Chapitre 1

Polarisation de la lumière

Les astronomes sont des chercheurs particuliers qui n'ont pas un accès direct aux objets qu'ils étudient. A cause des distances astronomiques qui nous séparent des étoiles et galaxies, l'astronomie est une science qui se fait à distance. Le seul (ou presque) outil permis pour comprendre notre univers est la lumière émise par les astres. Ce sont les caractéristiques de cette lumière (direction d'où elle provient, intensité, longueur d'onde, variabilité temporelle, distribution spatiale, etc.) qui fournissent la vaste majorité de l'information utilisée par les astronomes (le reste provenant d'échantillons de roches lunaires ou de météorites, par exemple). Cependant, une des propriétés de la lumière est moins exploitée que les autres, et c'est sa polarisation, peut-être parce qu'avant que l'on fasse les premières détections de lumière polarisée provenant d'étoiles (polarisation circulaire: Babcock 1947; polarisation linéaire: Hall 1949, Hiltner 1949), on ne se doutait pas de l'existence d'un tel phénomène. De nos jours, les astronomes savent de plus en plus comment tirer partie des informations contenues dans la polarisation de la lumière. Cette polarisation se révèle être un outil très puissant, outil utilisé pour la présente recherche.

1.1 La polarisation de la lumière

La lumière est une onde électromagnétique transversale dont les vecteurs électrique et magnétique sont perpendiculaires l'un à l'autre, et à la direction de propagation. En général, on peut ne considérer que le champ électrique de l'onde puisque c'est celui-ci qui est détecté par les instruments de mesure.

Représentons donc une onde électromagnétique (sinusoïdale) par ses deux composantes orthogonales de champ électrique $\mathbf{E}_x$ et $\mathbf{E}_y$, de même fréquence ω et se déplaçant dans la même direction $\mathbf{z}$:

$$\mathbf{E}_x(z,t) = E_{0x}\cos(kz-\omega t)\ \mathbf{x} \tag{1.1}$$

$$\mathbf{E}_y(z,t) = E_{0y}\cos(kz-\omega t+\epsilon)\ \mathbf{y} \tag{1.2}$$

Selon les amplitudes E_{0x} et E_{0y}, et la différence de phase ϵ, on peut ainsi obtenir une onde polarisée:

- elliptiquement: si E_{0x}, E_{0y} et ϵ ont des valeurs quelconques
- linéairement: si les deux composantes sont en phase ou déphasées de 180°, c'est-à-dire que $\epsilon = 0°$ ou $\epsilon = 180°$
- circulairement: si le déphasage est de 90° et les deux amplitudes sont égales, c'est-à-dire que $E_{0x} = E_{0y}$ et $\epsilon = 90°$

La figure 1.1 montre des exemples d'ondes polarisées linéairement et circulairement. La lumière est polarisée dès qu'il y a une préférence pour le plan de vibration de l'onde, ou pour le sens de rotation.

La lumière dite naturelle est une superposition de trains d'onde très courts et polarisés; mais ces trains d'onde individuellement polarisées sont impossibles à discerner les uns des autres, ce qui rend l'onde détectée non-polarisée.

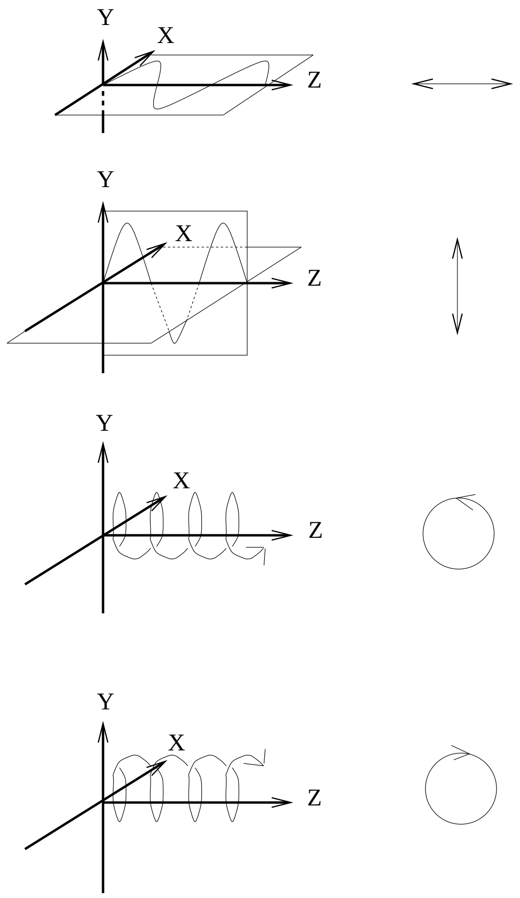

Figure 1.1 - *Représentation d'ondes électromagnétiques polarisées dans un système d'axes XYZ (à gauche), et selon ce que voit un observateur placé sur l'axe Z et regardant l'origine (à droite). De haut en bas: polarisation linéaire horizontale, polarisation linéaire verticale, polarisation circulaire gauche (ou négative) et polarisation circulaire droite (ou positive). Figure inspirée de Shurcliff & Ballard (1964).*

1.2 Les paramètres de Stokes

La lumière peut être caractérisée complètement par quatre paramètres. En effet, si on représente un faisceau de lumière général (polarisé elliptiquement) par une ellipse comme le montre la figure 1.2, on constate que quatre quantités seulement sont nécessaires pour représenter cette ellipse: un angle pour son orientation par rapport à un système d'axes de référence, la grandeur du petit axe et celle du grand axe, et le sens dans lequel l'ellipse est parcourue (horaire ou anti-horaire). Il est à noter que la phase de l'onde n'est pas considérée.

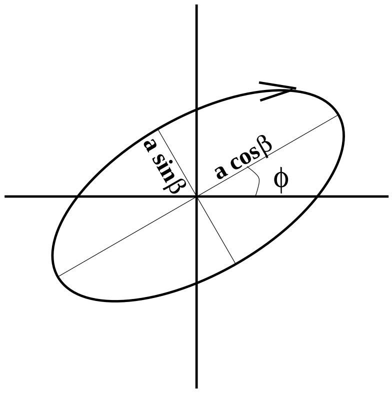

Figure 1.2 - *Faisceau quelconque de lumière, polarisé elliptiquement, et représenté par une ellipse de petit axe* $a \sin \beta$*, grand axe* $a \cos \beta$*, orientation* ϕ *et parcourue dans le sens horaire. Figure inspirée de van de Hulst (1981), page 42.*

La représentation mathématique de la lumière la plus utilisée est celle des paramètres de Stokes, élaborée en 1852 par Sir George Gabriel Stokes. Ces paramètres sont additifs, ce qui facilite la combinaison (l'addition) de plusieurs faisceaux, et invariants sous les rotations de coordonnées, ce qui est très approprié aux observations astronomiques. Les quatre paramètres de Stokes sont: I pour l'intensité totale du faisceau, Q et U pour sa polarisation linéaire, (Q pour la polarisation horizontale et verticale, U pour la polarisation à 45° et 135°), et finalement V pour sa polarisation circulaire. Il est à noter que $I \geq 0$, mais Q, U, et V peuvent être positifs ou négatifs. De plus, la convention de signe pour la polarisation circulaire est ambigüe; la convention de Serkowski (1962) est celle qui est la plus souvent utilisée: V est positif pour une onde qui tourne dans le sens horaire tel que vu par un observateur qui regarde le faisceau qui s'approche de lui.

Les paramètres de Stokes peuvent être placés dans un vecteur colonne, que l'on appellera un vecteur de Stokes:

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \tag{1.3}$$

L'ensemble des paramètres répond à la condition générale suivante: $I^2 \geq Q^2 + U^2 + V^2$, c'est-à-dire que pour un faisceau entièrement polarisé, $I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$, et pour un faisceau partiellement polarisé, $I^2 > Q^2 + U^2 + V^2$. Un faisceau polarisé linéairement seulement aura $Q \neq 0$, $U \neq 0$, $V = 0$, tandis qu'un faisceau polarisé circulairement aura $Q = U = 0$, et $V \neq 0$

La correspondance entre les paramètres de Stokes et les paramètres décrivant l'ellipse de la figure 1.2 est la suivante: si $\tan\beta$ est le rapport des axes de l'ellipse, alors (van de Hulst 1981):

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a^2 \\ a^2 \cos 2\beta \cos 2\phi \\ a^2 \cos 2\beta \sin 2\phi \\ a^2 \sin 2\beta \end{pmatrix} \tag{1.4}$$

1.3 Vecteurs de Stokes pour certains états simples de polarisation

Voici quelques exemples simples de vecteurs de Stokes pour des états de polarisation particuliers:

- Lumière non-polarisée:

$$[\mathcal{NP}] = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

- Polarisation linéaire quelconque:

$$[\mathcal{PL}] = \begin{pmatrix} \sqrt{a^2 + b^2} \\ a \\ b \\ 0 \end{pmatrix}$$

- Polarisation linéaire horizontale:

$$[\mathcal{PL}]_{\leftrightarrow} = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

- Polarisation linéaire verticale:

$$[\mathcal{PL}]_{\updownarrow} = \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

- Polarisation linéaire à $+45°$:

$$[\mathcal{PL}]_{+45°} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

- Polarisation linéaire à $-45°$:

$$[\mathcal{PL}]_{-45°} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

- Polarisation circulaire droite

$$[\mathcal{PC}]_{+} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

- Polarisation circulaire gauche

$$[\mathcal{PC}]_{-} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$$

1.4 Polarisation linéaire exprimée dans le plan du ciel

Au lieu d'utiliser les paramètres de Stokes Q et U pour décrire la polarisation linéaire, on utilise souvent l'amplitude du vecteur de polarisation P, exprimée en %, et son angle de position θ, mesuré à partir du nord en allant vers l'est. La transformation entre les deux systèmes de coordonnées est la suivante:

$$P = \frac{\sqrt{Q^2+U^2}}{I} \tag{1.5}$$

$$\theta = \frac{1}{2}\arctan\left(\frac{U}{Q}\right) \tag{1.6}$$

$$Q = P\cos 2\theta \tag{1.7}$$

$$U = P\sin 2\theta \tag{1.8}$$

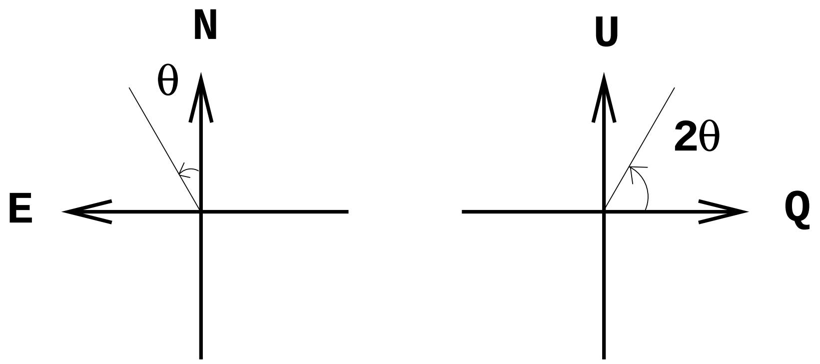

Figure 1.3 - *Polarisation linéaire représentée dans le plan du ciel (à gauche) et dans le plan QU (à droite).*

Comme en astronomie la convention est de mesurer les angles de façon à ce qu'ils augmentent dans le sens anti-horaire, on définit le paramètre U pour qu'il soit compatible avec cette convention; ainsi, Q est positif pour un angle dans la direction nord-sud (0°), et négatif pour la direction est-ouest (90°); U, quant à lui, est positif pour un angle de 45° et négatif pour un angle de 135°. Dans le plan QU, les angles vont donc de 0° à 360°, tandis que dans le plan du ciel, ces angles sont compris entre 0° et 180°.

1.5 Les matrices de Mueller

L'utilisation de vecteurs pour représenter un faisceau de lumière permet d'utiliser des matrices, appelées matrices de Mueller, et de dimensions 4x4, pour effectuer des transformations sur ce faisceau. Par exemple, des matrices sont utilisées pour représenter l'effet de composantes optiques (polariseurs, lames quart d'onde, etc.) ou de diffuseurs (grains de poussières, électrons, etc.) sur la polarisation de la lumière. La valeur de chaque élément de la matrice dépend des propriétés de la composante optique ou des diffuseurs. Pour trouver l'effet d'une composante optique ou d'un diffuseur sur un faisceau de lumière, il suffit alors simplement de multiplier une matrice par un vecteur. Par exemple, si on fait passer un faisceau de lumière représenté par un vecteur $[\mathcal{INCIDENT}]$ à travers une première composante optique représenté par une matrice $[\mathcal{O}_1]$, puis à travers une deuxième notée $[\mathcal{O}_2]$, le faisceau sortant, représenté par le vecteur $[\mathcal{SORTANT}]$ se calcule de la façon suivante (puisque les matrices de Mueller ne commutent pas, noter l'ordre des matrices):

$$[\mathcal{SORTANT}] = [\mathcal{O}_2]\,[\mathcal{O}_1]\,[\mathcal{INCIDENT}] \tag{1.9}$$

Par exemple, la matrice représentant un polariseur linéaire orienté horizontalement est (Tinbergen 1996):

$$\frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{1.10}$$

L'effet de ce polariseur sur un faisceau de lumière non-polarisé de paramètres de Stokes I, $Q = 0$, $U = 0$, et $V = 0$, sera donc:

$$\begin{pmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}I \\ \frac{1}{2}I \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{1.11}$$

On constate que l'intensité du faisceau est diminuée de moitié ($I' = \frac{1}{2}I$), et qu'il est polarisé linéairement à 100% ($I' = Q' = \frac{1}{2}I$) dans la direction horizontale ($Q' \neq 0$, $U' = V' = 0$).

1.6 Mécanismes de polarisation

Plusieurs processus physiques sont susceptibles de polariser la lumière: processus de diffusion (sur des électrons, molécules, particules, etc.), absorption dichroïque, réflexion sur des surfaces solides, effet Hanle (diffusion résonnante d'électrons liés dans un champ magnétique), effet magnéto-bremsstrahlung, émission synchrotron, effet Zeeman (en présence d'un champ magnétique). Voir Serkowski (1974) et Tinbergen (1996) pour plusieurs autres exemples.

En général, dès qu'on observe une situation où il y a une asymétrie, il y a de fortes chances que de la lumière polarisée soit présente (Tinbergen 1996), même si cette polarisation est trop faible pour être mesurée avec les instruments actuels. Lorsque l'asymétrie est de nature scalaire (par exemple, la valeur d'un champ magnétique longitudinal qui donne lieu à l'effet Zeeman), la polarisation résultante sera circulaire. Si l'asymétrie est de nature vectorielle, avec une magnitude et une orientation (nuage non sphérique de diffuseurs, grains non-sphériques alignés, nuage sphérique de diffuseurs illuminé par une source de lumière non isotrope, etc.), la polarisation résultante sera linéaire. Comme l'a noté Tinbergen, la présence d'une asymétrie macroscopique n'est pas une garantie de polarisation, car il faut en plus un processus microscopique pour causer la polarisation de la lumière. Néanmoins, cette notion d'asymétrie peut être utile pour dépister la présence de polarisation.

Dans le cas des observations polarimétriques effectuées dans le cadre de cette recherche, deux mécanismes contribuent à polariser la lumière: l'extinction dichroïque et la diffusion.

L'extinction dichroïque est due à l'absorption sélective de lumière par des grains de poussières interstellaires allongés et alignés par un champ magnétique (voir la figure 1.4). La composante de la lumière polarisée parallèlement au grand axe de ces grains sera absorbée, alors que la composante polarisée perpendiculairement passera sans être absorbée. La polarisation résultante, dite interstellaire, sera donc perpendiculaire à l'orientation des grains. Si on observe qu'une étoile est polarisée, il peut donc s'agir de polarisation extrinsèque, d'origine interstellaire, et non intrinsèque; cette étoile serait alors située derrière des grains de poussières.

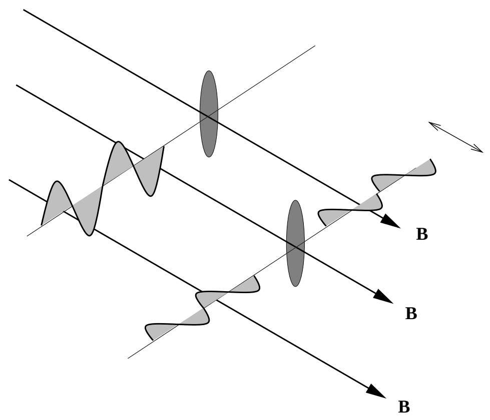

Figure 1.4 - *Polarisation d'origine interstellaire causée par des grains de poussières allongés et alignés par un champ magnétique* **B***, perpendiculairement à celui-ci. La lumière polarisée parallèlement au grand axe des grains est absorbée, alors que celle polarisée perpendiculairement n'est pas absorbée. Illustration inspirée de Shu (1982).*

En ce qui concerne les étoiles jeunes, qui sont entourées de disques et d'enveloppes de poussières et/ou d'électrons, les processus de diffusion sont ceux qui sont le plus susceptibles de polariser leur lumière. Les étoiles jeunes les plus froides (du type T Tauri) seront affectées par la diffusion sur des grains de poussière, processus qui est traitée par la théorie de Mie, qui suppose cependant que les grains de poussières sont sphériques. Pour les étoiles jeunes plus chaudes (du type Ae/Be de Herbig), la diffusion sur des électrons peut également jouer un rôle important. Etudions donc les matrices de Mueller de ces deux processus de diffusion, matrices qui seront utilisées ultérieurement pour établir les équations servant à calculer, à l'aide de modèles numériques, la polarisation produite par un système binaire entouré de matière circumstellaire (Chapitre 5).

1.6.1 Diffusion de Thomson

La diffusion sur des électrons est appelée diffusion de Thomson. Soit σ_0, la section efficace de diffusion de l'électron, r, la distance entre l'électron et l'observateur, et χ, l'angle de diffusion, c'est-à-dire l'angle entre la source de lumière, l'électron et l'observateur. La matrice de Mueller qui représente une diffusion d'un angle χ est (van de Hulst 1981):

$$\frac{\sigma_0}{r^2}\begin{pmatrix} 1+\cos^2\chi & 1-\cos^2\chi & 0 & 0 \\ 1-\cos^2\chi & 1+\cos^2\chi & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\cos\chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2\cos\chi \end{pmatrix} \tag{1.12}$$

L'effet de la diffusion d'un faisceau de lumière non-polarisé sur un électron est donc:

$$\begin{pmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{pmatrix} = \frac{\sigma_0}{r^2}\begin{pmatrix} 1+\cos^2\chi & 1-\cos^2\chi & 0 & 0 \\ 1-\cos^2\chi & 1+\cos^2\chi & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\cos\chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2\cos\chi \end{pmatrix}\begin{pmatrix} I \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{1.13}$$

$$= \frac{\sigma_0}{r^2} \begin{pmatrix} I \times (1 + \cos^2 \chi) \\ I \times (1 - \cos^2 \chi) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{1.14}$$

$$\tag{1.15}$$

Le faisceau diffusé est donc polarisé linéairement ($Q \neq 0$), et le taux de polarisation P sera fonction de l'angle de diffusion χ:

$$P = \frac{Q'}{I'} = \frac{1 - \cos^2 \chi}{1 + \cos^2 \chi} \tag{1.16}$$

Si l'observateur est placé à $\chi = 90°$, la polarisation est de 100%, alors que s'il est placé à $\chi = 180°$ (l'électron étant entre la source de lumière et l'observateur), la polarisation est nulle. Le pourcentage de polarisation ne dépend donc que de l'angle de diffusion χ.

1.6.2 Diffusion de Mie

La diffusion sur des grains de poussières est plus complexe à traiter que la diffusion sur des électrons. Alors que le pourcentage de polarisation dans ce dernier cas ne dépend que de l'angle de diffusion χ, celui de la diffusion sur des grains de poussières dépend des propriétés physiques et optiques des grains (forme et dimensions des grains, et indice de réfraction complexe), de la longueur d'onde d'observation et de l'angle de diffusion. La forme et la composition chimique d'un grain de poussière pouvant varier à l'infini, les effets diffusants de chaque type de grain doivent être calculés séparément.

La forme générale de la matrice de diffusion d'une particule s'exprime sous la forme suivante (van de Hulst 1981, p. 47) à l'aide de 16 éléments de matrice:

$$\begin{pmatrix} a_1 & b_1 & b_3 & b_5 \\ c_1 & a_2 & b_4 & b_6 \\ c_3 & c_4 & a_3 & b_2 \\ c_5 & c_6 & c_2 & a_4 \end{pmatrix} \tag{1.17}$$

Cette matrice peut être simplifiée si on peut supposer que le nuage de diffuseurs contient des particules toutes identiques les unes aux autres, ayant des propriétés de symétrie particulières, et orientées spatialement selon des directions différentes mais non arbitraires. Par exemple, si on peut supposer que le nuages ne contient que des particules orientées de 4 façons différentes tel qu'illustré sur la figure 1.5, alors la matrice de diffusion peut s'exprimer à l'aide de 6 éléments seulement:

$$\begin{pmatrix} a_1 & b_1 & 0 & 0 \\ b_1 & a_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_3 & b_2 \\ 0 & 0 & -b_2 & a_4 \end{pmatrix} \tag{1.18}$$

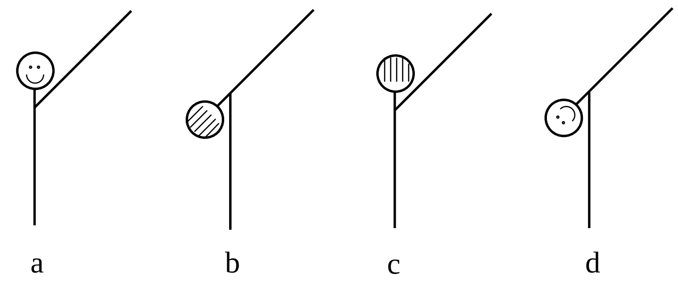

Figure 1.5 - *Une particule et quatre orientations spatiales différentes qui permettent de simplifier la matrice de Mueller. Schéma tiré de van de Hulst (1981), p. 48.*

Le calcul des éléments de matrice doit faire appel à des théories analytiques ou à des simulations numériques. La seule théorie analytique permettant de calculer les effets diffusants de grains de poussières est celle de Mie, qui étudie les grains de forme sphérique seulement. On peut également traiter des grains de forme cylindrique et infiniment allongés de façon analytique. Pour des formes plus complexes, il existe des traitement approximatifs.

Trois suppositions sont contenues dans la théorie de Mie. Tout d'abord, à propos des grains, on suppose qu'ils sont sphériques, qu'ils ont un indice de réfraction complexe et isotrope, et qu'ils diffusent la lumière selon les équations de Maxwell. Ensuite, les diffusions doivent être indépendantes les unes des autres, c'est-à-dire que les propriétés diffusantes des grains ne sont pas influencées par la présence des grains voisins. Finalement, on ne considère que la diffusion simple (par opposition à la diffusion multiple).

Les particules sphériques étant très symétriques, la matrice de diffusion de Mie, notée $[\mathcal{MIE}]$, n'a que quatre éléments indépendants:

$$[\mathcal{MIE}] = \frac{1}{k^2 r^2} \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{33} & -S_{34} \\ 0 & 0 & S_{34} & -S_{33} \end{pmatrix} \tag{1.19}$$

Si on note par S_1 et S_2 les amplitudes des champs électriques respectivement perpendiculaire et parallèle au plan de diffusion, dans le cas de particules sphériques, on a:

$$S_{11} = \frac{1}{2}(|S_1|^2 + |S_2|^2) \tag{1.20}$$

$$S_{12} = \frac{1}{2}(|S_2|^2 - |S_1|^2) \tag{1.21}$$

$$S_{33} = Re(S_1 S_2^*) \tag{1.22}$$

$$S_{34} = Re(S_2 S_1^*) \tag{1.23}$$

Les amplitudes $|S_1|^2$ et $|S_2|^2$, aussi appelées intensités de van de Hulst, sont calculées à l'aide des formules suivantes:

Soit:

a: le rayon du grain de poussière sphérique

m: l'indice de réfraction complexe du grain

λ: la longueur d'onde d'observation

θ: l'angle de diffusion

P_n^1: les polynômes de Legendre

ψ_n et ζ_n: des fonctions de Riccati-Bessel

Alors:

$$x = \frac{2\pi a}{\lambda} \tag{1.24}$$

$$a_n = \frac{\psi_n'(mx)\psi_n(x) - m\psi_n(mx)\psi_n'(x)}{\psi_n'(mx)\zeta_n(x) - m\psi_n(mx)\zeta'(x)} \tag{1.25}$$

$$b_n = \frac{m\psi_n'(mx)\psi_n(x) - \psi_n(mx)\psi_n'(x)}{m\psi_n'(mx)\zeta_n(x) - \psi_n(mx)\zeta'(x)} \tag{1.26}$$

$$\pi_n = \frac{1}{sin\theta} P_n^1(\cos\theta) \tag{1.27}$$

$$\tau_n = \frac{d}{d\theta} P_n^1(\cos\theta) \tag{1.28}$$

$$S_1(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)}(a_n\pi_n + b_n\tau_n) \tag{1.29}$$

$$S_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)}(b_n\pi_n + a_n\tau_n) \tag{1.30}$$

Pour une diffusion, il faut donc utiliser le produit matriciel suivant:

$$\begin{pmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{pmatrix} = \frac{1}{k^2r^2} \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{33} & -S_{34} \\ 0 & 0 & S_{34} & -S_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \tag{1.31}$$

où $k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Pour traiter les diffuseurs dans leur ensemble, il faut utiliser la profondeur optique d'extinction τ_{ext}. Une fraction égale à $e^{\tau_{ext}}$ du faisceau sort directement du nuage de diffuseurs, alors que la fraction restante, $1 - e^{\tau_{ext}}$ est diffusée. Pour une densité de colonne N, la profondeur optique d'extinction est:

$$\tau_{ext} = \int_{l_1}^{l_2} N\pi a^2 Q_{ext} dl \tag{1.32}$$

où Q_{ext} est la section efficace d'extinction.

Tout comme les intensités de van de Hulst, les sections efficaces de diffusion Q_{sca}, d'extinction Q_{ext} et d'absorption Q_{abs} sont également calculées à l'aide des fonctions présentées aux équations 1.24, 1.25 et 1.26:

$$Q_{sca} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)(|a_n|^2 + |b_n|^2) \tag{1.33}$$

$$Q_{ext} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} Re(a_n + b_n) \tag{1.34}$$

$$Q_{abs} = Q_{ext} - Q_{sca} \tag{1.35}$$

Bibliographie

Babcock, H. W. 1947, ApJ, 105, 105

Hall, J. S. 1949, Science, 109, 166

Hiltner, W. A. 1949, Science, 109, 165

Serkowski, K. 1962, Adv. Astron. Astrophys., 1, 289

Serkowski, K. 1974, "Polarization Techniques" dans *Methods of Experimental Physics, vol. 12, Astrophysics, Part A: Optical and Infrared*, édité par N. Carleton (New York: Academic Press, Inc.)

Shu, F. 1982, *The Physical Universe : an Introduction to Astronomy* (Mill Valley, California: University Science Books)

Shurcliff, W. A. & Ballard, S. S. 1964, *Polarized Light* (Princeton, New Jersey: D. Van Nostrand Company Inc.)

Tinbergen, J. 1996, *Astronomical Polarimetry* (New York: Cambridge University Press)

van de Hulst, H. C. 1981, *Light Scattering by Small Particles* (New York: Dover Publications, Inc.)