

Spectro-imagerie solaire et non solaire

1 Introduction

Nous avons vu l'évolution des spectromètres et des imageurs du Soleil dans l'ultraviolet et en particulier ceux opérant autour de la raie H-Lyman α . Les imageurs ont des résolutions spatiales de plus en plus grandes, et les spectromètres des résolutions spectrales également de plus en plus grandes. Cependant, les spectromètres actuels ne peuvent observer correctement les événements solaires explosifs ou très dynamiques malgré la progression des vitesses de balayage de la région d'intérêt par la fente. D'autre part, il est souvent difficile d'identifier précisément les structures, ou les limites des structures, observées par un spectromètre à fente. Il est nécessaire de recourir alors à des images de contexte qui généralement ne sont pas simultanées aux mesures de spectre, n'ont pas la même résolution spatiale, et ne sont pas obtenues dans la même longueur d'onde. D'autre part, nous avons vu dans le chapitre précédent que l'analyse des données issues d'imagerie seule est rapidement limitée notamment par l'impossibilité de calculer des vitesses Doppler et donc de connaître les mouvements de matière.

L'idéal pour obtenir des mesures spectrales simultanément à différentes positions sur le disque solaire est d'utiliser un seul instrument pour réaliser imagerie et spectroscopie sans avoir à balayer spatialement (spectromètres à fente) la zone d'intérêt et sans perdre d'information spectrale ("overlappograph" : instrument produisant des images spectralement décalées ; dans le cas d'un spectre riche ou d'un grand champ de vue, les images monochromatiques sont partiellement superposées). L'instrument permettant d'obtenir une information spectrale de haute résolution sur une image de haute résolution spatiale est un spectromètre imageur à transformée de Fourier. De tels instruments ont déjà été réalisés avec succès dans d'autres domaines de longueurs d'onde ; j'en décrirai plusieurs dans les paragraphes suivants. Les résultats qu'ils ont fournis motivent la réalisation d'un IFTS (Imaging Fourier Transform Spectrometer) dans les longueurs d'onde plus courtes. Plusieurs concepts de spectromètres imageurs dans l'ultraviolet ont vu le jour depuis les années 1970, sans pour autant aboutir jusqu'à présent.

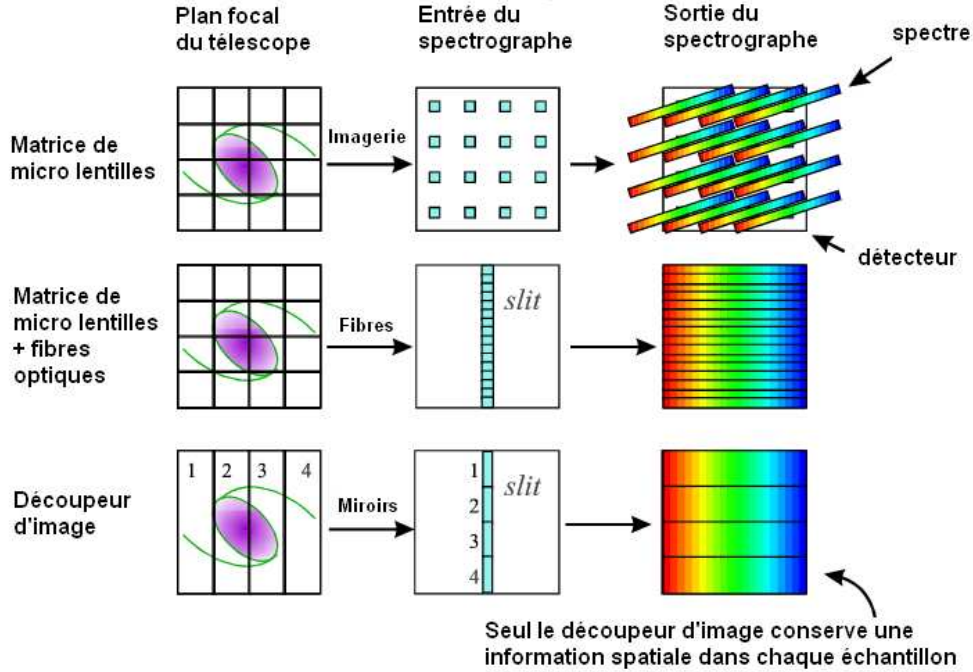


Fig. 5.1: Schéma de principe des trois grands types de spectromètres à découpage du champ.

2 Spectro-imagerie intégrale du champ

Il existe deux grandes catégories d'instruments permettant de réaliser la spectro-imagerie intégrale de champ : les méthodes utilisant l'addition d'un spectrographe à un système optique de découpage du champ d'imagerie et les méthodes interférentielles. Les principales techniques de découpage du champ sont illustrées dans la figure 5.1. Le champ peut être partagé en utilisant une matrice de micro lentilles ; chaque sous-champ défini par l'ouverture de la micro lentille devient un élément de résolution spatiale (équivalent à un " pixel ") et cet élément de résolution est réimagé par un système optique en entrée d'un spectrographe qui fournit en sortie un spectre pour chaque " pixel ". Dans une version simplifiée de ce type d'instrument, le système optique servant à réimager peut être remplacé par des fibres optiques qui transportent et réorganisent les pixels le long de la fente d'entrée du spectrographe. Enfin, une autre technique consiste à découper le champ image en " tranches " étroites sur toute sa longueur, ce qui peut être réalisé à l'aide de miroirs. Dans ce dernier cas, le fait d'avoir découpé le champ suivant une seule direction et non deux comme dans les cas précédents permet de conserver l'information spatiale le long de la fente comme dans un spectromètre à fente classique.

Les méthodes interférentielles utilisent l'interféromètre de Fabry-Pérot imageur et le spectromètre imageur à transformée de Fourier. Tout deux peuvent observer sur des grands champs de vue sans nécessiter le découpage ou le balayage du champ. Le premier utilise le principe d'interférences à ondes multiples et est évidemment basé sur une cavité Fabry-Pérot. Le schéma de principe est illustré sur les figures 5.2 et 5.3. Ce type de spectromètre permet d'obtenir de très hautes résolutions sur des bandes

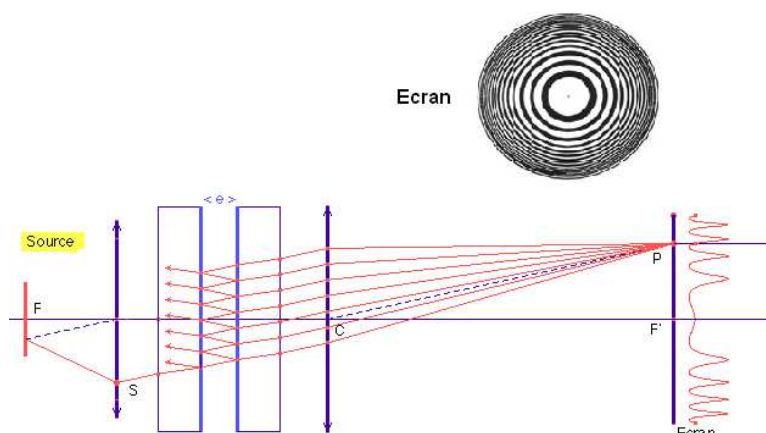


Fig. 5.2: Schéma de principe d'un interféromètre de Fabry-Pérot. L'image en haut est un exemple d'anneaux d'interférences obtenus par ce type d'instrument.

passantes étroites. Cela les rend particulièrement adaptés à l'étude d'objets émettant dans des raies isolées.

Les spectromètres imageurs à transformée de Fourier utilisent le principe d'interférences à deux ondes, et l'interféromètre dont ils sont constitués est le plus souvent un interféromètre de Michelson. Contrairement aux instruments utilisant des étalons Fabry-Pérot, les spectromètres à transformée de Fourier permettent de travailler sur de larges bandes spectrales autorisant ainsi l'étude des objets ayant un riche spectre d'émission.

Parmi les différents types d'instrument que je viens de présenter, seuls les spectromètres imageurs à transformée de Fourier sont adaptés à l'étude du Soleil dans l'ultraviolet en général et dans la raie H-Lyman α en particulier. En effet, les systèmes à découpage du champ de vue utilisent pour la plupart des optiques en transmission ce qui est rédhibitoire dans l'ultraviolet lointain, et aucun ne permet de travailler sur de grands champs de vue avec une bonne résolution spatiale. Les spectromètres imageurs utilisant un étalon Fabry-Pérot ne permettent pas de travailler sur de larges bandes passantes (supérieures à 10 nm) et actuellement les meilleures surfaces optiques ne sont pas suffisamment réfléchissantes dans l'ultraviolet lointain afin d'obtenir une résolution spectrale intéressante. Le FTS est donc le choix le plus approprié pour la réalisation d'un spectromètre imageur dans l'ultraviolet lointain.

3 Principe de la spectrométrie à transformée de Fourier

La spectrométrie est la détection et la mesure de la radiation lumineuse et l'analyse de sa distribution en énergie suivant les différentes fréquences qui la composent. Cette distribution constitue le spectre de la lumière analysée. Le spectre peut être obtenu directement par dispersion de la lumière par un prisme ou un réseau de diffraction dans un système optique. La spectrométrie à transformée de Fourier

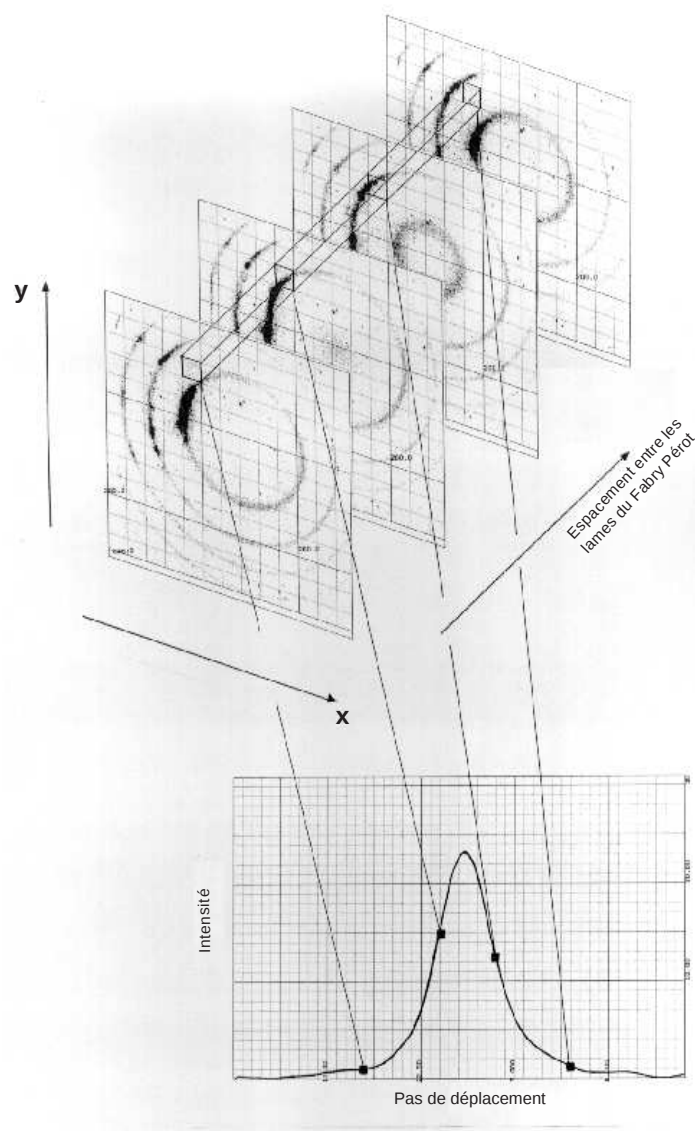


Fig. 5.3: Schémas explicatifs des données obtenues par un interféromètre de Fabry Péro à balayage. Une figure d'interférence est obtenue pour chaque écart entre les deux lames de l'étalon Fabry Péro, permettant d'obtenir le spectre en chaque point du champ.

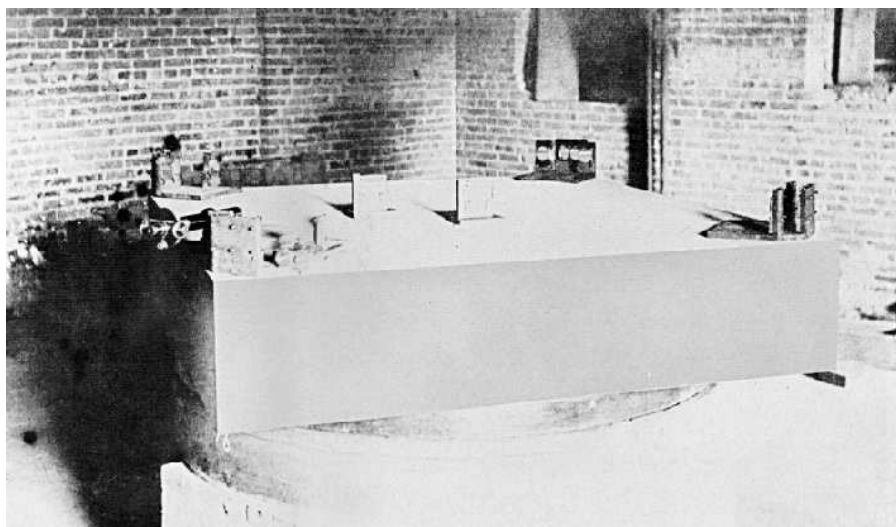


Fig. 5.4: Photo de l'interféromètre utilisé par Albert Michelson (Case Western Reserve University Archive).

est une méthode indirecte, le spectre est obtenu par application de la transformée de Fourier au signal de sortie d'un instrument optique, en général un interféromètre à deux ondes. Les spectromètres à transformée de Fourier présentent par rapport aux autres spectromètres deux principaux avantages connus sous le nom d'avantages Fellgett et Jacquinot. Le premier, aussi appelé avantage multiplexe, met en avant le fait que les interféromètres reçoivent l'information de la totalité du domaine spectral pendant l'intervalle de temps de pose élémentaire d'un balayage alors que pendant ce même intervalle de temps les autres spectromètres ne reçoivent que l'information provenant d'une petite bande de ce domaine spectral. Le second avantage, aussi appelé avantage de l'étendue, rappelle que pour un même pouvoir de résolution un interféromètre peut avoir une plus large ouverture, puisqu'il n'utilise pas de fente, et peut donc capter plus de flux lumineux.

3.1 Un peu d'histoire

L'invention de la spectrométrie à transformée de Fourier coïncide avec celle en 1880 de l'interféromètre de Michelson par Albert Michelson. Cet instrument a été imaginé et utilisé pour tenter de mettre en évidence le mouvement de la Terre dans l'éther. En effet à cette époque, la théorie ondulatoire de la lumière impose l'existence d'un matériau mystérieux entourant et pénétrant toutes choses, permettant la propagation de la lumière dans le milieu interplanétaire. Le principe de cette mise en évidence est la suivante : s'il existe un mouvement relatif entre la Terre et l'éther, alors la vitesse de la lumière n'est pas la même dans deux directions orthogonales. Ainsi les chemins optiques parcourus par la lumière dans les deux bras d'un interféromètre sont différents, et suivant l'orientation de l'instrument (placé sur une table en rotation, voir figure 5.4), une variation de l'intensité devrait être observée à la recombinaison des faisceaux. Or rien ne fut observé quels que soient l'orientation et le moment des mesures, ceci marqua la fin de la théorie de l'éther à la fin du 19^{ème} siècle.

Michelson était tout à fait conscient du potentiel spectroscopique de son instrument, mais l'absence de détecteurs sensibles autres que les yeux ajoutée à celle d'algorithmes permettant à des calculateurs humains d'effectuer des transformées de Fourier inverses ont empêché provisoirement l'utilisation de l'interféromètre dans ce but. Ce n'est que 20 ans plus tard que Rubens et Wood publièrent le premier interférogramme enregistré avec un microradiomètre, mais là encore, il était impossible d'inverser l'interférogramme pour obtenir un spectre. A cette époque, les spectres étaient “ devinés ”, les scientifiques calculaient alors la transformée de Fourier du spectre deviné et le comparaient à l'interférogramme, puis ils modifiaient le spectre afin de s'approcher au mieux des données. Cette opération était particulièrement fastidieuse.

La spectroscopie à transformée de Fourier en tant que telle ne débuta que dans les années 50, lorsque furent construits et testés les premiers spectromètres à haute résolution par des groupes de recherche de l'université John Hopkins et l'université d'Orsay ([Connes, 1960]). Les premières applications astronomiques de la spectrométrie à transformée de Fourier furent réalisées par Pierre et Janine Connes, au début des années 60. Ils enregistrèrent des spectres planétaires (Mars, Vénus, Jupiter et Saturne) à haute résolution dans le proche infrarouge. Le développement de cette technique et de ses applications fut énormément accéléré après la publication en 1965 de l'article de Cooley et Turkey décrivant l'algorithme de “ transformée de Fourier rapide ” (FFT). Cet algorithme permettait de calculer les transformées de Fourier de façon efficace en utilisant un algorithme récursif qui pouvait être implémenté sur les premiers calculateurs électroniques disponibles à l'époque.

Aujourd'hui, notamment grâce aux ordinateurs et au développement de différents types de détecteurs, le spectromètre à transformée de Fourier fait partie des instruments de base dans de nombreux laboratoires et est utilisé dans diverses disciplines.

3.2 L'interféromètre de Michelson

Comme nous venons de le voir, les premiers spectromètres à transformée de Fourier ont été construits à partir d'interféromètres de Michelson. Donc avant d'aller plus loin dans la théorie de la spectrométrie à transformée de Fourier, rappelons la définition et le fonctionnement d'un interféromètre de Michelson.

3.2.1 Rappels sur les interférences

Lorsque l'irradiance résultante de l'interaction de deux ou plusieurs ondes optiques diffère de la somme des irradiances individuelles, on observe le phénomène d'interférences optiques. On considère deux sources distinctes mais cohérentes qui émettent deux ondes monochromatiques de même fréquence (5.1).

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_i(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{E}_{0i} \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_i - \omega t + \epsilon_i) \\ I_i &= \langle \mathbf{E}_i^2 \rangle \end{aligned} \quad (5.1)$$

On montre alors (voir annexe C) que l'irradiance totale observée à une distance des sources très supérieure à la longueur d'onde est :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta \quad (5.2)$$

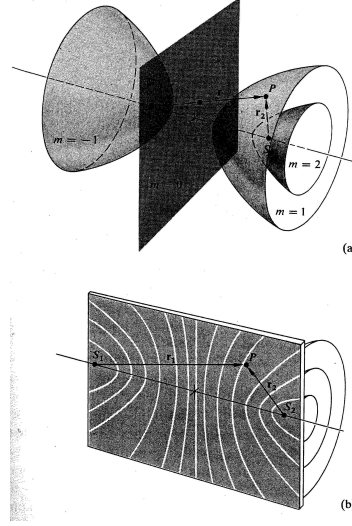


Fig. 5.5: Surfaces hyperboloidales d'irradiance maximale

où δ est la différence de marche entre les deux ondes. Lorsque $\delta = 0[2\pi]$, $\cos \delta = 1$ et l'irradiance est maximale, on parle d'interférences totalement constructives. A l'opposé, lorsque $\delta = \pi[2\pi]$, $\cos \delta = -1$ et l'irradiance est minimale, on parle d'interférences totalement destructives. Dans le cas particulier où les amplitudes des ondes qui interfèrent sont égales, l'équation 5.2 peut s'écrire :

$$I = 2I_0(1 + \cos \delta) = 4I_0 \cos^2 \frac{\delta}{2} \quad (5.3a)$$

$$I = 4I_0 \cos^2 \frac{1}{2}[k(r_1 - r_2) + (\epsilon_1 - \epsilon_2)] \quad (5.3b)$$

On en déduit que l'irradiance maximale est obtenue pour :

$$(r_1 - r_2) = [2\pi m - (\epsilon_1 - \epsilon_2)]/k \quad (5.4)$$

Et l'irradiance minimale pour :

$$(r_1 - r_2) = [\pi m' - (\epsilon_1 - \epsilon_2)]/k \quad (5.5)$$

Ces deux dernières équations définissent des hyperboloïdes de révolution dont les foyers sont situés aux sources S_1 et S_2 . L'intersection de ces hyperboloïdes avec un écran placé dans la région d'interférence est une succession de zones sombres et claires qu'on appelle franges d'interférences (voir figure 5.5)

Afin d'observer un phénomène d'interférence, les deux sources doivent être cohérentes. Il n'est pas nécessaire que les ondes soient en phase mais la différence de phase doit être constante. La lumière naturelle, émission spontanée, vient de la désexcitation des atomes qui produisent des trains d'ondes de durée caractéristique T_0 . Pour obtenir des interférences, il faut qu'il y ait une relation de phase

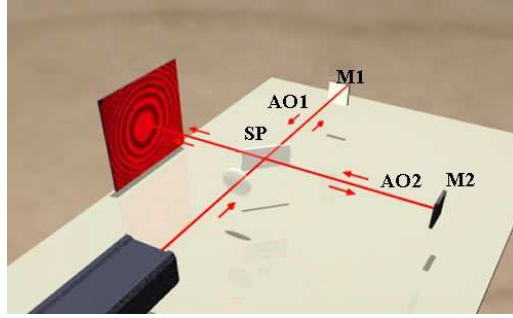


Fig. 5.6: Schéma de l'interféromètre de Michelson

constante entre les trains d'ondes. Comme l'émission de ces trains d'ondes est aléatoire, la lumière naturelle est incohérente et une relation de phase n'existe que si ces trains sont issus d'une même source.

Pour obtenir des interférences entre deux faisceaux d'ondes en phase provenant d'une même source, il existe deux grandes classes d'interféromètres : les interféromètres à division du front d'onde et les interféromètres à division d'amplitude. La division du front d'onde est réalisée par la création de deux sources ponctuelles cohérentes en utilisant par exemple un masque percé de deux ouvertures (expérience des trous d'Young), ou en utilisant deux sources virtuelles images de la source initiale par un système optique simple (bimiroir ou biprisme de Fresnel et bilentille de Billet). La division d'amplitude est réalisée par division d'un unique faisceau en deux faisceaux, par exemple par réflexion et réfraction partielle par une lame semi réfléchissante. C'est le cas des interféromètres de Michelson et ses dérivés, de Mach-Zender, de Sagnac et de Fabry-Pérot.

3.2.2 Un interféromètre à division d'amplitude : l'interféromètre de Michelson

Dans un interféromètre de Michelson, la division d'amplitude est réalisée par une lame séparatrice. L'instrument est essentiellement composé d'une lame de verre semi-réfléchissante, lame dite séparatrice notée SP sur le schéma optique (voir figure 5.6) et de deux miroirs plans M_1 et M_2 perpendiculaires à deux axes optiques orthogonaux AO_1 et AO_2 , le miroir M_1 est mobile. Une source lumineuse et un détecteur bidimensionnel viennent compléter l'instrument. La lame séparatrice divise le faisceau lumineux incident en deux faisceaux orientés à 90° qui forment les deux bras de l'interféromètre : 50% du faisceau incident est transmis sur l'axe AO_1 par la lame séparatrice, et 50% est réfléchi sur l'axe AO_2 . Sur la voie AO_1 , le faisceau est réfléchi par le miroir M_1 puis de nouveau partiellement réfléchi et transmis par la lame séparatrice. Sur la voie AO_2 , le faisceau est également réfléchi par le miroir M_2 puis partiellement transmis et réfléchi par la lame séparatrice. Donc, le faisceau incident est divisé en deux faisceaux identiques qui après avoir suivi des chemins optiques différents émergent recombinaison de l'instrument. On observe donc des interférences en sortie de l'instrument, l'intensité de la figure d'interférences dépendant de la différence de marche introduite entre les deux faisceaux sur les trajets différents dans les deux voies de l'interféromètre. Le miroir M_1 est mobile en translation sur l'axe AO_1 , le déplacement de ce miroir permet de faire varier la différence de chemin optique entre les deux voies de l'interféromètre. La différence de chemin optique est égale au double de la distance dont a été déplacé le miroir M_1 par rapport à la position de contact optique. Cette position correspond à

une différence de marche nulle entre les deux voies de l'interféromètre. On remarque cependant que la partie transmise du faisceau traverse trois fois l'épaisseur de la lame séparatrice, alors que la partie réfléchie ne la traverse qu'une fois. L'indice de la lame étant différent de celui de l'air, cela entraîne une différence de marche entre les deux voies. Cette asymétrie est gênante car elle dépend de l'angle d'incidence des rayons lumineux sur la lame. En effet, le chemin optique parcouru par un rayon faisant un angle i avec la normale à la surface de la lame lors de la traversée de celle-ci s'écrit :

$$\Delta_{S_P}(i) = e_{S_P}(n_{S_P} \cos r + \cos i) \quad (5.6)$$

où r est l'angle de réfraction ($n_{S_P} \sin r = \sin i$). Cette dépendance en angle d'incidence a pour conséquence l'impossibilité de réaliser le contact optique pour toutes les inclinaisons de rayons. Pour pallier à cela, il faut introduire une lame compensatrice de même épaisseur et de même matériau (pour avoir le même indice) et elle doit être précisément positionnée avec la même inclinaison (voir le schéma fig. 5.7).

Considérons dans un premier temps que la lumière incidente est monochromatique, de nombre d'onde $\sigma = \frac{1}{\lambda}(\text{cm}^{-1})$, et que la lame séparatrice crée deux faisceaux d'amplitudes égales. D'après l'équation 5.3a et pour une différence de marche x entre les faisceaux interférant, l'intensité en sortie de l'instrument s'écrit :

$$I = 2a^2(1 + \cos \delta) \quad (5.7)$$

où a est l'amplitude des faisceaux lumineux et $\delta = 2\pi\sigma x$ est la différence de phase. Le premier facteur est la valeur moyenne de l'intensité observée, on la note $\bar{I}_\sigma$. On obtient donc en fonction de la différence de marche :

$$I = \bar{I}_\sigma(1 + \cos 2\pi\sigma x) \quad (5.8)$$

Si on considère maintenant que la lumière entrant dans l'instrument n'est plus monochromatique mais a une distribution spectrale d'intensité $B(\sigma)(W \cdot \text{cm}^{-1})$, l'équation 5.8 donne :

$$I = \int_0^\infty B(\sigma)(1 + \cos 2\pi\sigma x) d\sigma \quad (5.9a)$$

$$= \int_0^\infty B(\sigma)d\sigma + \int_0^\infty B(\sigma) \cos 2\pi\sigma x d\sigma \quad (5.9b)$$

$$= \bar{I} + \int_0^\infty B(\sigma) \cos 2\pi\sigma x d\sigma \quad (5.9c)$$

$I(x) = \int_0^\infty B(\sigma) \cos 2\pi\sigma x d\sigma$ est le terme d'interférence

Que ce soit dans le cas monochromatique ou polychromatique, le terme d'interférence contient toute l'information spectrale relative à la lumière incidente.

3.3 Analyse de Fourier dans le cadre des spectromètres à transformée de Fourier

Avant d'aller plus loin dans la description du fonctionnement et des performances d'un spectromètre à transformée de Fourier, il est utile de rappeler les définitions, théorèmes importants et limitations

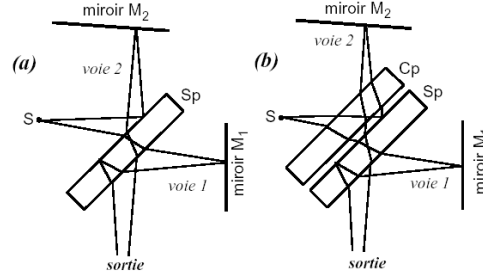


Fig. 5.7: Schéma explicatif de l'utilité de la lame compensatrice

de l'analyse de Fourier. Il y a deux grands aspects à l'analyse de Fourier : la construction de fonctions à partir de sinusoides, ou synthèse de Fourier, et la décomposition d'une fonction en ses constituants sinusoidaux. Ce double aspect est mis en évidence dans l'écriture de l'intégrale de Fourier. Ainsi, une fonction mathématique $f(x)$, qui répond à certains critères de continuité, peut s'écrire comme la superposition de fonctions sinus et cosinus :

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\sigma) e^{+i2\pi\sigma x} d\sigma \equiv \tilde{F}(\sigma) \quad (5.10)$$

où $F(x)$ est appelée la transformée de Fourier de la fonction $f(x)$. Cette transformée peut également s'écrire sous la forme d'une superposition de fonctions sinusoidales :

$$F(\sigma) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-i2\pi\sigma x} dx \equiv \tilde{f}(x) \quad (5.11)$$

La connaissance de certaines propriétés de la transformation de Fourier permet de mieux comprendre la méthode utilisée pour transformer et manipuler les interférogrammes et les spectres. Ces propriétés sont rapidement décrites en Annexe D et illustrées dans le cadre de la spectrométrie à transformée de Fourier

Le spectromètre à transformée de Fourier est un moyen indirect de mesurer des spectres. Le principe de fonctionnement repose sur cette propriété que nous démontrerons ensuite : l'intensité en tout point de la figure d'interférence enregistrée en fonction de la différence de marche entre les deux voies de l'interféromètre est égale à la transformée de Fourier du spectre de la lumière entrant dans le spectromètre. Plus simplement, on peut dire que l'interférogramme est la transformée de Fourier du spectre. Prenons le cas d'un interféromètre de Michelson éclairé par une lumière de distribution spectrale d'intensité $B(\sigma)$, l'équation 5.9c donne l'intensité en sortie de l'instrument. Cette expression diffère de la transformée de Fourier en cosinus de la distribution spectrale d'intensité car seules les fréquences positives, qui ont une signification physique, ont été prises en compte. Cependant pour pouvoir passer correctement du domaine de l'interférogramme au domaine spectral, on peut définir une distribution spectrale paire, $B_p(\sigma)$ telle que :

$$B_p(\sigma) = \frac{1}{2}(B(-\sigma) + B(\sigma)) \quad (5.12)$$

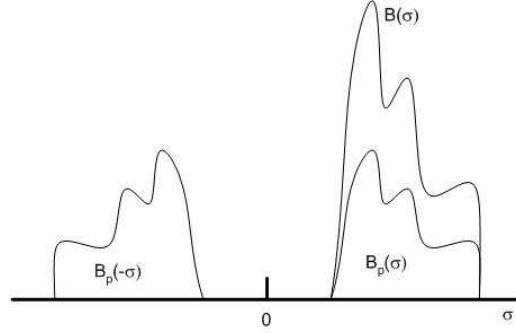


Fig. 5.8: Construction de la distribution spectrale paire $B_p(\sigma)$ à partir de $B(\sigma)$

On peut alors écrire, l'intensité dans la figure d'interférence de la façon suivante :

$$I(x) = \int_{-\infty}^{\infty} B_p(\sigma) \cos 2\pi\sigma x d\sigma \quad (5.13)$$

Par transformation de Fourier on obtient donc $B_p(\sigma)$:

$$B_p(\sigma) = \int_{-\infty}^{\infty} I(x) \cos 2\pi\sigma x dx \quad (5.14)$$

ce qui permet de reconstruire $B(\sigma)$.

3.3.1 Résolution spectrale

Les théorèmes principaux de l'analyse de Fourier considèrent une intégration sur tout l'espace (dans l'espace de départ et dans l'espace de Fourier), ce qui appliqué à la spectrométrie à transformée de Fourier revient à dire que les interférogrammes sont infinis. L'une des premières limitations pratiques à laquelle l'expérimentateur est confronté est l'impossibilité d'enregistrer des interférogrammes pour une différence de chemin optique infinie. Techniquement, la différence de marche entre les deux voies de l'interféromètre est limitée par les systèmes de translation du miroir mobile, et dans le cas spatial par l'encombrement autorisé sur la plateforme. Enregistrer un interférogramme pour une différence de marche totale finie revient à tronquer l'interférogramme infini, ce qui de façon mathématique correspond à une multiplication par une fonction rectangle de largeur $2L$ si la différence de marche x est comprise entre $-L$ et $+L$. Dans le cas général d'une distribution spectrale d'intensité $B(\sigma)$, l'intensité réellement observée s'écrit :

$$I_{rel}(x) = I(x) \cdot \Pi\left(\frac{x}{2L}\right) \quad (5.15)$$

Dans le domaine de Fourier, la distribution spectrale d'intensité est donc convoluée par une fonction sinus cardinal :

$$B_{rel}(\sigma) = B(\sigma) \cdot 2L \operatorname{sinc}(2L\sigma) \quad (5.16)$$

On appelle fonction d'instrument la fonction qui appliquée au spectre théorique (pic de Dirac pour une lumière parfaitement monochromatique) donne le spectre réellement observé. Par définition, la

fonction d'instrument est ici $F_i(x) = 2L \operatorname{sinc}(2Lx)$. Dans le cas où la distribution spectrale $B(\sigma)$ se réduit à un pic de Dirac en σ_0 (lumière monochromatique théorique), le spectre réellement obtenu est un sinus cardinal centré en σ_0 . La distribution n'est alors plus infiniment mince mais elle a une épaisseur finie : sa largeur à la base vaut $\frac{2}{2L}$ et sa largeur à mi hauteur vaut environ $\frac{1,207}{2L}$. Cette largeur finie permet de définir la limite de résolution $\delta\sigma$ et le pouvoir de résolution $\mathcal{R}$ de l'instrument.

$$\begin{aligned}\delta\sigma &= \frac{1}{2L} \\ \mathcal{R} = 2L\sigma &= \frac{2L}{\lambda}\end{aligned}\tag{5.17}$$

D'autre part, le sinus cardinal présente des rebonds alternativement positifs et négatifs (phénomène de ringing) créant ainsi des intensités négatives, qui n'ont bien sûr pas de sens physique, mais devront être prises en compte et traitées. Dans le cas de raies d'émission adjacentes, ces rebonds viennent fausser la mesure du spectre. Les artefacts liés à la troncature de l'interférogramme peuvent être atténués en utilisant d'autres fonctions que la fonction rectangle, cette technique d'amélioration de la forme des distributions spectrales s'appelle l'apodisation.

Le phénomène de ringing est essentiellement dû aux discontinuités présentes aux extrémités de l'interférogramme. Pour réduire ce phénomène, il convient de faire tendre l'intensité de l'interférogramme vers 0 de façon progressive. La contrepartie de cette modification de l'interférogramme est la réduction de la résolution et une augmentation de la largeur des raies. Ces dégradations de la qualité du spectre sont particulièrement importantes lorsqu'on utilise des fonctions simples pour apodiser, fonction triangulaire ou trapézoïdale par exemple ; les raies sont élargies ce qui entraîne une importante diminution de la résolution comme on peut le voir sur la figure 5.9. La fonction gaussienne est une des fonctions d'apodisation les plus performantes. Cependant, il est important de noter que toute apodisation d'un interférogramme par quelque fonction que ce soit entraîne une réduction de la résolution et une dégradation plus ou moins importante de l'intensité, la forme, la largeur et la position des raies.

3.3.2 Échantillonnage des données

Jusqu'à présent, les interférogrammes étaient considérés continus comme s'ils avaient été enregistrés par un appareil analogique. Or la précision nécessaire au calcul de la transformée de Fourier notamment par FFT (transformée de Fourier rapide) requiert l'utilisation de détecteurs numériques, et donc la discrétisation de l'interférogramme. L'ensemble des données en sortie d'un spectromètre à transformée de Fourier forme donc un échantillonnage de l'interférogramme continu théorique. L'interférogramme échantillonné aura pour transformée de Fourier un spectre lui aussi discret comportant autant de points d'échantillonnage que l'interférogramme. Pour que le spectre obtenu soit une représentation acceptable du spectre théorique, il convient de respecter le théorème de Nyquist (Eq. 5.18) : la fréquence d'échantillonnage doit être au moins égale à deux fois la fréquence maximale dans le spectre. La fréquence maximale σ_m dans le spectre est aussi appelée fréquence de Nyquist.

$$\frac{1}{\Delta x} \geq 2\sigma_m\tag{5.18}$$

Comme décrit dans la section 2 de l'annexe D et illustré par la figure 5.10, l'échantillonnage d'un interférogramme est mathématiquement équivalent à la multiplication de l'interférogramme continu

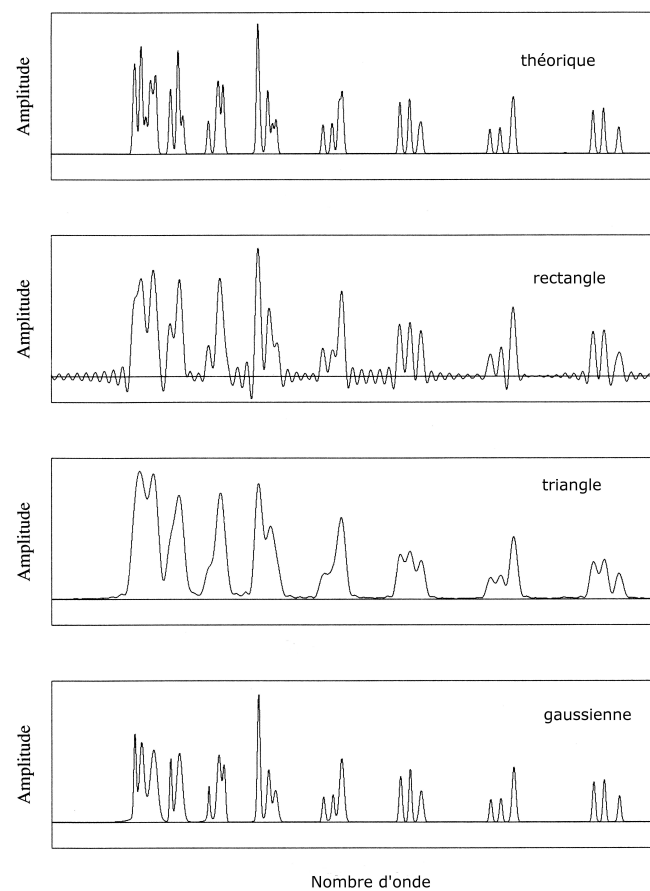


Fig. 5.9: Effet de l'apodisation par différentes fonctions sur un spectre théorique.

par un peigne de Dirac dont la fréquence est $\frac{1}{\Delta x}$ où Δx est la différence de chemin optique entre les deux bras de l'interféromètre entre deux échantillons. Le spectre obtenu est le spectre théorique continu convolué par un peigne de Dirac de fréquence δx . Cette convolution produit une réplication du spectre sur chaque intervalle de largeur $\Delta\sigma = \frac{1}{\Delta x}$, voir figure 5.10. On appelle alias ces répliques du spectre. Si la fréquence d'échantillonnage de l'interférogramme ne vérifie pas le théorème de Nyquist alors les différents alias se chevauchent et le spectre ne peut être calculé correctement.

Ce qui vient d'être décrit est parfait lorsque la région spectrale d'intérêt est proche des petits nombres d'onde (infrarouge et infrarouge lointain), mais pour les plus grands nombres d'ondes, et notamment la région ultraviolette, une grande partie du spectre calculé, de 0 à σ_m , est vide, ce qui est inutilement consommateur de points de mesure et donc de temps. Dans le cas où on ne considère qu'une bande spectrale définie par exemple par un filtre optique, il est possible de sous-échantillonner l'interférogramme sans créer d'ambiguïté dans le calcul du spectre. On définit pour cela l'intervalle spectral libre correspondant à la période de l'échantillonnage du spectre (eq. 5.19). Si la bande spectrale d'intérêt est comprise entre σ_1 et σ_2 et que $|\sigma_1 - \sigma_2| \leq \Delta\sigma$ alors le spectre se trouve totalement inclus dans une des répliques. Sur la figure 5.11 b, le spectre est totalement inclus dans le troisième alias compris entre les nombres d'onde $2\Delta\sigma$ et $3\Delta\sigma$. Pour que cette technique puisse être utilisée, il faut s'assurer par la nature de la source, la bande passante spectrale du détecteur, et le filtrage optique que toutes les composantes spectrales sont effectivement limitées à cette bande. D'autre part, il ne faut pas oublier que le bruit est également répliqué, il faut donc également qu'il soit limité par filtrage à ce même intervalle spectral libre.

$$\text{intervalle spectral libre} \equiv \Delta\sigma = \frac{1}{2\Delta x} \quad (5.19)$$

4 Spectromètre imageur à transformée de Fourier

4.1 Construction d'un cube spectral

Dans les sections précédentes, j'ai expliqué le fonctionnement d'un spectromètre à transformée de Fourier, il convient maintenant d'aborder l'utilisation de cet instrument en mode spectromètre imageur. En raison de la symétrie radiale de l'interféromètre de Michelson (tous les points de la source lumineuse entrant dans l'interféromètre avec le même angle ont la même différence de marche), les spectromètres à transformée de Fourier peuvent observer un champ circulaire.

L'interféromètre de Michelson (ou dérivé) fonctionne en lumière parallèle, il faut donc placer deux collimateurs, un en entrée de l'interféromètre et un en sortie, afin de mettre en forme le faisceau puis de le focaliser sur un détecteur bi-dimensionnel. La figure 5.12 schématise le principe d'obtention d'un cube de données par un IFTS. A chaque pas de déplacement du miroir de l'interféromètre, une image à deux dimensions est obtenue. A la fin du balayage de la différence de marche, on obtient donc un cube d'images 2D, la troisième dimension du cube est la différence de chemin optique. Si on considère une section de dimension "un pixel" du cube on obtient l'interférogramme pour cet élément spatial. On applique ensuite la transformation de Fourier à cet interférogramme, on obtient alors le spectre

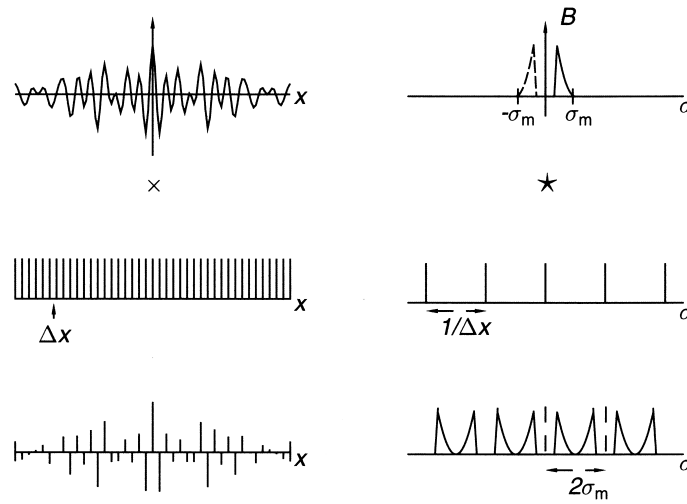


Fig. 5.10: Echantillonnage d'un interférogramme et résultat dans le domaine des fréquences.

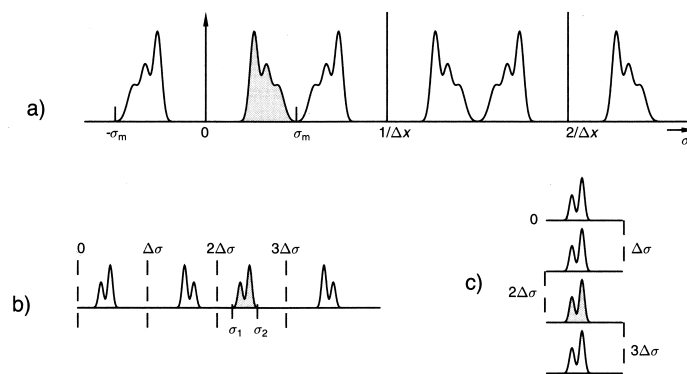


Fig. 5.11: Aliasing. En haut, intervalle spectral libre de σ_m . En bas, intervalle spectral libre $\Delta\sigma = \sigma_2 - \sigma_1$, le spectre théorique (grisé) est totalement contenu dans un alias.

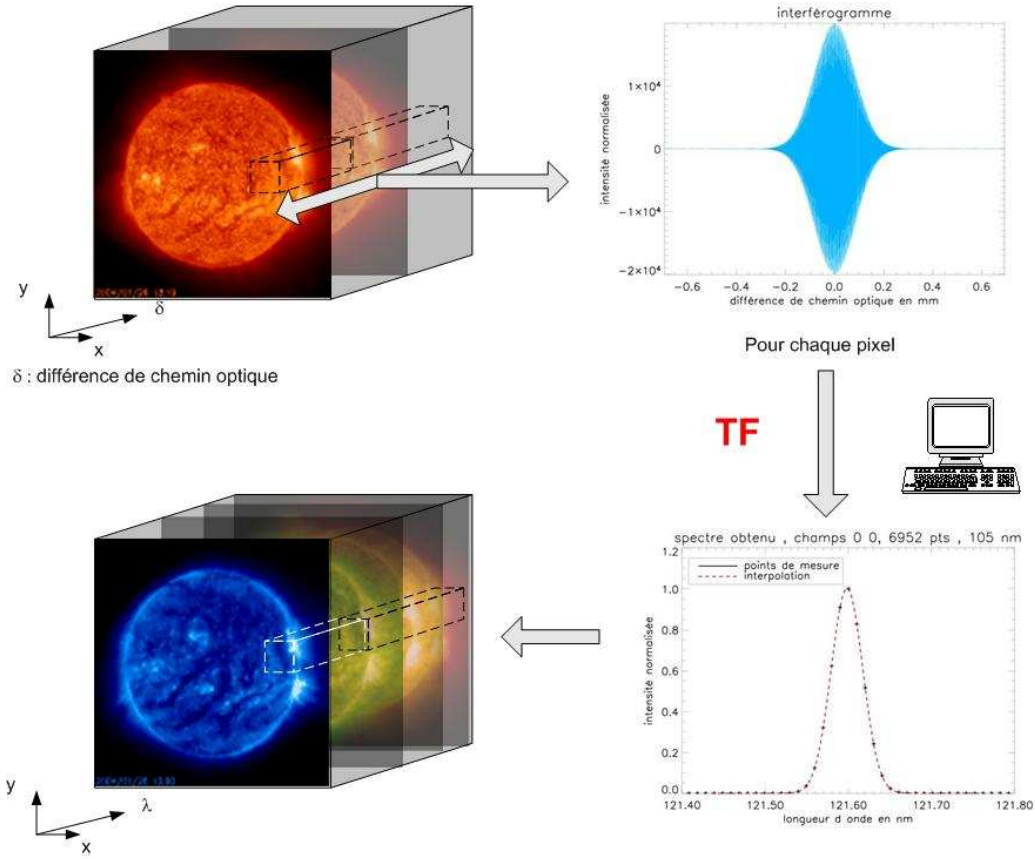


Fig. 5.12: Cube de données type produit par un spectromètre imageur à transformée de Fourier.

de la lumière provenant de la zone imagée sur le pixel. Une fois cette opération effectuée sur chaque pixel, on obtient le cube de données final constitué d'images monochromatiques.

4.2 Propriétés des spectromètres imageurs à transformée de Fourier

4.2.1 Résolution spectrale

Comme mentionné dans la section 3.3.1, la résolution spectrale dépend de la différence de marche totale que l'on peut obtenir entre les deux bras de l'interféromètre. L'équation 5.17 montre que plus la différence de marche totale est importante plus le pouvoir de résolution est élevé et donc la résolution spectrale. Dans le cadre d'un instrument imageur il faut, pour que la résolution spectrale obtenue soit celle souhaitée, que la dispersion angulaire pour un rayon hors axe soit inférieure à la résolution. La résolution spectrale est donc également limitée par le champ de vue de l'instrument suivant la relation ([Maillard, 1995]) :

$$\mathcal{R} = \frac{8}{\phi^2} \cdot \left(\frac{d}{D}\right)^2 \quad (5.20)$$

où ϕ est le champ angulaire total de l'instrument, D le diamètre d'ouverture du télescope, et d la taille caractéristique du faisceau dans la partie spectromètre. Ainsi, l'obtention d'une résolution spatiale donnée contraint les dimensions du faisceau collimaté entrant dans la partie interférométrique de l'IFTS, et contraint donc l'ouverture du télescope d'entrée. Par exemple pour un télescope spatial d'ouverture 40 mm (dimension raisonnable dans le cadre d'une mission micro satellite) un champ de vue de 32 arcmin x 32 arcmin permet d'obtenir un pouvoir de résolution de 6000 avec des faisceaux de 10 mm de diamètre dans la partie interférométrique. Avec le même télescope d'entrée il faut réduire le champ à 5 arcmin x 5 arcmin pour obtenir un pouvoir de résolution de $2 \cdot 10^5$.

4.2.2 Couverture spectrale

La bande passante d'un IFTS est déterminée par le filtre placé en avant du système de détection. Cependant, il faut prendre en compte le temps nécessaire à la réalisation d'un cube de données. L'imagerie impose un temps d'intégration sur le détecteur, la durée totale d'une observation est contrainte notamment par la dynamique des objets observés. Plus la bande passante est large plus le nombre d'échantillons nécessaire est grand à résolution spectrale constante. Résolution spectrale ($\delta\sigma$), bande passante ($\Delta\sigma$) et nombre de pas d'échantillonnage (N) sont liés par la relation suivante :

$$N = \frac{\Delta\sigma}{\delta\sigma} \quad (5.21)$$

En fonction de l'objectif scientifique, de l'objet à étudier et des contraintes techniques liées au système de détection, il faut trouver le meilleur compromis entre large bande passante et haute résolution spectrale.

4.2.3 Champ de vue et résolution spatiale

Comme nous l'avons déjà souligné, les spectromètres imageurs à transformée de Fourier sont les seuls avec les interféromètres de Fabry Péro à accepter un large champ de vue. En raison de la forme particulière des données, la résolution spatiale de l'instrument sera effectivement atteinte si les différentes images du cube de données sont parfaitement coalignées. Il est nécessaire de prévoir un traitement des données pour corriger les éventuels décalages dus par exemple au système de pointage du télescope.

4.2.4 Versatilité

L'un des points forts des spectromètres imageurs à transformée de Fourier est leur versatilité. En effet, la résolution spectrale de l'instrument peut être modifiée, et ce même en vol, uniquement en changeant le nombre d'échantillons par cube de données ou travaillant sur des sous champs. Cela permet notamment d'augmenter la cadence de prise de données pour étudier des objets ayant une dynamique élevée. C'est un atout majeur qui fait que l'instrument peut s'adapter à différents objectifs scientifiques contrairement aux spectromètres à fente, par exemple, pour lesquels la résolution spectrale est fixée.

4.3 Spectromètres imageurs à transformée de Fourier dans le visible et l'infrarouge

Je vais brièvement décrire dans cette section des spectromètres imageurs existant fonctionnant dans le visible ou l'infrarouge. Comme nous le verrons, les résultats produits par ces instruments incitent à réaliser des spectromètres imageurs par transformée de Fourier dans l'ultraviolet.

BEAR L'instrument BEAR est l'association d'un spectromètre à transformée de Fourier de haute résolution spectrale et d'une caméra NICMOS, le tout placé au foyer du télescope Canada France Hawaiï (CFHT). Le schéma optique du spectromètre est illustré sur la figure 5.13. L'interféromètre, dérivé d'un interféromètre de Michelson, comporte deux entrées, une pour l'objet à observer et une pour le fond du ciel afin de retirer ce signal de l'observation finale. La détection se fait dans le domaine spectral allant de $1\mu m$ à $2.5\mu m$ par une matrice 256×256 de détecteurs HgCdTe, ce domaine spectral donne accès en particulier à de nombreuses raies de l'hydrogène, du dihydrogène et de l'hélium. Le temps d'intégration du signal sur la caméra impose un balayage pas à pas de la différence de marche. La différence de marche maximale possible est de 60 cm et le champ de vue de l'instrument est de 20 secondes d'arc de diamètre, ce qui entraîne un pouvoir de résolution maximum de 30 000. Un cube de données est composé au maximum de 1000 points de mesure. L'instrument BEAR est disponible au CFHT depuis 1994. Il a été utilisé pour répondre à de multiples objectifs scientifiques, notamment l'étude des atmosphères planétaires ([Maillard, 1995]), du centre de la galaxie, des nébuleuses planétaires ([Maillard, 2000]), et des régions de formation d'étoiles ([Noel et al., 2005]). Une des limitations de cet instrument très performant toujours en opération est la taille du champ de vue qui ne permet pas de faire des observations sur des objets très étendus.

SPIRE : Spectral and Photometric Imaging Receiver SPIRE est un instrument bolométrique réalisé pour la mission spatiale Herschel de l'ESA dont le lancement est prévu pour juillet 2007. SPIRE est constitué d'un photomètre imageur et d'un spectro-imageur à transformée de Fourier ; ce dernier fonctionne dans l'infrarouge lointain de $200\mu m$ à $670\mu m$ ([Swinyard et al., 2000]). SPIRE est placé au foyer du télescope de 3.5 m de diamètre sur le satellite Herschel. C'est le plus grand télescope spatial réalisé à ce jour. L'efficacité des séparatrices de faisceau dans ce domaine de longueur d'onde permet de choisir un interféromètre de Mach-Zehnder au lieu d'un interféromètre de Michelson pour réaliser le spectromètre. L'interféromètre de Mach-Zehnder présente l'avantage d'avoir ses quatre ports accessibles contre deux seulement pour le Michelson. Ainsi sur l'instrument SPIRE, une source de calibration peut être installée sur le deuxième port d'entrée comme représenté sur la figure 5.14. L'utilisation de deux coins de cube dos à dos permet d'obtenir une différence de marche quatre fois supérieure au déplacement de cet ensemble. Les coins de cube se déplacent à une vitesse maximale de 0.1 cm.s^{-1} , pour une course maximale de 3.5 cm (soit une différence de marche maximale de 14 cm). Cela permet d'obtenir un pouvoir de résolution maximum de $1000\mu m$ à $250\mu m$. Le champ de vue du spectromètre est de 2.6 minutes d'arc de diamètre, sa résolution spatiale est comprise entre 17 et 35 secondes d'arc car deux types de détecteurs sont utilisés, un couvrant la bande $200\mu m - 300\mu m$ et l'autre la bande $300\mu m - 670\mu m$. Ces derniers paramètres feront de l'instrument SPIRE un outil performant pour étudier les phases froides du milieu interstellaire et le comportement du gaz et de la matière interstellaire avant et pendant la formation d'étoiles ([Griffin et al., 2001]).

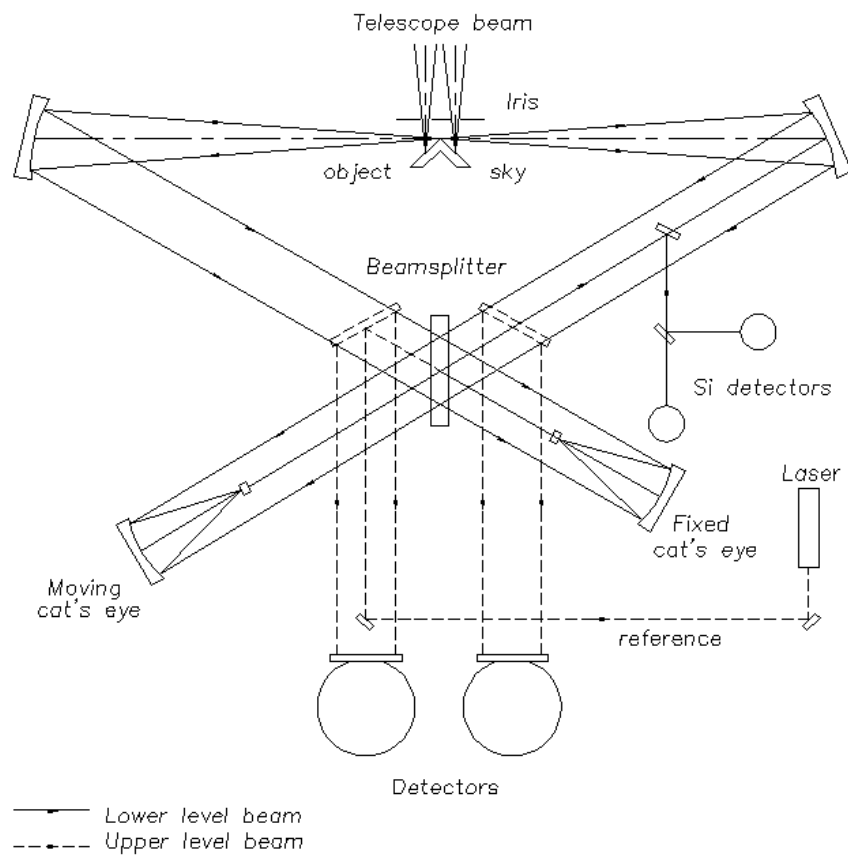


Fig. 5.13: Schéma optique de la partie FTS de l'instrument BEAR. [Maillard, 2000].

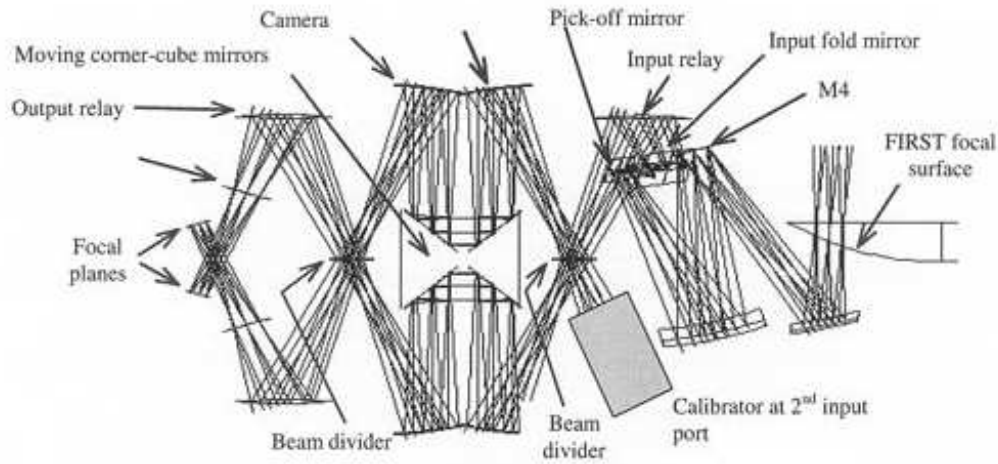


Fig. 5.14: Schéma optique de la partie IFTS de l'instrument SPIRE ([Swinyard et al., 2000]).

SpIOMM : Spectromètre Imageur Observatoire Mont Mégantic L'instrument SpIOMM est un spectromètre imageur à transformée de Fourier conçu et testé au foyer du télescope de 1.6 m du Mont Mégantic au Québec. Cet instrument est un interféromètre de Michelson utilisé hors axe (30°) afin d'avoir 2 entrées et 2 sorties disponibles. SpIOMM fonctionne dans une gamme de longueur d'onde allant de 350 nm à 900 nm. Cet instrument est destiné à l'observation des nébuleuses, des galaxies proches et de groupes compacts de galaxies. La caméra CCD utilisée permet d'obtenir un champ de vue global de 12 arcmin x 12 arcmin ; les deux sorties de l'instrument se partageant ce même détecteur, le champ utile est donc réduit à 6 arcmin x 12 arcmin. Cette solution permet de s'assurer que les deux sorties sont enregistrées simultanément et subissent les mêmes variations. La figure 5.15 montre un cube de données sommé (la couleur rend la dimension spectrale) de l'observation de la nébuleuse planétaire M76.

5 Conclusion

Parmi les différentes méthodes permettant de réaliser la spectro-imagerie intégrale du champ, seul le spectromètre imageur à transformée de Fourier permet de réaliser des observations sur de grands champ de vue sans perdre d'information spatiale. Un spectromètre imageur à transformée de Fourier est constitué d'un télescope mettant en forme le faisceau lumineux suivi d'un interféromètre, de type Michelson le plus souvent, et enfin le faisceau en sortie de l'interféromètre est focalisé sur un détecteur. Le principe de fonctionnement est basé sur le fait que l'intensité en sortie de l'instrument enregistrée en fonction de la différence de chemin optique entre les deux bras de l'interféromètre est exactement la transformée de Fourier du spectre de la lumière incidente.

La résolution spectrale des IFTS est limitée par le champ de vue ; elle peut être choisie égale à n'importe quelle valeur en dessous de cette limite : pour cela il suffit de changer le nombre d'images à enregistrer

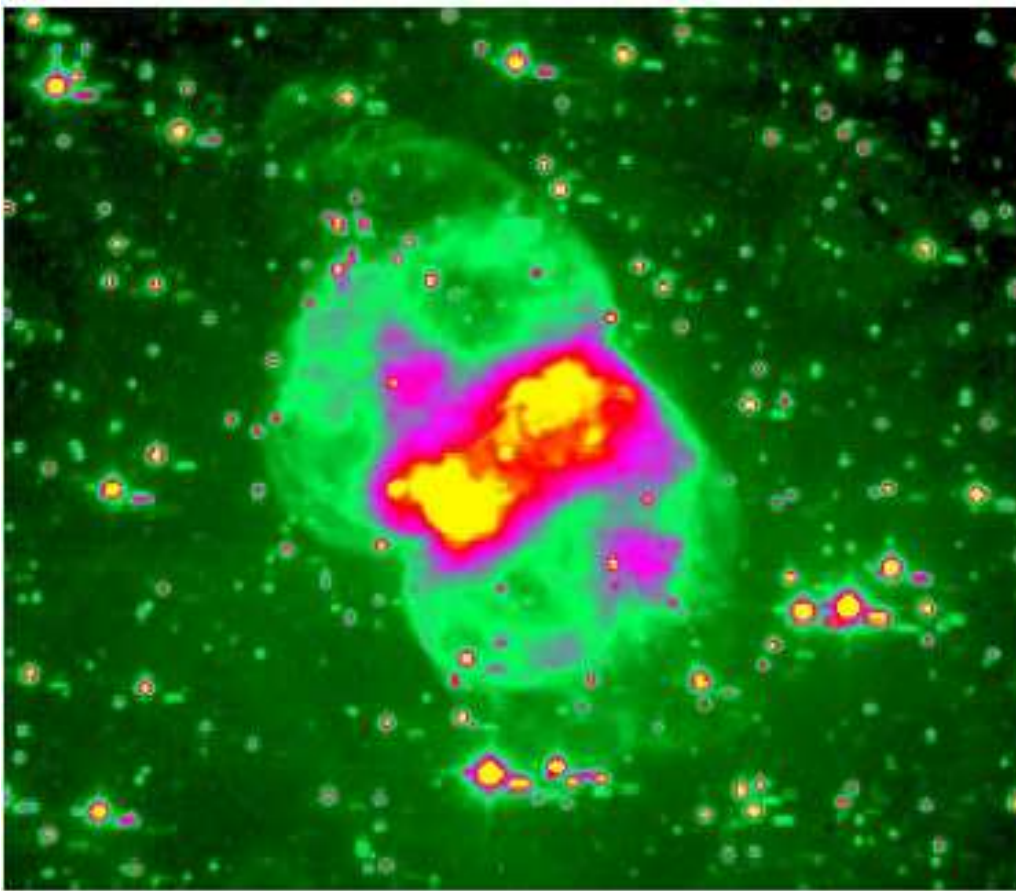


Fig. 5.15: Cube de données sommé (la couleur rend la dimension spectrale) de l'observation de la nébuleuse planétaire M76 par l'instrument SpIOMM placé au foyer du télescope du Mont Mégantic. ([Grandmont et al., 2005]).

pour constituer le cube de données. Cette propriété en fait un instrument versatile qui peut, même en vol, s'adapter au mieux aux spécificités des objectifs scientifiques. Les différents IFTS existant et fonctionnant dans le visible et l'infrarouge illustrent bien par leurs résultats les performances de ce type d'instruments et montrent aussi la variété et la complexité des systèmes optiques à mettre en place. Il apparaît donc intéressant d'étudier la possibilité de réaliser un spectromètre imageur à transformée de Fourier dans l'ultraviolet. Si l'idée n'est pas nouvelle, aucun instrument n'a été réalisé à ce jour.