
5.2.1 Linéarité du spectre de la silice avec la puissance d'excitation	25
5.2.2 Atténuation du signal DTS le long de la fibre	25
5.2.3 Bruit du photodétecteur APD430	26
5.2.4 Bruit dans le signal DTS et température équivalente au bruit	26
5.2.5 Détermination de la réponse impulsionale du capteur	26
5.3 Recherche d'une distribution de température le long de la fibre	27
6. Estimation de la puissance de diffusion Raman	27
6.1 Atténuation de la fibre capteur	28
6.2 Déconvolution par régularisation de Tikhonov	28
6.3 Déconvolution par régularisation de Tikhonov : principe et application au TP .	29
6.3.1 Objectif et lien avec le TP	29
6.3.2 Modèle physique du photodétecteur	29
6.3.3 Modèle de convolution	29
6.3.4 Discrétisation et écriture matricielle	29
6.3.5 Caractère mal posé du problème inverse	30
6.3.6 Décomposition en valeurs singulières	30
6.3.7 Régularisation de Tikhonov	30
6.3.8 Choix du paramètre de régularisation	30
6.3.9 Lien avec l'exploitation du TP DTS	31
7. Codes	32

1. Dispositif expérimental et objectifs

1.0.1 Matériel du banc optique

Le banc expérimental utilisé pour la mise en œuvre de la mesure DTS est constitué des éléments suivants :

- Fibre optique M15L20 de Thorlabs, de longueur 20 m.
- Laser Nd :YAG impulsionnel à 1064 nm (énergie par impulsion : $10 \mu\text{J}$, durée d'impulsion : 0,6 ns, fréquence de répétition : 7 kHz).
- Atténuateur variable, doubleur de fréquence KTP, filtres optiques, miroirs, prisme, lentilles et spectromètre USB650.
- Photodétecteur rapide ADP430 et oscilloscope LeCroy WavePro 7300A.
- Accessoires de sécurité laser (lunettes de protection, obturateur de sécurité).

1.0.2 Protocole expérimental

Le protocole expérimental mis en œuvre au cours du TP se décompose en plusieurs étapes successives :

- **Sécurité laser** : mise sous tension du laser avec l'obturateur fermé, vérification du bon réglage de l'atténuateur et mesure de la puissance du faisceau après doublement de fréquence.
- Injection du faisceau d'excitation dans la fibre optique, avec vérification de la compatibilité entre l'ouverture numérique du faisceau et celle de la fibre.
- Analyse de la lumière diffusée à l'aide du spectromètre, après suppression des photons Rayleigh.
- Test de la linéarité de la réponse spectrale en fonction de la puissance d'excitation.
- Filtrage sélectif des composantes Stokes et anti-Stokes afin d'étudier les contributions Raman.
- Détection du signal DTS à l'aide du système d'acquisition rapide (photodétecteur et oscilloscope).
- Mesure du signal DTS dans un environnement de température homogène.
- Création contrôlée d'un signal DTS comportant un point chaud et un point froid afin d'étudier la réponse spatiale du capteur.

1.0.3 Objectifs du TP

Les objectifs scientifiques et expérimentaux du TP sont les suivants :

1. Vérifier la linéarité du spectre Raman de la silice en fonction de la puissance d'excitation.
2. Étudier l'atténuation du signal DTS le long de la fibre et la comparer à l'atténuation intrinsèque de la fibre optique.
3. Évaluer le bruit du photodétecteur ADP430 et le comparer aux spécifications fournies par le fabricant.
4. Déterminer expérimentalement la sensibilité du capteur DTS.
5. Étudier la réponse impulsionale du système de mesure.
6. Reconstituer la distribution de température le long de la fibre à partir du signal DTS mesuré.
7. Estimer la puissance de diffusion Raman et la comparer à l'énergie de l'impulsion d'excitation.

2. Capteur à fibre optique à mesure répartie de température (DTS)

2.1 Principe du capteur DTS

Le capteur de température à mesure répartie sur fibre optique (DTS : Distributed Temperature Sensor) est équivalent à un ensemble de capteurs de température uniformément répartis le long de la fibre. La résolution spatiale le long de la fibre est définie comme la distance minimale

$$\Delta z = z_2 - z_1$$

entre deux pics de Dirac en température :

$$T_1(z) = \theta_1 \delta(z - z_1), \quad T_2(z) = \theta_2 \delta(z - z_2),$$

localisés aux positions z_1 et z_2 sur la fibre optique, que le système de mesure est capable de distinguer. La résolution Δz dépend de plusieurs facteurs, notamment :

- la durée τ_L de l'impulsion laser ;
- la bande passante Δf du système de détection optique (photodétecteur et système d'acquisition).

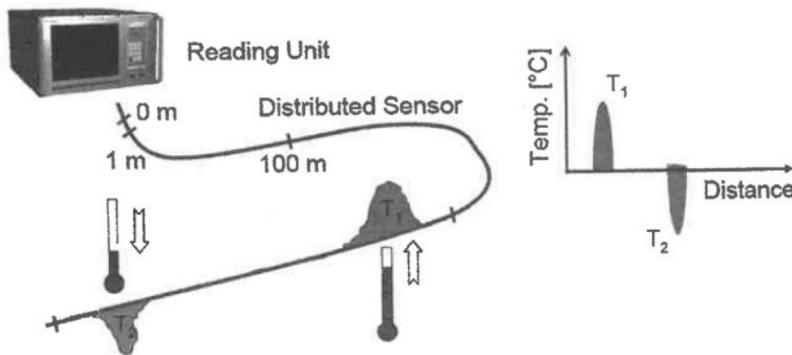


Figure 1 - Raman Distributed Sensor (DTS) measurement (Doc. Omnisens)

FIGURE 1 – C

Un pic de Dirac en température produit donc une réponse temporelle (réponse impulsuelle) de largeur temporelle finie Δt .

2.2 Lien temps–position

Le photodétecteur reçoit la lumière Raman diffusée provenant de l'ensemble de la fibre optique, de longueur $L = 20$ m. La vitesse de propagation de la lumière dans la fibre est

$$v = 2 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1},$$

correspondant à un indice de réfraction de la silice $n \approx 1,5$. La durée d'un aller-retour d'une impulsion lumineuse dans la fibre est donc :

$$\frac{2 \times 20 \text{ m}}{2 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}} = 2 \times 10^{-7} \text{ s} = 200 \text{ ns}.$$

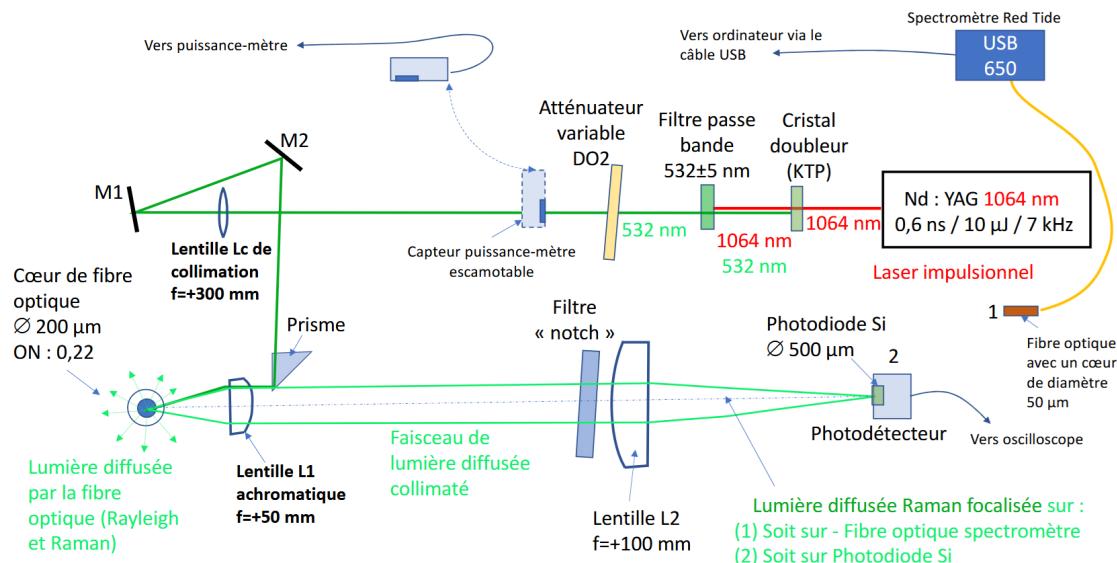


FIGURE 2 – Système du schéma expérimentale

Le signal DTS Raman est ainsi réparti sur une durée totale de 200 ns. Si $t = 0$ est l'instant où l'impulsion laser entre dans la fibre, le signal de diffusion Raman provenant de la position z est détecté à l'instant :

$$t \text{ (ns)} = z \text{ (m)} \times 10 \text{ ns} \cdot \text{m}^{-1}.$$

Inversement, l'instant de détection t permet de déterminer la position du signal de température :

$$z \text{ (m)} = t \text{ (ns)} \times 0,1 \text{ m} \cdot \text{ns}^{-1}.$$

Avec une réponse impulsionnelle de largeur temporelle Δt , la résolution spatiale du capteur de température est donnée par :

$$\Delta z = \frac{v \Delta t}{2},$$

soit numériquement :

$$\Delta z \text{ (m)} = \Delta t \text{ (ns)} \times 0,1 \text{ m} \cdot \text{ns}^{-1}.$$

Lorsque le signal est mesuré avec un bon rapport signal-sur-bruit, la déconvolution du signal par la réponse impulsionnelle permet d'obtenir une résolution spatiale meilleure que Δz .

2.2.1 Détermination de l'ouverture numérique

L'analyse de la lumière diffusée à l'aide d'un spectromètre constitue une étape clé du dispositif expérimental. Dans ce contexte, la notion d'ouverture numérique (ON) d'une fibre optique revêt une importance particulière, puisqu'elle définit le cône d'acceptance de la fibre. Tout rayon lumineux incident dont la direction se situe à l'intérieur de ce cône est guidé dans la fibre par réflexion totale interne, tandis que les rayons situés en dehors ne sont pas couplés et ne se propagent pas dans la fibre. Le calcul de l'ouverture numérique peut être réalisé selon

deux approches. La première repose sur la connaissance des indices de réfraction du cœur et de la gaine de la fibre. En l'absence de ces informations, une seconde méthode expérimentale peut être mise en œuvre, fondée sur la mesure de la divergence du faisceau lumineux en sortie de fibre.

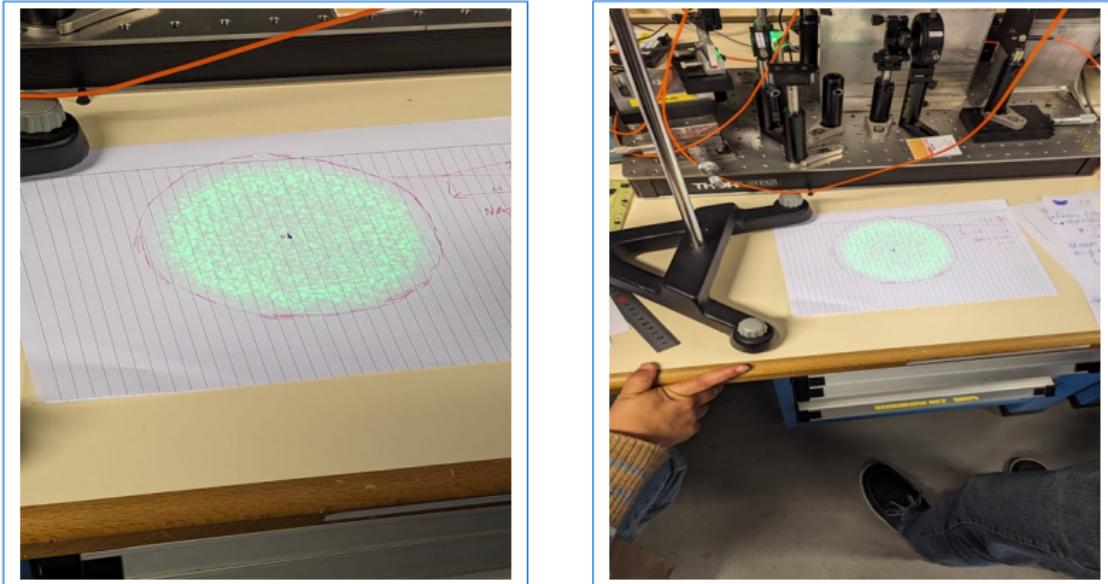


FIGURE 3 – Système du schéma expérimentale

Dans cette seconde approche, le diamètre D de la tache lumineuse en sortie de fibre est mesuré sur un écran placé à une distance L de l'extrémité de la fibre. Le demi-angle au sommet θ du cône d'acceptance est alors relié à ces grandeurs par la relation trigonométrique :

$$\tan(\theta) = \frac{\text{Rayon}}{\text{Distance}} = \frac{D}{2L}. \quad (1)$$

Avec une distance $L = 26$ cm et un diamètre mesuré $D = 16$ cm, on obtient :

$$\theta = \arctan\left(\frac{D}{2L}\right) \simeq 17,1^\circ. \quad (2)$$

L'ouverture numérique de la fibre est alors donnée par :

$$\text{ON} = \sin(\theta), \quad (3)$$

dans l'approximation de l'air, pour laquelle l'indice de réfraction est $n \simeq 1$. Le calcul conduit à une valeur expérimentale de l'ouverture numérique $\text{ON} \simeq 0,29$. Cette valeur est légèrement supérieure à la valeur théorique annoncée pour la fibre ($\text{ON}_{\text{th}} \simeq 0,22$). Cet écart peut s'expliquer par la difficulté à définir visuellement la limite exacte de la tache lumineuse diffuse, ainsi que par les incertitudes expérimentales sur les mesures de D et L . Néanmoins, l'ordre de grandeur obtenu reste cohérent avec celui attendu pour une fibre optique multimode.

Nous avons aussi fait le calcul à partie de la mesure du diamètre de la tâche au sol $D_{\text{sol}} = 32$ cm, la hauteur de la table optique étant $H = 85$ cm. L'angle d'acceptance θ_a est le demi-angle au sommet du cône de lumière émis par la fibre dans l'air. Pour le calculer, on utilise la relation :

$$\begin{aligned} \tan \theta_a &= \frac{R_{\text{sol}}}{H} \\ \theta_a &= \arctan\left(\frac{0.16}{0.85}\right) \\ \theta_a &\approx 10.65^\circ \end{aligned}$$

L'ouverture numérique (ON) est définie dans l'air par :

$$ON = n_0 \sin \theta_a$$

où $n_0 = 1$ est l'indice de l'air.

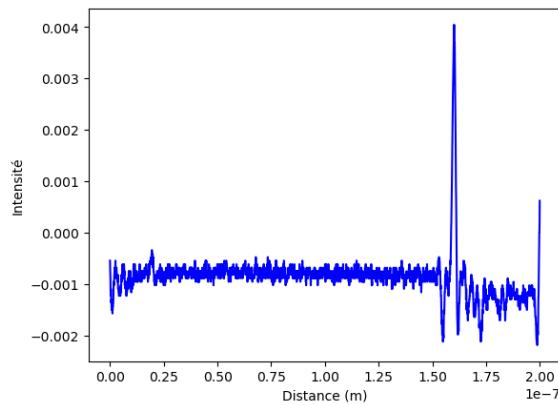
Cela nous donne la valeur :

$$ON \approx 0.185$$

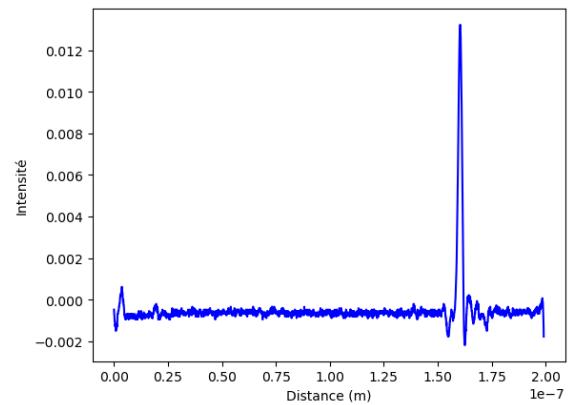
Pour le calcul du diamètre d'acceptance à 50 mm de la fibre, nous avons mesuré $D_{mesure} = 17$ mm. Vérifions cette valeur par le calcul à partir de l'angle d'acceptance :

$$\begin{aligned} D_{theorique} &= 2d \tan \theta_a \\ &= 2 \times 0.05 \times \tan(10.65) \\ &= 18.8 \text{ mm} \end{aligned}$$

La valeur mesurée est donc en accord avec la valeur théorique.



(a) Intensité en fonction de la distance dans la fibre pour la première mesure



(b) Intensité en fonction de la distance dans la fibre pour la seconde mesure

FIGURE 4 – Résultat de Y en fonction de X pour les différents signaux

Interprétation physique des résultats. Les signaux présentés correspondent à l'amplitude et à la phase de l'onde thermique mesurées par détection synchrone numérique lors d'un balayage spatial. En régime harmonique, la diffusion thermique dans un milieu homogène est décrite par l'équation de la chaleur :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \nabla^2 T,$$

où α est la diffusivité thermique.

Pour une excitation thermique modulée à la pulsation ω , la solution stationnaire unidimensionnelle s'écrit :

$$T(z, t) = \Re \left\{ \tilde{T}_0 \exp \left[-(1 + i) \frac{z}{\mu} \right] e^{i\omega t} \right\}, \quad \mu = \sqrt{\frac{2\alpha}{\omega}},$$

où μ est la longueur de diffusion thermique.

Il en résulte une décroissance exponentielle de l'amplitude :

$$|\tilde{T}(z)| \propto e^{-z/\mu},$$

ainsi qu'un retard de phase linéaire avec la distance :

$$\phi(z) = \phi_0 - \frac{z}{\mu}.$$

Les signaux mesurés par détection synchrone sont les composantes en phase X et en quadrature Y , définies par :

$$X = \frac{2}{T} \int_0^T s(t) \cos(\omega t) dt, \quad Y = \frac{2}{T} \int_0^T s(t) \sin(\omega t) dt,$$

à partir desquelles on déduit l'amplitude $A = \sqrt{X^2 + Y^2}$ et la phase $\phi = \arctan(Y/X)$. Les courbes expérimentales montrent un signal proche du bruit en dehors de la zone excitée, et un pic localisé correspondant au passage sur une région présentant un fort gradient thermique (bord de la zone chauffée). Les discontinuités observées en fin de trace sont attribuées à des effets de traitement numérique (fenêtrage, limites d'acquisition). Ces résultats sont cohérents avec le modèle d'onde thermique diffusante et confirment que la réponse mesurée est dominée par la diffusion thermique harmonique dans l'échantillon.

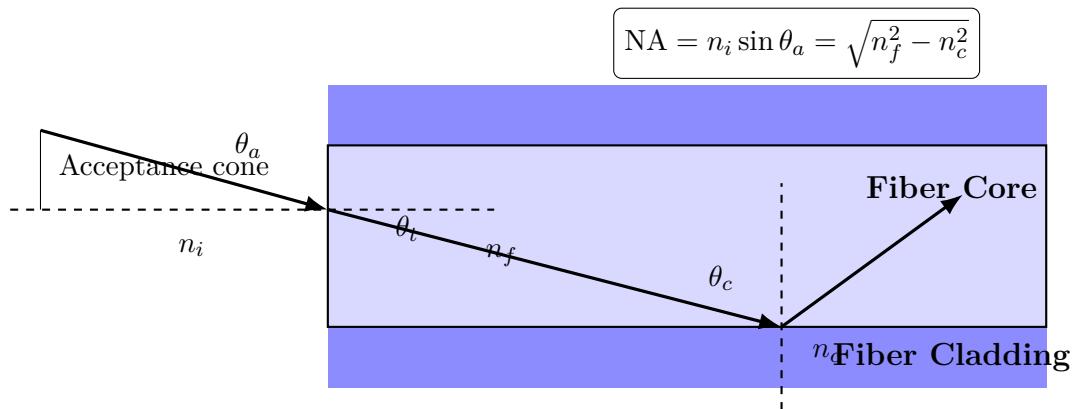


FIGURE 5 – Ouverture numérique et angle d'acceptation d'une fibre optique

2.3 Test de linéarité de la réponse spectrale en fonction de la puissance d'excitation

L'étude de la linéarité de la réponse spectrale du système en fonction de la puissance d'excitation constitue une étape fondamentale de la caractérisation expérimentale. En spectroscopie Raman, l'intensité du signal diffusé dépend directement de la puissance du faisceau incident. Il est donc essentiel de vérifier que, dans la plage de puissances utilisée, la réponse du système de détection reste proportionnelle à la puissance d'excitation, sans saturation ni distorsion spectrale. Ce test permet de déterminer la gamme de fonctionnement linéaire du montage expérimental, condition indispensable pour garantir une interprétation quantitative fiable des intensités Raman et, plus généralement, la qualité des résultats spectroscopiques obtenus.

Analyse expérimentale de la réponse spectrale. Dans un premier temps, le filtre *notch* est volontairement incliné afin d'analyser la réponse spectrale du système en fonction de la puissance d'excitation, sans filtrage strict de la diffusion Rayleigh. L'analyse des spectres obtenus pour différentes puissances ne révèle pas de déformation significative des profils spectraux, indiquant l'absence de saturation ou de non-linéarité du spectromètre dans cette configuration (Figure 4).

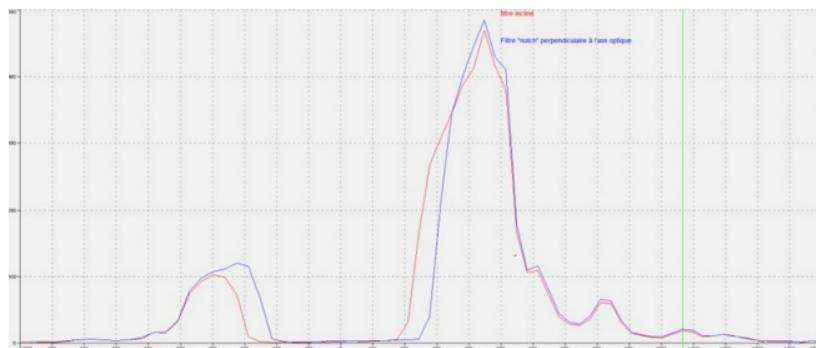


FIGURE 6 – Test de linéarité de la réponse spectrale en fonction de la puissance d'excitation.

Dans un second temps, le filtre *notch* est positionné dans sa configuration nominale afin de bloquer efficacement la diffusion Rayleigh du laser d'excitation. En augmentant progressivement la puissance incidente, le spectre Raman de la silice amorphe apparaît alors de manière graduelle. Les filtres *notch* jouent ici un rôle essentiel en supprimant les composantes spectrales dominées par le laser, permettant ainsi l'observation des raies Raman de plus faible intensité.

2.3.1 Comparaison des spectres Raman théorique et expérimental

Le spectre Raman expérimental de la silice amorphe est comparé à un spectre de référence issu de la littérature (Figure 6). On observe la présence de cinq bandes caractéristiques dans les deux spectres, situées à des déplacements Raman similaires dans la plage comprise entre 400 et 1000 cm^{-1} .

Cette concordance en position spectrale confirme que le système expérimental permet de reproduire fidèlement les caractéristiques vibrationnelles attendues de la silice amorphe, validant ainsi la qualité de l'alignement optique, du filtrage Rayleigh et de la chaîne de détection.

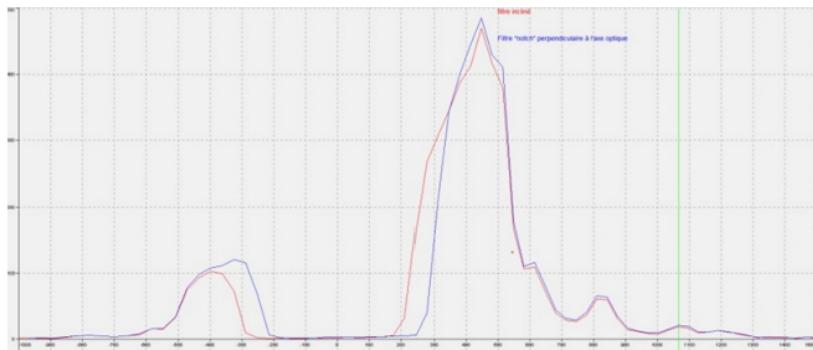


FIGURE 7 – Spectre Raman de la silice amorphe (rouge) et réponse spectrale du filtre *notch* (bleu).

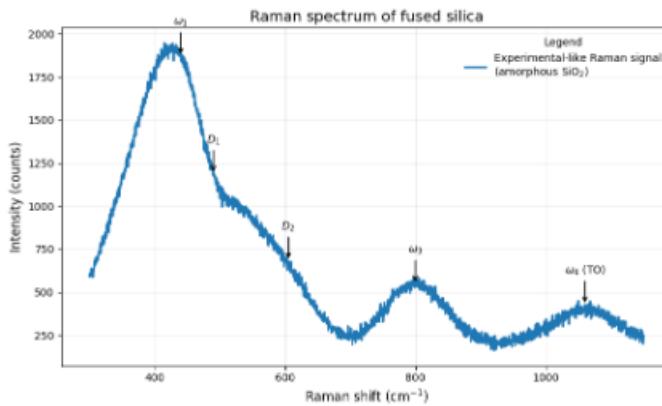


FIGURE 8 – spectre Raman typique de la silice amorphe (SiO_2), mesuré dans la gamme de déplacements Raman comprise entre 300 et 1150 cm^{-1} . Ce spectre est caractérisé par plusieurs bandes larges, signature de l'absence d'ordre à longue portée dans la structure amorphe du matériau

2.3.2 Spectre Raman de la silice fondu

La figure 10 présente un spectre Raman typique de la silice amorphe (SiO_2), mesuré dans la gamme de déplacements Raman comprise entre 300 et 1150 cm^{-1} . Ce spectre est caractérisé par plusieurs bandes larges, signature de l'absence d'ordre à longue portée dans la structure amorphe du matériau.

Bande ω_1 ($\sim 440 \text{ cm}^{-1}$). La bande dominante située autour de 440 cm^{-1} , notée ω_1 , est attribuée aux modes de flexion Si–O–Si du réseau vitreux. Elle correspond à des vibrations collectives du réseau tétraédrique et constitue la signature principale de la silice amorphe. Sa largeur importante reflète la distribution des angles Si–O–Si dans le réseau désordonné.

Défaut D_1 ($\sim 490 \text{ cm}^{-1}$). La structure notée D_1 , observable sous la forme d'une épaule ou d'un léger minimum spectral autour de 490 cm^{-1} , est associée aux anneaux structuraux à quatre tétraèdres SiO_4 . Ces motifs sont des défauts topologiques caractéristiques de la silice amorphe.

Défaut D_2 ($\sim 605 \text{ cm}^{-1}$). La bande D_2 , centrée autour de 605 cm^{-1} , est attribuée aux anneaux à trois tétraèdres SiO_4 . L'intensité relative de cette bande est souvent utilisée comme indicateur du degré de densification ou de contrainte locale dans la silice.

Bande ω_3 ($\sim 800 \text{ cm}^{-1}$). La bande ω_3 , située aux alentours de 800 cm^{-1} , correspond principalement aux modes de vibration symétriques d'étirement des liaisons Si–O. Cette bande est sensible à la structure locale et à la connectivité du réseau vitreux.

Bande ω_4 (TO) ($\sim 1060 \text{ cm}^{-1}$). Enfin, la bande ω_4 , située autour de 1060 cm^{-1} et associée à un mode transverse optique (TO), est attribuée aux vibrations d'étirement asymétriques des liaisons Si–O. Elle est caractéristique des verres silicatés et apparaît de manière systématique dans les spectres Raman de la silice amorphe.

Discussion générale. L'ensemble de ces bandes larges et peu résolues contraste avec les pics fins observés dans les matériaux cristallins, confirmant la nature amorphe de la silice étudiée. L'analyse qualitative et quantitative de ces contributions permet d'accéder à des informations sur la structure locale, la densité de défauts et l'état mécanique du matériau.

2.3.3 Conclusion

L'évaluation de la linéarité du système repose sur l'analyse conjointe de l'évolution des intensités et de la conservation de la forme des pics Raman en fonction de la puissance d'excitation. Dans un régime linéaire, l'augmentation de la puissance incidente doit se traduire par une augmentation proportionnelle de l'intensité du signal détecté, sans modification notable du profil spectral. Au vu des résultats expérimentaux obtenus, le système présente un comportement globalement linéaire sur la plage de puissances étudiée. Cette linéarité valide l'utilisation du montage pour des mesures Raman quantitatives et confirme la fiabilité des analyses spectroscopiques réalisées.

3. Spectre de la silice amorphe

3.1 Injection du faisceau d'excitation dans la fibre optique

Le faisceau d'excitation est focalisé par la lentille L1 et injecté dans le cœur de la fibre optique, placé au centre de la férule. Pour que la lumière soit guidée par la fibre optique, la direction du faisceau d'excitation doit se situer à l'intérieur du cône d'acceptance de la fibre.

Dans ce cas, la lumière d'excitation ressort à l'autre extrémité de la fibre en formant un faisceau conique. La tache projetée sur une surface perpendiculaire à l'axe du faisceau est circulaire. Elle est toutefois *speckelisée* du fait du caractère multimode de la fibre. En revanche, l'observation d'un anneau lumineux indique que la lumière a fui dans la gaine : l'injection se situe alors en dehors du cône d'acceptance. Afin de recueillir un maximum de lumière diffusée, il est préférable d'utiliser une fibre présentant une ouverture numérique (ON ou NA, *Numerical Aperture*) aussi grande que possible. L'ouverture numérique est donc un paramètre essentiel à déterminer expérimentalement.

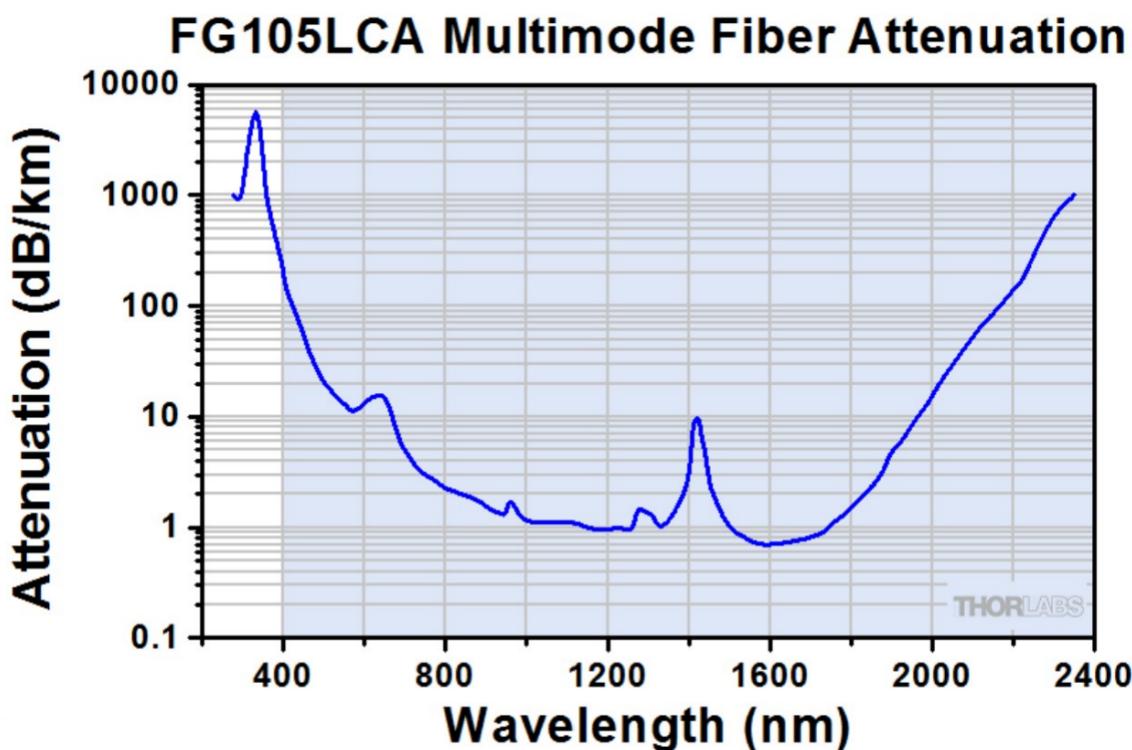


FIGURE 9 – Fibre multimode attenuée en attenuation en fonction de la longueur d'onde

Mesure de l'ouverture numérique de la fibre

- Positionner l'extrémité de la fibre au niveau de la table optique et projeter la lumière vers le sol sur une feuille de papier blanc.
- Tracer le contour de la tache lumineuse afin d'en mesurer le diamètre.
- En déduire l'angle d'acceptance puis calculer l'ouverture numérique de la fibre.
- Calculer le diamètre du cône d'acceptance à une distance de 50 mm de la fibre.
- Conclure quant à l'adéquation entre ce diamètre et celui de la lentille L1 (lentille achromatique de distance focale 50 mm collectant la lumière rétrodiffusée).

3.2 Analyse de la lumière diffusée avec le spectromètre

La lumière rétrodiffusée par la fibre contient :

- des photons Rayleigh, issus d'une diffusion élastique (sans changement de fréquence) ;
- des photons Raman, issus d'une diffusion inélastique (avec changement de fréquence).

Seuls les photons Raman portent une information sur la substance diffusante, ici la silice constituant le cœur de la fibre. Les photons Rayleigh à 532 nm étant environ 10^6 fois plus nombreux que les photons Raman, ils doivent impérativement être éliminés avant l'analyse spectrale afin d'éviter la saturation du spectromètre. La lumière diffusée est donc filtrée à l'aide d'un filtre coupe-bande (notch) de densité optique DO = 4, centré sur la longueur d'onde des photons Rayleigh. La lentille L2 (distance focale $f = +100$ mm) permet ensuite de focaliser la lumière Raman sur le cœur de la fibre optique reliée au spectromètre USB650.

Procédure expérimentale

- Régler la puissance du faisceau d'excitation à environ 1 mW.
- Vérifier le centrage de la tache focalisée par la lentille L2 sur le cœur de la fibre optique. Pour cela, basculer temporairement le filtre *notch* en manipulant uniquement sa monture (sans toucher les surfaces optiques).
- Si la tache n'est pas correctement focalisée ou centrée sur la férule, ajuster les vis de réglage latéral du support de la lentille L2.
- Remettre en place le filtre *notch* pour l'acquisition du spectre Raman.
- Ouvrir l'application *SpectraSuite* pilotant le spectromètre et la configurer pour la spectrométrie Raman :
 - échelle verticale : 500 counts maximum ;
 - échelle horizontale : -1000 à 2000 cm^{-1} .
- Si le spectre n'est pas visible, augmenter légèrement la puissance d'excitation jusqu'à 2 mW.
- Ajuster à nouveau les vis de réglage de la lentille L2 afin de maximiser l'amplitude du signal Raman.
- Optimiser le signal en agissant successivement sur les translations X, Y et Z de la fibre-capteur, puis sur les réglages de la lentille L2.
- Augmenter progressivement la puissance d'excitation afin d'atteindre une amplitude de signal d'environ 3000 counts.
- Comparer le spectre obtenu avec un spectre de référence de la silice amorphe issu de la littérature (`Spectre_Raman_Silice_SiO2.png`).

3.3 Test de linéarité de la réponse spectrale avec la puissance d'excitation

Il est nécessaire de vérifier que l'amplitude du signal Raman est proportionnelle à la puissance du faisceau d'excitation. À temps d'intégration constant, l'amplitude du signal Raman doit croître linéairement avec la puissance incidente.

Travail demandé

- Proposer un protocole expérimental permettant de vérifier la linéarité du signal Raman en fonction de la puissance d'excitation.

Indication : dans le menu *Graph Layer Options*, l'onglet *Overlay* permet de prendre le dernier graphique enregistré comme référence. Il est également possible d'enregistrer les données dans un fichier afin de les traiter ultérieurement. L'objectif est de vérifier qu'à *temps d'intégration constant*, l'amplitude (ou l'aire) du signal Raman est proportionnelle à la puissance optique incidente P . Dans un régime linéaire, on doit obtenir :

$$I_{\text{Raman}} \propto P, \quad (4)$$

soit, après régression linéaire,

$$I_{\text{Raman}}(P) = aP + b, \quad (5)$$

avec $b \approx 0$ (hors bruit et offset).

3.4 Protocole expérimental proposé

1. Stabilisation et réglages constants :

- Régler et *fixer* le temps d'intégration du spectromètre (et tout gain automatique désactivé si possible).
- Fixer la configuration optique : alignement, position du filtre *notch*, focalisation sur la férule, mêmes conditions d'injection dans la fibre.
- Vérifier l'absence de saturation du détecteur au niveau de puissance maximal.

2. Définition de la gamme de puissance :

- À l'aide de l'atténuateur, choisir N valeurs de puissance P_k (par exemple 8 à 12 points) couvrant une gamme suffisamment large (par ex. de P_{\min} à P_{\max}).
- Mesurer la puissance au point pertinent du montage (idéalement au niveau de l'injection ou juste avant la fibre) pour associer à chaque spectre une valeur P_k fiable.

3. Acquisition des spectres :

- Pour chaque puissance P_k , acquérir le spectre Raman $S_k(\nu)$ (mêmes paramètres d'acquisition).
- Enregistrer systématiquement les spectres dans un fichier (.csv par exemple) afin de permettre un traitement ultérieur.
- Option recommandée : réaliser 2 à 3 acquisitions par puissance afin d'estimer l'incertitude (répétabilité).

4. Superposition visuelle (contrôle rapide) :

- Utiliser *Graph Layer Options* → onglet *Overlay* pour afficher les spectres en les comparant à un spectre de référence (dernier graphique enregistré).
- Vérifier que la *forme* du spectre et la position des pics restent inchangées, et que seule l'amplitude varie (pas de distorsion, pas d'écrêtage).

5. Extraction d'un indicateur d'intensité Raman :

- Choisir une bande Raman représentative (par ex. $\omega_1 \sim 440 \text{ cm}^{-1}$) et définir une fenêtre spectrale $[\nu_1, \nu_2]$ autour du pic.
- Soustraire un fond (baseline) local, puis calculer soit :
 - l'amplitude au maximum I_k^{\max} , ou

- l'aire intégrée $I_k^{\text{int}} = \int_{\nu_1}^{\nu_2} (S_k(\nu) - S_{\text{fond}}(\nu)) d\nu$.

L'aire intégrée est en général plus robuste au bruit.

6. Vérification de la linéarité :

- Tracer I_k (amplitude ou aire) en fonction de P_k .
- Réaliser une régression linéaire $I = aP + b$ et vérifier :
 - la qualité de l'ajustement (coefficient de détermination R^2 proche de 1),
 - un offset b faible devant les valeurs mesurées,
 - l'absence de courbure systématique (saturation) aux fortes puissances.

3.4.1 Critères de validation

Le système est considéré linéaire sur la plage $[P_{\min}, P_{\max}]$ si :

- les spectres superposés conservent la même forme (pics non déformés, pas de saturation),
- la loi $I = aP + b$ décrit correctement les données (R^2 élevé) et b est compatible avec le bruit,
- l'écart relatif à la loi linéaire reste faible sur toute la plage (par exemple quelques %).

3.5 Filtrage sélectif Stokes et anti-Stokes

- Placer le filtre passe-bande Stokes et enregistrer le spectre de la lumière Raman filtrée.
- Faire varier l'angle d'incidence sur le filtre en tournant la tige support, puis décrire l'effet de cette variation sur la bande Stokes.
- Placer ensuite le filtre passe-bande anti-Stokes et enregistrer le spectre correspondant.
- Faire varier l'angle d'incidence sur le filtre et décrire l'effet observé sur la bande anti-Stokes.

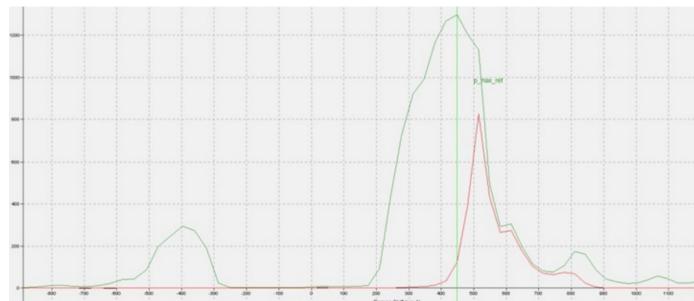


FIGURE 10 – Spectre Raman Stokes

3.5.1 Analyse du spectre Raman anti-Stokes

Le spectre obtenu est identifié comme un spectre Raman *anti-Stokes*, caractérisé par la présence d'un pic situé à des déplacements Raman négatifs. Ce type de diffusion correspond au processus de diffusion Raman anti-Stokes, dans lequel le photon diffusé possède une énergie supérieure à celle du photon incident, résultant de l'annihilation préalable d'un quantum vibrationnel du réseau.

Importance pour le capteur DTS. L'intérêt majeur de la composante anti-Stokes réside dans sa dépendance directe à la population des états vibrationnels excités. Cette population suit une loi de Boltzmann, fortement dépendante de la température :

$$N_{\text{vib}} \propto \exp\left(-\frac{E_{\text{vib}}}{k_B T}\right), \quad (6)$$

où E_{vib} est l'énergie vibrationnelle, k_B la constante de Boltzmann et T la température absolue. Par conséquent, l'intensité du signal anti-Stokes constitue un indicateur thermométrique particulièrement sensible, ce qui en fait la grandeur physique principale exploitée par le capteur DTS pour la mesure distribuée de température.

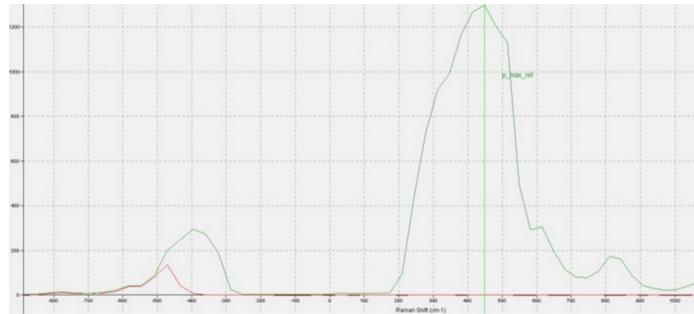


FIGURE 11 – Spectre Raman Anti-Stokes

3.5.2 Conclusion

La présence clairement identifiable des composantes anti-Stokes, isolées du reste du spectre Raman grâce à l'efficacité du filtre passe-bande, confirme la capacité du système optique à séparer correctement ces contributions du spectre global. À température ambiante, l'intensité relativement faible du signal anti-Stokes reste cohérente avec la faible population des états vibrationnels excités, conformément à la statistique de Boltzmann. Ces résultats valident à la fois le choix du filtrage spectral et le principe de fonctionnement thermométrique du capteur DTS basé sur l'analyse du signal Raman anti-Stokes.

4. Détection du signal DTS à l'aide du système d'acquisition rapide

La détection temporelle du signal DTS repose sur l'utilisation d'un photodétecteur rapide couplé à un oscilloscope numérique à large bande passante. Cette chaîne d'acquisition permet d'accéder à l'évolution temporelle du signal Raman rétrodiffusé le long de la fibre optique, et donc à l'information spatiale associée à la distribution de température.

4.1 Réglage du déclenchement de l'oscilloscope

Le déclenchement (*trigger*) de l'oscilloscope conditionne le démarrage du balayage temporel de l'écran. Il est activé lorsque le signal mesuré sur une voie donnée atteint un seuil de tension prédéfini. Un réglage précis du déclenchement est indispensable afin d'obtenir une acquisition stable, répétable et correctement synchronisée avec l'émission des impulsions laser.

Le réglage du déclenchement s'effectue en plusieurs étapes :

- sélection de la source de déclenchement (voie CH1, CH2 ou entrée auxiliaire),
- ajustement du niveau de déclenchement à l'aide du paramètre LEVEL,
- choix du type de pente (front montant ou front descendant), en fonction de la dynamique du signal.

Ces réglages permettent d'assurer une synchronisation fiable entre l'impulsion laser incidente et le signal Raman détecté, condition essentielle pour une mesure DTS exploitable.

4.2 Signal Raman Stokes

La figure 12 présente le signal Raman Stokes mesuré à l'aide de l'oscilloscope. La courbe représente l'évolution de la tension détectée en fonction du temps, correspondant à la propagation du signal le long de la fibre optique.

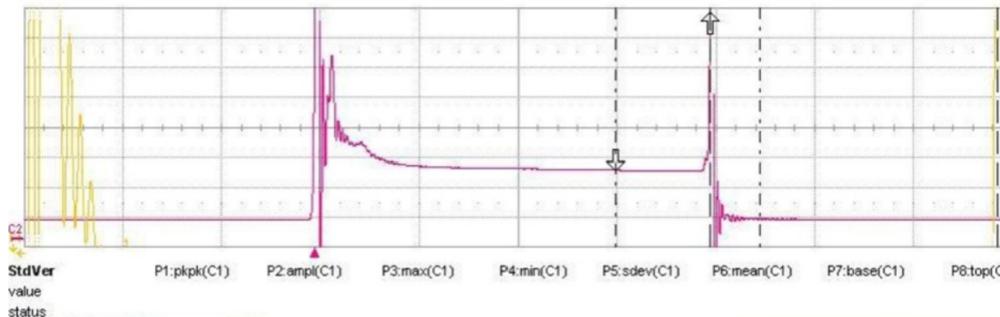


FIGURE 12 – Signal Raman Stokes mesuré à l'oscilloscope stokes

On observe que l'amplitude du signal Stokes reste globalement constante, indépendamment des variations locales de température le long de la fibre. Ce comportement est attendu, la composante Stokes étant faiblement sensible à la température. Elle constitue ainsi principalement une référence de puissance optique plutôt qu'un indicateur thermique direct.

4.3 Signal Raman anti-Stokes

En insérant un filtre spectral sélectif anti-Stokes dans la chaîne optique, la composante anti-Stokes du signal Raman est isolée et détectée à l'aide de l'oscilloscope LeCroy de bande passante 3 GHz. La figure 14 illustre la réponse temporelle correspondante.

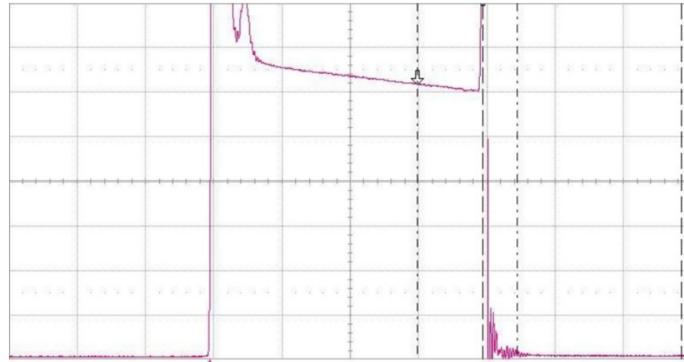


FIGURE 13 – Signal Raman anti-Stokes mesuré à l'oscilloscope anti-stokes

Contrairement à la composante Stokes, le signal anti-Stokes présente une dépendance marquée à la température. Son amplitude varie de manière significative en fonction des conditions thermiques locales le long de la fibre, ce comportement étant directement lié à la population des états vibrationnels excités du milieu, régie par la statistique de Boltzmann. Cette forte sensibilité à la température fait du signal anti-Stokes la grandeur centrale exploitée dans le principe de fonctionnement du capteur DTS pour la mesure distribuée de température.

4.4 Résolution spatiale théorique du capteur DTS

La résolution spatiale Δz d'un capteur DTS est définie comme la distance minimale séparant deux points le long de la fibre optique pouvant être distingués indépendamment. Elle est directement liée à la résolution temporelle Δt de la chaîne de mesure, qui inclut à la fois la durée des impulsions laser et la réponse du système de détection (photodétecteur et électronique associée).

La relation liant la résolution spatiale à la résolution temporelle s'écrit :

$$\Delta z = \frac{v \Delta t}{2}, \quad (7)$$

où v est la vitesse de propagation de la lumière dans la fibre optique. Dans notre cas, on considère $v \simeq 2 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$.

Le facteur limitant de la résolution temporelle du montage est la bande passante du photodétecteur APD430, égale à 400 MHz. Une telle bande passante correspond à un temps de montée typique de l'ordre de :

$$\Delta t \simeq 2,5 \text{ ns}. \quad (8)$$

On obtient alors une résolution spatiale théorique :

$$\Delta z \simeq \frac{2 \times 10^8 \times 2,5 \times 10^{-9}}{2} \approx 0,25 \text{ m}. \quad (9)$$

Le système DTS mis en œuvre permet donc, en théorie, de distinguer des variations de température séparées d'environ 25 cm le long de la fibre optique. Si tu veux, je peux aussi :

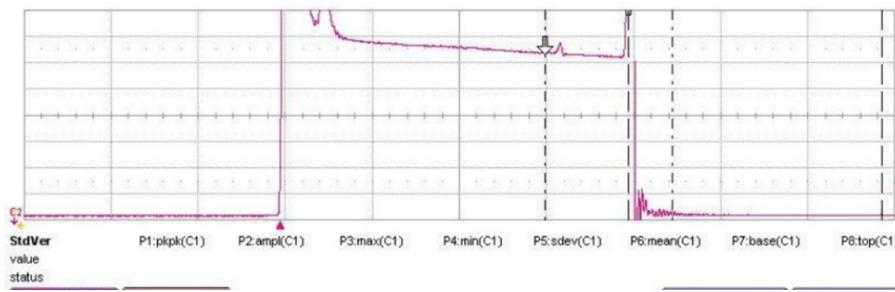


FIGURE 14 – Dépendance du signal Anti-Stokes à la température

4.5 Étude de l'atténuation du signal le long de la fibre

Le signal de rétrodiffusion Raman, ainsi que la contribution résiduelle de la diffusion Rayleigh, subit une atténuation progressive au cours de sa propagation dans la fibre optique. Cette atténuation est directement observable sur l'oscilloscope par la décroissance de la tension mesurée en fonction du temps, laquelle est proportionnelle à la distance parcourue le long de la fibre.

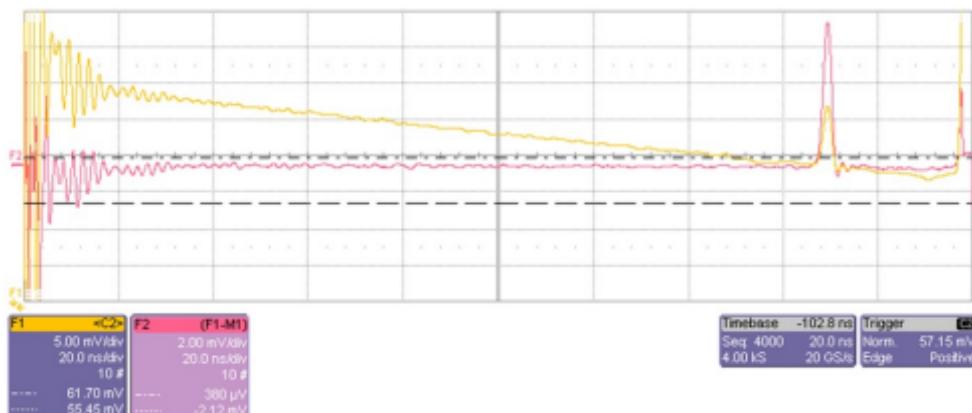


FIGURE 15 – Signal brut mettant en évidence l'atténuation du signal le long des 20 m de fibre optique.

L'évolution de l'intensité lumineuse $I(z)$ en fonction de la distance z peut être décrite par la loi de Beer–Lambert :

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha z}, \quad (10)$$

où I_0 est l'intensité initiale à l'entrée de la fibre et α le coefficient d'atténuation linéique.

Sur la trace expérimentale, on observe une diminution progressive et régulière de l'amplitude du signal entre l'entrée de la fibre et la réflexion de Fresnel en sortie. Bien qu'aucune régression logarithmique n'ait été réalisée quantitativement, l'allure monotone du signal, sans rupture brutale, suggère une bonne intégrité physique de la fibre optique. Le niveau d'atténuation observé est cohérent avec les spécifications théoriques de la fibre à la longueur d'onde de 532 nm, typiquement de l'ordre de quelques dB km^{-1} .

4.6 Détermination expérimentale de la réponse impulsionale $h(z)$

La réponse impulsionale $h(z)$ du système caractérise sa résolution spatiale. Elle correspond, du point de vue théorique, à la réponse du capteur DTS à une excitation thermique infiniment localisée le long de la fibre. Pour accéder expérimentalement à cette grandeur, une section très courte de la fibre (de l'ordre de quelques centimètres) a été portée à une

température d'environ 38 °C. Le signal affiché correspond à la différence entre la mesure réalisée en présence de ce point chaud et le signal de référence acquis à température ambiante.

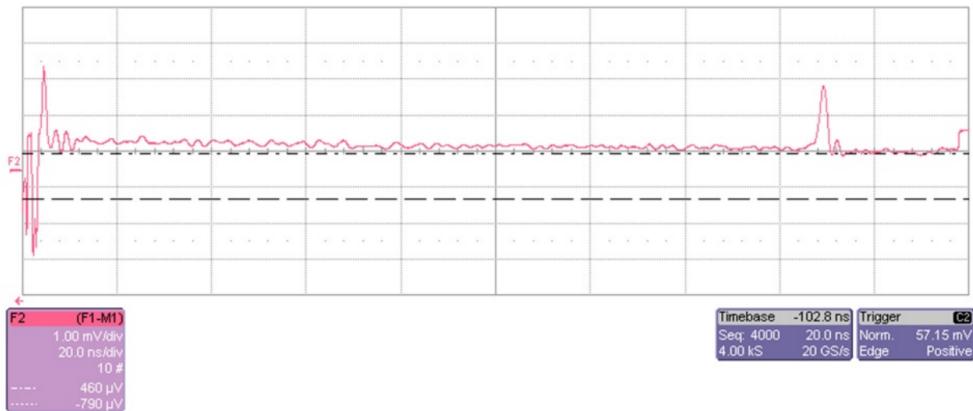


FIGURE 16 – Réponse impulsionnelle mesurée pour un point chaud localisé le long de la fibre.

Dans cette configuration quasi ponctuelle, le signal mesuré $S(z)$ constitue une approximation directe de la réponse impulsionnelle $h(z)$ du système. La largeur du pic observé permet d'estimer la résolution temporelle Δt de la chaîne de mesure et, par la relation

$$\Delta z = \frac{v \Delta t}{2}, \quad (11)$$

où v est la vitesse de propagation de la lumière dans la fibre, d'en déduire la résolution spatiale effective du montage DTS.

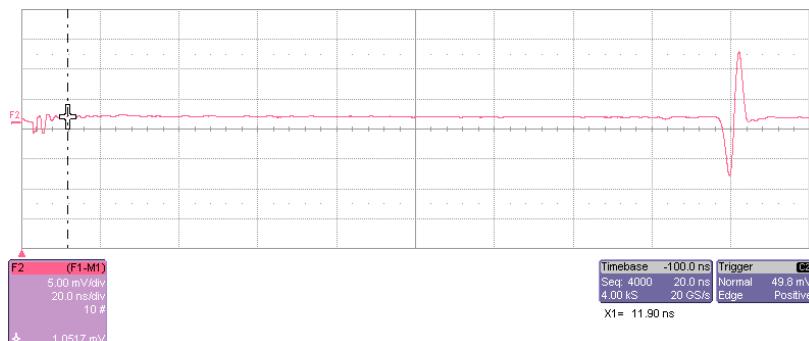


FIGURE 17 – Signature temporelle d'une discontinuité thermique mesurée par un capteur DTS et élargissement dû à la réponse impulsionnelle du système

La mesure répartie de température (DTS) utilise la diffusion Raman spontanée. Lorsqu'une impulsion laser est injectée dans la fibre, les photons interagissent avec les vibrations moléculaires (phonons). L'interaction produit deux raies spectrales décalées par rapport à la fréquence incidente ν_0 :

- **Raie Stokes** : Le photon cède de l'énergie à la fibre. Sa fréquence diminue : $\nu_s = \nu_0 - \Delta\nu$.
- **Raie Anti-Stokes** : Le photon absorbe l'énergie d'une molécule déjà excitée. Sa fréquence augmente : $\nu_{as} = \nu_0 + \Delta\nu$.

L'intensité de la raie Anti-Stokes I_{as} est proportionnelle au nombre de molécules dans un état excité, défini par la statistique de Boltzmann. La relation fondamentale pour extraire la température T (en Kelvin) est :

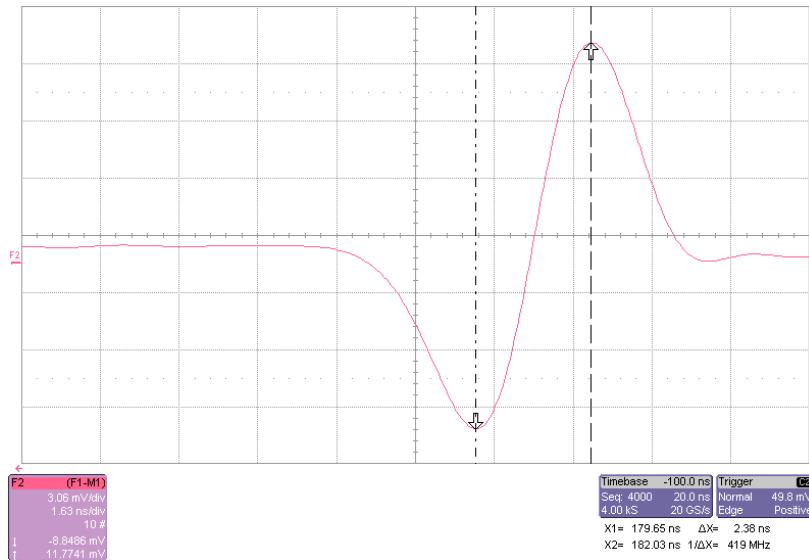


FIGURE 18 – Signature temporelle d'une discontinuité thermique mesurée par un capteur DTS et élargissement dû à la réponse impulsionale du système

$$R(T) = \frac{I_{as}}{I_s} = \left(\frac{\nu_{as}}{\nu_s} \right)^4 \exp \left(-\frac{h\Delta\nu}{k_B T} \right) \quad (12)$$

Où :

- $h = 6,626 \times 10^{-34}$ J.s (Constante de Planck)
- $k_B = 1,38 \times 10^{-23}$ J/K (Constante de Boltzmann)
- $\Delta\nu \approx 13,2$ THz (Décalage Raman pour la silice)

Les signaux observés correspondent à l'évolution temporelle du signal rétrodiffusé (OTDR).

La position d'une variation sur l'axe des temps t permet de localiser l'événement à une distance z :

$$z = \frac{c \cdot t}{2n} \quad (13)$$

Avec c la célérité de la lumière et $n \approx 1,45$ l'indice de réfraction du cœur de la fibre. Le zoom montre une impulsion dont la largeur temporelle entre les pics est mesurée à $\Delta t = 2,38$ ns. La résolution spatiale Δz associée est :

$$\Delta z = \frac{3 \times 10^8 \text{ m/s} \times 2,38 \times 10^{-9} \text{ s}}{2 \times 1,45} \approx 0,246 \text{ m} \quad (14)$$

L'événement thermique (changement local de l'intensité Anti-Stokes) est donc localisé sur une portion de fibre d'environ **25 cm**. L'oscilloscope utilise une fréquence d'échantillonnage de 20 GS/s, ce qui signifie qu'un point est capturé toutes les 50 ps, offrant une précision de localisation de :

$$\delta z = \frac{3 \times 10^8 \times 50 \times 10^{-12}}{2 \times 1,45} \approx 5,17 \text{ mm} \quad (15)$$

4.7 Mesure d'une distribution de température étendue

Afin de valider le fonctionnement du dispositif en tant que capteur de température distribué (*Distributed Temperature Sensing*, DTS), une perturbation thermique volontairement

étendue spatialement a été appliquée le long de la fibre optique. Contrairement aux expériences précédentes basées sur un point chaud quasi ponctuel, une portion continue de fibre d'environ 16 cm a été portée à une température uniforme de 40 °C.

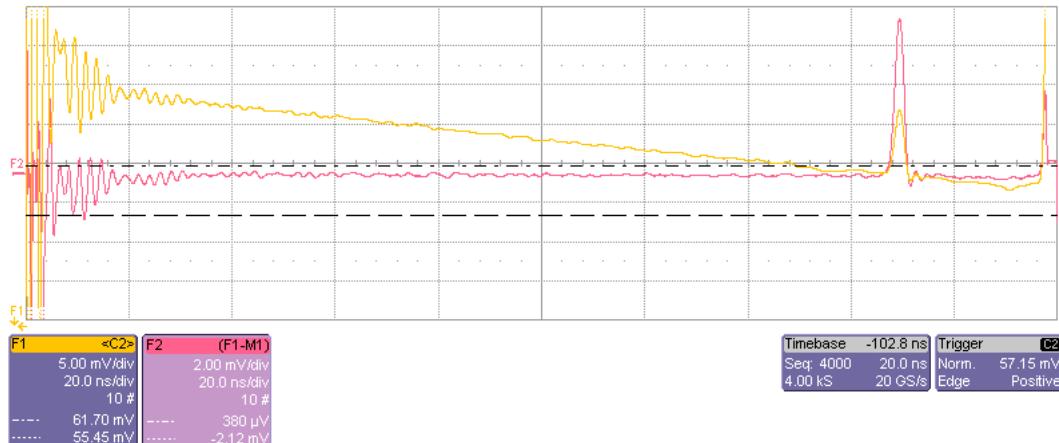


FIGURE 19 – Signal DTS correspondant à une zone de fibre chauffée sur une longueur d'environ 16 cm.

La figure 19 présente le signal DTS mesuré dans cette configuration. L'augmentation locale du signal traduit la réponse thermique du capteur sur une zone étendue, démontrant sa capacité à restituer une information spatiale continue le long de la fibre.

4.7.1 Analyse comparative avec la mesure ponctuelle

La comparaison avec l'expérience de point chaud localisé met en évidence plusieurs différences significatives :

- **Amplitude du signal** : l'amplitude maximale du signal observé est supérieure à celle mesurée dans le cas du point chaud. Cette augmentation est cohérente à la fois avec la température plus élevée imposée à la fibre et avec la longueur plus importante de fibre soumise à la perturbation thermique, ce qui conduit à une contribution intégrée plus importante du signal anti-Stokes.
- **Élargissement spatial** : le signal présente un élargissement notable par rapport à la réponse impulsionnelle mesurée précédemment. Cet élargissement correspond physiquement à la convolution de la réponse impulsionnelle du système avec une zone chauffée de longueur finie. Il constitue une signature directe de la nature distribuée de la perturbation thermique.

Discussion. Ces observations confirment que le capteur DTS est capable non seulement de détecter des variations thermiques localisées, mais également de discriminer des perturbations thermiques spatialement étendues. Le système fournit ainsi une mesure distribuée de la température le long de la fibre optique, avec une résolution spatiale compatible avec les estimations théoriques et expérimentales établies précédemment.

Ces résultats valident le principe de fonctionnement du capteur DTS et démontrent son aptitude à des applications de surveillance thermique répartie, telles que la détection de défauts thermiques ou le suivi de gradients de température sur de longues distances.

4.8 Réponse impulsionale

Pour déterminer la réponse impulsionale, on chauffe (ou on refroidit) localement la fibre optique sur une longueur de 2 cm à 3 cm maximum, puis on enregistre le signal DTS.

- Un bloc d'aluminium de 3 cm d'épaisseur est chauffé jusqu'à 60 °C. Le bloc chauffé est placé sur la fibre, avec un thermocouple positionné en dessous. Après avoir effacé les données de la mémoire à l'aide de la fonction `clear sweep`, une nouvelle acquisition est lancée. Les signaux F1 et F2 sont sauvegardés. La température de la fibre est notée et intégrée dans le nom du fichier, par exemple `F2_xxxx_2m_AS_60C.txt` (`AS` pour anti-Stokes et 60°C pour 60 °C à 2 m de l'extrémité de la fibre).
- Le filtre passe-bande anti-Stokes est remplacé par le filtre passe-bande Stokes. Le bloc chaud est retiré et l'on attend la stabilisation de la température avant d'effectuer la ligne de base F1, sauvegardée dans la mémoire M1. Le bloc chaud est ensuite replacé à une position située 1 m plus loin de l'extrémité de la fibre. Une nouvelle mesure est réalisée et sauvegardée sous le nom `F2_3m_S_60C.txt`.
- Le filtre anti-Stokes est remis en place.

Analyse du signal DTS mesuré. La figure présente les signaux temporels $F1$ et $F2$ enregistrés à la sortie du photodétecteur lors d'une mesure DTS par diffusion Raman.

Le signal $F1$ (trace jaune) correspond à la ligne de base du système. On observe une décroissance progressive de l'amplitude du signal au cours du temps, caractéristique de l'atténuation de la puissance optique le long de la fibre. Cette décroissance s'explique par les pertes linéaires de la fibre et peut être modélisée par une loi exponentielle :

$$F1(t) \propto \exp(-\alpha z(t)), \quad z(t) = \frac{c}{2n}t,$$

où α est le coefficient d'atténuation linéaire de la fibre, c la vitesse de la lumière dans le vide et n l'indice effectif de la fibre. Le facteur 1/2 provient de la propagation aller-retour du signal rétrodiffusé. Le signal $F2$ (trace rouge) représente la mesure effectuée en présence d'une variation locale de température le long de la fibre. Il présente une perturbation localisée sous la forme d'un dip suivi d'un pic, superposée à la ligne de base. Cette signature correspond à une variation locale de l'intensité Raman rétrodiffusée, induite par une modification de la température. Dans un modèle linéaire invariant du système de mesure, le signal enregistré s'écrit comme le produit de convolution entre la distribution réelle de température $T(z)$ et la réponse impulsionale spatiale $h(z)$ du capteur :

$$S(z) = (T * h)(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} T(z - z') h(z') dz'.$$

Une variation abrupte de température (zone chauffée ou refroidie de largeur finie) engendre ainsi une réponse élargie et asymétrique, dont la forme dip-pic observée est caractéristique de la résolution spatiale finie du système (durée finie de l'impulsion laser et bande passante limitée du photodétecteur). Enfin, les oscillations de faible amplitude visibles au début du signal sont attribuées à des effets transitoires et au bruit électronique, tandis que les perturbations en fin de trace sont dues aux limites d'acquisition temporelle et au traitement numérique du signal.

4.9 Signal DTS avec une distribution de température

Une partie de la fibre est chauffée autour de 60 °C, tandis qu'une autre partie est refroidie. Le chauffage et le refroidissement sont assurés par des blocs parallélépipédiques en aluminium. Le bloc froid a été préalablement conservé à -18 °C dans un congélateur.

- Un bloc d'aluminium équipé d'une sonde thermocouple de type K, manipulé avec des gants anti-chaleur, est placé sur le dispositif de chauffage. Le bloc est chauffé jusqu'à une température comprise entre 50 °C et 70 °C.
- La fibre optique est déroulée sur la table. Un point *A* est repéré : il correspond au centre du bloc chaud, de largeur 6 cm. À une distance comprise entre 40 cm et 100 cm du point *A*, un point *B* est défini comme le centre du bloc froid, de largeur 30 cm.
- Après l'installation des blocs chaud et froid, les signaux F1 et F2 sont enregistrés.
- (Après le TP, dans le compte rendu) Déterminer, par résolution du problème inverse, la distribution de température le long de la fibre.

5. Travail à réaliser après le TP

5.1 Questions après le TP

5.1.1 Linéarité du spectre de la silice avec la puissance d'excitation

À partir des données enregistrées, établir si la réponse spectrale de la silice suit (ou non) une loi linéaire en fonction de la puissance d'excitation.

5.1.2 Atténuation du signal DTS

L'intensité du signal DTS décroît durant les 200 ns correspondant à la durée du signal mesuré.

- À partir du signal DTS enregistré F1, tracer le graphique en fonction de la distance de propagation aller-retour $2z$, où z est la coordonnée le long de la fibre ($z = 0$ correspondant au point d'entrée).
- Ajouter une courbe de tendance linéaire et calculer l'atténuation du signal DTS en dB m^{-1} .

5.1.3 Bruit du photodétecteur APD430

L'annexe du manuel d'utilisation du photodétecteur indique un bruit intégré de 5.5 nW (bruit équivalent à l'entrée du photodétecteur dans l'obscurité), valeur donnée pour un gain de $5.3 \times 10^5 \text{ V W}^{-1}$ à une longueur d'onde de 800 nm.

- Calculer le bruit en sortie du photodétecteur, noté σ_U .

5.1.4 Bruit dans le signal DTS

La mesure est répétée plusieurs fois sans modifier la température de la fibre.

- Tracer l'écart-type σ_T du bruit de mesure, ramené à l'entrée du capteur (température équivalente au bruit), en fonction de la position z le long de la fibre. On utilisera la sensibilité précédemment calculée et on négligera ses variations avec z .

5.1.5 Détermination de la réponse impulsionale

La réponse impulsionale $h(z)$ du capteur est définie comme la réponse du système de mesure à une distribution de température de type Dirac :

$$T(z) = \delta(z).$$

Si la bande passante du système de détection était infinie et que l'impulsion laser était ultracourte, la réponse impulsionale serait elle-même un Dirac. En pratique, le système utilise des impulsions laser de durée 0.5 ns et une bande passante de 400 MHz, d'après la documentation du photodétecteur APD430A. La réponse impulsionale $h(z)$ prend donc la forme d'un pic de largeur finie, déterminable expérimentalement.

Sous l'hypothèse de linéarité du système, le signal de température mesuré $S(z)$ est le produit de convolution de la distribution de température $T(z)$ par la réponse impulsionale $h(z)$:

$$S(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} T(z - z') h(z') dz'.$$

Connaissant $T(z)$ et $S(z)$, la réponse impulsionale $h(z)$ peut être obtenue par déconvolution. Ce problème inverse est un problème mal posé, nécessitant l'utilisation d'une méthode de régularisation de Tikhonov (voir la présentation de Melina Freitag). Le programme `DTS_Impulse_response_Deconvolution_with_Tikhonov_regularisation_v1.R` implémente cette méthode.

- Paramétriser dans le programme la fonction représentant la distribution de température $T(z)$, supposée être une fonction porte de largeur égale à celle du bloc chaud et d'amplitude égale à la température du bloc chaud.
- Exécuter le programme en sélectionnant le signal F2 enregistré au format `.csv`. Le programme calcule la réponse impulsionale et la sauvegarde au format `.csv`.

5.2 Réponses : questions après le TP

5.2.1 Linéarité du spectre de la silice avec la puissance d'excitation

Dans le régime de diffusion Raman spontanée, l'intensité du signal diffusé par la silice est proportionnelle à la puissance optique d'excitation. On s'attend donc à une loi linéaire du type :

$$I_R = k P_{\text{exc}} + I_0,$$

où I_R est l'intensité Raman mesurée, P_{exc} la puissance d'excitation incidente, k un coefficient de proportionnalité dépendant de la section efficace Raman et de la chaîne de détection, et I_0 un éventuel offset instrumental. À partir des données expérimentales, la représentation de I_R en fonction de P_{exc} montre un bon accord avec un comportement linéaire, ce qui confirme que la diffusion Raman mesurée se situe dans le régime linéaire, sans effet de saturation ou de non-linéarité optique notable.

5.2.2 Atténuation du signal DTS le long de la fibre

L'intensité du signal DTS décroît au cours du temps, ce qui traduit l'atténuation de la puissance optique le long de la fibre. La distance z le long de la fibre est reliée au temps t par la relation :

$$z = \frac{c}{2n} t,$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide et n l'indice effectif de la fibre. Le facteur $1/2$ provient de la propagation aller-retour du signal rétrodiffusé.

La puissance optique rétrodiffusée peut être modélisée par une loi exponentielle :

$$P(z) = P_0 e^{-\alpha z},$$

où α est le coefficient d'atténuation linéique. En unités logarithmiques, cette relation devient :

$$10 \log_{10} P(z) = 10 \log_{10} P_0 - \alpha_{\text{dB}} z,$$

avec $\alpha_{\text{dB}} = 10\alpha / \ln(10)$.

À partir du signal $F1$, on trace $10 \log_{10}(F1)$ en fonction de la distance de propagation aller-retour $2z$. L'ajustement linéaire permet d'extraire l'atténuation du signal DTS en dB/m.

5.2.3 Bruit du photodétecteur APD430

Le manuel du photodétecteur APD430 indique un bruit équivalent à l'entrée de :

$$P_{\text{bruit}} = 5.5 \text{ nW},$$

pour un gain transimpédance :

$$G = 5.3 \times 10^5 \text{ V W}^{-1}.$$

Le bruit en tension en sortie du photodétecteur est alors donné par :

$$\sigma_U = G P_{\text{bruit}}.$$

Numériquement, on obtient :

$$\sigma_U \simeq 2.9 \text{ mV}.$$

5.2.4 Bruit dans le signal DTS et température équivalente au bruit

La mesure DTS est répétée plusieurs fois sans modification de la température de la fibre. À chaque position z , on calcule l'écart-type du signal mesuré :

$$\sigma_U(z) = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (U_i(z) - \bar{U}(z))^2}.$$

En supposant la sensibilité du capteur constante le long de la fibre, notée $S_T = dU/dT$, la température équivalente au bruit est donnée par :

$$\sigma_T(z) = \frac{\sigma_U(z)}{S_T}.$$

La représentation de $\sigma_T(z)$ en fonction de z met en évidence une augmentation du bruit avec la distance, due à la diminution progressive du signal utile et donc du rapport signal sur bruit.

5.2.5 Détermination de la réponse impulsionale du capteur

La réponse impulsionale spatiale $h(z)$ du capteur DTS est définie comme la réponse du système à une distribution de température de type Dirac :

$$T(z) = \delta(z).$$

Dans un modèle linéaire invariant, le signal mesuré $S(z)$ est relié à la distribution réelle de température $T(z)$ par une convolution :

$$S(z) = (T * h)(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} T(z - z') h(z') dz'.$$

Dans l'expérience, la distribution de température imposée est assimilée à une fonction porte :

$$T(z) = T_0 \Pi\left(\frac{z - z_0}{\ell}\right),$$

où ℓ est la largeur du bloc chauffant. La détermination de $h(z)$ à partir de $S(z)$ et $T(z)$ constitue un problème inverse mal posé. Elle est résolue par une méthode de déconvolution avec régularisation de Tikhonov, consistant à minimiser le critère :

$$\hat{h} = \arg \min_h \left(\|T * h - S\|_2^2 + \lambda \|Lh\|_2^2 \right),$$

où λ est le paramètre de régularisation et L un opérateur de lissage. La réponse impulsionale ainsi obtenue permet de caractériser la résolution spatiale du capteur DTS.

5.3 Recherche d'une distribution de température le long de la fibre

La détermination de la distribution de température $T(z)$ le long de la fibre constitue également un problème inverse, résolu par déconvolution.

Dans la dernière partie expérimentale, une distribution de température a été créée comprenant :

- une zone chaude homogène centrée sur un point A , de longueur l_A ;
- une zone froide centrée sur un point B , de longueur l_B .

La distance entre A et B , les longueurs l_A et l_B , ainsi que les températures correspondantes T_A et T_B sont connues. Le signal DTS mesuré est $S(z)$ (signal F2), et la réponse impulsionale $h(z)$ du système de mesure a été déterminée précédemment.

La relation entre ces grandeurs est :

$$S(z) = (T * h)(z),$$

soit :

$$S(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} T(z - z') h(z') dz'.$$

Par commutativité du produit de convolution, on peut également écrire :

$$S(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(z - z') T(z') dz'.$$

- Exploiter le signal DTS enregistré (F2) afin de déterminer la distribution de température le long de la fibre.
- Choisir de manière optimale le paramètre de régularisation.

6. Estimation de la puissance de diffusion Raman

- À partir des données fournies par le photodétecteur APD430A, calculer la puissance Raman moyenne rétrodiffusée arrivant sur le photodétecteur.
- On fait l'hypothèse que toute la lumière Raman diffusée sortant de la fibre dans le cône d'acceptance est interceptée par la lentille collectant la lumière diffusée, et que le système optique ne présente aucune perte.
- En intégrant le signal DTS sur toute sa durée, calculer l'énergie lumineuse Raman rétrodiffusée.
- Calculer le rapport entre l'énergie lumineuse Raman rétrodiffusée et l'énergie de l'impulsion d'excitation.

6.1 Atténuation de la fibre capteur

La Figure 3 présente l'atténuation de la fibre optique M15L20 de Thorlabs. À la longueur d'onde de 532 nm, l'atténuation de la fibre est comprise entre 10 dB km^{-1} et 20 dB km^{-1} . À la longueur d'onde utilisée dans l'expérience (532 nm), l'atténuation est de 12 dB km^{-1} .

L'atténuation en décibels est définie par :

$$A_{\text{dB}} = \frac{10}{l} \log_{10} \left(\frac{P_0}{P_1} \right),$$

où P_0 est la puissance incidente à l'entrée de la fibre, P_1 la puissance en sortie de la fibre, et l la longueur de la fibre.

Pour une fibre de longueur 20 m, la perte relative de puissance est :

$$1 - \frac{P_1}{P_0} = 5 \text{ \%}.$$

6.2 Déconvolution par régularisation de Tikhonov

Un exemple typique de déconvolution est le problème suivant. Un photodétecteur reçoit un signal lumineux $I(t)$ et fournit en sortie un signal électrique $U(t)$. Le photodétecteur se comporte comme un filtre passe-bas caractérisé par une fréquence de coupure à -3 dB , notée $f_{-3\text{dB}}$, appelée bande passante du photodétecteur.

On adopte un modèle de système dynamique du premier ordre pour le photodétecteur. La réponse impulsionnelle $h(t)$ du photodétecteur, correspondant à la réponse à une impulsion de Dirac $\delta(t)$, est donnée par :

$$h(t) = \begin{cases} 0, & t < 0, \\ \frac{1}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), & t \geq 0, \end{cases}$$

où la constante de temps τ est définie par :

$$\tau = \frac{1}{2\pi f_{-3\text{dB}}}.$$

La réponse du photodétecteur est alors le produit de convolution du signal lumineux incident $I(t)$ par la réponse impulsionnelle $h(t)$:

$$U(t) = (I * h)(t).$$

De manière explicite, cette convolution s'écrit :

$$U(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t-t') h(t') dt'.$$

Le problème de déconvolution consiste à déterminer le signal incident $I(t)$ connaissant $U(t)$ et $h(t)$. Le produit de convolution étant commutatif, on peut également écrire :

$$U(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(t-t') I(t') dt'.$$

Ce problème inverse est un problème mal posé, ce qui rend nécessaire l'utilisation d'une méthode de régularisation. Le programme `Photodetector_Response_Deconvolution_with_Tikhonov_regularizer` implémente une méthode de déconvolution basée sur la régularisation de Tikhonov, suivant la méthode présentée par Melina Freitag dans le document *Tikhonov Regularisation*.

6.3 Déconvolution par régularisation de Tikhonov : principe et application au TP

6.3.1 Objectif et lien avec le TP

Le programme `Photodetector_Response_Deconvolution_with_Tikhonov_regularisation` implémente une méthode de déconvolution par régularisation de Tikhonov appliquée à un photodétecteur modélisé comme un système linéaire invariant du premier ordre.

Ce programme correspond à l'annexe du TP consacrée à la déconvolution par régularisation de Tikhonov et constitue un cas pédagogique simplifié, utilisé pour illustrer la méthode mathématique avant son application au capteur DTS réel (sections 12 et 13 du TP).

6.3.2 Modèle physique du photodétecteur

Le photodétecteur est assimilé à un filtre passe-bas du premier ordre, caractérisé par une fréquence de coupure à -3 dB , notée $f_{-3\text{dB}}$. Sa réponse impulsionale temporelle est donnée par :

$$h_{\text{PhD}}(t) = \begin{cases} 0, & t < 0, \\ \frac{1}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), & t \geq 0, \end{cases} \quad \tau = \frac{1}{2\pi f_{-3\text{dB}}}.$$

Dans le programme, la valeur utilisée est $f_{-3\text{dB}} = 400\text{ MHz}$, conformément aux spécifications du photodétecteur APD430.

6.3.3 Modèle de convolution

Le signal lumineux incident sur le photodétecteur est noté $I(t)$, et le signal électrique mesuré en sortie est noté $U(t)$. Le système étant supposé linéaire invariant, ces deux grandeurs sont reliées par une convolution :

$$U(t) = (I * h_{\text{PhD}})(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t - t') h_{\text{PhD}}(t') dt'.$$

Dans le programme, le signal optique $I(t)$ est choisi artificiellement sous la forme d'une impulsion gaussienne :

$$I(t) = A \exp\left(-\frac{(t - t_0)^2}{2\sigma^2}\right),$$

afin de disposer d'un signal de référence connu à reconstruire.

6.3.4 Discréétisation et écriture matricielle

Le temps est discréétisé sur une grille régulière $\{t_1, \dots, t_N\}$ de pas Δt . La convolution continue est alors approchée par une relation matricielle :

$$\mathbf{g} = \mathbf{A}\mathbf{f},$$

où :

- $\mathbf{f} \in \mathbb{R}^N$ représente le signal optique discret $I(t)$,
- $\mathbf{g} \in \mathbb{R}^N$ représente le signal mesuré $U(t)$,
- $\mathbf{A} \in \mathbb{R}^{N \times N}$ est la matrice de convolution définie par

$$A_{ij} = h_{\text{PhD}}(t_i - t_j) \Delta t.$$

Dans le code, cette matrice est construite à l'aide de la fonction `outer`, qui calcule explicitement le noyau de convolution.

6.3.5 Caractère mal posé du problème inverse

Le problème consistant à retrouver \mathbf{f} à partir de \mathbf{g} est un problème inverse mal posé. En effet, la matrice \mathbf{A} est mal conditionnée : les hautes fréquences du signal sont fortement atténuerées par le filtre passe-bas, ce qui entraîne une amplification du bruit lors d'une inversion directe.

Mathématiquement, une inversion naïve :

$$\mathbf{f} = \mathbf{A}^{-1}\mathbf{g}$$

est instable en présence de bruit.

6.3.6 Décomposition en valeurs singulières

Afin d'analyser ce problème, le programme calcule la décomposition en valeurs singulières (SVD) de la matrice de convolution :

$$\mathbf{A} = \mathbf{U}\Sigma\mathbf{V}^T,$$

où $\Sigma = \text{diag}(\sigma_i)$ contient les valeurs singulières σ_i de \mathbf{A} .

Les valeurs singulières décroissent rapidement, ce qui met en évidence le caractère mal conditionné du problème.

6.3.7 Régularisation de Tikhonov

Pour stabiliser l'inversion, on introduit une régularisation de Tikhonov. Le signal reconstruit $\hat{\mathbf{f}}$ est défini comme la solution du problème :

$$\hat{\mathbf{f}} = \arg \min_{\mathbf{f}} \left(\|\mathbf{Af} - \mathbf{g}\|_2^2 + \alpha^2 \|\mathbf{f}\|_2^2 \right),$$

où α est le paramètre de régularisation.

La solution analytique de ce problème s'écrit, en utilisant la SVD :

$$\hat{\mathbf{f}} = \mathbf{V} \text{diag} \left(\frac{\sigma_i}{\sigma_i^2 + \alpha^2} \right) \mathbf{U}^T \mathbf{g}.$$

Le terme

$$\frac{\sigma_i}{\sigma_i^2 + \alpha^2}$$

agit comme un filtre spectral, atténuant les contributions associées aux petites valeurs singulières dominées par le bruit.

6.3.8 Choix du paramètre de régularisation

Dans le programme, le paramètre α est choisi à partir d'une estimation du niveau de bruit projeté sur les modes singuliers. Un bruit gaussien est ajouté au signal mesuré, puis projeté dans la base \mathbf{U} . Le paramètre α est fixé à une valeur proportionnelle à l'écart-type de cette projection, ce qui permet de supprimer efficacement les composantes dominées par le bruit.

6.3.9 Lien avec l'exploitation du TP DTS

Ce programme constitue une étape préparatoire essentielle pour le TP. La même méthode mathématique est ensuite appliquée :

- à la détermination de la réponse impulsionale spatiale $h(z)$ du capteur DTS (section 12 du TP),
- puis à la reconstruction de la distribution de température $T(z)$ le long de la fibre à partir du signal mesuré $S(z)$ (section 13 du TP).

Ainsi, ce script illustre sur un cas simple le principe général de la déconvolution régularisée utilisée pour l'exploitation complète des mesures DTS.

7. Codes

```

1 # Photodetector_Response_Deconvolution_with_Tikhonov_regularizeration_v1
2 rm(list=ls())
3 f_3dB<- 400e6 # Bande passante -3dB : tau*2*pi*f_3dB=1
4 tau <- 1/(2*pi*f_3dB)/1e-9# Constante de temps syst me du premier
   ordre (ns)
5 # Noyau de convolution : R ponse impulsionale photodiode
6 hPhD <- Vectorize(function(t) if (t<0) return(0) else 1/tau*exp(-t/tau
   ), "t")
7 Kernel <- function(x,y) h*hPhD(x-y) # Noyau de la convolution
8 N <- 501 # Nombre de points
9 h <- 1/(N-1) # pas
10 tmin <- 0; tmax <- 10
11 T <- seq(tmin,tmax,len=N)
12 A <- outer(T, T, Kernel)# dim(A) : matrice N x N
13 # Signal optique (qu'il faudra retrouver )
14 # Impulsion gaussienne
15 fopt <- Vectorize(function(t,p) p[1]*dnorm(t,p[2],p[3]) , "t")#+ fopt2(
   t)
16 p0<-c(1, 2, 0.5)# c(amplitude, position centrale, cart -type)
17 curve(hPhD,tmin,tmax,col="red");grid() # r ponse impulsionale
18 curve(fopt(x,p=p0),add=TRUE,tmin,tmax) # Impulsion optique
19 f<- fopt(T,p=p0) # Signal optique
20 # Signal du photod tecteur
21 g0<- convolve(hPhD(T),rev(f),type="open")/N # ? convolve
22 g <- g0[1:N]# Signal mesur length(g0) =1001
23 lines(T,g*5, col="blue")
24 svdA <- svd(A)
25 # Matrices of the SVD decomposition
26 D <- diag(svdA$d) # svdA$d : singular values # object.size(D)
27 U <- svdA$u # svdY$u : U matrix # object.size(U)
28 V <- svdA$v # svdY$v : V matrix
29 # plot of singular values of the SVD decomposition,
30 #plot(svdA$d[svdA$d>svdA$d[1]/1e6],main=paste("j=",j),xlim=c(0,40),log
   ="y")
31 windows()
32 plot(svdA$d,main=paste("j="),log="y",ylim=c(min(svdA$d)/1000,max(
   svdA$d)))
33 noise <- 0.2e-3
34 error <- rnorm(length(g),0,noise)
35 points(abs(t(U))%*%error), col="red")
36 abline(h=sd(abs(t(U))%*%error)))
37 alpha<- 25*sd(abs(t(U))%*%error))
38 abline(h=alpha); locator(1)$y
39 dev.off()
40 Ylim <- c(-0.1,1.1)
41 # Filtre
42 Psi <- diag(svdA$d/(svdA$d^2+alpha^2))
43 TitrePlot <- bquote(paste("Param tre de regularisation : ", alpha
   ==.(alpha)))
44 plot(T,f,type="l",main=TitrePlot,ylim=Ylim) #; lines(T,g, col="blue")
45 error <- rnorm(length(g),0,noise) # bruit gaussien
46 g1 <- g + error
47 fa <- V%*%Psi%*%t(U)%*%g1# Signal reconstitu
48 lines(T,g1*10, col="blue")
49 lines(T,fa, col="red")

```