

À la découverte des infrarouges

Partie 2 : spectrométrie avec un prisme et des thermomètres⁽¹⁾

par Julien DELAHAYE, Aude BARBARA, Olivier CEPAS, Céline GOUJON, Yvonne SOLD0

CNRS - Institut Néel - 38042 Grenoble Cedex 9

julien.delahaye@neel.cnrs.fr

et Sylvie ZANIER

Physique, ingénierie, terre, environnement, mécanique (PhITEM)

Université Grenoble Alpes - 38041 Grenoble Cedex 9

sylvie.zanier@univ-grenoble-alpes.fr

MESURER LE SPECTRE d'émission d'une source de lumière dans le domaine visible est devenu, avec le développement de l'électronique moderne, une opération banale. Dans les spectromètres que l'on trouve au lycée ou à l'université, la lumière est dispersée par un réseau de diffraction, détectée par une barrette CCD (Charge-coupled device), et l'éclairement énergétique spectral ou irradiance spectrale est tracé à l'aide d'un logiciel en fonction de la longueur d'onde. Dans cet article, nous décrivons une méthode introduite au XIX^e siècle qui permet d'analyser le spectre d'une lumière en la dispersant à l'aide d'un prisme et en utilisant comme détecteur de rayonnement le réservoir noirci d'un thermomètre à liquide. En relevant l'augmentation de température en fonction de la position du thermomètre dans le spectre et en utilisant la loi de dispersion du prisme, nous montrons comment remonter au spectre d'émission (irradiance spectrale en fonction de la longueur d'onde) d'une lampe halogène. Le réservoir noirci du thermomètre étant sensible à la lumière visible, mais aussi infrarouge, cette méthode permet d'obtenir des spectres jusqu'à des longueurs d'onde d'environ deux micromètres. Le spectre obtenu est comparé à une loi de corps noir et un exemple de spectroscopie d'absorption visible – proche infrarouge est proposé. Ces expériences et leurs analyses, qui mêlent des notions fondamentales d'optique et l'histoire des sciences, constituent un sujet de choix pour des travaux pratiques de licence.

INTRODUCTION

Dans la première partie de cet article [1], nous avons décrit et reproduit l'expérience menée par William Herschel en 1800. Cette expérience consiste à décomposer la lumière provenant du Soleil à l'aide d'un prisme, à placer le réservoir noirci d'un thermomètre dans le spectre ainsi obtenu et à relever l'augmentation de température en fonction de la position du thermomètre. Elle permet à Herschel de mettre en évidence l'existence, dans la lumière du Soleil, de rayons situés au-delà de la zone rouge

(1) **NDLR** : la partie 1 de cet article est parue dans *Le Bup* n° 1074 en mai 2025 (p. 389-402).

du spectre, qui chauffent, mais qu'on ne voit pas. Ces rayons appelés alors « rayons de chaleur » prendront plus tard le nom d'infrarouges.

Des capteurs de rayonnement infrarouge (et de lumière visible) plus sensibles que les thermomètres utilisés par William Herschel furent introduits tout au long du XIX^e siècle : la thermopile par Leopoldo Nobili et Macedonio Melloni en 1831 et le bolomètre par Samuel Pierpont Langley en 1878. Durant la deuxième moitié du XIX^e siècle, on finit par comprendre que les rayons de lumière et de « chaleur » étaient de même nature, et que c'était bien de la lumière visible et invisible qui était détectée par ces capteurs [2]. Dans le même temps, la théorie ondulatoire de la lumière s'affirmait progressivement face à la théorie corpusculaire de Newton. Il s'est alors avéré pertinent de représenter l'irradiance reçue (ou éclairage énergétique) non plus en fonction de la position d'un capteur derrière un prisme (ce que nous appelons un spectre « prismatique »), mais en fonction de la longueur d'onde (spectre « classique »).

C'est le passage d'un spectre prismatique, mesuré avec un thermomètre et un prisme, à un spectre classique que nous allons expliciter dans cette deuxième partie. Nous verrons que ce passage peut se décomposer en deux étapes, en établissant d'abord la correspondance entre la position du thermomètre derrière le prisme et la longueur d'onde, puis en convertissant l'augmentation de température mesurée en une grandeur proportionnelle à l'irradiance par unité de longueur d'onde. Nous décrirons la méthode dans le cas général, puis nous l'appliquerons à l'exemple du spectre prismatique d'une lampe halogène.

1. MÉTHODE GÉNÉRALE

1.1. Réfraction par le prisme et minimum de déviation

La décomposition de la lumière par un prisme repose sur le fait que l'indice de réfraction n , et donc l'angle de déviation D d'un rayon lumineux le traversant (cf. figure 1), dépend de la longueur d'onde λ .

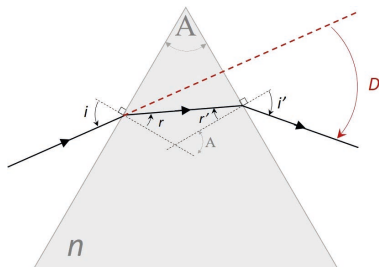


Figure 1 - Schéma d'un prisme avec définition des angles A , i , r , r' , i' et D .

Un rayon qui arrive sur la face avant du prisme avec un angle d'incidence i en ressort avec un angle i' par rapport à la normale à la face de sortie. Pour un prisme d'angle au sommet A et d'indice de réfraction n , on peut calculer l'angle de déviation D du rayon sortant par rapport au rayon incident en appliquant successivement les relations suivantes (loi de Snell-Descartes appliquée aux différentes interfaces et propriétés géométriques d'un triangle) :

$$r = \arcsin[\sin(i)/n] ; \quad (1)$$

$$r' = A - r ; \quad (2)$$

$$i' = \arcsin[n \sin(r')] ; \quad (3)$$

$$D = i + i' - A. \quad (4)$$

On peut voir sur la figure 2 l'évolution de D avec l'angle d'incidence i pour un prisme équilatéral ($A = 60^\circ$) d'indice $n = 1,720$.

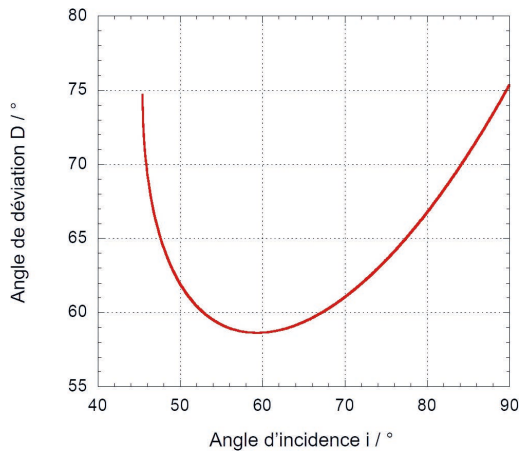


Figure 2 - Angle de déviation D en fonction de l'angle d'incidence i , calculé à partir des relations (1) à (4), pour un prisme équilatéral d'indice $n = 1,720$.

Pour une valeur de n donnée, et donc une longueur d'onde donnée, l'angle D passe par une valeur minimale $D_{\min}$ qu'on appelle le minimum de déviation du prisme. On peut montrer que :

$$D_{\min} = 2 \arcsin \left[n \sin \left(\frac{A}{2} \right) \right] - A. \quad (5)$$

1.2. Loi de dispersion du verre du prisme $n(\lambda)$

La loi de dispersion $n(\lambda)$ d'un verre dans les domaines visible et proche infrarouge

est bien décrite par la relation empirique dite de Sellmeiner, du type⁽²⁾ :

$$n^2 = 1 + \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3 \lambda^2}{\lambda^2 - C_3} \quad (6)$$

où $B_{1,2,3}$ et $C_{1,2,3}$ sont les coefficients de Sellmeiner spécifiques du verre composant le prisme et déterminés expérimentalement. Le fournisseur du prisme peut donner cette information, ou a minima des valeurs de n pour quelques longueurs d'onde dans le domaine visible. En comparant ces valeurs avec une base de données, il est possible d'identifier le verre du prisme et son fabricant, et d'obtenir ainsi la courbe $n(\lambda)$ jusqu'à $\lambda \cong 2,5 \mu\text{m}$. Dans notre cas, le fournisseur du prisme n'étant pas connu, nous avons mesuré les valeurs de n pour les raies visibles d'une lampe mercure-cadmium à l'aide d'un goniomètre⁽³⁾, puis comparé ces valeurs (ainsi que la densité du verre) aux données de la référence [3], pour conclure qu'il s'agit d'un verre en flint dense « Schott SF1 ». La loi de dispersion donnée par le fabricant du verre entre 0,35 et 2,5 μm et nos points de mesure sont représentés sur la figure 3.

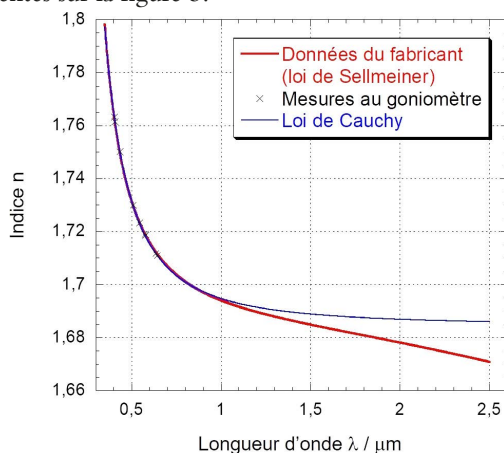


Figure 3 - Loi de dispersion $n(\lambda)$ pour le prisme en flint dense utilisé dans nos expériences avec : en rouge les données du fabricant (loi de Sellmeiner), en noir nos mesures au goniomètre, et en bleu l'ajustement de ces mesures par une loi de Cauchy.

Les lois de dispersion $n(\lambda)$ sont généralement fortement non linéaires sur la gamme de longueurs d'onde allant du visible au proche infrarouge, avec un indice

- (2) La loi de Cauchy $n = A + B/\lambda^2 + C/\lambda^4 + \dots$ décrit correctement $n(\lambda)$ dans le visible mais pas dans l'infrarouge (cf. figure 3).
- (3) La lumière d'une lampe mercure-cadmium dont les longueurs d'onde des raies sont connues est dispersée par un prisme placé sur le plateau d'un goniomètre. Une lunette de visée permet de mesurer précisément pour chaque raie l'angle minimum de déviation, et de remonter ainsi à l'aide de la relation (5) à l'indice de réfraction correspondant.

qui augmente beaucoup plus fortement quand λ s'approche de la région ultraviolette. Les conséquences de cette non-linéarité pour le passage d'un spectre prismatique à un spectre classique vont être à présent détaillées.

1.3. Angle de déviation D en fonction de λ

Si la loi $n(\lambda)$ du verre est connue, pour des valeurs de A et i fixées, on peut calculer pour chaque λ en appliquant dans l'ordre les relations (1), (2), (3) et (4), les angles r , puis r' , puis i' et enfin D . La courbe $D(\lambda)$ ainsi obtenue pour notre prisme en flint dense équilatéral est représentée sur la figure 4 pour un angle d'incidence $i = 59,09^\circ$ (avec cet angle d'incidence, $D = D_{\min}$ pour $\lambda = 600$ nm, condition proche des mesures présentées dans le paragraphe 2.).

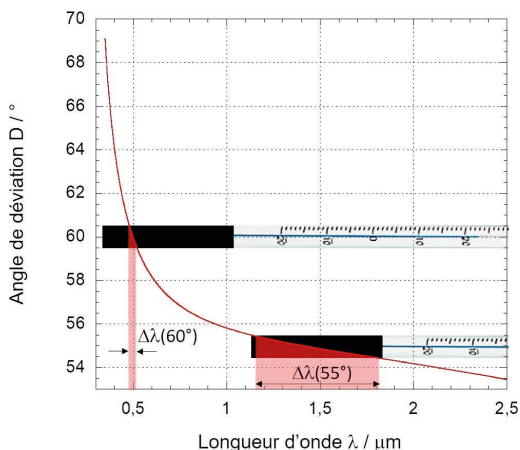


Figure 4 - Angle de déviation D en fonction de la longueur d'onde λ pour notre prisme en flint et un angle d'incidence $i = 59,09^\circ$ (courbe obtenue en appliquant les relations (1), (2), (3) et (4)). Les intervalles de longueurs d'onde $\Delta\lambda$ correspondant à l'intervalle d'angle de déviation ΔD associé à la largeur du réservoir de notre thermomètre (ici 1°) sont représentés pour $D = 60^\circ$ et 55° (cf. sous-paragraphe 1.4.).

Cette courbe permet d'établir la correspondance entre les angles D utilisés dans une mesure de spectre prismatique, et les longueurs d'onde λ attendues dans la représentation d'un spectre classique.

1.4. Passage d'un spectre prismatique à un spectre classique

Pour passer d'un spectre prismatique mesuré derrière un prisme en fonction de D , à un spectre classique en fonction de λ , il ne suffit pas de changer de variable sur l'axe des abscisses. Pour une distance donnée au prisme, l'augmentation de température

mesurée résulte de l'absorption de toutes les longueurs d'onde comprises dans l'intervalle d'angle de déviation ΔD correspondant à la largeur (fixe) du réservoir du thermomètre⁽⁴⁾. Or, une conséquence de la non-linéarité de la loi $D(\lambda)$ explicitée figure 4 (cf. page précédente) est que, pour un même intervalle d'angle de déviation ΔD (1° sur la figure 4), l'intervalle de longueur d'onde $\Delta\lambda$ associé augmente fortement avec la longueur d'onde ($\Delta\lambda \approx 40 \text{ nm}$ pour $D = 60^\circ$ et $\Delta\lambda \approx 650 \text{ nm}$ pour $D = 55^\circ$). Ceci traduit la « compression » du spectre observée derrière un prisme quand la longueur d'onde augmente, comme illustré sur la figure 5.

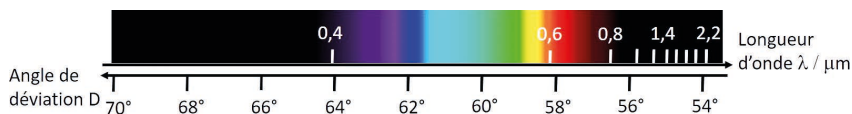


Figure 5 - Correspondance entre l'angle de déviation D et la longueur d'onde λ pour notre prisme en flint (établie à partir de la figure 4, cf. page précédente). La figure montre bien l'effet de « compression » du spectre aux grandes longueurs d'onde (voir texte pour les détails).

Mathématiquement, pour un ΔD infinitésimal ($\Delta D = dD$), l'augmentation de température ΔT mesurée en fonction de l'angle D est proportionnelle à l'irradiance reçue par unité d'angle de déviation $I_D = |dI/dD|$ (spectre prismatique). Or on a la relation :

$$\frac{dI}{dD} = \frac{dI}{d\lambda} \frac{d\lambda}{dD}. \quad (7)$$

Pour remonter à une grandeur proportionnelle à l'irradiance par unité de longueur d'onde $I_\lambda = |dI/d\lambda|$ (irradiance spectrale, spectre classique), il faut donc diviser ΔT par le facteur $|d\lambda/dD|$. Ce facteur peut se calculer numériquement à partir de la loi de dispersion du prisme $D(\lambda)$ (inverse de la pente de la courbe $D(\lambda)$ représentée sur la figure 4, cf. page précédente).

2. MESURE DU SPECTRE D'UNE LAMPE HALOGÈNE

2.1. Dispositif expérimental et réglage du prisme

Comme expliqué dans la première partie de notre article [1], la mesure du spectre prismatique d'une lampe halogène nécessite la mise en place d'un montage optique permettant d'envoyer un faisceau de lumière intense sur le prisme (cf. figure 6 et annexe 1 donnée dans l'article [1] pour plus de détails sur le matériel utilisé). Pour trouver la correspondance entre la position du thermomètre et la longueur d'onde, première étape de la transformation d'un spectre prismatique en spectre classique, il faut déterminer l'angle de déviation D associé à chaque position du thermomètre. Dans

(4) Cette augmentation de température est proportionnelle à l'éclairement reçu (cf. annexe 2 donnée dans l'article [1]).

notre cas, le prisme est placé au centre d'un plateau équipé d'un bras mobile dont on peut mesurer précisément l'angle de rotation et sur lequel est placé un thermomètre de précision gradué tous les $0,1\text{ }^{\circ}\text{C}$. Le faisceau incident passe par le centre du plateau et l'angle entre le faisceau incident et la direction du thermomètre (angle de déviation D) peut ainsi être mesuré précisément (à mieux que $0,1^{\circ}$ près). En divisant l'augmentation de température ΔT mesurée par le facteur de compression $|d\lambda/dD|$, on peut remonter au spectre classique $I_{\lambda}^{(5)}$. Le réservoir du thermomètre est recouvert de ruban adhésif isolant électrique noir et un thermomètre témoin est placé à proximité pour suivre et corriger les évolutions éventuelles de la température de la pièce pendant la durée de la mesure.

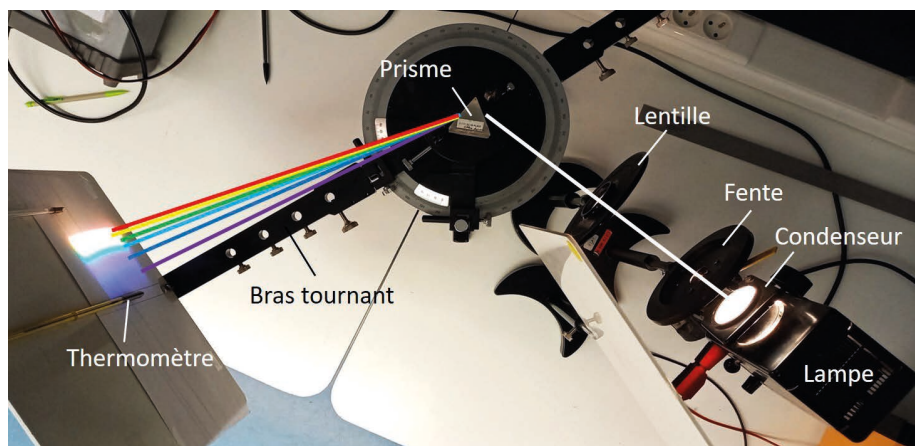


Figure 6 - Photo du montage optique. Le thermomètre est placé contre un écran pour visualiser le spectre, mais pendant les mesures, l'écran est relevé et le réservoir du thermomètre suspendu en l'air. La distance entre la lentille de focale de 100 mm, et le centre du prisme est de 15 cm ; la distance entre le centre du prisme et le thermomètre de 36 cm. La distance fente – lentille (environ 12 cm) est ajustée pour que l'image de la fente sans le prisme se forme à $36\text{ cm} + 15\text{ cm} = 51\text{ cm}$ de la lentille. La largeur de la fente est telle que la largeur de son image sans le prisme est de 5 mm.

L'objectif étant ici de remonter à un spectre classique (irradiance spectrale en fonction de la longueur d'onde), nous avons cherché à optimiser la résolution spectrale de la mesure. Le premier facteur qui limite cette résolution est la largeur finie de la fente : la lumière associée à une longueur d'onde s'étale ainsi derrière le prisme sur une certaine largeur angulaire. La largeur de la fente et les paramètres du montage optique doivent être optimisés pour trouver un compromis entre une bonne résolution

(5) Si on déplace le thermomètre dans le spectre le long d'une règle (cf. article [1]), on peut remonter à D par une arctan en mesurant les différentes distances en jeu. Par contre, la distance au prisme n'est pas strictement constante, ce qui complique le passage à I_{λ} .

spectrale (fente la plus étroite possible) et une irradiance suffisante derrière le prisme pour permettre une mesure précise avec un thermomètre à liquide (fente la plus large possible). Nous avons également tourné le prisme pour que le minimum de déviation, repéré par le reflet non dispersé de très faible intensité (cf. annexe 2 donnée dans l'article [1]), se trouve dans la partie orange ($\lambda \cong 0,6 \mu\text{m}$) du spectre, proche de la zone rouge infrarouge qui nous intéresse plus particulièrement ici. Ce faisant, on limite les effets liés à la distribution des angles d'incidence sur la résolution⁽⁶⁾, tout en évitant une contribution du reflet non dispersé aux mesures dans cette zone de longueur d'onde. Un autre facteur qui contribue à la résolution spectrale finie de la mesure est la largeur du réservoir noirci du thermomètre : un point de mesure intègre ainsi le rayonnement en sortie de prisme sur une certaine largeur angulaire (ici de l'ordre de 1° , cf. figure 4).

2.2. Mesure du spectre prismatique

Une fois le réglage de l'orientation du prisme effectué (choix de i), on tourne le bras sur lequel se trouve le thermomètre (choix de D) en laissant le prisme fixe dans le faisceau. Pour chaque position du thermomètre dans le spectre et après stabilisation de la température (environ dix minutes par position), on relève l'augmentation de température ΔT , corrigée des éventuelles variations de température de la pièce, et l'angle D correspondant. On obtient ainsi le spectre prismatique $\Delta T(D)$ représenté par la courbe noire sur la figure 7 (cf. page ci-contre). Avec notre montage, le maximum de ΔT se situe à environ un degré d'angle au-delà de l'extrémité rouge du spectre visible.

2.3. Passage au spectre classique

Pour passer du spectre prismatique au spectre classique, on procède comme décrit dans le paragraphe 1. : à l'aide de $i^{(7)}$ et de $n(\lambda)$, on calcule $D(\lambda)$ (relations (1) à (4), cf. figure 4, pages précédentes), ce qui permet d'associer une longueur d'onde λ à chaque angle de déviation D mesuré. On calcule ensuite numériquement le facteur de compression $|d\lambda/dD|$ en échantillonnant λ dans un tableur tous les nanomètres (nm), et l'on divise les élévations de température ΔT mesurées par ce facteur. La courbe $\Delta T/|d\lambda/dD| = f(\lambda)$ ainsi obtenue (normalisée de façon arbitraire sur son maximum) et tracée sur la figure 8 (cf. page ci-contre) est proportionnelle à l'irradiance spectrale I_λ .

- (6) Proche du minimum de déviation, l'angle de déviation ne dépend pas (au premier ordre) de l'angle d'incidence (cf. figure 2, pages précédentes). Deux rayons qui arrivent sur le prisme avec des angles d'incidence proches ont ainsi presque le même angle de déviation.
- (7) L'orientation du prisme est telle que l'angle de déviation est minimum pour $\lambda \cong 0,6 \mu\text{m}$. À partir de $n(\lambda)$ et de la relation (5), on peut calculer $D_{\min}(\lambda = 0,6 \mu\text{m})$, et en déduire l'angle d'incidence $i = (D_{\min} + A)/2$ (relation (4) avec $i = i'$) sans avoir à le mesurer directement.

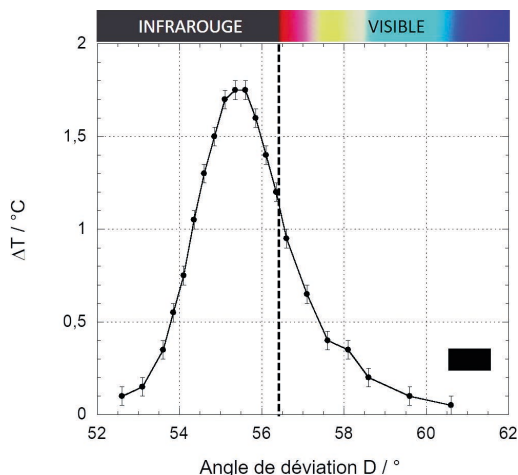


Figure 7 - Augmentation de température ΔT obtenue avec un prisme en flint dense en fonction de l'angle de déviation D . Le réservoir du thermomètre est recouvert d'un ruban adhésif noir, et le prisme a été orienté pour que le minimum de déviation se trouve dans la zone orange du spectre. La photo du spectre au-dessus des courbes permet de relier les angles de déviation aux couleurs du spectre visible. La largeur angulaire du réservoir du thermomètre est donnée par le rectangle noir en bas à droite de la figure. Pour obtenir cette courbe (vingt-et-un points), il a fallu plus de trois heures (dix minutes minimum par point). L'augmentation de température mesurée autour de 58° et qui semble un peu trop grande en comparaison des points de mesure qui l'entourent, pourrait être due à la présence du reflet non dispersé à cet endroit du spectre.

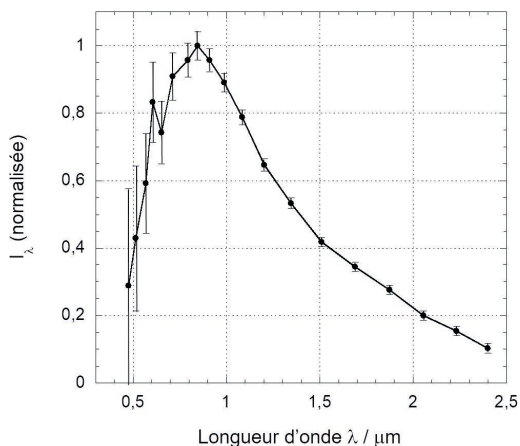


Figure 8 - Irradiance spectrale I_λ (normalisée sur son maximum) déduit de la mesure du spectre prismatique (voir texte pour les détails). Les barres d'erreurs, calculées à partir des barres d'erreur de la figure 7, reflètent les variations du facteur de compression $|d\lambda/dD|$ et varient donc fortement avec λ .

Le maximum du spectre s'observe pour une longueur d'onde d'environ $0,85 \mu\text{m}$. On notera qu'il est essentiel de modifier les augmentations de température : si l'on se contentait de transformer l'axe des angles D en longueurs d'onde λ sans diviser ΔT par le facteur $|d\lambda/dD|$, le maximum obtenu se situerait à une longueur d'onde de $1,2 \mu\text{m}$, donc sensiblement plus loin dans l'infrarouge.

3. COMPARAISON AVEC LA LOI DU CORPS NOIR

3.1. Analyse des mesures

La lumière de notre lampe étant émise par un filament en tungstène chauffé, on peut se demander dans quelle mesure les spectres prismatique et classique des figures 7 et 8 (cf. page précédente) peuvent être décrits par une loi de corps noir. Nous rappelons qu'un corps noir est un objet idéal qui absorbe et émet parfaitement toutes les ondes électromagnétiques, quelles que soient leurs longueurs d'onde. L'irradiance spectrale I_λ reçue d'un tel objet est décrite par l'équation suivante :

$$I_\lambda \propto \left(\frac{2hc^5}{\lambda^5} \right) \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \quad (8)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide, h la constante de Planck et k_B la constante de Boltzmann. La longueur d'onde correspondant au maximum prédit par cette loi varie en $1/T$ (loi de Wien) et vaut $0,85 \mu\text{m}$ pour $T = 3450 \text{ K}$, température de couleur indiquée par le fabricant de la lampe, en accord avec la valeur observée sur la figure 8 (cf. page précédente).

Pour comparer plus précisément notre spectre prismatique à celui d'un corps noir à 3450 K , nous avons multiplié l'irradiance spectrale I_λ donnée par la loi du corps noir par le facteur de compression $|d\lambda/dD|$ (pour obtenir I_D), et tracé cette nouvelle grandeur (normalisée sur son maximum) en fonction de D . Nous obtenons ainsi la courbe bleue de la figure 9 qui, s'éloigne significativement des points de mesure pour les angles de déviation situés à droite du pic. Un ajustement bien meilleur est obtenu après convolution de la loi du corps noir prismatique pour tenir compte de la résolution spectrale finie de la mesure, ici principalement liée aux largeurs finies de la fente et du réservoir du thermomètre (courbe rouge de la figure 9, page ci-contre)⁽⁸⁾.

Sur la figure 10 (cf. page ci-contre), les courbes du spectre prismatique expérimental et du corps noir convolué ont été divisées par le facteur de compression

(8) La convolution de la loi du corps noir est effectuée numériquement en deux étapes : on ajoute des spectres prismatiques du corps noir décalés tous les $0,1^\circ$ entre $-0,4^\circ$ et $0,4^\circ$ (effet de la largeur de la fente). Puis on ajoute les spectres ainsi obtenus décalés tous les $0,1^\circ$ entre $-0,5^\circ$ et $+0,5^\circ$ (effet de la largeur du réservoir du thermomètre). Enfin on normalise le résultat à sa valeur maximale.

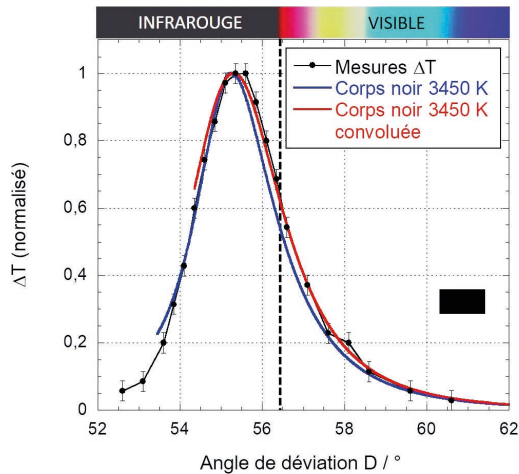


Figure 9 - Comparaison entre le spectre prismatique mesuré avec un thermomètre (points noirs, cf. figure 7, pages précédentes) et les lois « prismatiques » du corps noir non convoluée et convoluée (voir texte pour les détails) normalisées sur leurs maxima. La loi du corps noir non convoluée n'est tracée qu'à partir de $D \approx 53,5^\circ$, valeur qui correspond à la plus grande longueur d'onde ($\lambda = 2,5 \mu\text{m}$) pour laquelle la loi $n(\lambda)$ du verre du prisme est connue. L'opération de convolution pour tenir compte de la résolution spectrale expérimentale fait que la loi du corps noir convoluée ne peut être calculée qu'au-delà de $D \approx 54,3^\circ$.

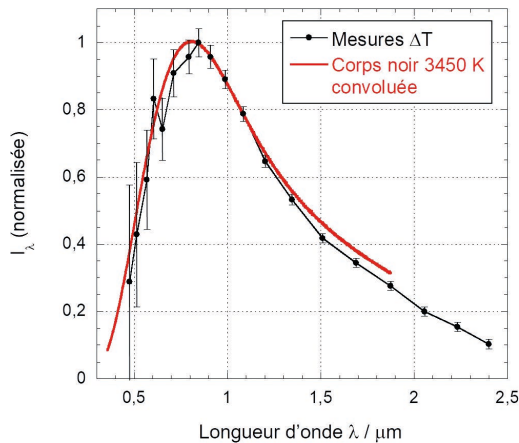


Figure 10 - Spectre classique déduit des mesures (points noirs) et courbe déduite de la loi du corps noir prismatique convoluée (courbe en rouge). Les courbes ont été normalisées sur leur maximum.

$|d\lambda/dD|^{(9)}$, normalisées sur leurs maxima et tracées en fonction de λ (spectres classiques).

La courbe déduite de la loi du corps noir prismatique convoluée est en accord avec les mesures en tenant compte des incertitudes, sauf peut-être pour les plus grandes longueurs d'onde où le désaccord peut en partie s'expliquer par la difficulté de choisir le facteur de normalisation pour chacune des courbes.

3.2. Comparaison avec les mesures d'un puissance-mètre à sonde thermique

Afin de valider nos mesures et de préciser les éventuels écarts à la loi du corps noir, nous avons remplacé le réservoir noirci du thermomètre par un puissance-mètre à sonde thermique. Dans ce type de sonde qui est une thermopile, le rayonnement lumineux est absorbé par une surface noire à base de carbone qui se comporte comme un corps noir entre $0,2\ \mu\text{m}$ et $20\ \mu\text{m}$ au moins (absorption constante et proche de 100 %). L'échauffement induit se traduit par l'apparition sur des thermocouples d'une tension électrique proportionnelle à l'irradiance incidente. Les thermopiles sont des capteurs beaucoup plus sensibles qu'un thermomètre à liquide, et également plus rapides. Le temps de réponse de notre puissance-mètre est de quelques secondes seulement, ce qui facilite grandement les mesures.

Les spectres prismatiques obtenus avec le thermomètre et le puissance-mètre s'accordent aux incertitudes près (cf. figure 11, page ci-contre), ce qui confirme que le ruban adhésif isolant électrique noir a une réponse spectrale à peu près constante sur la gamme de longueurs d'onde mesurée (visible et proche infrarouge). Le pic est plus étroit avec le puissance-mètre, en accord qualitatif avec la meilleure résolution spectrale de la mesure⁽¹⁰⁾.

On note que l'accord des mesures du puissance-mètre avec la loi du corps noir à 3450 K convoluée est excellent du côté des grands angles de déviation (visible et limite infrarouge), mais que les mesures s'en éloignent significativement en dessous de $\cong 55^\circ$, c'est-à-dire au-dessus de $\cong 1,4\ \mu\text{m}$. Ces écarts peuvent s'expliquer par plusieurs facteurs. Tout d'abord, le verre du prisme absorbe significativement les infrarouges au-delà de $\lambda \cong 1,5\ \mu\text{m}$: l'absorption ne dépasse pas 2 % à $\lambda = 2,5\ \mu\text{m}$ pour une épaisseur de verre de 1 mm, mais atteint 16 % pour 1 cm d'épaisseur (4 % à $\lambda = 2\ \mu\text{m}$) [3]. De plus, le tungstène massif qui compose le filament de la lampe n'est pas un corps noir (son émissivité est inférieure à 1), mais pas non plus un corps gris (son émissivité n'est pas constante avec λ) : d'après la littérature scientifique, l'émissivité du tungstène massif

(9) La prise en compte de la résolution spectrale expérimentale nécessite de travailler sur les courbes $I_D(D)$.

(10) Une fente verticale de 1,5 mm de large est placée devant l'entrée circulaire du capteur, contre 6 mm pour le diamètre du réservoir du thermomètre, ce qui améliore la résolution spectrale de la mesure.

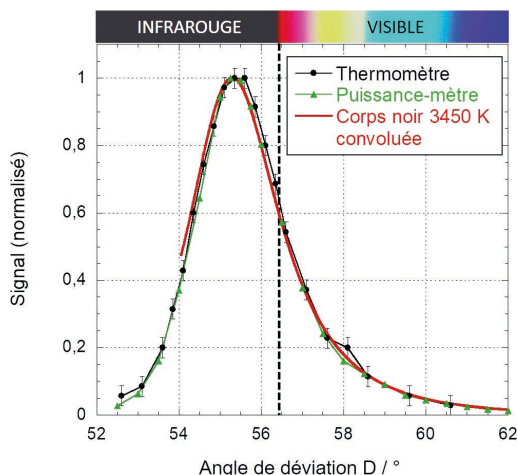


Figure 11 - Comparaison des spectres prismatiques (normalisés sur leurs maxima) mesurés avec le réservoir noirci d'un thermomètre (ronds noirs, signal en °C) et avec un puissance-mètre à sonde thermique (triangles verts, signal en milliwatt (mW)), et comparaison avec la loi du corps noir prismatique convoluée pour tenir compte de la résolution du puissance-mètre.

à 3400 K, qui peut s'éloigner de celle d'un filament spiralé, passe par un maximum proche de 0,45 vers 0,4 μm et vaut moins de 0,30 à 2 μm [4].

4. SPECTROMÉTRIE D'ABSORPTION

Notre ruban adhésif noir étant une bonne approximation de corps noir sur la gamme de longueurs d'onde explorée, notre dispositif expérimental peut être utilisé pour faire de la spectrométrie d'absorption. À titre d'exemple, nous avons mesuré un spectre prismatique $\Delta T(D)$ dans les mêmes conditions que précédemment, mais sans recouvrir le réservoir du thermomètre de ruban adhésif (réservoir « nu »).

La courbe obtenue est très différente de celle mesurée avec le ruban adhésif noir (cf. figure 12) : ΔT décroît fortement dans le rouge, pour

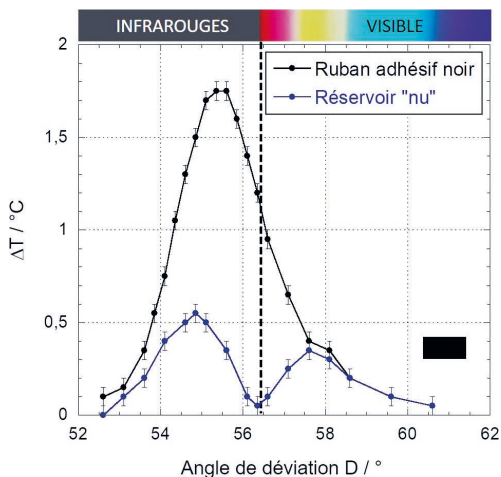


Figure 12 - Spectres prismatiques $\Delta T(D)$ mesurés avec le réservoir du thermomètre recouvert de ruban adhésif noir (ronds noirs, données de la figure 7, cf. pages précédentes) et sans ruban adhésif (réservoir « nu », ronds bleus).

quasiment s'annuler à la limite rouge infrarouge, avant une remontée aux plus grandes longueurs d'onde. En faisant le rapport des augmentations de température mesurées avec et sans ruban adhésif noir et en convertissant les angles de déviation en longueurs d'onde, on obtient le spectre d'absorption du réservoir « nu » (verre et liquide coloré violet, voir ronds bleus figure 13). La résolution est médiocre, en particulier aux grandes longueurs d'onde⁽¹¹⁾, et les valeurs du coefficient d'absorption obtenues peu précises dans la zone bleue du spectre, mais cette technique permet d'obtenir des informations sur le comportement optique de matériaux dans le visible et le proche infrarouge avec un dispositif expérimental assez simple. On retrouve la forte baisse du coefficient d'absorption à l'approche de la limite rouge infrarouge sur une mesure effectuée avec un spectromètre classique de laboratoire entre 0,4 et 1 μm (cf. courbe rouge figure 13).

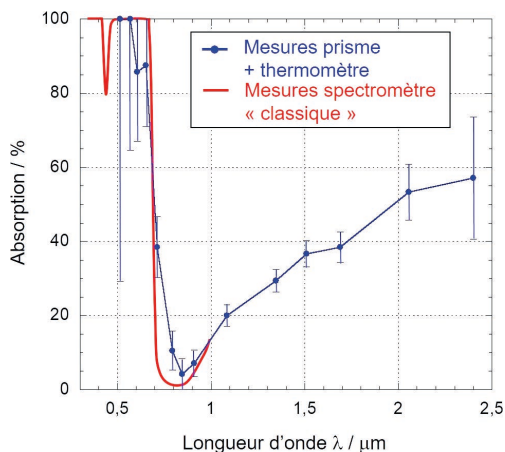


Figure 13 - Coefficient d'absorption du réservoir du thermomètre (verre et liquide coloré) en fonction de la longueur d'onde : déduit des mesures de la figure 12 (cf. page précédente) (ronds bleus, voir texte pour les détails) et mesuré avec un spectromètre « classique » entre 0,4 et 1 μm (courbe rouge).

CONCLUSION

Dans cet article, nous avons expliqué comment mesurer un spectre prismatique en plaçant un thermomètre derrière un prisme, puis comment passer de ce spectre prismatique à un spectre classique. Cette expérience et son analyse constituent un très bon sujet de travaux pratiques pour des étudiants de licence. Une mesure précise du spectre prismatique demande du soin et de la patience (plusieurs heures pour un spectre

(11) De l'ordre de $\pm 0,03 \mu\text{m}$ autour de $0,5 \mu\text{m}$, et $\pm 0,5 \mu\text{m}$ autour de $2 \mu\text{m}$.

complet). Sa transformation en un spectre classique ainsi que la comparaison avec une loi de corps noir font appel à de nombreuses notions de physique (optique, thermodynamique...) et nécessitent une bonne aptitude à manipuler des données. Faire de la spectroscopie dans le visible et le proche infrarouge avec un thermomètre et un prisme est une expérience pour le moins inhabituelle.

Un élargissement du sujet à l'histoire des sciences permet de mettre en perspective les travaux de William Herschel décrits dans la première partie de cet article [1]. À partir de la fin du XIX^e siècle, l'utilisation de réseaux de diffraction dont la loi de dispersion est quasi linéaire avec la longueur d'onde allait faciliter la mesure des spectres dans le visible et le proche infrarouge. Mais c'est bien à l'aide d'un prisme en sel gemme et d'un bolomètre que Samuel Pierpont Langley parvint en 1886 à déterminer pour la première fois le spectre du rayonnement infrarouge émis par des objets à température « ambiante » [2]. Ces mesures furent une étape clé pour une première estimation quantitative de l'effet de serre terrestre par Svante August Arrhenius en 1896 [5]. En mesurant soi-même un spectre prismatique et en effectuant sa transformation en un spectre classique, on ne peut qu'être admiratif devant les prouesses expérimentales de ces pionniers de la spectroscopie que furent William Herschel, Macedonio Melloni ou Samuel Pierpont Langley.

BIBLIOGRAPHIE ET NETOGRAPHIE

- [1] J. Delahaye, A. Barbara, O. Cepas, C. Goujon, Y. Soldo et S. Zanier, « À la découverte des infra-rouges – Partie 1 : l'expérience d'Herschel comme introduction à l'effet de serre », *Bull. Un. Prof. Phys. Chim.*, vol. 109, n° 1074, p. 389-402, mai 2025.
- [2] Pour les aspects historiques liés à l'exploration de la zone infrarouge du spectre, nous renvoyons à l'article de E. S. Barr, "Historical Survey of the early development of the infrared spectral region", *Am. J. Phys.*, vol. 28, n° 1, p. 42-54, 1960.
- [3] Site internet RefractiveIndex.info. Disponible à l'adresse : <https://refractiveindex.info>
page consultée le 11 mai 2025.
- [4] P. G. Flesch, *Light and Light Sources, High-Intensity Discharge Lamps, figure 2.30*, Berlin Heidelberg : Springer Verlag, 2006.
- [5] Pour une discussion critique de cette estimation : J.-L. Dufresne, « L'effet de serre : sa découverte, son analyse par la méthode des puissances nettes échangées et les effets de ses variations récentes et futures sur le climat terrestre », Mémoire de l'Habilitation à diriger les recherches (HDR), Université Pierre et Marie Curie,

2009. Disponible à l'adresse :

https://web.lmd.jussieu.fr/~jldufres/publi/2009/HDR_JLD.pdf

page consultée le 11 mai 2025.



Julien DELAHAYE
Chargé de recherche
CNRS - Institut Néel
Grenoble (Isère)



Aude BARBARA
Chargée de recherche
CNRS - Institut Néel
Grenoble (Isère)



Olivier CEPAS
Chargé de recherche
CNRS - Institut Néel
Grenoble (Isère)



Céline GOUJON
Ingénieure de recherche
CNRS - Institut Néel
Grenoble (Isère)



Yvonne SOLDO
Chargée de recherche
CNRS - Institut Néel
Grenoble (Isère)



Sylvie ZANIER
Professeure agrégée de physique
Physique, ingénierie, terre, environnement, mécanique (PhITEM)
Université Grenoble Alpes
Grenoble (Isère)