

55376
1986
23

55376
1986
23

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET
TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES
SPECIALITE : MATHEMATIQUES
MENTION : ASTRONOMIE

par

Josette HECQUET

EXTRACTION OPTIMALE DE L'INFORMATION
EN IMAGERIE ASTRONOMIQUE

Exemplaire corrigé après avis du jury

soutenue le 25 septembre 1986 devant la Commission d'Examen



Président et Rapporteur : P. BACCHUS, Université de Lille I
G. COUPINOT, Observatoire du Pic du Midi et de Toulouse

Rapporteurs : M. HERMAN } Université de Lille I
M. MONTEL }

Examineur : J. DELHAYE, Observatoire de Paris

A tous ceux que ce travail
m'a amenée à négliger.

REMERCIEMENTS

Je voudrais exprimer ma profonde reconnaissance à :
Monsieur P. Bacchus, Professeur à l'Université des Sciences et Techniques de Lille, Directeur du laboratoire d'Astronomie, qui a bien voulu accepter la présidence du Jury, pour ses précieux enseignements et pour les nombreuses critiques constructives qu'il a portées sur ce mémoire en relisant le manuscrit.

Monsieur G. Coupinot, astronome adjoint à l'Observatoire du Pic du Midi et de Toulouse, qui a inspiré et dirigé ce travail, me prodigant constamment avec enthousiasme ses conseils, ses critiques et ses encouragements.

Monsieur J. Delhaye, astronome titulaire à l'Observatoire de Paris, qui m'a toujours témoigné beaucoup de bienveillance, pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de siéger dans le jury.

Monsieur M. Herman, Professeur à l'Université des Sciences et Techniques de Lille, qui m'a fait le grand plaisir de rapporter sur ce travail.

Monsieur M. Montel, Professeur à l'Université des Sciences et Techniques de Lille qui a accepté d'être rapporteur de cette thèse.

Monsieur J.P. Zahn, Directeur de l'Observatoire du Pic du Midi et de Toulouse, qui m'a permis de me consacrer à plein temps à la recherche.

Ce travail n'aurait pu être mené à bien sans l'aide et le soutien efficaces de nombreuses personnes que je tiens à remercier vivement :

En premier lieu les membres de l'équipe du télescope de 2 mètres du Pic du Midi qui m'ont aidée à réaliser les observations, dans une ambiance chaleureuse, malgré le surcroît de travail que cela représentait en période de mise en service de l'instrument.

En particulier Monsieur J.M. Abbadie, qui a été capable de partager le même bureau que moi dans des périodes souvent difficiles.

Mesdames H. Clos de l'Observatoire du Pic du Midi et A. Lengaigne de l'Université de Lille qui ont assuré avec compétence, gentillesse et patience la frappe du manuscrit.

Madame B. Pech, du centre de calcul de Bagnères, qui m'a aidée dans le dépouillement et pour la réalisation de bien des tâches matérielles.

Messieurs Gournay, Prouvost, pour la reproduction des différents articles.

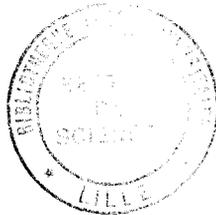
Les collègues de l'OPMT et de l'Université qui, à un moment ou à un autre, m'ont consacré un peu de leur temps et qui retrouveront leur influence dans le texte.

Enfin tous ceux dont l'affection et l'amitié m'ont soutenue tout au long de son élaboration.

Ils se reconnaîtront.

TABLE DES MATIERES

<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>CHAPITRE I - OBJET ET IMAGE</u>	5
1 - <i>Relation objet image.</i>	5
2 - <i>Fonction instrumentale en astronomie.</i>	6
3 - <i>Inversion de l'équation de convolution.</i>	6
4 - <i>Déconvolution linéaire.</i>	7
5 - <i>Filtrage du bruit.</i>	9
6 - <i>Fréquence de coupure dynamique.</i>	10
7 - <i>Rapport signal sur bruit.</i>	11
<u>CHAPITRE II - DECONVOLUTION PAR FILTRAGE APODISANT</u>	13
1 - <i>Rappels.</i>	13
2 - <i>Filtres "Dossier".</i>	14
3 - <i>Exemples numériques.</i>	16
4 - <i>Choix du pas de digitalisation.</i>	20
5 - <i>Limitations de la déconvolution.</i>	21
6 - <u>Article 1</u> : <i>Application à la déconvolution des anneaux de Saturne.</i>	23



<u>CHAPITRE III - DECONVOLUTION A DEUX DIMENSIONS</u>	37
1 - <i>Filtre apodisant à deux dimensions.</i>	37
2 - <i>Méthode de calcul.</i>	39
3 - <i>Conclusions sur la déconvolution linéaire.</i>	40
4 - <i>Annexe 1 : Modélisation de la fonction de dissipation.</i>	41
5 - <i>Article 2 : Photométrie de la haute atmosphère de Vénus.</i>	45
6 - <i>Article 3 : Filtrage et déconvolution à 1 et 2 dimensions. Application aux images astronomiques.</i>	51
7 - <i>Article 4 : High resolution imagery of the clumpy irregular galaxy Markarian 325.</i>	57
<u>CHAPITRE IV - ANALYSE STRUCTURALE PAR FILTRAGE NUMERIQUE</u>	65
1 - <i>Filtrage de "Laplace-Gauss".</i>	67
2 - <i>Comparaison avec le filtre analogique de Roussel.</i>	68
3 - <i>Comparaison avec la méthode de détection des bords de Marr et Hildreth.</i>	70
4 - <i>Intérêt du filtrage linéaire.</i>	75
5 - <i>Article 5 : Markarian 297 Knots</i>	77
<u>CHAPITRE V - CENTRAGE ET SELECTION D'IMAGES</u>	89
1 - <i>Article 6 : Gain en résolution par recentage.</i>	91
2 - <i>Article 7 : Gain en résolution par recentage et sélection.</i>	103
3 - <i>Comparaison avec l'optique adaptative.</i>	112
4 - <i>Annexe II : Paramètres caractéristiques de qualité d'image.</i>	119

<u>CHAPITRE VI - ETUDE DIRECTE DE LA FONCTION DE TRANSFERT</u>	
<u>ATMOSPHERIQUE</u>	121
1 - <u>Article 8</u> : <i>Forecasting and optimizing astronomic image quality using acoustic sounding.</i>	123
2 - <u>Article 9</u> : <i>Bilan de la campagne Sonate.</i>	129
<u>CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES</u>	161
<u>EPILOGUE</u>	163
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	165

INTRODUCTION

Avant l'avènement des grands télescopes situés dans de bons sites, les observations au sol étaient dépouillées par des méthodes classiques sans gros moyens informatiques. On pouvait déjà se demander si un dépouillement plus sophistiqué, semblable à celui déjà utilisé pour les données fournies par la radioastronomie et par les missions spatiales, n'aurait pas permis d'extraire des informations plus précises depuis le sol. Cependant il paraissait paradoxal que le coût du traitement soit supérieur à celui de l'observation.

Aujourd'hui le fonctionnement des grands télescopes, placés dans des sites élevés et éloignés, la mise en oeuvre de détecteurs sophistiqués faisant largement appel à l'informatique, font que le prix de revient des observations astronomiques est devenu très important - de l'ordre de 100 francs la minute pour le télescope de 2 m du Pic du Midi.

Il est donc fondamental de mettre en oeuvre des méthodes d'acquisition et de dépouillement de l'information astronomique très efficaces afin d'optimiser le rendement scientifique des télescopes au sol. Il ne faut plus hésiter à employer des méthodes complexes et coûteuses d'extraction de l'information contenue dans les images astronomiques.

En outre l'amélioration des méthodes d'acquisition et d'analyse permettent de réaliser au sol, à moindre coût, des études que l'on pensait jusqu'alors du seul domaine de la recherche spatiale.

Après un premier chapitre de présentation du problème général de restitution d'un objet à partir de son image, le chapitre deux expose comment extraire un maximum d'information d'un cliché en augmentant a posteriori sa résolution par l'application d'une méthode de déconvolution originale. Appliquée à une coupe des anneaux de Saturne

cette procédure a permis dès 1977 de mettre en évidence leur fractionnement en anneaux multiples. Cette structure complexe a été depuis lors confirmée et naturellement très largement précisée et complétée par la sonde Voyager.

Etendue à deux dimensions dans le chapitre III, la procédure de déconvolution a été appliquée à des clichés de Vénus et de la galaxie irrégulière Markarian 325. Les isophotes polychromes de Vénus corrigées de l'étalement atmosphérique par déconvolution ont permis d'affiner les modèles de la haute atmosphère de cette planète. La déconvolution des clichés de Markarian 325 a conduit à une fragmentation de la galaxie en dix condensations dont la taille et la luminosité ont pu être calculées. Bien que de dimensions comparables aux régions HII de 30 Dorade chaque grumeau présente un taux de formation d'étoiles 100 fois plus élevé.

Le chapitre IV montre une autre méthode d'extraction de l'information par un filtrage dit "masque flou" qui s'est révélé efficace pour le traitement de clichés de la granulation solaire et de la galaxie irrégulière Markarian 297. Il s'agit encore d'un traitement global d'une seule image mais avec utilisation d'information a priori puisque les paramètres des filtres sont calculés en fonction de l'échelle des structures spatiales à étudier.

Le chapitre V est consacré à l'étude du gain en résolution et en rapport signal sur bruit obtenu par compositage de plusieurs images, à temps de pose court, recentrées. Cette procédure équivaut à une correction en temps réel des déphasages du premier ordre présentés par la fonction d'onde. Une sélection des images, en fonction de leur résolution, avant le compositage ajoute encore à l'efficacité d'une telle procédure. Le gain en résolution est calculé en fonction du seuil de sélection.

Il apparait que toutes ces procédures de traitement ou d'acquisition complexe de l'information, et surtout

l'application de méthodes d'optique active ou adaptative ne sont efficaces que si la résolution initiale est suffisante (c'est-à-dire inférieure à une seconde d'arc). Il est donc fondamental de rentabiliser au maximum les nuits où cette qualité d'image est atteinte.

C'est pourquoi le dernier chapitre du travail relate une campagne systématique de mesure de la résolution faite au Pic du Midi pendant quatre mois. Cette étude a montré qu'il est possible d'utiliser un sodar non seulement en recherche de site mais également pour la prévision à l'échéance de quelques heures de la qualité d'image.

CHAPITRE I

OBJET ET IMAGE

1. RELATION OBJET IMAGE

En astronomie, comme souvent en physique, l'observation se traduit par l'enregistrement d'un signal à une ou deux dimensions. Cet enregistrement est lié aux caractéristiques de l'objet observé mais il en diffère pour diverses raisons :

- le télescope, l'instrumentation, les conditions expérimentales et en particulier la traversée de l'atmosphère introduisent des déformations dans l'image I de l'objet étudié B.

- à cette image se superpose un bruit dont la nature et les propriétés statistiques varient avec le type de l'enregistrement et le récepteur utilisé.

D'autre part, la numérisation de l'image est souvent nécessaire à son exploitation. Elle n'est alors connue que sous la forme d'une matrice numérique correspondant à un échantillonnage sur un nombre fini de points : ceci amène un nouvel écart entre le phénomène et l'enregistrement discret qui le représente. L'enregistrement E se présente comme la somme de deux grandeurs : l'image I et le bruit N.

Le but des méthodes de traitement d'images est de restituer au mieux l'objet B à partir de E.

Nous admettrons que les déformations subies par le signal sont linéaires : l'enregistrement est alors lié à l'objet B par la relation de convolution

$$E = B * D + N \quad (1)$$

où * est le symbole de l'opérateur de convolution.

L'expression (1) est l'équation générale d'un filtrage linéaire dont la réponse impulsionnelle est D.

2. FONCTION INSTRUMENTALE EN ASTRONOMIE

Pour les physiciens, D se confond avec la déformation dite "fonction d'appareil" due à l'instrument et au récepteur servant à la mesure.

Pour l'astronome, D encore appelée "fonction de dissipation", se décompose dans le produit de convolution des trois fonctions de dissipation -réponses impulsionnelles- du télescope, du récepteur et de l'atmosphère. La fonction de dissipation atmosphérique traduit les déformations d'amplitude et de phase subies par les vibrations lumineuses lors de leur traversée de l'atmosphère terrestre.

Jusque vers les années 1960, les caractéristiques de la turbulence atmosphérique étaient très mal connues. Depuis, la connaissance a progressé aussi bien du point de vue théorique (Linfoot et Witcomb 1972 - Griffin 1973, Hufnagel et Stanley 1964 - Fried 1965, 1966 - Korff 1973) qu'expérimental (Bozec, Cagnet et Roger 1971, C. Roddier et F. Roddier 1973 - Dainty et Scaddan 1974 - 1975 - C. Roddier 1976). Malheureusement ces études montrent que la fonction d'onde présente des fluctuations de phase très rapides aussi bien dans le domaine temporel que dans le domaine spatial. En conséquence, la fonction de dissipation atmosphérique est le plus souvent mal connue et, de toutes façons, varie très vite dans l'espace et le temps : c'est la limitation majeure de la restitution des images en astronomie.

3. INVERSION DE L'EQUATION DE CONVOLUTION

Pour restituer l'objet B à partir de l'enregistrement E il faut résoudre l'équation intégrale $E = B * D + N$.

Supposons que le bruit N puisse être négligé, que la fonction de dissipation D soit exactement connue et qu'il existe une distribution Δ inverse de D au sens du produit de convolution, c'est-à-dire telle que $D * \Delta = \delta$, δ étant la

distribution de Dirac. Dans le cas d'objets astronomiques, la fonction B étant à support borné, la solution de l'équation de convolution $E = B * D$ existe et est unique (Arsac 1961). En présence du bruit, on ne pourra calculer qu'une approximation BA de l'objet :

$$BA = E * \Delta = B + N * \Delta .$$

L'incertitude de restitution est $N * \Delta$. Dans ces conditions, il n'y a plus unicité de la solution ; deux objets différents ne donnent pas la même image mais peuvent fournir deux images dont l'écart est inférieur au bruit. Plus l'incertitude de restitution est importante, plus l'écart entre les objets donnant la même image "au bruit près" peut être grand. On voit apparaître la nécessité de bâtir des procédures de déconvolution minimisant le plus possible l'incertitude de restitution $N * \Delta$.

4. DECONVOLUTION LINEAIRE

Dans le cadre physique de notre problème, l'objet B et les grandeurs mesurées sont des distributions spatiales d'énergie représentables par des fonctions réelles positives et bornées dont le spectre est par conséquent défini dans l'espace des fréquences.

La résolution de l'équation intégrale :

$$E = B * D + N \tag{1}$$

est théoriquement équivalente à la résolution de l'équation locale

$$\tilde{E} = \tilde{B} . \tilde{D} + \tilde{N} \tag{2}$$

(en notant \tilde{F} la transformée de Fourier d'une fonction F).

La fonction \tilde{D} , transformée de Fourier de la fonction de dissipation D est appelée Fonction de Transfert de Modulation (FTM). Cette fonction \tilde{D} est le produit des FTM du récepteur, du télescope et de l'atmosphère, du moins si le temps de pose est suffisamment long pour que ces deux dernières fonctions se dissocient (Fried 1966).

Notre procédure de déconvolution consiste à calculer une approximation \tilde{BA} du spectre de l'objet et à en déduire une approximation BA de l'objet lui-même par transformation de Fourier inverse.

Le spectre filtré de l'enregistrement est calculé sous la forme : $\tilde{BA} = \tilde{E} \cdot \tilde{G}$ (3)

produit du spectre de l'enregistrement par une fonction correctrice \tilde{G} appelée "amplification de restitution". Cette fonction est déterminée et ajustée pour que la transformée de Fourier inverse BA soit une approximation fournissant le mieux possible les paramètres recherchés dans l'objet, compte tenu des caractéristiques de l'enregistrement. Autrement dit, la fonction correctrice tient compte des informations à extraire, taille des structures à mettre en évidence, du rapport signal sur bruit, des contrastes, de l'amplitude des gradients etc...

Dans l'espace direct, la déconvolution linéaire consiste à calculer une approximation BA de l'objet par convolution de l'enregistrement E et d'une fonction de restitution G

$$BA = E * G \quad (4)$$

Puisque la convolution est une opération associative cette relation s'écrit :

$$BA = B * (D * G) + N * G \quad (5)$$

soit :

$$BA = B * F + N * G \quad (6)$$

en posant :

$$F = D * G \quad (7)$$

En rapprochant les équations (1) et (5) on voit que la déconvolution linéaire a pour caractéristiques :

a) de substituer à la fonction de dissipation D une fonction F telle que $F = D * G$. La déconvolution augmente la résolution si la largeur à mi-hauteur de la fonction F est inférieure à celle de la fonction de dissipation D.

b) de filtrer le bruit N , qui ne subit pas le filtrage introduit par la fonction d'étalement D , par la fonction d'amplification de restitution G .

Les déconvolutions linéaires se distinguent par le choix de leur fonction d'amplification de restitution. La fonction δ est l'élément neutre de l'ensemble de ces fonctions : elle restitue, comme approximation de l'objet, l'enregistrement initial lui-même. Certaines fonctions n'agissent que sur le bruit, d'autres modifient la fonction de dissipation pour obtenir une pondération des fréquences plus favorable à la mise en évidence des paramètres recherchés dans l'objet. La fonction $F = D * G$ est appelée erreur de restitution et sa transformée de Fourier, \tilde{F} , le filtre caractéristique de la déconvolution.

5. FILTRAGE DU BRUIT

Dans l'espace de Fourier, la fonction de transfert du télescope est celle d'un filtrage "passe-bas" affaiblissant les hautes fréquences et annulant rigoureusement toutes celles supérieures à la fréquence de coupure f_c de l'instrument (Fleury - Mathieu 1968). La fonction D_T est à support borné dans l'espace des fréquences.

Le télescope provoque non seulement une déformation mais une perte de l'information : toutes les fréquences supérieures à f_c sont éliminées.

Dans une déconvolution linéaire le support du filtre $\tilde{F} = \tilde{D} \cdot \tilde{G}$ est au plus égal à celui de la fonction \tilde{D} . Il ne peut donc y avoir aucune restitution des fréquences au-delà de la fréquence de coupure instrumentale. En conséquence, toutes les fréquences supérieures à f_c présentes dans l'enregistrement sont dues au bruit : dans les méthodes de déconvolution linéaires elles sont supprimées. Le filtre le plus simple réalisant cette

opération est un filtre "créneau" éliminant rigoureusement toutes les fréquences supérieures à la fréquence de coupure instrumentale : c'est le filtre de Shannon et la restitution correspondante est appelée solution principale de Bracewell. Dans sa thèse, G. Coupinot (1974) a étudié de manière quasi exhaustive les méthodes classiques de filtrage du bruit et les erreurs de restitution correspondantes. Nous n'insisterons donc pas sur ce problème. Nous rappellerons simplement qu'un filtrage de bruit doit toujours être intégré à une méthode de traitement d'images. Cependant il faut choisir avec soin un filtre adapté aux caractéristiques de l'enregistrement, une méthode de calcul et un pas d'échantillonnage approprié si on veut éviter les artefacts de calcul et l'apparition d'oscillations parasites dans la restitution (Coupinot - Hecquet 1982).

6. FREQUENCE DE COUPURE DYNAMIQUE

Rappelons que la densité spectrale $\Phi(\omega)$ d'une fonction $F(x)$ est le carré du module de sa transformée de Fourier soit :

$$\Phi(\omega) = |\tilde{F}(\omega)|^2$$

Nous définirons la fréquence de coupure dynamique comme la fréquence pour laquelle la fonction de transfert est telle que :

$$\tilde{D}(\omega_d) = \sqrt{|\tilde{N}(\omega_d)|^2 / |\tilde{E}(0)|^2}$$

Le carré de la fonction de transfert est égale, pour la fréquence de coupure dynamique, à la densité spectrale du bruit rapportée à la puissance moyenne du signal.

En pratique nous limitons la restitution, non à la fréquence de coupure instrumentale, mais à la fréquence de coupure dynamique. Cette précaution est indispensable pour minimiser l'incertitude de restitution due au bruit.

7. RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT APRES DECONVOLUTION LINEAIRE

Le rapport signal sur bruit de l'enregistrement est par définition :

$$\text{RSBO} = \frac{\overline{E}}{\langle N^2 \rangle} \quad \text{où} \quad \langle N^2 \rangle$$

représente l'écart quadratique moyen du bruit, et \overline{E} la valeur moyenne du signal enregistré.

Après déconvolution le bruit est $N * G$, son écart quadratique moyen est $\langle (N * G)^2 \rangle$ et la valeur moyenne du signal $B * F$, (la valeur moyenne du bruit étant nulle). Le rapport signal sur bruit après déconvolution est donc :

$$\text{RSBD} = \frac{\overline{(B * F)}}{\langle (N * G)^2 \rangle}$$

En raison de la conservation de l'énergie la valeur moyenne du signal "objet restitué" est égale à la valeur moyenne du signal "enregistrement" et le rapport signal sur bruit après déconvolution se déduit du rapport signal sur bruit d'origine par la relation :

$$\text{RSBD} = \text{RSBO} \sqrt{\frac{\langle N^2 \rangle}{\langle (N * G)^2 \rangle}}$$

Le théorème de Parseval permet d'écrire :

$$\langle N^2 \rangle = \frac{1}{\omega_a} \int_0^{\omega_a} |\tilde{N}(\omega)|^2 d\omega$$

$$\langle (N * G)^2 \rangle = \frac{1}{\omega_a} \int_0^{\omega_a} |\tilde{N}(\omega) \cdot \tilde{G}(\omega)|^2 d\omega$$

Appelons G_{\max} l'amplification de restitution maximum, nous obtenons :

$$\langle (N * G)^2 \rangle \leq \frac{1}{\omega_a} \int_0^{\omega_a} |\tilde{N}(\omega)|^2 G_{\max}^2 d\omega$$

c'est-à-dire :

$$\langle N * G \rangle^2 \leq G_{\max}^2 * \frac{1}{\omega_a} \int_0^{\omega_a} |\tilde{N}(\omega)|^2 d\omega$$

et finalement

$$\frac{\langle (N * G)^2 \rangle}{\langle N^2 \rangle} \leq G_{\max}^2$$

soit $RSBD \geq \frac{RSBO}{G_{\max}}$

La perte du rapport signal sur bruit sera donc au plus égale à la valeur maximum de l'amplification de restitution.

Dans les méthodes de déconvolution linéaire un gain en résolution s'accompagne toujours d'une perte en rapport signal sur bruit. Il faut donc trouver le meilleur compromis entre l'augmentation de la résolution et le rapport signal sur bruit final.

CHAPITRE II

DECONVOLUTION PAR FILTRAGE APODISANT

La fonction correctrice de convolution est déterminée pour éliminer les hautes fréquences du bruit et pour construire jusqu'à la fréquence de coupure dynamique une autre pondération des fréquences dans le spectre de l'objet. On peut ainsi augmenter la résolution dans un domaine de fréquences particulier. Il n'y a pas gain mais transfert d'information.

Des procédures analogiques de ce type sont depuis longtemps utilisées en optique pour l'analyse des spectres. O. Robaux avait calculé (1971) des fonctions correctrices correspondant aux filtres analogiques proposés par B. Dossier (1954).

Pour éviter les calculs de convolution, nous avons transposé la méthode dans l'espace de Fourier et l'avons généralisée à deux dimensions pour l'appliquer à des images. Nous avons choisi d'appeler les fonctions de filtrage correspondantes filtres "Dossier".

1. RAPPELS

Nous rappelons brièvement ci-dessous deux propriétés mathématiques dont il faut tenir compte lors du choix des fonctions correctrices.

a) Théorème de Shannon

Si une fonction réelle $f(x)$ admet une transformée de Fourier à support borné $[-\omega_c, \omega_c]$ continue sur ce support il est possible de calculer la valeur $f(x)$ pour tout x à partir d'un nombre infini de valeurs discrètes de $f(x)$ équidistantes de $h = 1/(2 \omega_c)$.

C'est Shannon (1948) qui mit en évidence cette propriété des

fonctions dont le spectre est à support borné ; c'est pourquoi la valeur h est couramment appelée "pas de Shannon".

b) Théorème de Parseval

Soit une fonction admettant une transformée de Fourier à support borné $[-\omega_c, \omega_c]$ continue sur ce support.

Posons $X = \pi(x-ph)/h$ avec $h = 1/(2\omega_c)$

Le développement limité

$$f_h(x) = \sum_{p=-n}^{+n} f(ph) \sin X/X$$

est la meilleure approximation en moyenne quadratique sur $]-\infty, +\infty[$ de la fonction $f(x)$ développée à l'aide des $2n + 1$ premières bases $\sin X/X$.

Ces deux théorèmes suggèrent d'utiliser comme fonction correctrice des combinaisons linéaires des bases $\sin X/X$ en utilisant comme nouveau pas de Shannon $h = 1/(2\omega_a)$, ω_a étant la fréquence de coupure dynamique.

2. FILTRES DOSSIER

a) Définition des filtres

Nous avons utilisé pour nos déconvolutions linéaires des filtres apodisants voisins de ceux proposés par B. Dossier (1954) pour améliorer la détection des raies faibles dans les spectres.

Nous avons limité leur support à la fréquence de coupure dynamique c'est-à-dire que nous avons imposé la condition

$$\tilde{F}(\omega) = 0 \text{ pour } |\omega| > \omega_a$$

Sur l'intervalle $[-\omega_a, \omega_a]$ nous posons :

$$\tilde{F}(\omega) = A_0 + 2 \sum_{p=1}^n A_p \cos 2\pi\omega p h \quad (1) \text{ avec } h = 1/(2\omega_a)$$

Les coefficients A_p sont déterminés empiriquement par exploration numérique.

Dans nos applications nous avons limité n à la valeur 3.

En posant $s = \omega/\omega_d$ (fréquence réduite) l'expression des filtres est :

$$\check{F}(s) = (A_0 + 2 \sum_{p=1}^n A_p \cos p\pi s) \cdot C(s) \quad (2)$$

où $C(s) = 1$ sur $[-1, +1]$; 0 en dehors.

La condition aux limites

$\check{F}(\pm\omega_d) = 0$, équivalente en fréquence réduite à $\check{F}(\pm 1) = 0$ implique si $n = 3$ la relation $A_0 - A_1 + 2A_2 - 2A_3 = 0$

b) Erreur de restitution

L'erreur de restitution $F(x)$ correspondant à un filtre $\check{F}(\omega)$ est par définition sa transformée de Fourier soit :

$$F(x) = (\sin 2\pi\omega_d x) / (2\pi\omega_d x) * \sum_{p=-n}^n A_p \delta(x-ph) \quad (3)$$

Posons $u = x/h$ soit $u = 2\omega_d x$

L'expression (3) s'écrit :

$$F(u) = (\sin \pi u) / (\pi u) * \sum_{p=-n}^n A_p \delta(u-p)$$

soit

$$F(u) = \sum_{p=-n}^n A_p (\sin(\pi(u-p)) / (\pi(u-p)))$$

c) Résolution et apodisation

Dans une procédure de déconvolution linéaire la fonction erreur de restitution F se substitue à la fonction de dissipation D .

Nous caractériserons la résolution spatiale par la largeur à mi-hauteur soit de la fonction de dissipation, -résolution initiale de l'enregistrement-, soit de l'erreur de restitution - résolution après déconvolution.

Par ailleurs nous définirons l'apodisation de l'erreur de restitution par le rapport de l'intensité centrale $F(0)$ à la valeur absolue du plus grand extremum secondaire.

Les valeurs de la résolution et de l'apodisation dépendent du choix des valeurs A_p . Cependant un gain en apodisation s'accompagne toujours, malheureusement, d'une perte en résolution

3. EXEMPLES NUMERIQUES DE FILTRES

a) Filtre "Shannon" ou Créneau

Le filtre le plus simple de la famille est obtenu pour $A_0 = 1$ et $A_p = 0$ si $p \neq 0$. C'est une fonction créneau valant 1 sur $[-\omega_a, \omega_a]$ nulle en dehors de cet intervalle.

L'erreur de restitution exprimée en fonction de $u = 2\omega_a x$ est $F(u) = \sin(\pi u) / \pi u$

Sa demi-largeur à mi-hauteur est la valeur de u_0 telle que $\sin(\pi u_0) / \pi u_0 = 0.5$ soit $u_0 = 0.603$

L'extremum secondaire est atteint pour $u_1 = 1.375$ la valeur de la fonction est alors -0.2139 , l'apodisation est donc de 4.7

b) Filtre Cosinus

Ce filtre correspond à $A_0 = 1.0$ $A_1 = 0.5$ et $A_p = 0$ pour $p > 1$. La résolution est de 2.0 soit une perte en résolution de 1.66 par rapport au filtre Shannon.

En revanche l'amplitude de l'extremum secondaire n'est plus que 0.02668, ce qui correspond à une apodisation de 37.5.

c) Filtre "triangle"

Ce filtre ne fait pas partie de la famille mais est inclus ici à titre de référence.

Son équation, en fréquence réduite est :

$$\begin{aligned} F(s) &= 0 && \text{pour } |s| \geq 1 \\ F(s) &= s + 1 && \text{pour } -1 \leq s \leq 0 \\ F(s) &= s - 1 && \text{pour } 0 \leq s \leq 1 \end{aligned}$$

La fonction erreur de restitution qui lui correspond est :

$$[\sin(\pi u/2)/(\pi u/2)]^2$$

La demi largeur à mi-hauteur a pour valeur l'abscisse u pour laquelle cette fonction vaut 0.5 soit $u_0 = 0.886$

La résolution est donc 1.772.

L'extremum secondaire a pour amplitude 0.04774, l'apodisation correspondante est 21.9.

d) Caractéristiques numériques

Le tableau ci-dessous regroupe les paramètres caractéristiques de quelques filtres :

- numéro du filtre
- valeur des coefficients $C_p = 2A_p \quad p > 1$
- largeur à mi-hauteur de l'erreur de restitution ou résolution RES.
- ordonnée du plus grand extremum secondaire EXT
- apodisation APO
- abscisse de l'extremum ABS

N°	C ₀	C ₁	C ₂	C ₃	RES	EXT	APO	ABS
0	1.0	0.0	0.0	0.0	1.206	-0.2139	4.7	1.375
1	1.0	1.0	0.0	0.0	2.000	-0.026	37.5	2.375
2	1.0	0.586	-0.282	0.132	1.582	-0.1476	6.8	1.875
3	-	-	-	-	1.772	0.0457	21.9	1.575
4	1.0	1.170	0.174	0.004	2.263	0.0029	342.5	3.500
5	1.0	1.270	0.281	0.011	2.457	-0.0004	2500	4.500
6	1.0	1.313	0.332	0.019	2.551	-0.0001	8333	4.500

Correspondance des filtres

N°	0	1	3	4	5	6
Nom	Créneau	Cosinus	Triangle	Saturne	Vénus 1	Vénus 2

Le filtre 4 a été utilisé pour la déconvolution de la coupe équatoriale de Saturne, les filtres 5 et 6 pour celle des coupes de Vénus.

La figure 1 montre plusieurs filtres apodisants avec en comparaison le filtre triangle.

La figure 2 représente les erreurs de restitution correspondante.

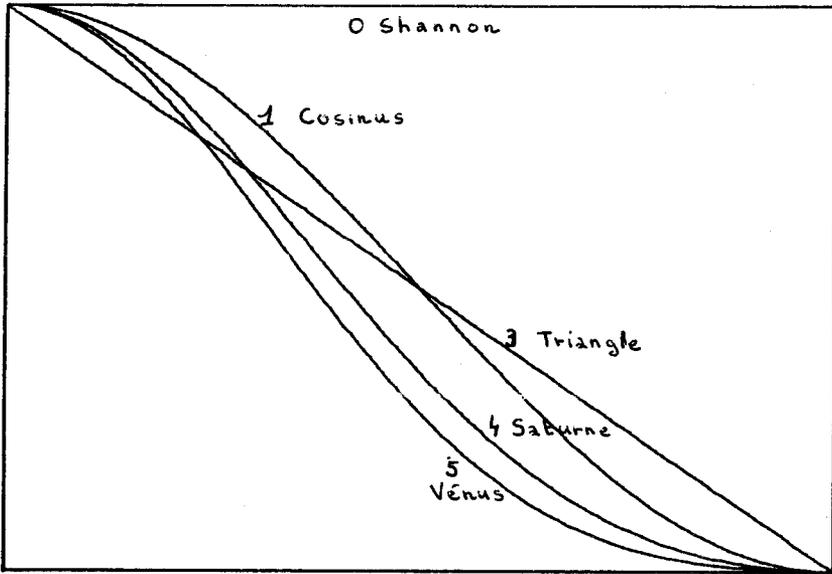


FIG 1 FILTRES APODISANTS

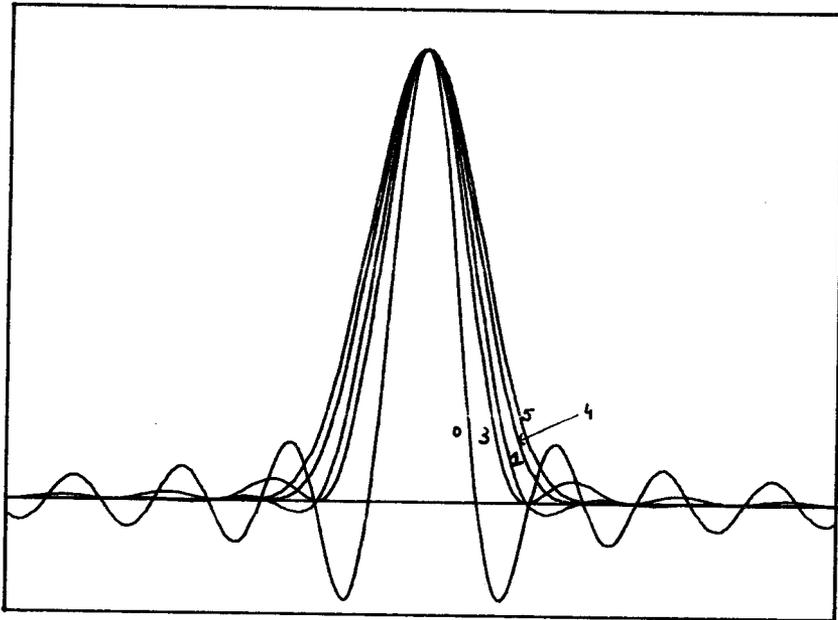


FIG 2 ERREURS DE RESTITUTION

4. CHOIX DU PAS DE DIGITALISATION

Le choix du pas de digitalisation d'un cliché et celui du pas "calcul" sont à étudier avec attention afin d'obtenir le meilleur rapport signal sur bruit possible. Le pas h_1 utilisé pour le calcul doit être en principe supérieur ou égal à celui de la digitalisation h_2 , pour que le traitement numérique lisse le bruit de l'enregistrement au lieu de l'amplifier.

Appelons R la résolution après déconvolution exprimée en seconde d'arc. Si le pas du calcul en seconde d'arc est h_1 on aura :

$$R = \text{RES} \cdot h_1$$

RES étant la résolution, exprimée en pas de Shannon, de l'erreur de restitution correspondante aux filtres figurant dans le tableau 1.

La résolution initiale du cliché est R_0 , le gain en résolution apporté par la déconvolution : $g = R_0/R$.

On a donc $h_1 = R_0/(g \cdot \text{RES})$

et h_2 pas de digitalisation du cliché est déterminé par :

$$h_2 = \alpha h_1 \quad \text{avec } \alpha < 1$$

$$\text{soit } h_2 = \alpha R_0/(g \cdot \text{RES})$$

Si le rapport signal sur bruit dans l'enregistrement est suffisant on choisira $\alpha = 1$

Dans les déconvolutions linéaires, la mauvaise connaissance de la fonction de transfert et le bruit, limitent en général g à la valeur 2.

On choisira donc le plus souvent pour pas de digitalisation

$$h_2 = R_0/(2 \cdot \text{RES})$$

Dans le cas de la déconvolution de Saturne ou $\text{RES} = 2.3$ le pas de digitalisation est voisin de $R_0/5$.

S'il est nécessaire d'obtenir un filtrage du bruit plus efficace, on réduira la bande passante de restitution par un choix de α inférieur à 1. Le gain en résolution pourra alors être obtenu en choisissant un filtre moins apodisant, donc plus résolvant.

5. LIMITATIONS DE LA DECONVOLUTION

L'accroissement de la fréquence de coupure ω_a est limité par deux raisons fondamentales : la mauvaise connaissance de la fonction de transfert et la présence du bruit dans l'enregistrement. Ces deux limitations, de nature physique différente, donnent des défauts de restitution distincts. Une mauvaise connaissance de la fonction de transfert provoque des oscillations parasites importantes, localisées dans les régions de fort gradient, non tolérables en raison de l'apodisation. Un très bon exemple de restitution détériorée par une mauvaise connaissance de la fonction de transfert est montré figure 3. Il faut alors améliorer la détermination de la fonction de transfert. On peut, par exemple, la modéliser par une famille de fonctions à un ou plusieurs paramètres et ajuster ces paramètres.

Si c'est le bruit qui limite la déconvolution, on voit apparaître sur la restitution des trains d'oscillations continus sur l'ensemble du spectre. Cet effet est très net sur la figure 4. Il faut alors diminuer la fréquence dynamique ω_a restreignant ainsi la bande des fréquences restituées.

Le système de traitement d'images que nous avons mis en place permet, de manière inter-active, de modifier tous les paramètres de la modélisation de la fonction de transfert et du filtre.

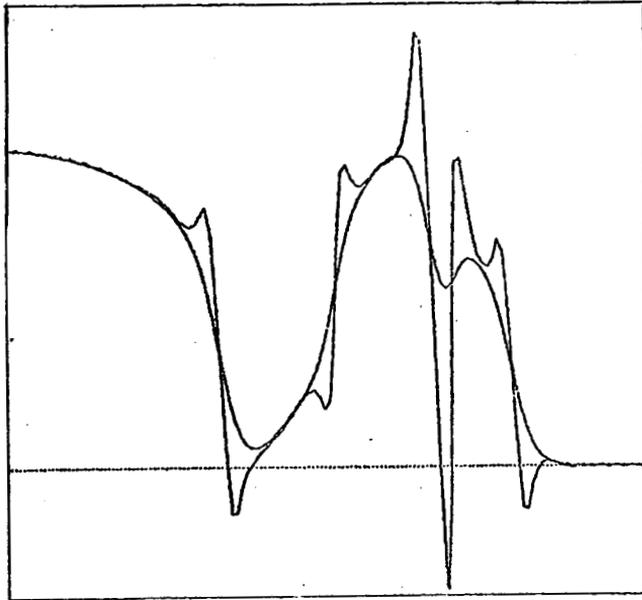


fig. 3 : méconnaissance de la fonction de transfert.

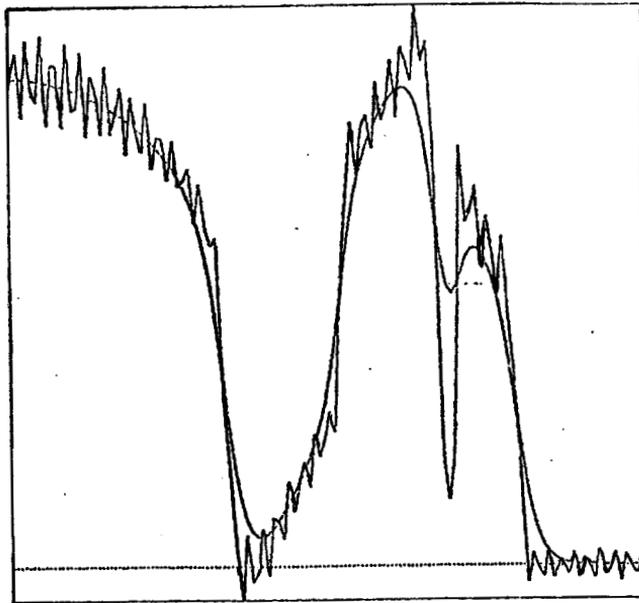


fig. 4 : Oscillations dues au bruit.

CHAPITRE II - Paragraphe 6

Article 1

APPLICATIONS DU FILTRAGE "DOSSIER"
UNE DIMENSION A UNE COUPE DES ANNEAUX DE SATURNE

Publication Interne de l'Université de Lille I

n° 94 - Octobre 1976

Classification AMS (MOS) 85-02

Extrait - *Certaines parties exposant des propriétés générales de la déconvolution linéaire et développées dans les chapitres I et II ont été supprimées.*

NOUVELLE DÉCONVOLUTION DES ANNEAUX DE SATURNE.

G. Coupinot - J. Hecquet

Dans un article précédent [1] l'un de nous avait cherché à obtenir la photométrie des anneaux de Saturne en effectuant la déconvolution d'un profil photométrique brut obtenue par P. Guérin [2]. La fonction d'étalement utilisée avait été tirée de l'image elle même. Le résultat principal de cette étude était que la division de Cassini n'est pas vide de matière résultat confirmé maintenant par K. Lumme [3]. Depuis nous avons cherché à améliorer la qualité de restitution de l'objet après déconvolution par une meilleure détermination de la fonction d'étalement et par l'utilisation d'un filtre de bruit mieux adapté. Ces deux objectifs ont été atteints dans le travail qui suit et nous ont permis d'obtenir une meilleure photométrie des anneaux de Saturne.

Recherche de la fonction d'étalement.-

Dans l'article cité précédemment, la fonction d'étalement avait été obtenue par ajustement d'un modèle théorique en créneau à la division de Cassini. Ce modèle était assez schématique et nous avons cherché à déterminer l'étalement de l'image par un meilleur moyen. Nous avons pensé utiliser la photométrie de l'image de l'ombre du globe sur les anneaux lorsque la planète est assez loin de l'opposition. Pour que cette méthode soit valable il faut pouvoir dissocier la variation photométrique intrinsèque des anneaux de la variation due à l'étalement. On peut penser obtenir une estimation de cette différence par l'étude de l'anse de l'anneau sans ombre portée ; malheureusement une asymétrie apparaît dans la photométrie des deux anses [4] rendant cette évaluation très imprécise. La méthode ne nous a donc fourni qu'une estimation

relativement grossière de l'étalement. Cependant elle nous a permis de nous rendre compte que l'étalement utilisé en 1972 avait été nettement sous-estimé.

Nous avons finalement décidé de mesurer l'étalement en utilisant l'image d'une étoile photographiée dans les mêmes conditions que la planète. Pour cela, en décembre 1974, Michel Aurière réalisa une série de clichés avec le télescope de 105 cm de l'Observatoire du Pic du Midi.

Le temps de pose utilisé (10 secondes) a permis d'intégrer les légères perturbations atmosphériques et d'homogénéiser l'étalement en le rendant isotrope sur l'ensemble du champ de la planète. Avant et après la prise d'une série de clichés sur Saturne, on réalisa dans les mêmes conditions de pose de nombreux clichés d'une étoile de comparaison (δ Gemeaux, magnitude 3.5, type spectral F0). On prit ainsi trois séries de clichés avec le même temps de pose à travers trois filtres neutres absorbants de densité respective 0, 0.59 et 1.07 afin d'augmenter la dynamique d'enregistrement de l'étalement, limitée à 30 environ par le film utilisé (Kodak Tri X développé 8 minutes au D19).

Les moyennes de chaque série de clichés stellaires furent ensuite raccordées par le calcul avec ajustement numérique afin d'obtenir une seule courbe représentant l'étalement moyen de l'image d'une étoile (figure 1, courbe pointillée).

Une intégration selon l'un des axes de coordonnées permet d'en déduire l'étalement de l'image d'une ligne lumineuse (figure 1, trait continu).

La fonction de transfert - transformée de Fourier de l'étalement ligne - peut d'ailleurs être calculée directement comme transformée de Hankel de l'étalement point, sans utiliser l'étalement ligne.

Il apparaît sur la figure 1 que la largeur à mi-hauteur de l'étalement point - 0"6 - est plus faible que celle de l'étalement ligne - 0"8 - : on perd en pouvoir de résolution en passant à une dimension. Par contre dans les pieds, l'étalement est sensiblement le même pour la ligne et pour le point. Par la suite, nous utiliserons comme estimation du pouvoir de résolution la largeur à mi-hauteur de la courbe d'étalement ligne.

Lors de leur étude de la photométrie des anneaux de Saturne, G. Wlerick et alter [5] avaient, pour évaluer la fonction d'étalement, fait l'hypothèse que le bord extérieur de l'anneau A est bien tranché et retombe brutalement à zéro. Dans une telle hypothèse, l'étalement est la dérivée du profil photométrique du bord extérieur de l'anneau A. Comme la dérivée calculée à partir des mesures elles-mêmes est très sensible au bruit, nous avons préféré, pour vérifier cette hypothèse calculer l'étalement d'un bord de plan (courbe en pointillé de la figure 2) que nous avons comparé à l'image observée (courbe en traits pleins de la figure 2). Tout est ramené à la distance standard de 9.539 UA.

L'accord est assez bon mais quelques légères différences subsistent. On peut les expliquer de la manière suivante :

- l'étalement du cliché (négatif sélectionné) est certainement un peu plus faible que l'étalement calculé (moyenne de plusieurs images stellaires).

- la photométrie du bord extrême de l'anneau A est assez mal connue en raison du bruit et de la mauvaise détermination de la caractéristique photographique dans cette région.

Or nous ne pouvions obtenir le profil photométrique en faisant la moyenne de plusieurs clichés de Saturne et en procédant à des raccordements

photométriques pour augmenter la dynamique (selon la technique utilisée pour l'image de l'étoile) car il en serait résulté une perte importante du pouvoir de résolution. Cependant l'écart entre les 2 courbes de la figure 2 est suffisamment faible pour que nous puissions considérer l'hypothèse d'un bord extérieur de l'anneau A bien tranché comme satisfaisante. Elle nous fournira une estimation raisonnable de l'étalement pour les clichés ne comportant pas d'étoiles de comparaison.

Photométrie des anneaux de Saturne.-

Nous avons appliqué la méthode de déconvolution avec filtre "Dossier" à plusieurs clichés de Saturne. Seul le cliché de décembre 1974 possède une étoile de comparaison, pour les autres, un modèle de fonction d'étalement a été ajusté pour obtenir la photométrie observée au bord extérieur de l'anneau A. Ce modèle a été recherché sous la forme du produit de convolution de deux gaussiennes par le profil d'Airy (afin d'introduire une fréquence de coupure pour la fonction de transfert).

Le meilleur cliché dont nous disposions était celui de P. Guérin de 1972 [6], nous présentons ici les résultats détaillés de sa déconvolution.

La figure 5 montre le profil photométrique observé tel qu'il résulte du passage au microphotomètre de 3 clichés. Aucun lissage manuel n'ayant été opéré, on voit le bruit réel de l'enregistrement. La largeur à mi-hauteur de la fonction d'étalement ramené à 9.539 UA est de 0"57.

La planète étant à une distance de 8.0470 UA lors de la prise du cliché, le pouvoir de résolution réel est de l'ordre de 0"65 à une dimension et de 0"5 à deux dimensions.

La figure 4 montre le résultat de la déconvolution pour une fréquence de coupure de $2''56^{-1}$ et une erreur de restitution de $0''45$ à mi-hauteur soit un gain en résolution de 1.26.

La figure 3 donne le résultat d'une déconvolution trop poussée pour laquelle la fréquence de coupure vaut $3''25^{-1}$ donnant une erreur de restitution de $0''35$ à mi-hauteur. Une oscillation parasite très importante dont la période est environ $0''38$ vient interférer avec la photométrie réelle des anneaux. On remarque cependant l'apparition d'une légère bosse dans le fond de la division de Cassini qui n'est pas plus creusée que dans la figure 4. Nous avons donc atteint le fond réel de cette division.

Un lissage manuel des oscillations parasites tenant compte des résultats obtenus avec plusieurs modèles voisins d'étalement conduit à présenter figure 6 - une photométrie vraisemblable des anneaux de Saturne avec une résolution voisine de $0''35$. Il existe certainement des accidents complexes (en particulier dans la structure de l'anneau B) que nous ne pouvons absolument pas figurer à cause de la méconnaissance de la fonction de transfert. On voit que le gain final maximal de la déconvolution est de 1.7. La figure 7 montre la comparaison de notre photométrie avec celle observée visuellement par Dollfus [7]. Le raccord est assez imprécis en raison des variations relatives de brillance des anneaux l'un par rapport à l'autre ; cependant l'accord est assez remarquable. Remarquons que le déboulement du maximum de l'anneau B n'a pas été figuré par Dollfus. Ce déboulement apparaît pourtant sur la photométrie de l'objet avant déconvolution. Nous ne l'avons pas obtenu sur les clichés de 1969 qui possèdent une résolution légèrement inférieure.

TABLEAU DES PRINCIPAUX ACCIDENTS DES ANNEAUX

	Mesures de Dollfus Micromètre à double image	Photographies de Guérin Saturne 1969 Saturne 1972	
Bord intérieur anneau B	13.32" ± 0"12	13"30	13"25
Minimum 1 anneau B		14"00	14"00
Minimum 2 anneau B		14"55	14"50
Minimum 3 anneau B		[14"20	14"00
Minimum 4 anneau B			14"40
Division Cassini fond	17"20 ± 0"03	17"20	17"15
Minimum 1 anneau A			18"10
Minimum 2 anneau A		18"50	18"50
Minimum 3 anneau A			19"30
Bord extérieur de l'anneau A	19"72 ± 0"05	19"90	19"90

B I B L I O G R A P H I E.

- [1] G. COUPINOT (1973) - Icarus 19 (21-223).
- [2] P. GUERIN (1983) - Icarus 19 (199-211).
- [3] K. LUMME (1974) - Astronomy and Astrophysic (33-39).
- [4] H. CAMICHEL (1958) - Annales d'Astrophysique n° 5.
- [5] WLERICK-ALTER (1962) - Colloque de Liège 24 (552-534).
- [6] P. GUERIN (1976) - C.R. Académie des Sciences Paris tome 282 série B.
- [7] A. DOLLFUS (1970) - Icarus 12 (101-117).

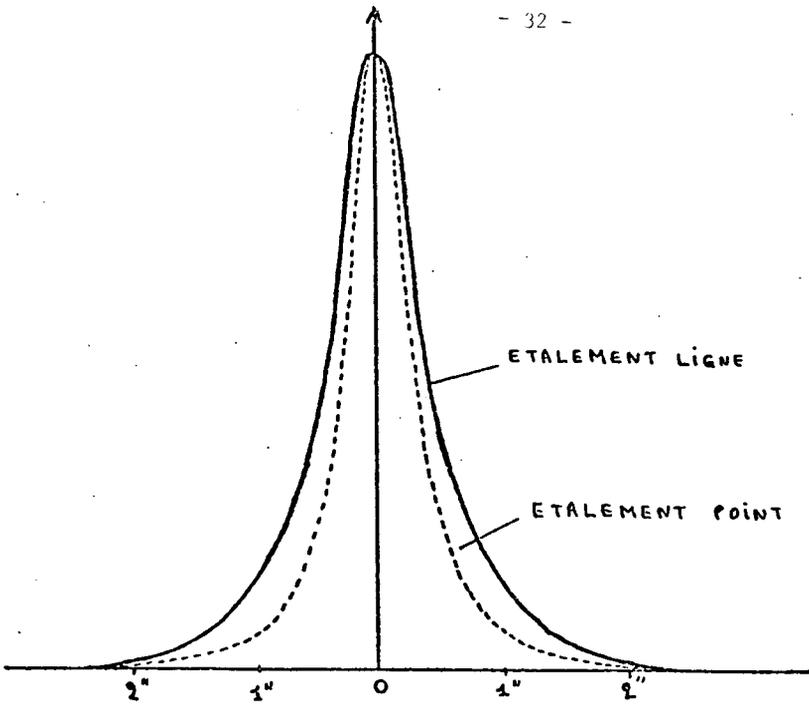


FIG. 1 : ETALEMENT DES IMAGES STELLAIRES

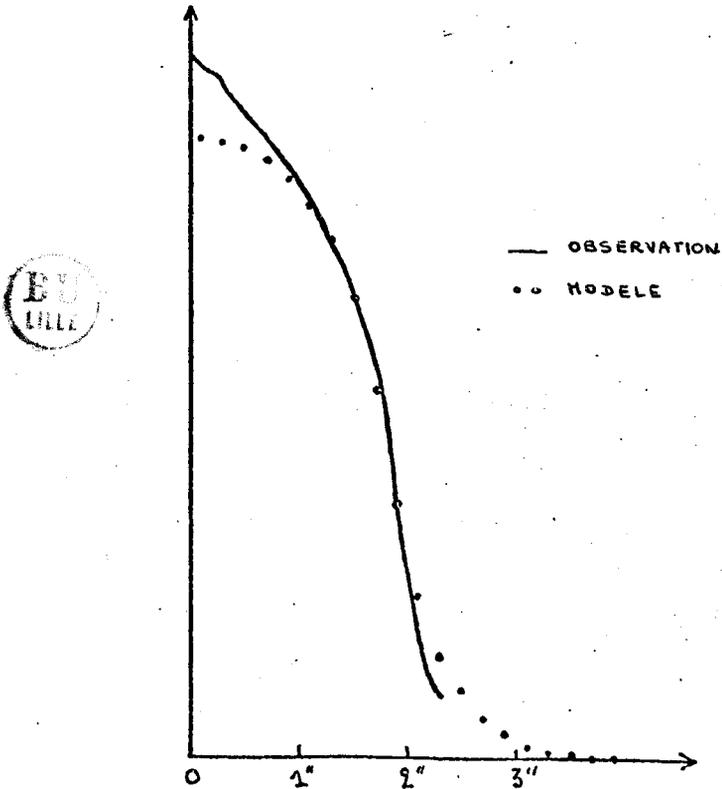


FIG. 2 : PROFIL DU BORD EXTERIEUR DE L'ANNEAU A

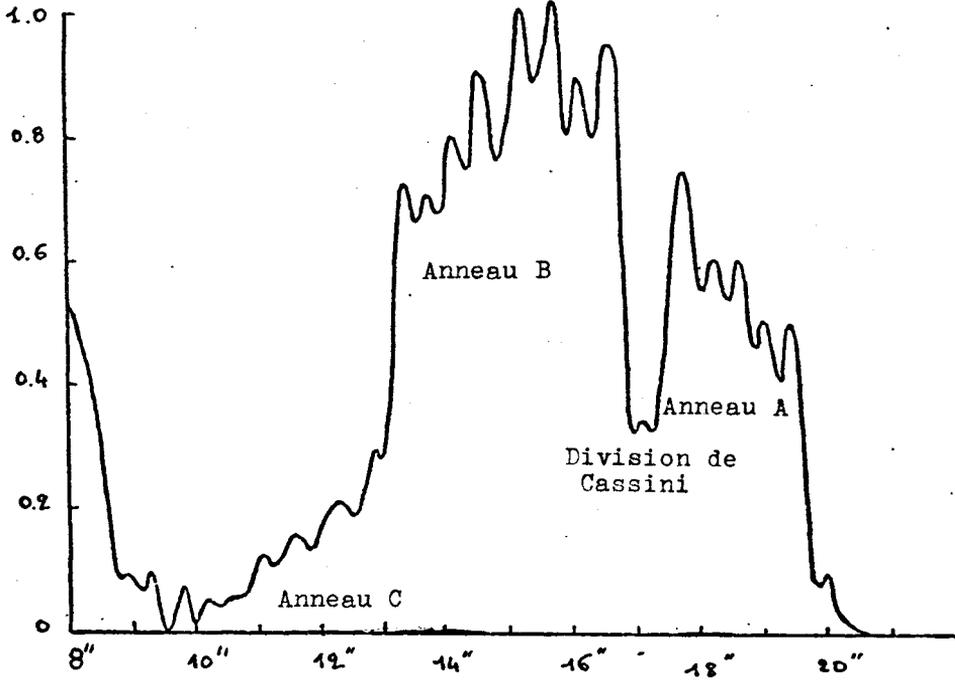


FIG. 3: SATURNE 1972 $R = 0.35''$

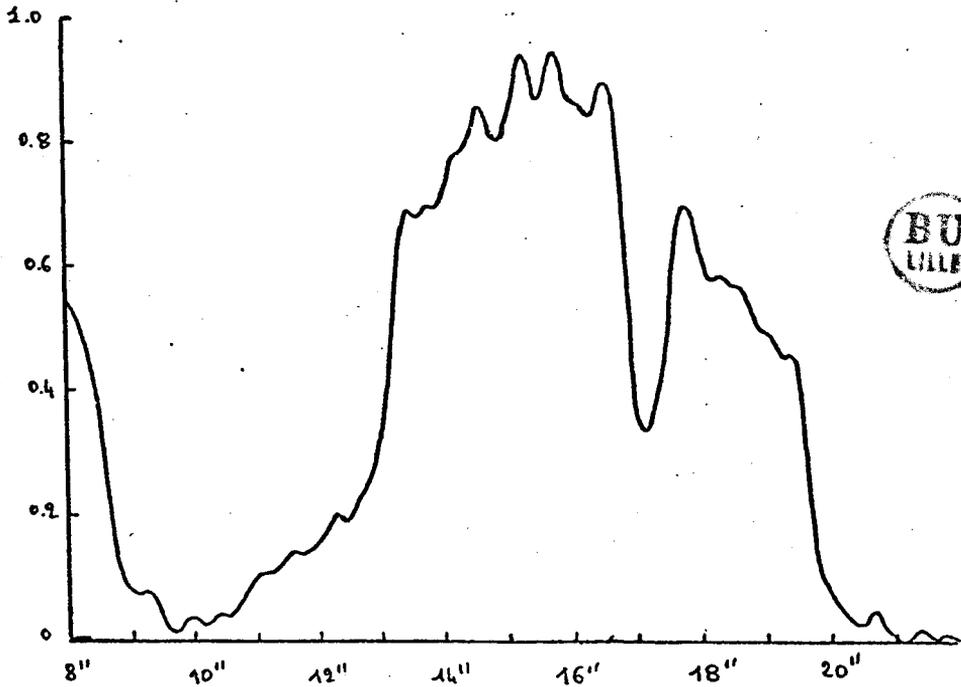


FIG. 4: SATURNE 1972 $R = 0.45''$

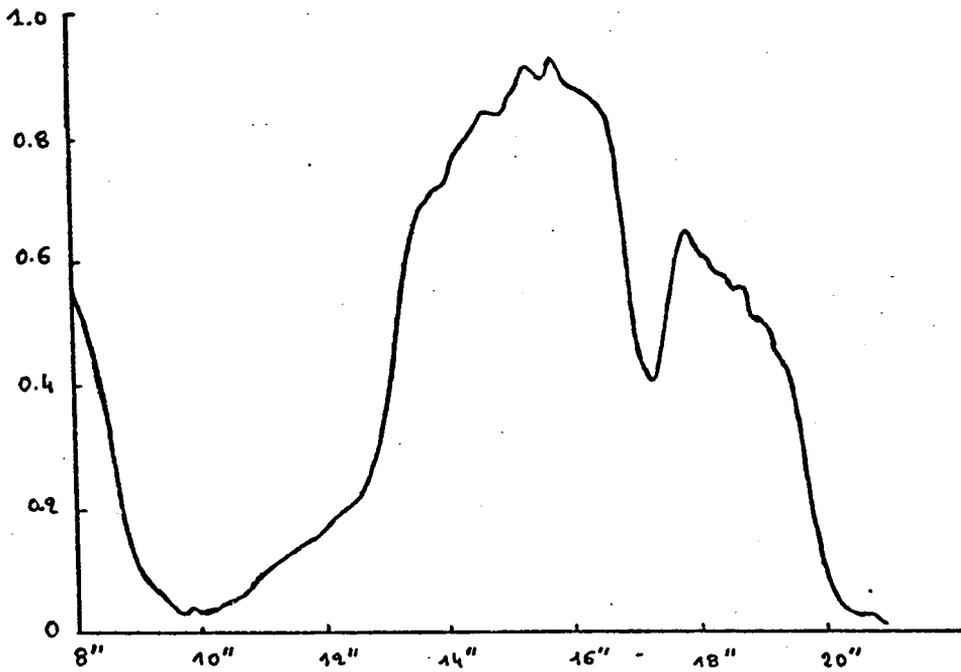


FIG. 5: SATURNE 1972 OBSERVE R = 0.57"

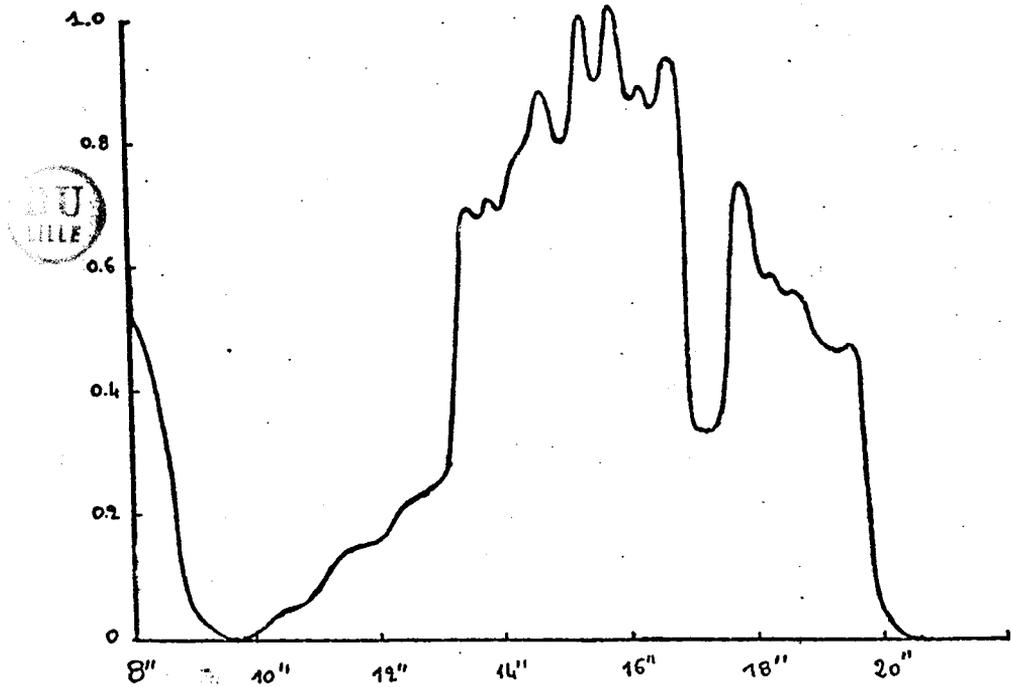


FIG. 6: SATURNE 1972 PHOTOMETRIE PROPOSEE R = 0.35"

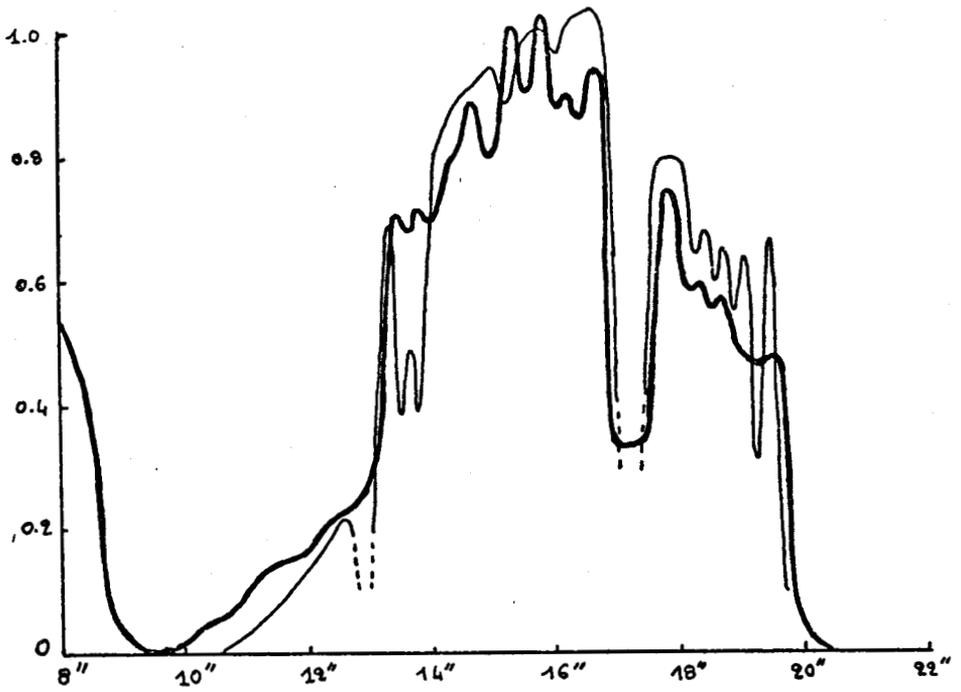


FIG. 7: COMPARAISON PHOTOMETRIE VISUELLE DOLLFUS



CHAPITRE III

DECONVOLUTION A DEUX DIMENSIONS

1. FILTRE APODISANT A DEUX DIMENSIONS

Le filtre apodisant utilisé à une dimension peut être généralisé à deux dimensions sous la forme d'un filtre isotrope.

Dans l'espace direct considérons un point M de coordonnées x, y , posons $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Il lui correspond dans l'espace des fréquences un point de coordonnées λ, ν tel que $s = \sqrt{\lambda^2 + \nu^2}$

Considérons les fonctions de Bessel de première espèce d'ordre zéro et un, respectivement J_0 et J_1 et soient λ_p les racines positives ou nulle de la fonction J_1 .

Le système $J_0(\lambda_p s)$ constitue l'extension à deux dimensions du système linéaire $\cos p\pi u$ (Watson 1922).

L'expression analytique, étendue à deux dimensions, des filtres "Dossier", exprimée en fréquence réduite est :

$$\tilde{F}(s) = A_0 \left[1 + \sum_{i=1}^{\infty} (B_i / J_0(\lambda_i)) J_0(\lambda_i s) \right]$$

Les B_i sont des coefficients numériques caractérisant chaque filtre.

De même qu'à une dimension la condition $\tilde{F}(1) = 0$ se traduit par une relation entre les coefficients :

$$1 + \sum_{i=1}^{\infty} B_i = 0$$

La fonction de restitution est la transformée de Fourier à deux dimensions de la fonction $\tilde{F}(s)$. Comme cette fonction est isotrope sa transformée de Fourier à deux dimensions se ramène à sa transformée de Hankel :

$$F(r) = 2\pi \int_0^{\infty} \tilde{F}(s) J_0(2\pi r s) s ds$$

soit en posant $u = \pi r$

$$F(r) = 2(J_1(u)/u) \left(1 + \sum_{i=1}^{\infty} B_i / (1 - (\lambda_i/u)^2) \right)$$

Comme pour les filtres à une dimension, suivant la valeur des coefficients B_i , la valeur de la résolution et de l'apodisation varient.

Pour la déconvolution de Markarian 325, nous avons adopté le filtre à 4 coefficients :

$$A_0 = 1 \quad B_1 = -1.2416 \quad B_2 = 0.2498 \quad B_3 = -0.0082$$

Le filtre et l'erreur de restitution étant isotropes, ils sont représentables par leur coupe radiale.

La figure 5 montre l'erreur de restitution du filtre "Markarian" avec en comparaison l'erreur de restitution d'un filtre "Shannon" deux dimensions dont la coupe radiale est un créneau.

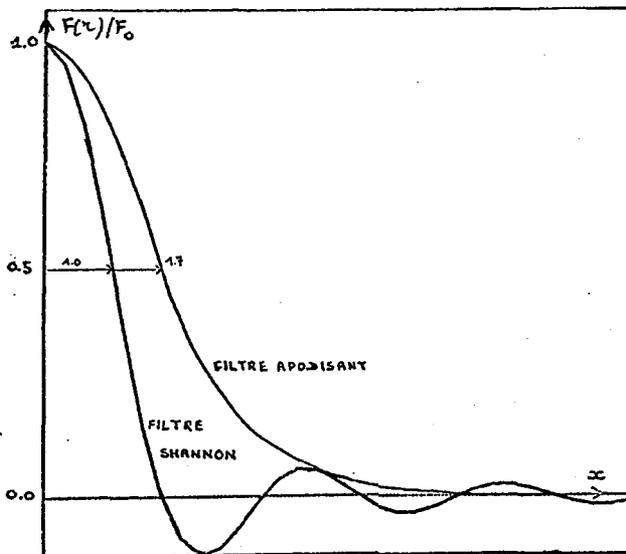


FIG. 5 : ERREURS DE RESTITUTION A 2 DIMENSIONS.

2. METHODE DE CALCUL

Nous avons recherché un algorithme de calcul nous permettant de traiter sur un ordinateur PDP 11/34, 16 bits, des images 512 x 512 en un temps qui ne soit pas prohibitif.

Notre choix a été guidé par trois remarques :

1°/ L'algorithme de Fast Fourier Transform optimisé pour les fonctions réelles paires dont la transformée de Fourier est réelle et paire, est l'un des plus rapides et utilise peu de mémoire.

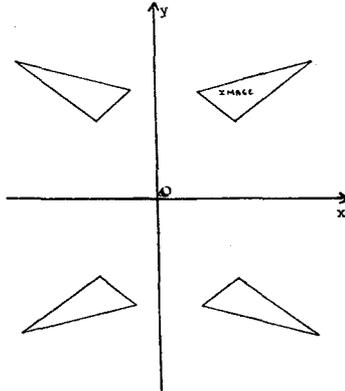
2°/ La fonction de transfert atmosphérique à une dimension, ou à deux dimensions sa coupe radiale sont pratiquement symétriques.

3°/ L'objet et l'image sont représentables par des fonctions à support compact du même ordre de grandeur.

L'image n'est pas en général bisymétrique, c'est à dire telle que

$$I(x,y) = I(-x, -y) = I(x, -y) = I(-x, y)$$

mais on peut la "bisymétriser" par adjonction de 3 images selon le schéma suivant



Nous choisissons l'origine et les axes de telle sorte que les supports des 4 images élémentaires soient suffisamment disjoints. Nous considérons l'une de ces parties comme l'approximation de l'objet. L'utilisation de cette procédure, plutôt que d'un algorithme classique, divise au

moins par 2 la taille de la mémoire centrale, de l'espace disque et du temps de calcul nécessaire à la restauration d'une image. Nous traitons ainsi des images 512 x 512 en 30 minutes.

3. CONCLUSIONS SUR LA DECONVOLUTION LINEAIRE

La déconvolution linéaire par filtrage de fréquences est un moyen simple et efficace d'amélioration de l'information.

Sa limitation provient essentiellement de la méconnaissance de la fonction de transfert de modulation et de l'inhomogénéité de cette fonction et du rapport signal sur bruit. Des méthodes non linéaires permettant en particulier la restitution des fréquences au-delà de la fréquence de coupure instrumentale ont été développées depuis une dizaine d'années au fur et à mesure que la puissance de calcul augmentait (Biraud 1969, Gull 1975, Lannes 1982). La méthode par maximum d'entropie commence à être appliquée assez couramment en astronomie. Les méthodes de déconvolution linéaire conservent cependant tout leur intérêt. Elles sont désormais utilisables, pratiquement en temps réel, pour sélectionner le cliché ou la portion du cliché qui doit être traité à plus grands frais par une procédure complexe. Le résultat d'une déconvolution linéaire utilisée comme image de départ dans une méthode itérative accélère la convergence. En outre la confrontation des résultats fournis par des méthodes différentes diminue les risques d'artefacts.

Enfin les procédures de déconvolution linéaire peuvent être implantées sur des microordinateurs dont la plupart sont dotés de coprocesseurs vectoriels spécialisés pour le calcul de la transformation de Fourier. Elles sont désormais des méthodes classiques, rapides et utilisables "en routine" par les astronomes.

A N N E X E I

MODELISATION DE LA FONCTION DE DISSIPATION A UNE ET DEUX DIMENSIONS PAR DES GAUSSIENNES. -

Rappelons que la largeur à mi hauteur de la fonction d'étalement est un estimateur du pouvoir de résolution. On choisit souvent pour fonction de dissipation à deux dimensions la fonction

$$D(\rho) = D_0 \left[(1-\alpha) e^{-\rho^2/k^2 a^2} + \alpha e^{-\rho^2/k^2 b^2} \right]$$

l'une des gaussiennes traduisant l'amplitude maximale de la dissipation et la deuxième les ailes de cette fonction. Déterminons la constante k pour que la gaussienne $G(x) = e^{-\pi x^2/k^2 a^2}$ ait pour largeur à mi hauteur a.

Il faut que $e^{-\pi/4k^2} = \frac{G(0)}{2} = \frac{1}{2}$ donc $\frac{\pi}{4k^2} = \text{Log } 2$ ou $k = 1,06447$.

D_0 est un facteur de normalisation.

La fonction de transfert à deux dimensions est :

$$\begin{aligned} I &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\pi(x^2+y^2)/k^2 a^2} \cos 2\pi \omega x \cos 2\pi \mu y \, dx \, dy \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\pi x^2/k^2 a^2} \cos 2\pi \omega x \, dx \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\pi y^2/k^2 a^2} \cos 2\pi \mu y \, dy \end{aligned}$$

comme $\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\pi \xi^2/a^2} \cos 2\pi \omega \xi \, d\xi = a e^{-\pi a^2 \omega^2}$

on a

$$I = k^2 a^2 e^{-\pi k^2 a^2 v^2} \quad (\text{avec } v^2 = \omega^2 + \mu^2)$$

$$\boxed{\tilde{F}(v) = D_0 \left[(1-\alpha) k^2 a^2 e^{-\pi k^2 a^2 v^2} + \alpha k^2 b^2 e^{-\pi k^2 b^2 v^2} \right]} \quad (1)$$

pour normaliser il faut choisir D_0 de telle sorte que

$$D_0 [(1-\alpha) k^2 a^2 + \alpha k^2 b^2] = 1 \quad \text{de telle sorte que } \check{F}(0) = 1.$$

Étalement à une dimension.

Nous avons vu que l'étalement à une dimension est obtenue par l'intégrale d'Abel de l'étalement à 2 dimensions soit

$$E(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} D(\rho) dy$$

et que la fonction de transfert à une dimension $\check{E}(\omega)$ est la fonction de transfert à 2 dimensions $F(\sqrt{\omega^2 + 0})$. La formule (1) donne donc :

$$\check{E}(\omega) = D_0 (1-\alpha) k^2 a^2 e^{-\pi k^2 \omega^2 a^2} + D_0 \alpha k^2 b^2 e^{-\pi k^2 \omega^2 b^2} \quad (2)$$

On peut d'ailleurs trouver directement cette expression en effectuant l'intégration de $E(x)$

$$E(x) = D_0 \int_{-\infty}^{+\infty} (1-\alpha) e^{-\pi(x^2+y^2)/k^2 a^2} + \alpha e^{-\pi(x^2+y^2)/k^2 b^2} dy$$

$$E(x) = D_0 (1-\alpha) e^{-\pi x^2/k^2 a^2} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\pi y^2/k^2 a^2} dy + D_0 \alpha e^{-\pi x^2/k^2 b^2} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\pi y^2/k^2 b^2} dy$$

Or $\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-t^2} dt = \sqrt{\pi}$ donc $\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\pi y^2/k^2 a^2} dy = ka$

finalement on obtient pour expression de $E(x)$:

$$E(x) = D_0 (1-\alpha) k a e^{-\pi x^2/k^2 a^2} + D_0 \alpha k b e^{-\pi x^2/k^2 b^2} \quad (3)$$

La transformée de Fourier de $E(x)$ a bien l'expression trouvée dans la formule (2).

Pour que $\check{E}(0) = 1$ il faut que

$$D_0 k^2 [(1-\alpha) a^2 + b^2 \alpha] = 1 \quad \text{soit } D_0 = \frac{1}{k^2 [(1-\alpha) a^2 + b^2 \alpha]}$$

Les fonctions de transfert à une et deux dimensions sont identiques alors que, dans l'étalement, le rapport des contributions des 2 gaussiennes est différent suivant qu'il s'agit de 1 ou 2 dimensions.

Résumé : Soient a, b, α les largeurs à mi hauteur et le coefficient d'amplitude relative des deux gaussiennes dans la fonction de dissipation à deux dimensions

$$D(\rho) = D_0 (1-\alpha) e^{-\pi \rho^2 / k^2 a^2} + D_0 \alpha e^{-\pi \rho^2 / k^2 b^2} .$$

La fonction de transfert à une ou deux dimensions est

$$\hat{F}(v) = D_0 \left[(1-\alpha) k^2 a^2 e^{-\pi k^2 a^2 v^2} + \alpha k^2 b^2 e^{-\pi k^2 b^2 v^2} \right]$$

(avec $v^2 = \omega^2 + u^2$ dans le cas à 2 dimensions).

L'étalement a une dimension est

$$E(x) = D_0 (1-\alpha) k a e^{-\pi x^2 / k^2 a^2} + D_0 \alpha k b e^{-\pi x^2 / k^2 b^2}$$

CHAPITRE III - Paragraphe 5

Article 2

PHOTOMETRIE DE LA HAUTE ATMOSPHERE DE VENUS

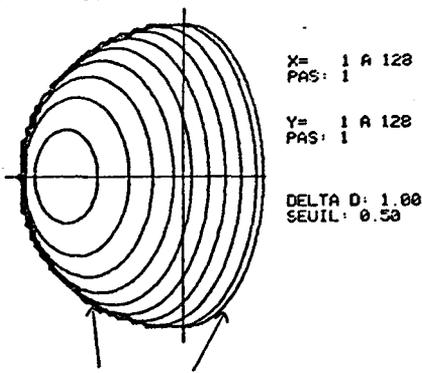
Extrait d'un rapport ATP Planétologie

INAG novembre 1978

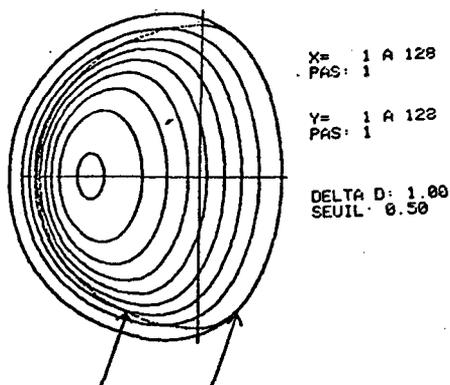
Introduction. Notre objectif était d'obtenir à partir de clichés à haute résolution de la planète Vénus une photométrie suffisamment précise pour être exploitée théoriquement. Un dépouillement antérieur (1) nous avait montré la nécessité pour parvenir à ce résultat de disposer de plusieurs séries de photographies prises dans des bandes spectrales étroites, susceptibles d'être calibrées avec une grande précision et d'être déconvoluées pour corriger l'effet de la turbulence atmosphérique.

Observations. Ces considérations nous ont amené à concevoir et réaliser une chambre planétaire automatisée au maximum permettant d'obtenir avec une mise au point aisée non seulement des clichés de la planète mais aussi des photographies de plages d'étalonnage et de traînées stellaires pour la détermination des courbes de calibration, de la focale du télescope et de l'orientation précise du champ. Avec cette chambre, C. BOYER a réalisé à l'OPMT entre les mois de juin et d'août 1977, 24 séries de clichés de Vénus à travers 7 filtres interférentiels de longueur d'ordre efficace comprise entre 4040 et 3110 Å et 2 filtres à bandes passantes larges centrées sur 4950 et 5700 Å, alors que l'élongation de Vénus était maximale.

Obtention de la photométrie observée. Actuellement cinq de ces séries ont été digitalisées au Centre de Dépouillement des Clichés Astronomiques de Nice, équipé d'un microdensitomètre FDS à deux dimensions couplé à un ordinateur PDP 11/40 (2). Chaque cliché a été converti en une matrice de densité. Les focales utilisées donnant des échelles de l'ordre de 250 µ par seconde alors que le pouvoir de résolution est de 0"4, une analyse au pas de 55 µ est suffisante pour respecter le théorème d'échantillonnage de Shannon. Etant donné le diamètre apparent de Vénus à cette époque 18" la matrice de densité peut être incluse dans une matrice 128x128. Nous avons adopté cette dimension standard pour toutes les matrices. Les échelons photométriques à travers les différents filtres analysés avec la même fente que les clichés de Vénus ont permis le tracé de courbes de calibration assurant la conversion densité/intensité à la précision relative de quelques pour cent. Une analyse de traînées stellaires avec la même direction de balayage que les clichés détermine a posteriori la direction vraie de balayage du microdensitomètre par rapport à la planète. Un programme de rotation corrige alors la matrice de densité pour que chacune de ses lignes représente la photométrie suivant une direction exactement perpendiculaire à la ligne des cornes. En outre, l'analyse des traînées stellaires permet de déterminer la focale du télescope à une précision de 1 %, ce qui est nécessaire si l'on veut localiser exactement le bord de la planète sur les clichés. A la fin de cette étape du dépouillement il est possible de tracer pour chaque photographie le réseau d'isointensités la caractérisant. Cependant l'étalement perturbe les isophotes et déplace la position apparente du bord de la planète ainsi que les figures suivantes le font apparaître.



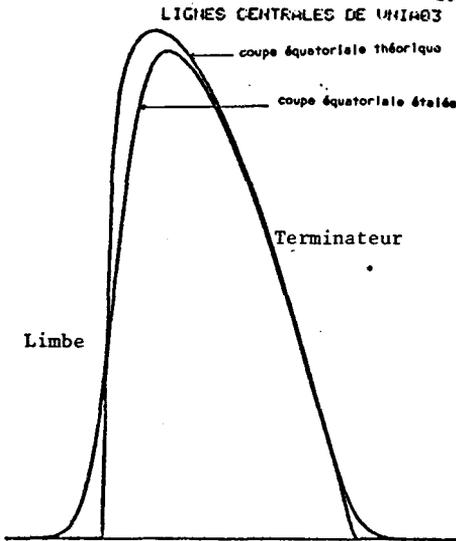
Limbe et terminateur théoriques



Limbe et terminateur étalés

Il importe donc de déconvoluer les clichés pour corriger ces effets.

Détermination de la fonction d'étalement. La photométrie $I(x,y)$ de l'image est liée à celle $B(x,y)$ de l'objet par l'équation de convolution (1) $I(x,y) = B(x,y) * L(x,y)$ où L est la fonction d'étalement. L'application de cette équation à une étoile dont la photométrie monochromatique peut être modélisée par un pic de Dirac, montre que la manière la plus directe d'obtenir L est de photographier avec le même temps de pose à travers tous les filtres une étoile proche de Vénus. Malheureusement les heures d'observation de cette planète nous ont contraint à une autre détermination de la fonction d'étalement.



Pour cela nous avons représenté $L(x,y)$ par la somme de 2 gaussiennes, une analyse statistique de clichés stellaires nous fournissant une évaluation des 3 paramètres de cette modélisation. Par convolution d'un modèle théorique de Vénus et de cette fonction nous avons pu étudier l'effet de l'étalement sur une coupe équatoriale : il ne modifie pratiquement pas le profil du terminateur, il n'altère que légèrement la position du maximum d'intensité et sa valeur, il modifie fortement le profil du limbe très sensible à la valeur des paramètres de la modélisation. Nous avons également constaté que la coupe équatoriale d'un modèle étalé à 2 dimensions diffère très peu de la coupe équatoriale d'un modèle théorique étalée après coup à 1 dimension avec un étalement équivalent. Ces résultats sont illustrés par la figure ci-contre.

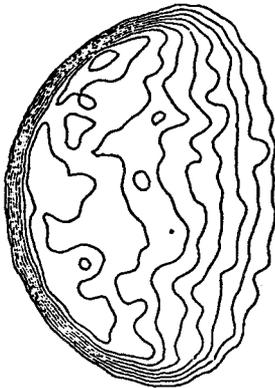
Cette étude préliminaire nous a amené à imaginer le procédé itératif suivant pour placer le centre de la planète et déterminer la fonction d'étalement. Une coupe équatoriale d'un modèle théorique est étalé à 1 dimension par une fonction somme de deux gaussiennes.

Cette coupe est comparée à la coupe observée et un ajustement en fonction de la pente du terminateur et de la position du maximum d'intensité fournit les paramètres du modèle (en particulier la position exacte du centre de Vénus). Après 3 itérations en moyenne le terminateur théorique étalé et le terminateur observé coïncident. On ajuste alors les paramètres de la fonction d'étalement pour que les profils des limbes coïncident eux aussi. Cette étude est faite évidemment pour les coupes de chacun des clichés pris avec les différents filtres. Pour l'une des séries de clichés nous disposons des photographies d'une étoile assez proche de Vénus. Nous les avons digitalisées et avons calculé la moyenne du carré des modules de leurs transformées de Fourier. Nous avons pu constater une très bonne coïncidence entre la fonction d'étalement ainsi déterminée et celle obtenue par notre modélisation.

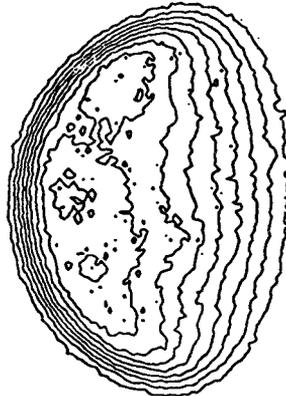
Déconvolution par Transformée de Fourier avec filtre apodisant. Cette méthode est une généralisation de celle employée à 1 dimension pour les anneaux de Saturne (3). L'enregistrement $E(x,y)$ est la somme de l'image réelle $I(x,y)$ et d'un bruit $N(x,y)$. Pour remonter à l'objet B il faut résoudre l'équation (2) $E = B * L + N$ dans laquelle N est inconnu. Si on désigne par F la transformée de Fourier de F l'équation (2) est équivalente à $\tilde{E} = \tilde{B} \cdot \tilde{L} + \tilde{N}$. On cherche une restitution approchée de l'objet après un filtrage \tilde{F} : on obtient une valeur approchée du spectre de l'objet (3) $\tilde{B} \tilde{A} = \frac{\tilde{E} \cdot \tilde{F}}{\tilde{L}}$ équation utilisable jusqu'à une certaine fréquence de coupure. Le choix d'un pas d'échantillonnage pour l'enregistrement E revient au choix d'une fréquence de coupure dans l'espace de Fourier. L'erreur de restitution est la transformée de Fourier du filtrage \tilde{F} . Nous avons choisi des filtres "apodisants" généralisant ceux dont B. DOSSIER (4) et ROBAUX - FOURNIER (5) ont donné les expressions analytiques à 1 dimension (la forme est une série de Dini-Bellel).

Ce filtrage remplace la fonction d'étalement réelle par une fonction apodisée partout positive et plus étroite (6). Il offre l'important avantage de fournir un critère permettant d'estimer a priori la largeur de fréquence qui peut être restituée en fonction du bruit présent dans le cliché. Cette méthode de déconvolution est donc à la fois efficace et sûre. Elle nous a permis jusqu'à présent de déconvoluer 8 clichés d'une série pris le 14 août 1977. Nous l'utiliserons pour déconvoluer l'ensemble des photographies obtenues au cours de la campagne d'observation 1977.

Conclusion. La chaîne de traitement des clichés de Vénus est maintenant entièrement au point et les moyens de visualisation dont nous disposons désormais la rendent entièrement opérationnelle. Un dépouillement minutieux et une déconvolution efficace aboutissent à des mesures photométriques précises permettant la superposition et la comparaison des réseaux d'isophotes photométriques dans différentes longueurs d'onde et pour différentes dates. Leur étude devrait permettre maintenant d'étudier l'évolution des structures UV dans l'atmosphère et leur corrélation avec les anomalies de polarisation. La simultanéité de plusieurs séries de clichés UV avec des observations polarimétriques permet d'espérer une meilleure connaissance de la nature et de la localisation des nuages absorbants dans la haute atmosphère de Vénus (7) - (8) - (9).



Isophotes déconvolués ($\lambda_e = 3600 \text{ \AA}$)



Isophotes non déconvolués ($\lambda_e = 3600 \text{ \AA}$)

- (1) G. GOUPINOT - J. HECQUET (1977) Publ. Int. USTL1 n°121
- (2) Bulletins intérieurs du CDCA (1975-1976)
- (3) G. GOUPINOT - J. HECQUET (1977) Publ. Int. USTL1 n°94
- (4) B. DOSSIER (1954) Revue d'Optique (3.6).
- (5) O. ROBAUX-FOURNIER (1971) Thèse de docteur es sciences - Labo Aimé Cotton
- (6) Y.C. BIRAUD ((1976) Revue de Physique appliquée (11)
- (7) A. DOLLFUS - L. COOFFEEN (1970) Astro - Astrophys (8)
- (8) C. DEVAUX (1977) Thèse de docteur es science physique USTL1
- (9) R. SANTER (1977) Thèse de docteur de specialites USTL1.



CHAPITRE III - Paragraphe 6

Article 3

FILTRAGE ET DECONVOLUTION A 1 ET 2 DIMENSIONS

APPLICATIONS AUX IMAGES ASTRONOMIQUES

OBSERVATOIRE DU PIC-DU-MIDI

F 65200 Bagnères de Bigorre (France) (*)

UNIVERSITÉ DES SCIENCES DE LILLE

BP 36, F 59650 Villeneuve d'Ascq (France) (**)

FILTRAGE ET DÉCONVOLUTION A 1 ET 2 DIMENSIONS APPLICATIONS AUX IMAGES ASTRONOMIQUES

G. COUPINOT (*), J. HECQUET (**)

MOTS CLÉS :

Déconvolution
Filtre apodisant

KEY WORDS :

Deconvolution
Apodizing-filter

Deconvolution techniques applied to astronomical images

SUMMARY : The main features of the restoration analysis described here utilize an apodizing filter technique to remove the noise and compensate for the seeing. The non-appearance of oscillations in the restitution error allows, using the *a priori* knowledges about the object, to decrease the limitation due to a raw determination of the smearing function. A gain in resolution of a factor ~ 2 is achieved over the original data. Photographic plates of Venus and electronographic images of the globular cluster M 15 obtained with the 1 m reflector at the Pic du Midi have been analyzed using this image restoration technique.

RÉSUMÉ : La caractéristique essentielle de cette méthode de déconvolution est l'utilisation d'un filtre apodisant qui limite considérablement les oscillations apparaissant dans l'erreur de restitution. Dans ces conditions, il est possible d'utiliser les connaissances *a priori* que l'on possède sur l'objet pour compenser dans une certaine mesure la limitation due à la méconnaissance de la fonction de transfert. Un gain en résolution de l'ordre de 2 peut être obtenu avec cette technique. Elle a été appliquée pour traiter des clichés photographiques de la planète Vénus et des images électroniquegraphiques de l'amas globulaire M 15 obtenus au télescope de 1 m du Pic du Midi.

DÉCONVOLUTION PAR TRANSFORMÉE DE FOURIER AVEC FILTRE DE BRUIT

L'enregistrement E d'une image est relié à l'objet B par la relation de convolution $E = B * D + N$ où D est la réponse percussionnelle de l'appareil de mesure et N le bruit. La déconvolution consiste à déterminer la photométrie de l'objet B à partir des enregistrements de E et D et des propriétés statistiques du bruit. Dans l'espace de Fourier on a $\tilde{E} = \tilde{B} \cdot \tilde{D} + \tilde{N}$ (en notant \tilde{F} la transformée de Fourier d'une fonction F). Dans le cas d'images optiques, la fonction de transfert \tilde{D} est nulle au-delà de la fréquence de coupure théorique ω_c de l'instrument. Cependant à cause du bruit, le calcul d'un spectre approché de l'objet par $\tilde{B}\tilde{A} = \tilde{E}/\tilde{D}$ est limité en pratique à une fréquence $\omega_d < \omega_c$ représentant la fréquence de coupure dynamique de l'enregistrement. En présence d'un bruit d'écart quadratique σ_N , ω_d est défini par $|\tilde{D}(\omega_d)| < \sigma_N / \sqrt{|\tilde{E}(0)|^2}$ [1]. Pour que l'amplification du bruit ne détériore pas la restitution obtenue, on calcule un spectre approché $\tilde{B}\tilde{A} = \tilde{E} \cdot \tilde{F}/\tilde{D}$ où \tilde{F} est une fonction de filtrage. On

obtient pour restitution de l'objet $BA = B * F + N * G$. L'erreur de restitution F est la transformée de Fourier du filtrage \tilde{F} et G , fonction de restitution, celle de \tilde{F}/\tilde{D} .

FILTRAGE APODISANT UNE DIMENSION

Les méthodes classiques de déconvolution et les erreurs de restitution correspondantes ont été étudiées [2, 3]. Leur convolution avec l'objet B provoque dans l'approximation calculée de l'objet des oscillations qui peuvent être inacceptables dans certaines applications [4]. C'est pourquoi nous avons recherché des filtres *apodisants* pour lesquels ces artefacts de calcul sont très faibles. Nous avons choisi des filtres apodisants semblables à ceux utilisés dans [5] et [6]. Ces filtres à support limité en fréquence au domaine $[0, \omega_d]$ conduisent à l'erreur de restitution

$$F(x) = (\sin 2\pi\omega_d x / 2\pi\omega_d x) * \sum_{i=0}^{\infty} A_i \delta(x - i\Delta x)$$

où les coefficients A_i ne dépendent que du degré d'apodisation, plus on apodise, plus on augmente la largeur à mi-hauteur de la courbe de restitution et plus on diminue en conséquence le pouvoir de résolution (figure 1).

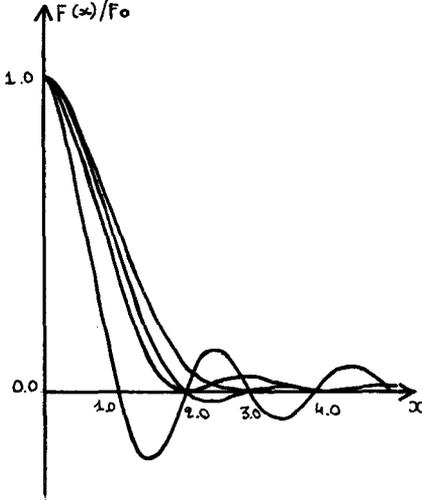


FIG. 1. — Erreur de restitution de filtres à une dimension.

LIMITATIONS DE LA DÉCONVOLUTION. INTÉRÊT DU FILTRE APODISANT

L'accroissement de la fréquence de coupure dynamique ω_d est limité par deux raisons fondamentales : la présence du bruit dans l'enregistrement et la méconnaissance de la fonction de transfert. La méconnaissance de la véritable fonction de transfert \hat{D} se traduit par l'emploi d'une fonction de transfert approchée \hat{D}_a et d'un filtre $\hat{F}_a = \hat{F} \cdot \hat{D} / \hat{D}_a$. L'erreur de restitution réelle F_a est donc le produit de convolution de l'erreur de restitution attendue F , qui est apodisée, par la transformée de Fourier de \hat{D} / \hat{D}_a qui peut présenter, elle, de fortes oscillations. Ces oscillations pourront être détectées si l'on possède des connaissances *a priori* sur l'objet et le bruit. C'est le cas par exemple lorsque la restitution d'un objet positif présente des parties négatives d'amplitude supérieure au bruit ; on en déduit que la fonction de transfert a été mal évaluée et qu'il faut l'améliorer pour obtenir une restitution acceptable. La méthode la plus efficace consiste alors à la modéliser. Dans le cas des images à long temps de pose, on sait que la fonction de transfert moyenne peut s'écrire sous la forme du produit de la fonction de transfert du télescope par une fonction de transfert caractérisant le rôle de l'atmosphère [7].

Lorsque c'est le bruit qui limite la déconvolution, il faut diminuer la fréquence de coupure dynamique ω_d , restreignant ainsi la bande des fréquences restituées.

DÉCONVOLUTION A DEUX DIMENSIONS

Les filtres apodisants utilisés à une dimension peuvent être généralisés à deux dimensions sous la forme d'un développement en série de fonctions de Dini-Bessel [5]. Nous avons adopté un filtre à 3 coefficients, correspondant à une apodisation maximum [5]. Malgré son degré d'apodisation, ce filtre conserve un assez bon pouvoir de résolution avec une largeur à mi-hauteur de l'erreur de restitution égale à 1,7 fois celle de la restitution de Shannon (figure 2). On peut calculer pour chaque filtre le pouvoir de résolution correspondant pour une fréquence de coupure donnée et une apodisation fixée. Cette fréquence de coupure est au plus égale à la fréquence de Nyquist du pas d'échantillonnage ; on pourra être amené à échantillonner avec un pas inférieur au pas de Shannon suivant le pouvoir de résolution escompté.

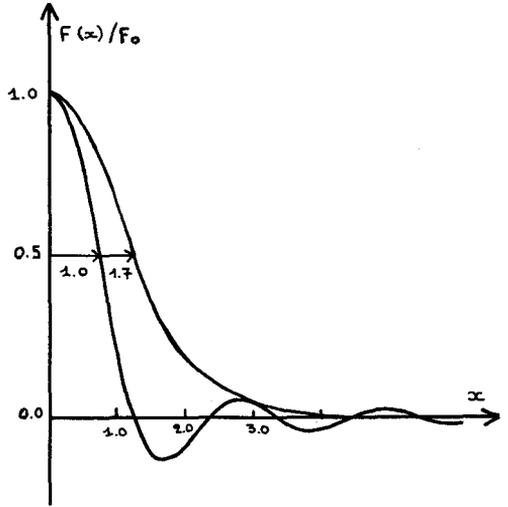


FIG. 2. — Erreur de restitution de filtres à deux dimensions.

APPLICATION AUX IMAGES ASTRONOMIQUES

Clichés de Vénus. Notre objectif était d'obtenir à partir de clichés haute résolution de la planète Vénus, une photométrie suffisamment précise pour être comparée à la photométrie théorique obtenue pour différents modèles d'atmosphère [8]. Sur le réseau d'isophotes déconvoluées, on peut placer plus facilement les positions du centre, du bord et du limbe, afin de comparer les isophotes observées aux isophotes théoriques [9].

Amas M 15. L'étude photométrique du centre des amas globulaires a été entreprise par M. Aurière à partir de clichés caméra électronique pris au télescope de 1 m de l'Observatoire du Pic du Midi. Dans ce cas, la fonction de transfert peut être tirée du cliché lui-même en prenant dans le champ l'image d'une étoile

isolée. Dans le cliché étudié, la largeur à mi-hauteur, que l'on peut assimiler au pouvoir de résolution, est de $1,2''$.

Le pouvoir de résolution a été augmenté d'un facteur 1,6 ainsi qu'on peut le constater sur la figure 3 représentant la coupe centrale de l'étoile isolée qui a servi à obtenir la fonction de transfert. La figure 4 représente un réseau d'isophotes avec un seuil et un pas de 0,6, de l'image observée de l'amas, tandis que la figure 5 représente le même réseau après déconvolution. On peut noter que le nombre d'isophotes est augmenté, montrant ainsi comment une amélioration de la résolution correspond à une concentration de l'énergie autour de la position de chaque étoile.

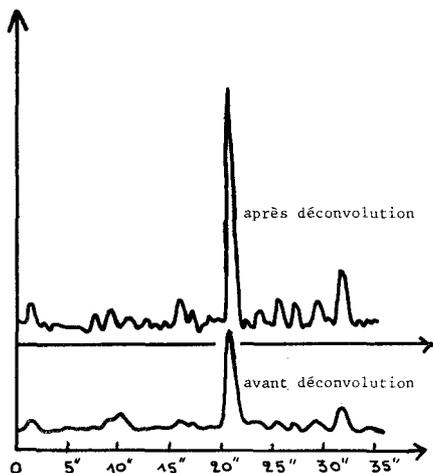


FIG. 3. — Coupe centrale d'une étoile isolée.

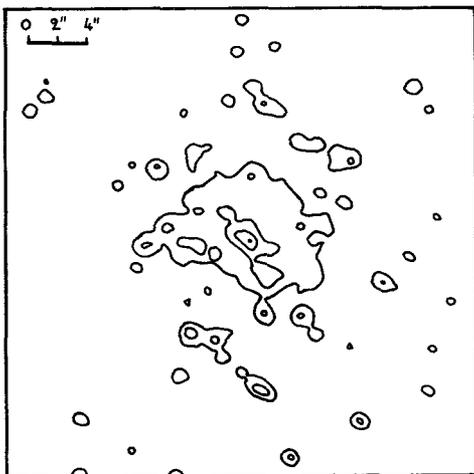


FIG. 4. — Isophotes de l'amas M 15, avant déconvolution.

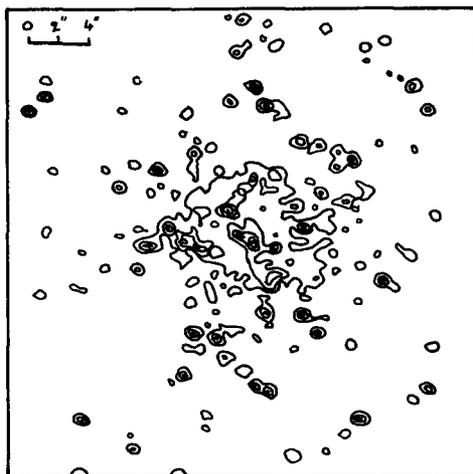


FIG. 5. — Isophotes de l'amas M 15, après déconvolution.

CONCLUSION

La méthode de déconvolution employée est un traitement simple pouvant être mis en œuvre sur de petits ordinateurs sans nécessiter de trop longs temps de calcul ; elle permet néanmoins d'augmenter le pouvoir de résolution d'un facteur 2 environ, variable naturellement suivant la détermination plus ou moins bonne de la fonction d'appareil, la nature et l'amplitude du bruit, l'ensemble des connaissances *a priori* que l'on possède sur l'objet.

L'immense avantage du filtre apodisant employé est qu'il n'introduit lui-même aucune oscillation comme artefact de calcul dans la restitution. Les programmes de traitement en conversationnel, avec visualisation possibles à chaque étape, permettent d'agir sur les paramètres de la fonction de transfert, le degré d'apodisation des filtres et la fréquence dynamique utilisée, afin d'obtenir une restitution respectant les connaissances *a priori* de l'objet. Dans le cas où la fonction de transfert est exactement connue, ce qui sera le cas dans les enregistrements du Space Telescope, cette méthode permet d'atteindre la résolution théorique du télescope.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] BIRAUD (Y.). — *Rev. Phys. Appliquée*, 1976, 11, 203.
- [2] COUPINOT (G.). — *Thèse*, 1974.
- [3] COUPINOT (G.). — *Icarus*, 1973, 19, 212.
- [4] COUPINOT (G.), HECQUET (J.). — *Nouvelle déconvolution des Anneaux de Saturne*. Publication USTL, 1976, 1.
- [5] ROIZEN-DOSSIER (B.). — *Thèse*, 1954.
- [6] ROBAUX-FOURNIER (O.). — *Thèse*, 1971.
- [7] RODDIER (F.). — *Rev. Phys. Appliquée*, 1976, 11, 195.
- [8] HERMAN, COUPINOT, HECQUET. — *Photométrie de la haute atmosphère de Vénus. Rapport DGRST*, 1977.
- [9] COUPINOT (G.), HECQUET (J.). — *Photométrie déconvoluée de Vénus. Journée de planétologie de l'INAG* (nov. 78).

CHAPITRE III - Paragraphe 7

Article 4

HIGH RESOLUTION IMAGERY OF THE CLUMPY IRREGULAR
GALAXY MARKARIAN 325 = NGC 7673

High resolution imagery of the clumpy irregular galaxy Markarian 325 = NGC 7673

G. Coupinot and J. Hecquet *Observatoire du Pic-du-Midi*

J. Heidmann *Observatoire de Paris*

Received 1981 July 17

Summary. High resolution imagery of the clumpy irregular galaxy Mkn 325 shows that some clumps have sizes ~ 300 pc while some may still be unresolved and ≤ 100 pc. In spite of dimensions comparable to – or even smaller than – those of the giant H II complex 30 Doradus, one clump has a star formation rate 100 times higher.

1 Introduction

The galaxy NGC 7673 = IV Zw 149 = Mkn 325 = UGC 12607 = MCG 4-55-14 is a non-Seyfert Markarian galaxy exhibiting several bright compact spots (Vorontsov-Vel'yaminov & Arhipova 1964; Sargent 1970; Zwicky 1971). Optical spectra are typical of H II regions (Sargent 1970; Bottinelli *et al.* 1975). Its morphology shows an agglomeration of eight clumps scattered in a common triangular envelope, with tails and bridges, typical of clumpy irregular galaxies (Casini & Heidmann 1976a, b). *UBV* photometry by Huchra (1977) leads to $U-B = -0.43$ and to the very high absolute B magnitude -22.1 (with a Hubble constant $75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$). Mkn 325 has also a wide 21-cm neutral hydrogen line and forms a physical stable pair with Mkn 326 which lies 95 kpc away (Bottinelli *et al.* 1975). In the far ultraviolet its clumps each radiate on the mean 120 times more than the giant H II region 30 Doradus and as much as 8000 O8V + 20 000 B8I stars (Benvenuti, Casini & Heidmann 1980, 1982).

Here we present new data from high resolution imagery obtained from first-light photographs of the recently operating 2-m telescope at Pic-du-Midi.

2 Observations

Plates were taken in 1980 September at the $f/25$ Cassegrain focus of the Pic-du-Midi 2-m telescope behind an ITT F4708 single-stage image tube with a S-20 extended red photocathode. Exposures were 2–8 min, the scale 4 arcsec mm^{-1} and the seeing around 0.8 arcsec (Plate 1). The plates were scanned with the PDS microdensitometer of the Centre de Dépouillement des Clichés Astronomiques in Nice using a $40 \times 40 \mu\text{m}$ slit.

452 *G. Coupinot, J. Hecquet and J. Heidmann*

A set of flat field plates with known relative intensities were used to calibrate the system (Fig. 1). The tube can be used up to 15 mm from its centre. If we divide this region into three zones, the calibration curves obtained are similar to those from Tri-X film, have the same slope in their linear parts and can be superimposed by a translation. In order to obtain photometry at the 5 per cent level one should use the three different curves. We used the mean one instead, attaining an accuracy of 15 per cent. The set of isophotes obtained has then been deconvolved by a Fourier transform method with an apodizing filter (Coupinot & Hecquet 1979). The smearing function used was taken as the sum of two Gaussians whose parameters were evaluated through fitting to the profile of a star in our field (40 arcsec north of clump I, Fig. 2). This restoration analysis gave a resolution of 0.5 arcsec for our 2-min exposure plate (Fig. 2).

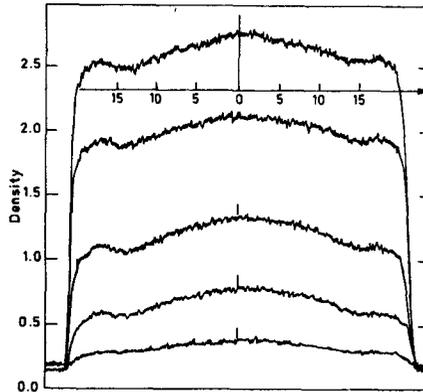


Figure 1. Photographic densities versus distance from centre of image tube plates in mm for various uniform field exposures.

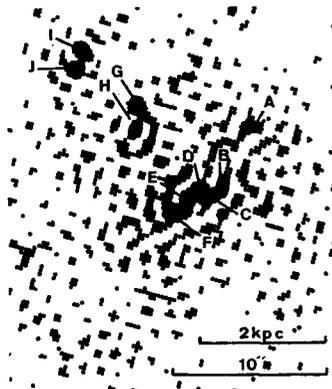


Figure 2. High-contrast deconvolved intensity isophotal map of Mkn 325 2-min exposure. Clumps are labelled A-J from west. North is up; 10 arcsec and 2 kpc scales are given. Resolution is 0.5 arcsec.

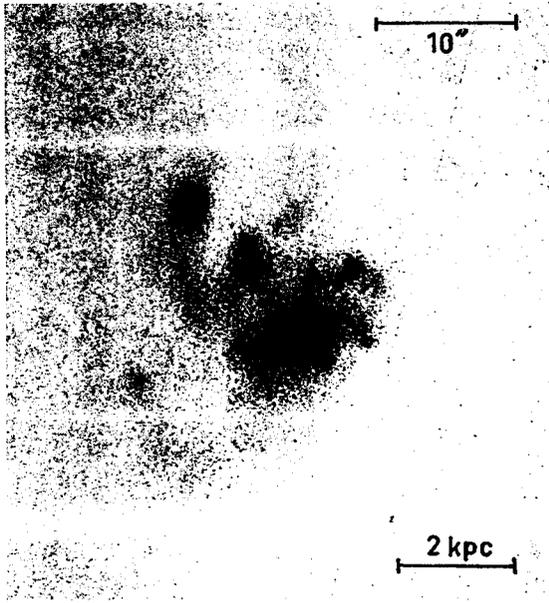


Plate 1. Pic-du-Midi 2-m telescope photograph of Mkn 325. One-stage image tube 2 min exposure. North is up, east left; 10 arcsec and 2 kpc scales are given. Seeing is 0.9 arcsec.



3 Sizes of the clumps

The gain in resolution over previous photographs gives interesting results. The strongest clump to the NE, which was described as elongated by Casini & Heidmann, is now resolved into two components, I and J, separated by 1.1 arcsec. At a distance of 49 Mpc, this corresponds to 260 pc (1 arcsec = 240 pc). More clumps appear distinctly. They are labelled in Fig. 2. The fat elongated main mass to the SW breaks down into a wavy conglomeration of five of them, B-F, separated by 1.2 arcsec or 280 pc. Some, like B or H, appear resolved with dimensions reaching 1.2-1.4 arcsec, i.e. ~ 300 pc. Some, like C, may still be unresolved, with sizes smaller than or comparable to 100 pc.

On our longer exposure photograph the isophotes include the peculiar faint 19th magnitude elongated object 0.4 arcmin to the north of and pointing towards the centre of Mkn 325 which was noted by Vorontsov-Vel'yaminov & Arhipova (1964). It is similar (Casini & Heidmann 1976b) to the one noted by Arp (1966) pointing towards the nucleus of UGC 5029 which is physically paired with Mkn 111 = Arp 300 (Casini, Denisjuk & Heidmann 1981). However, we cannot decide whether the isophotal link corresponds to a photographic effect or to a physical association.

4 Magnitudes of the clumps

As a first step we evaluated the relative intensities of the clumps using a model for the galaxy made up of a number of point sources spread by the smearing function plus a continuum background with surface brightness constant around each group of clumps but different from one group to the other. Then we measured the intensity of clump J in two ways: by comparing the intensity integrated over clumps I and J to that integrated over our field star or to total intensity of the whole galaxy. The magnitude of the star was found to be $B = 16.6$ from its diameter on the Palomar Sky Survey and using King & Raff's (1977) relation. The magnitude of the galaxy was taken as $B = 13.4$ from Huchra's (1977) value in a 41 arcsec diaphragm, close to the size of our region of integration. We use the B system, close enough to the response of the instrument, thus obtaining $B = 17.3$ for clump J by both methods. Table 1 gives the relative intensities and apparent magnitudes of the clumps.

The clumps are extraordinarily luminous. Their mean apparent magnitude is 17.5. With a galactic absorption $A_B = 0.31$ (de Vaucouleurs, de Vaucouleurs & Corwin 1976) this corresponds to a mean corrected absolute magnitude -16.2 or an intrinsic luminosity of $4.4 \times 10^8 L_\odot$. Similar results were obtained for the two other clumpy irregular galaxies

Table 1. Luminosities of the clumps of Mkn 325.

Clump	Relative intensity	Apparent magnitude
A	0.30	18.6
B	0.62	17.8
C	1.37	17.0
D	0.82	17.5
E	0.88	17.4
F	1.50	16.9
G	0.36	18.4
H	0.20	19.0
I	1.07	17.2
J	1.00	17.3

Mkn 7 and 8 by Börngen & Kalloghlian (1974). It is interesting to relate this luminosity to the information obtained on the early star content of Mkn 325 from *IUE* ultraviolet spectra (Benvenuti *et al.* 1980, 1982). The short wavelength (115–200 nm) spectrum of Mkn 325 included clumps B–H in the *IUE* slit and was interpreted as due to the radiation of 3.0×10^4 O8V + 8.0×10^4 B8Ia stars. Using, for example, Allen's (1973) data on the optical luminosities of such stars, one finds that in the optical range the stars implied by the *IUE* observations radiate $4.4 \times 10^9 L_{\odot}$. On the other hand from our present Pic-du-Midi observations clumps B–H radiate $3.1 \times 10^9 L_{\odot}$. The agreement is remarkable and gives further weight to the conclusion obtained from the *IUE* data that the clumps are *hyperactive H II complexes* in which star formation occurs on an exceptional scale.

5 Conclusion

High resolution imagery of the clumpy irregular galaxy Mkn 325 has shown that some clumps have dimensions ~ 300 pc while others may still be unresolved with diameters $\lesssim 100$ pc. The large ones are comparable in linear dimensions to the giant H II complex 30 Doradus in the Large Magellanic Cloud – see e.g. the 5000 GHz map by McGee, Brooks & Batchelor (1972, fig. 11), where $500 \text{ pc} \sim 30 \text{ arcmin}$. The most interesting fact is that, in spite of having comparable – or even smaller – linear dimensions, a clump has undergone a burst of star formation producing on average a hundred times as many early type stars as 30 Doradus (Benvenuti *et al.* 1980, 1982). This leads to the working hypothesis that a clump is a complex of overall size similar to the large scale dimension of the 30 Doradus giant H II region – i.e. a few hundred pc – stuffed or packed with a hundred active regions each comparable in luminosity to the Doradus core, with sizes $\lesssim 100$ pc. Yet, smaller still more compact clumps could exist.

In order to test this model and to investigate the unusual physical conditions of such packing, further high resolution work on clumpy galaxies is contemplated with the Pic telescope and more especially with the Faint Object Camera of the Space Telescope (Heidmann 1979, 1980; Casini *et al.* 1980).

References

- Allen, C. W., 1973. *Astrophysical Quantities*, Athlone Press, London.
- Arp, H., 1966. *Astrophys. J. Suppl.*, 14, 1.
- Benvenuti, P., Casini, C. & Heidmann, J., 1980. *Proc. 2nd European IUE Conf.*, Tübingen, p. 263.
- Benvenuti, P., Casini, C. & Heidmann, J., 1982. *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 198, 825.
- Börngen, F. & Kalloghlian, A. T., 1974. *Astrofizika*, 10, 159.
- Bottinelli, L., Duflot, R., Gouguenheim, L. & Heidmann, J., 1975. *Astr. Astrophys.*, 41, 61.
- Casini, C., Coupinot, G., Hecquet, J. & Heidmann, J., 1980. Workshop on *Préparation aux observations avec le Télescope Spatial*, Institut d'Astrophysique, Paris, ed. Praderie, F.
- Casini, C., Denjuk, E. K. & Heidmann, J., 1981. *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 195, 325.
- Casini, C. & Heidmann, J., 1976a. *Astr. Astrophys.*, 47, 371.
- Casini, C. & Heidmann, J., 1976b. *Astr. Astrophys. Suppl.*, 24, 473.
- Coupinot, G. & Hecquet, J., 1979. *J. Optics (Paris)*, 10, 335.
- Heidmann, J., 1979. ESA/ESO Workshop on *Astronomical Uses of the Space Telescope*, Geneva, p. 289, ed. Macchetto, F., Paccini F. & Tarenghi, M.
- Heidmann, J., 1980. *Premier Coll. Nat. du Comité Français du Télescope Spatial*, Toulouse, p. 35, ed. Fort, B.
- Huchra, J. P., 1977. *Astrophys. J. Suppl.*, 35, 171.
- King, I. R. & Raff, M. I., 1977. *Publ. astr. Soc. Pacif.*, 89, 120.
- McGee, R. X., Brooks, J. W. & Batchelor, R. A., 1972. *Aust. J. Phys.*, 25, 581.
- Sargent, W. L. W., 1970. *Astrophys. J.*, 160, 405.
- Vaucouleurs, G. de, Vaucouleurs, A. de & Corwin, Jr, H. G., 1976. *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies*, University of Texas, Austin.
- Vorontsov-Vel'yaminov, B. A. & Arhipova, V. P., 1964. *Morphologicheskii Katalog Galaktik*, 2, Sternberg Institute, Moscow.
- Zwicky, F., 1971. *Catalogue of Selected Compact and Post-Eruptive Galaxies*, Speich, Zurich.

CHAPITRE IV

ANALYSE STRUCTURALE PAR FILTRAGE NUMERIQUE

Nous exposerons d'abord brièvement les deux applications astrophysiques qui nous ont amenés à développer et à utiliser cette procédure.

a) Galaxies à Grumeaux.

Dans l'article 4 on a vu que les galaxies irrégulières à grumeaux ont une morphologie très particulière constituée de condensations brillantes dispersées dans une enveloppe commune (Casini et Heidmann 1976, a,b). Des spectres optiques à haute dispersion de la galaxie Markarian 325 ont conduit à attribuer à chacune de ces condensations une masse 100 fois plus grande que celle des régions HII typiques telle que 30 Dorade (Casini et Heidmann 1977, Casini et Al 1979). Des spectres de IUE ont montré que chaque grumeau rayonne dans l'ultra-violet lointain 100 fois plus que les régions HII de 30 Dorade (Benvenuti et al 1982). Heidmann, complétant son étude par une observation radio, (Heidmann et al 1982) a bâti pour ces galaxies un modèle et conduit une discussion générale sur leur taux particulièrement élevé de formation d'étoiles (Heidmann 1983). Préciser la taille et la photométrie des condensations pour poursuivre l'étude individuelle de chacune de ces galaxies est capital. Elles ont été recensées à partir de leur excès de rayonnement global dans l'ultra-violet : s'agit-il comme l'affirme Huchra (Huchra 1977) des plus bleues des galaxies irrégulières ou bien de galaxies d'un type particulier ? Toutes ces galaxies ont-elles des condensations dont les dimensions sont comparables aux régions HII classiques tout en rayonnant 100 fois plus d'énergie ?

Dans le cas de Markarian 325, une déconvolution linéaire avec filtre Dossier nous avait permis d'isoler les globules et d'en déterminer la taille.

Malheureusement pour Markarian 297 dont les clichés avaient été pris avec la caméra Piramig du LAS, cette procédure s'est révélée inapplicable en grande partie parce que la structure de la photocathode conduisait à des artefacts. Nous avons alors cherché à mettre en évidence les grumeaux par une méthode d'analyse structurale. Il s'agit en effet de faire apparaître les contours de structure dont on connaît a priori la gamme des tailles : limite inférieure de l'ordre de la résolution du cliché - limite supérieure taille de la plus grosse condensation. Ces contours doivent limiter des zones où la luminosité augmente par rapport au fond de la galaxie c'est-à-dire des régions d'accroissement assez brutal du gradient.

b) Granulation solaire.

Les théories de convection turbulente prévoient une augmentation du nombre des granules solaires vers les petites tailles. Or les histogrammes observationnels montraient jusqu'à présent un nombre de granules maximal vers les tailles moyennes et peu de granules de petite taille. Pour dépouiller au mieux les clichés à très haute résolution obtenus par T. Roudier et R. Muller au Pic du Midi, il était également nécessaire de développer une procédure faisant apparaître avec le maximum de contraste, le contour des granules.

Dans les deux cas la nature, du problème à résoudre est la même.

1 - FILTRAGE DE LAPLACE GAUSS. -

Le nom que nous avons assigné à cette méthode de traitement se justifiera dans la suite de l'exposé.

On trouvera dans le livre d'A.Bijaoui Image et Information (1981) un exposé très complet des méthodes classiques d'analyse d'une image et en particulier de son découpage en domaines.

La segmentation par calcul du Laplacien a été particulièrement explorée à la fois sur le plan théorique et sur le plan pratique (Rosenfeld 1976 Dichen et Green 1979).

Comme le souligne A.Bijaoui l'intégrale du Laplacien est indépendante du fond et de son gradient et c'est un très bon critère de détection du flux émis par un objet ponctuel comme une étoile. Par contre, c'est une méthode très sensible au bruit qui nécessite toujours un filtrage très poussé pouvant se traduire par une perte d'information sur les structures que l'on cherche à mettre en évidence.

Nous avons préféré utiliser une méthode de déconvolution linéaire en construisant un filtre "passe-bande" coupant les hautes fréquences pour éliminer le bruit mais diminuant également les basses fréquences afin d'augmenter le contraste des structures recherchées. En effet, dans un objet de faible contraste, l'énergie des moyennes fréquences est très faible par rapport à celle contenue à la fréquence zéro et dans les très basses fréquences. Il faut donc construire un filtre compensant ce filtrage "passe-bas" afin que la nouvelle pondération se traduise dans l'espace des fréquences par un spectre pratiquement homogène dans les basses et moyennes fréquences.

La connaissance a priori de l'échelle des tailles des structures à rechercher, fixe la bande passante du filtre et son "codage" sur la zone des fréquences contenant les informations intéressantes. Nous avons choisi un filtre dont l'expression analytique est la différence de deux gaussiennes

$$\tilde{F}(v) = \exp[-(v/v_1)^2] - \exp[-(v/v_2)^2]$$

v_1 et v_2 sont calculables numériquement en fonction de la largeur de la bande passante et de son cadrage.

La figure 6 illustre sur un modèle l'augmentation de contraste obtenue avec ce procédé de traitement.

2 - COMPARAISON AVEC LE FILTRE OPTO-ELECTRONIQUE DE ROUSSEL.

Dans sa thèse de docteur ingénieur, A. Roussel [1975] décrit un appareil qu'il a construit pour augmenter le contraste des clichés photographiques. Son procédé consiste en un filtrage passe-bande réalisé par un dispositif opto-électronique. Il est directement inspiré du procédé copie derrière masque réalisé par Yule : une copie positive du négatif original avec flou de pénombre obtenue photographiquement est un masque dit "masque flou". Le masque est placé ensuite en coïncidence avec l'original et les deux clichés sont composités. Roussel réalise de manière électronique le "masque flou" et la superposition du masque et de l'original. Traduisons analytiquement le procédé. Soit $E(x)$ l'enregistrement

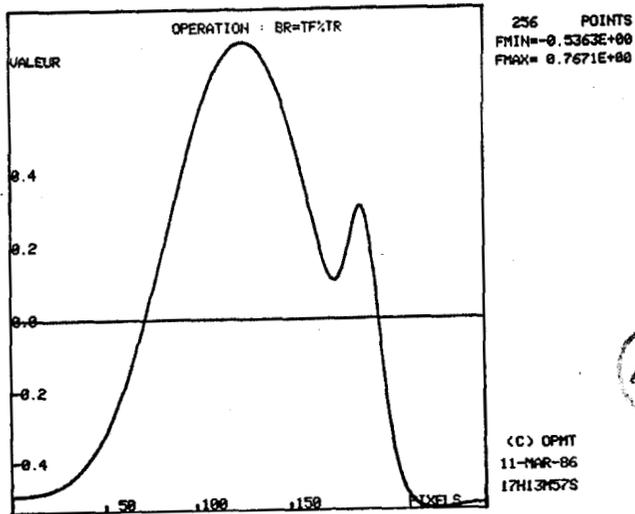
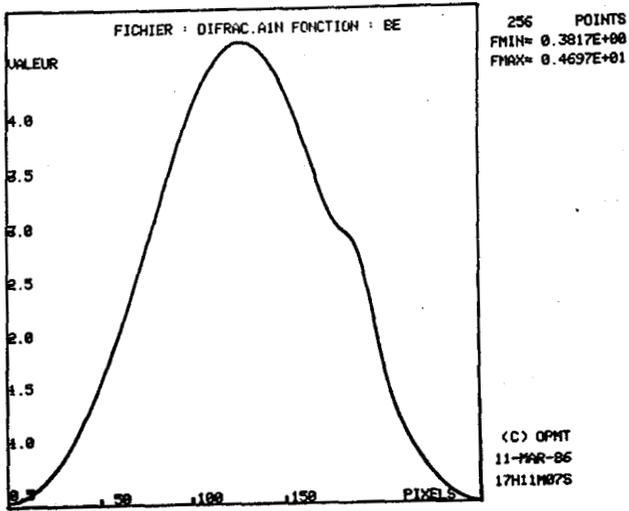


Fig. 6 : Augmentation du contraste par filtrage de Laplace Gauss

Le "masque" est un enregistrement étalé par une fonction $F(x)$

$$M(x) = E(x) * F(x) .$$

La restitution finale est la différence entre l'enregistrement original et ce masque, soit :

$$BA(x) = E(x) - E(x) * F(x) .$$

La méthode est une déconvolution linéaire dont la fonction de restitution est $G(x) = \delta(x) - F(x)$.

L'image étant créée par un dispositif optique dont le diaphragme est nécessairement fini subit un filtrage passe-bas. Les paramètres de l'étalement et des courbes caractéristiques des émulsions sont choisies de manière à constituer un filtrage passe-haut.

Le filtre passe-haut est modélisable sous la forme $1 - \exp[-(v/v_1)^2]$, il annule rigoureusement la fréquence zéro et affaiblit les basses fréquences.

Le filtre passe-bas peut être représenté par $\exp[-(v/v_2)^2]$.

Le filtre résultant est $\tilde{F}(v) = \exp[-(v/v_2)^2] \times \{1 - \exp[-(v/v_1)^2]\}$

soit $\tilde{F}(v) = \exp[-(v/v_2)^2] - \exp[-(v/v_3)^2]$ avec $1/v_3^2 = 1/v_1^2 + 1/v_2^2$.

3 - COMPARAISON AVEC LA METHODE DE DETECTION DES BORDS

DE MARR ET HILDRETH.-

a) Méthode de Marr et Hildreth.

La thèse d'Ellen C. Hildreth soutenue en 1980 au laboratoire d'intelligence artificielle de l'Institut de Technologie du Massachussetts comporte outre une étude critique des différentes méthodes de détection des bords,

l'exposé d'une procédure originale consistant en une déconvolution linéaire où la fonction correctrice est le Laplacien d'une gaussienne

$$\nabla^2 G(xy) \text{ avec } G(x,y) = e^{-r^2/2\sigma^2} \quad \text{où } r^2 = x^2 + y^2$$

Les changements d'intensité se produisant à une échelle donnée dans l'image $I(x,y)$ sont détectées en localisant les zéros de $I(x,y) * \nabla^2 G(x,y)$. L'échelle du changement d'intensité recherché est défini par le choix de σ .

Le choix de l'opérateur $\nabla^2 G$ a été fait en considérant qu'il devait prioritairement aboutir à une localisation précise des contours

- dans l'espace ,
- quelle que soit l'échelle du changement d'intensité recherché (localisation en fréquence)
- indépendamment de l'orientation du changement d'intensité.

Un centrage en fréquence est souvent contradictoire avec une localisation précise dans l'espace. Leipnik (1960) a montré que les deux exigences sont satisfaites de manière optimale par la distribution de Gauss. Un opérateur gaussien est donc souhaitable pour répondre aux deux premiers critères.

Si un changement d'intensité apparaît dans une direction particulière, la dérivée première calculée suivant cette direction présente un extremum et la dérivée seconde s'annule. Le seul opérateur dont la dérivée seconde n'est pas directionnelle est le Laplacien. Théoriquement on peut détecter des changements d'intensité quelle que soit leur orientation en utilisant cet opérateur.

Le principe de la méthode de Hildreth repose sur la composition de la distribution de Gauss et du Laplacien en un seul opérateur $\nabla^2 G(x,y)$.

Les contours de l'image sont recherchés par convolution avec cet opérateur. Plusieurs convolutions sont effectuées avec des largeurs de bande différentes, par exemple $\sigma = 9$ et $\sigma = 18$ pixels pour une image 320×320 . Naturellement, l'opérateur correspondant à $\sigma = 9$ détecte les bords, avec plus de finesse mais lorsque le gradient a une existence physique réelle les bords tracés avec les différents filtres se superposent

b) Comparaison de la déconvolution linéaire avec filtre de Laplace

Gauss et de la méthode de Hildreth.

La fonction $G(x,y) = \sigma^2 e^{-r^2/2\sigma^2}$ a pour Laplacien

$$\nabla^2 G = \frac{\partial^2 G}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 G}{\partial y^2} = \left[2 - \frac{r^2}{\sigma^2} \right] e^{-r^2/2\sigma^2} .$$

Calculons la transformée de Fourier de cet opérateur.

En utilisant les deux propriétés suivantes :

$$e^{-\sigma^2 x^2} \text{ a pour transformée de Fourier } \frac{\sqrt{\pi}}{\sigma} e^{-(\pi u/\sigma)^2}$$

et $x^p H(x)$ a pour transformée de Fourier $\frac{1}{(2\pi i)^p} \tilde{H}^{(p)}(u)$

où $\tilde{H}^{(p)}$ est la dérivée p^e de la transformée de Fourier de H ,

on aboutit un peu laborieusement mais sans difficulté à

$$\widetilde{\nabla^2 G(xy)} = \sqrt{2\pi} \sigma e^{-2\pi^2 u^2 \sigma^2} \left[2 + \pi^2 \sigma^2 u^2 - \frac{\pi^2}{2} \right] = \tilde{F}(u) .$$

Pour $u_1^2 = \frac{\pi^2/2 - 2}{\pi^2 \sigma^2}$ on a $\tilde{F}(u_1) = 0$

Pour $\sigma = 9$ et $\sigma = 18$ valeurs typiques utilisées par Hildreth pour des images 320×320 , on a $u_1 = 0.06$ et $u_1 = 0.03$.

Puisque $\tilde{F}(u_1) = 0$ on peut écrire $\tilde{F}(u)$ sous la forme

$$\tilde{F}(u) = \pi^2 \sqrt{2\pi} \sigma^3 e^{-2\pi^2 u^2 \sigma^2} (u^2 - u_1^2)$$

soit encore en tenant compte de l'expression de u_1^2

$$\tilde{F}(u) = \pi^2 \sqrt{2\pi} \sigma^3 e^{4-\pi^2} (u^2 - u_1^2) e^{-2\pi^2 \sigma^2 (u^2 - u_1^2)}$$

soit
$$\tilde{F}(u) = \alpha (u^2 - u_1^2) e^{\beta (u^2 - u_1^2)}$$

avec $\alpha = \pi^2 \sqrt{2\pi} \sigma^3 e^{4-\pi^2}$ et $\beta = -2 \pi^2 \sigma^2$.

Dans les basses fréquences c'est-à-dire pour u voisin de u_1 .

$$\tilde{F}(u) \cong \alpha (u^2 - u_1^2) \cong 1 - e^{-\alpha (u^2 - u_1^2)}$$

on retrouve la partie filtre "passe-haut" de Laplace Gauss.

Dans les hautes fréquences

$$\tilde{F}(u) \cong e^{\beta (u^2 - u_1^2)} \quad \text{avec} \quad \beta = -2\pi^2 \sigma^2$$

Dans ce domaine de fréquences $\tilde{F}(u)$, est une exponentielle négative du carré de la fréquence comme le filtre de Laplace Gauss.

FILTRAGE VISUEL.-

Dans un article publié en 1985 (Roudier et al 1985) nous avons signalé l'éventualité d'un aspect physiologique du filtre de Laplace Gauss. Dans sa thèse, Hildreth rend compte de travaux développés au laboratoire de physiologie du MIT, montrant que le système visuel humain (oeil + cerveau) augmente le contraste en construisant des images convoluées avec des fonctions

correctrices du type Laplacien d'une gaussienne. Il superpose jusqu'à trois images dans des canaux de fréquences différentes (variation de σ).

Après avoir suscité de vives controverses ce mode de fonctionnement de l'oeil n'est plus contesté même si des recherches se poursuivent sur la nature exacte du traitement effectué.

Les mesures remarquables d'étoiles doubles faites par P. Couteau décelant des séparations de 0"2 qui ont été confirmées par speckle interférométrie ne peuvent s'expliquer que par une déconvolution en temps réel faite par l'observateur.

Rappelons également le résultat du stage de DEA effectué par P. François dans notre laboratoire (P. François 1983).

En 1969, P. Guérin annonce la découverte sur un cliché de Saturne pris au Pic du Midi d'un anneau interne à l'anneau (qu'il baptise l'anneau D). La résolution du cliché excellente est de l'ordre de 0"5.

Sur le cliché original l'existence de l'anneau n'est pas évidente à tous les observateurs. Le Jet Propulsion Laboratory ne peut détecter l'anneau après digitalisation et traitement. Par contre un filtrage de "Laplace Gauss" le fait apparaître. La coupe de Voyager 1 montre un anneau intérieur a priori trop faible pour être visible de la Terre. P. François en convoluant cette coupe par le profil d'étalement du cliché de 1969 obtint une coupe semblable à celle du cliché original. Un filtrage de Laplace Gauss fit naturellement apparaître l'anneau D. Cet anneau n'est décelé que par les observateurs effectuant visuellement un filtrage de ce type lors de l'examen du cliché.

4 - MISE EN PRATIQUE DES METHODES DE DECONVOLUTION LINEAIRES.-

Dans leur travail, Marr et Hildreth, insistent sur la nécessité de convoluer l'image avec plusieurs opérateurs différant par le choix du paramètre σ - pour tester la réalité des structures mises en évidence. La pratique montre qu'une structure ayant une réalité physique présente un caractère de "robustesse" par rapport au choix des opérateurs.

De la même manière, bien que nous puissions théoriquement calculer la valeur numérique des fréquences ν_1 et ν_2 du filtre de Laplace Gauss en fonction de l'échelle des structures à extraire, nous terminons toujours l'ajustement des paramètres du filtre de manière empirique. La fréquence de coupure du filtre passe-bas est en particulier très dépendante du rapport signal sur bruit qu'il n'est guère possible de chiffrer a priori avec une très grande exactitude. Dans cette méthode de traitement, comme dans la déconvolution utilisant des filtres apodisants, les temps de calculs ne sont pas prohibitifs (20 mn pour traiter une image 512×512). La chaîne de traitement permet de modifier les paramètres des filtres en conversationnel et de visualiser très rapidement les images traitées pour les confronter au cliché original. Ces propriétés sont indispensables pour assurer un traitement efficace et sûr.

CHAPITRE IV - Paragraphe 5

Article 5

**MARKARIAN 297 KNOTS : ACCURATE POSITIONS AND
B, R PHOTOMETRY**

à soumettre à A & A

MARKARIAN 297 KNOTS : ACCURATE POSITIONS AND B,R PHOTOMETRY

G. Coupinot, J. Hecquet, OPMT.

J. Maucherat, LAS, Marseille.

Introduction

Markarian 297 (= NGC 6052 = VV86 = MGC-38-22 = Arp 209 = KVG 1603 + 206) a no Seyfert galaxy, shows a complex structure and consists of bright knots embedded in a common envelope. Photometric UBVR measurements of the galaxy has been published by several authors (Weedman 1972; Huchra 1977, Keel and Wiedman 1978). Observations in the H, K,L bands are also available (Allen 1976). Spectroscopic studies have given detailed velocity maps of Markarian 297 (R. Duflot et al. 1976; D. Alloin and R. Duflot 1979 - Y. Taniguchi and S. Tamura 1981). The galaxy was also observed in the radio range by Smarek and Tovmassian (1976) who found that the emission may be resolved into two separate sources : an extended region of low surface brightness and a brighter unresolved source. Observations with the VLA at 6 cm wavelengths in January 1980 and April 1982 (D.S. Heeschen et al) show the same two components, one increased by a factor 3 in the 27 months interval. The results are summarized as follows :

a) The distance of the galaxy is 63 Mpc and its absolute

blue magnitude is -20.68 for $H = 75 \text{ km}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \text{ s}^{-1}$ and for a galactic absorption $A_B = 0.31$ (de Vaucouleurs et al. 1976).

b) The excitation conditions of the emissive gas are quite comparable to those of H_{II} regions in the arms of S_{cm} galaxies late spirals.

D. Alloin et R. Duflot have suggested that Markarian 297 is the result of a collision of two late spirals. An old stellar population of $3.6 \cdot 10^{10}$ main sequence $K0$ corresponds to the near infrared measurements while knots are the result of an enhanced star formation induced by the shock. If this hypothesis is right, Markarian 297 is not a clumpy galaxy such as Markarian 325.

We have studied Markarian 325 (Coupinot et al) and present here a detailed map of the Markarian 297's clumps giving their positions and B and R photometry.

II - Observations and data reduction

Plates were taken on July 28, 1984 at the f/25 Cassegrain focus of the Pic du Midi 2 m telescope, behind the Piramig Image Tube. The plates were scanned and calibrated in the LAS laboratory (Secher 1984).

To obtain a good resolution but also the best signal to noise ratio, we composited three short exposures : the resolution of the composite is $1''$ for the red picture and $1.1''$ for the blue one. To determine accurate sizes and

spatial distribution of the knots, we tried to find an image processing to enhance them. It was not possible to use a deconvolution method as for Markarian 325 plate taken with an image tube. Indeed the photocathode structures have a size very closed to the apparent size of the knots. So, a deconvolution with an adaptive filter causes a strong noise and calculation artefacts which degrade the image restoration. Therefore, we compute a synthetic image with only the clumps contours whose contrast has been improved by an adjust filtering of spatial frequencies. This method, we have developed in order to obtain the size histogram of solar's granules, is explained with more details in the publication of Th. Roudier et al. (1985). We obtain, with this image processing, a map of the clumps but it is not possible to provide photometric measurements on this picture. Therefore the map is superimposed on the original plate to obtain galaxy's photometry. On the map, every contour is the local isophote corresponding to the lowest intensity level and not to a fixed level. We assume that the galaxy consists in a non uniform envelope with superimposed knots whose brightness is higher than the local brightness of the background.

III - Knots : Positions and BR Magnitudes

On a color terminal "Pericolor", we superpose the original plate on the knots map computed by the image processing.

In every clump we measure

- maximum intensity
- pixel coordinates corresponding
- integrated intensity in the whole clump
- clump surface

By measuring the integrated intensities in a circular surface corresponding to a 43" diaphragm, we calibrate our measurements to the Huchra's values and then compute the clumps B and R magnitudes.

C. Casini (1980) has published the positions of several knots by astrometric reduction of a Harp's plate. Using these reference positions we compute the positions of all the clumps which are on the map. The mean error in the listed positions is about $\pm 0".5$.

The results are summarized in the table I.

Remark : Some knots are visible on the R plate but not on the B plate, their magnitude in this color is not very reliable. It is the magnitude of a surface whose contour is the clump contour in R band (such magnitudes are in parentheses in the table I)

Discussion of the results

All the clumps have a B magnitude higher than R magnitude.

The difference B-R varies between 0.5 and 2.3. The average indice is 1.2 and the averaged magnitude of one knots is 20.7 in the B band and 19.5 in the R band.

From Huchra the galaxy magnitude in a 43" diaphragm is 12.6 in R and 13.63 in B band. The indice B-R of the galaxy is equal to the B-R indice of all the knots.

Except clumps 20 and 25 all the others have an absolute blue magnitude of about - 13.5. Their diameter ranges from 1.5 to 3 parsecs on the assumption of a galactic distance of 63 Mpc.

The magnitude of the clumps is quite different from magnitude of Markarian's 325 knots; in this galaxy the averaged blue magnitude of a clump is - 16.2 corresponding to a luminosity increased by a factor 12. On the other hand the clump has similar sizes in the two galaxies.

The knot 14 includes the variable radio source discovered by Heeschen. The B-R indice is 1.2, from our optical observations it looks very similar to other clumps.

However near the radio source we notice a knot (number 8) with a very large difference between m_B and m_R . The average value of this indice is 1.5 and the value for this clump 2.3.

The knot 20 is quite different from the others by the size and the luminosity.

The apparent averaged magnitude of clumps is $m_B = 20.7$ and $m_R = 19.5$ when the m_B et m_R magnitudes of knot 20 are 17.6

and 16.7. This knot coincide with the B component in the Alloin and Duflot's study which is, upon their hypothesis of collision of two late spirals, the central part of one galaxy.

Moreover the knot of highest luminosity after clump 20 is clump 25 ($m_r = 18.1$ $m_B = 19.1$) which is superimposed to the central part A of the other galaxy. Unfortunately we have not found correlation between the speeds available and the distribution of color indices.

Conclusion

Our observations show that Markarian 297 knots have a size similar to Markarian 325's knots but a lower luminosity. The reason is probably that the mechanism of formation is not the same. Our measurements are consistent with the Alloin and Duflot's suggestion, that in Markarian 297 case, clumps are the result of a shock between two late spirals. If this interpretation is right the radio source may be due to the merger of these galaxies.

References

- Allen, D.A. : 1976, *Astrophys. J.* 207,367.
- Alloin, D., Duflot, R. : 1979, *Astron. Astrophys.* 78, L 5 - L 8.
- Cassini, C. : Private communication.
- Coupinot, G., Hecquet, J., Heidmann, J. : *Mont. Not. R. astr. Soc.* 199, 451.
- Duflot, R., Lombard, J., Perrin, Y. : 1976, *Astron. Astrophys.* 48, 437.
- Heeschen, D.S., Heidmann, J., Yin, Q.F. : 1983, *Astrophys. J.* L 73-76.
- Huchra, J.P. : 1977, *Astrophys. J. Supp.* 35,171.
- Keel, W.C., Weedman, D. : 1978, *Astrophys. J.* 83,2.
- Roudier, T., Coupinot, G., Hecquet, J., Muller, R. : 1985, *J. of Optics*, vol. 16, n° 3, 107-113.
- Secher, B : 1984, Thèse de docteur ingénieur Université Aix Marseille III.
- Smarek, R.A., Tovmassian, H.M. : 1976, *Astrophys. J.* 207,725.
- Taniguchi, Y., Tamura, S. : 1981, *Pub. Astron. Soc. Jap.*
- Vaucouleurs, G. de, Vaucouleurs, A. de, Corwin, Jr. H.G. : 1976
Second Reference Catalogue of Bright galaxies.
- Weedman, D.W. : 1972, *Astrophys. J.* 83,2.

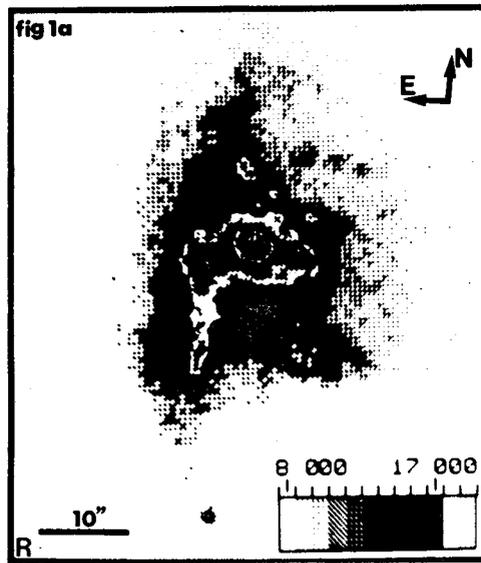
MKN297.LST

24-Oct-85

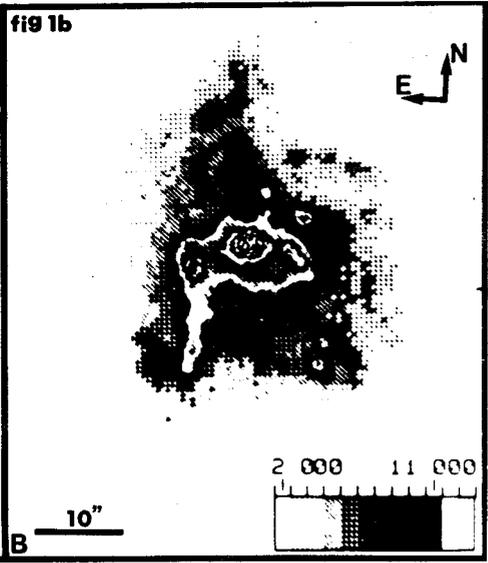
Position Eqx.1950.0 et magnitude B et R des grumeaux de MKN297

	Ascension Droite	Déclinaison	B	R	B-R
01	A : 16h 3m 0.81s	D : 20d40'51.1"	21.5	20.9	0.6
02	A : 16h 3m 0.88s	D : 20d40'50.8"	21.3	21.2	0.1
03	A : 16h 3m 1.03s	D : 20d40'50.1"	20.8	19.8	1.0
04	A : 16h 2m59.99s	D : 20d40'43.7"	21.0	20.3	0.7
05	A : 16h 3m 0.16s	D : 20d40'44.9"	(21.8)	20.3	1.5
06	A : 16h 3m 0.37s	D : 20d40'45.3"	20.5	19.5	1.0
07	A : 16h 3m 0.84s	D : 20d40'44.9"	20.4	18.6	1.8
08	A : 16h 3m 0.78s	D : 20d40'44.1"	21.5	19.2	2.3
09	A : 16h 3m 1.10s	D : 20d40'46.4"	(21.6)	20.3	1.3
10	A : 16h 3m 1.12s	D : 20d40'43.8"	20.5	19.6	0.9
11	A : 16h 3m 0.18s	D : 20d40'37.9"	21.4	20.4	1.0
12	A : 16h 3m 0.23s	D : 20d40'38.5"	21.9	20.7	1.2
13	A : 16h 3m 0.39s	D : 20d40'38.9"	19.5	18.6	0.9
14	A : 16h 3m 0.63s	D : 20d40'41.7"	19.9	18.8	1.1
15	A : 16h 3m 0.63s	D : 20d40'39.3"	20.8	19.6	1.2
16	A : 16h 3m 0.77s	D : 20d40'40.9"	(22.3)	20.8	1.5
17	A : 16h 3m 0.40s	D : 20d40'34.1"	19.7	18.9	0.8
18	A : 16h 3m 0.49s	D : 20d40'35.6"	19.6	18.6	1.0
19	A : 16h 3m 0.60s	D : 20d40'35.9"	20.4	19.6	0.8
20	A : 16h 3m 0.81s	D : 20d40'36.5"	17.6	16.7	0.9
21	A : 16h 3m 0.98s	D : 20d40'38.3"	19.5	18.4	1.1
22	A : 16h 3m 1.19s	D : 20d40'38.5"	20.4	18.9	1.5
23	A : 16h 3m 1.25s	D : 20d40'37.1"	20.7	19.8	0.9
24	A : 16h 3m 1.30s	D : 20d40'35.8"	20.0	18.9	1.1
25	A : 16h 3m 1.23s	D : 20d40'34.5"	19.1	18.1	1.0
26	A : 16h 3m 0.80s	D : 20d40'33.3"	21.2	19.6	1.6
27	A : 16h 3m 0.59s	D : 20d40'32.5"	20.4	19.4	1.0
28	A : 16h 3m 0.51s	D : 20d40'29.2"	21.3	20.0	1.3
29	A : 16h 3m 0.55s	D : 20d40'27.6"	20.5	19.2	1.3
30	A : 16h 3m 0.07s	D : 20d40'22.9"	21.0	20.0	1.0
31	A : 16h 3m 0.16s	D : 20d40'24.0"	(21.9)	20.5	1.4
32	A : 16h 3m 0.30s	D : 20d40'25.2"	19.9	19.1	0.8
33	A : 16h 3m 0.29s	D : 20d40'21.7"	21.5	20.5	1.0
34	A : 16h 3m 0.35s	D : 20d40'23.0"	20.2	19.5	0.7
35	A : 16h 3m 0.62s	D : 20d40'23.1"	21.0	20.3	0.7
36	A : 16h 3m 0.75s	D : 20d40'24.4"	21.4	20.0	1.4
37	A : 16h 3m 0.81s	D : 20d40'26.7"	21.4	20.4	1.0
38	A : 16h 3m 1.12s	D : 20d40'29.2"	20.6	20.1	0.5
39	A : 16h 3m 1.27s	D : 20d40'28.5"	20.4	19.3	1.1
40	A : 16h 3m 1.25s	D : 20d40'25.9"	19.8	18.8	1.0
41	A : 16h 3m 1.31s	D : 20d40'23.9"	19.8	18.5	1.3
42	A : 16h 3m 1.62s	D : 20d40'27.3"	21.1	19.9	1.2
43	A : 16h 3m 1.60s	D : 20d40'24.2"	20.7	19.2	1.5
44	A : 16h 3m 1.30s	D : 20d40'8.9"	21.5	18.9	2.6

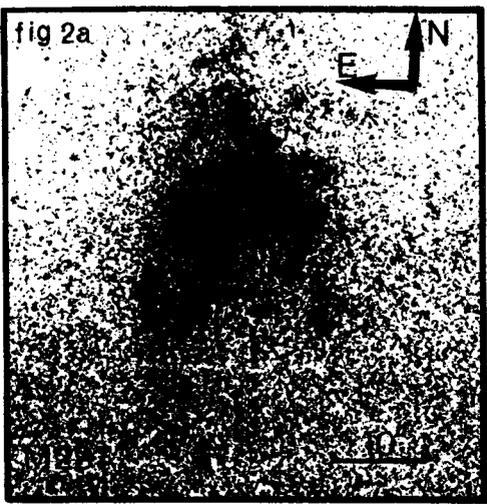




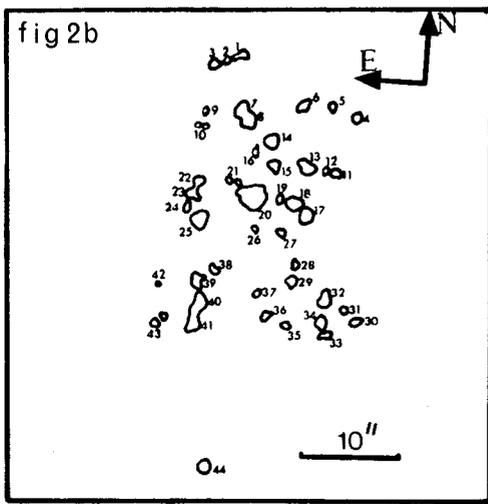
Red brightness.



Blue brightness.



Red plate at F/25 focus of the 2m telescope.



Map of MK297 clumps.



CHAPITRE V

CENTRAGE ET SELECTION D'IMAGES

Les méthodes de traitement exposées dans les chapitres précédents sont conçues pour extraire d'un cliché pose longue le maximum d'information en vue de son interprétation astrophysique.

Les meilleures de ces poses longues ont, dans le visible une résolution de l'ordre de $0''8$.

Pourtant les astronomes savent bien que lorsqu'un objet est suffisamment brillant pour qu'une pose très courte soit utilisée la résolution peut être inférieure à $0''5$ [Leighton 1956 - Laques 1971] où même de l'ordre de $0''2$ pour des clichés de granulation solaire obtenus par R. Muller au Pic du Midi [Muller 1982]. Les caméras CCD ou les caméras à comptage de photons permettent d'acquérir des images élémentaires de temps de pose très courts ($1/25$ de seconde dans le cas du comptage) dont l'empilement dans une mémoire numérique constitue l'image finale.

Nous avons entrepris une étude théorique et expérimentale du gain en résolution, et en rapport signal sur bruit, résultant du remplacement d'une pose longue par une superposition de poses courtes éventuellement sélectionnées pour leur qualité. Ce travail est exposé dans les deux articles qui suivent.

Le premier décrit le dispositif SYLVAIN permettant une mesure objective de la qualité d'image que nous avons imaginé et mis en service à l'Observatoire du Pic du Midi. Il montre également le gain en résolution obtenu par superposition de poses courtes "recentrées".

Le deuxième article expose le gain supplémentaire apporté par la sélection.

CHAPITRE V - Paragraphe 1

Article 6

GAIN EN RESOLUTION PAR RECENTRAGE

(*) UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE I, U.E.R. DE MATHÉMATIQUES
PURES ET APPLIQUÉES

59655 Villeneuve d'Ascq Cedex (France)

(**) OBSERVATOIRE DU PIC DU MIDI ET DE TOULOUSE

65200 Bagnères de Bigorre (France)

GAIN EN RÉOLUTION PAR RECENTREMENT ET COMPOSITAGE DES POSES COURTES

J. HECQUET (*), G. COUPINOT (**)

MOTS CLÉS :	KEY WORDS :
Recentrement	Image recentering
Gain en résolution	Resolution improvement

Composite pictures of recentred short exposures to improve the angular resolution

RÉSUMÉ : L'article présente d'abord le résultat de mesures, faites au télescope de 2 m du Pic du Midi, prouvant la corrélation de divers paramètres de qualité d'image (intensité maximale, largeur à mi-hauteur, fente d'énergie 50 %) avec le paramètre classique de Fried r_0 .

Des mesures expérimentales de la zone de cohérence de l'agitation et de l'étalement sont ensuite réalisées sur les composantes d'étoiles doubles : à 14" la corrélation demeure excellente.

Enfin, la résolution d'un composite de poses courtes est comparée à la résolution d'une pose longue. Le gain constaté est conforme aux prévisions théoriques.

La résolution maximale étant obtenue pour un télescope de diamètre $4r_0$ le compositage des poses courtes devrait, pour fournir son maximum d'efficacité, s'accompagner d'une fragmentation de la pupille du télescope en zones élémentaires de cette dimension.

SUMMARY : Measurements of line spread function and atmospheric transfer function's parameters have been made at the two meters telescope of Pic du Midi Observatory. Their correlation with the classical Fried's parameter r_0 are published.

From double stars, we study size's estimation of the coherence patch for image motion and for image blurring : at 14" the correlation is almost perfect.

The resolution of a short — exposures composite is compared with a long — exposure's resolution. The gain agrees with the theory.

A gain in resolution by a factor 2 can be achieved if the telescope is used with optimum aperture $4r_0$. To have the best resolution it would be necessary to piece together the image from a set of short — exposures made on pupil's cells of this size.

I. — INTRODUCTION

La dégradation de la résolution lors des poses longues est due à l'empilement d'images de qualité variable, non sélectionnées, déplacées les unes par rapport aux autres par l'agitation atmosphérique et les défauts de guidage du télescope. La résolution sur une pose longue peut donc théoriquement être améliorée en introduisant un guidage très fin à haute fréquence afin d'annuler les déplacements de l'image et en sélectionnant durant la pose les instants de très bonne résolution. Les paramètres de déplacement et de qualité d'image peuvent être déterminés soit sur l'objet lui-même soit une étoile voisine (mesures offset). Ces méthodes testées avec succès par Racine

au CFH [1], présentent un certain nombre de limitations. Si on veut guider et sélectionner les instants de la pose en utilisant l'objet lui-même il faut prélever une grande partie de la lumière dans ce but [2] ce qui augmente d'autant le temps de pose. D'autre part, le guidage sur une étoile offset ne sera satisfaisant que si cette étoile est dans une zone où elle subit un déplacement identique à celui de l'objet, et ne présente aucun mouvement différentiel. Cette zone, bien que probablement plus importante que la zone d'isoplanétisme du speckle est encore très peu étendue — d'où la difficulté de trouver des étoiles guides brillantes proches de l'objet. Les récepteurs temps réels, tels que caméra de télévision, CCD, comptage de photons permettent d'obtenir des images élémentaires de temps

de pose très courts (1/25 de seconde dans le cas du comptage) dont l'empilement dans une mémoire numérique constitue l'image finale. On peut donc employer les méthodes de sélection d'images et de recentrement en utilisant toute la lumière de l'objet à la fois pour déterminer le déplacement et la qualité de chaque image élémentaire et pour réaliser le compositage.

Cependant la méthode ne sera applicable que si les trois conditions suivantes sont réalisées simultanément :

- 1) la zone de cohérence de l'agitation est supérieure à la taille de l'objet ;
- 2) la dégradation de l'image par l'atmosphère est due principalement à l'agitation et non à l'étalement ;
- 3) les « bonnes » images instantanées sélectionnées sont en nombre suffisant pour que le compositage final possède un rapport signal sur bruit satisfaisant.

Nous avons installé au télescope de 2 m du Pic du Midi un dispositif de mesure en temps réel de la qualité d'image pour étudier chacun de ces points et évaluer ainsi la faisabilité des procédures de sélection d'images et de compositage après recentrement.

II. — DISPOSITIF DE MESURE EN TEMPS RÉEL DE LA QUALITÉ D'IMAGE

Le but est de déterminer la fonction de transfert instantanée du télescope et de l'atmosphère. La focale est portée à 150 m afin d'obtenir une échelle convenable. Un filtre interférentiel de 0,01 μm de bande passante, centré sur 0,5 μm permet de se placer dans des conditions suffisamment monochromatiques. L'image de l'étoile est finalement reçue par une caméra de télévision de type Super Nocticon à cible SIT. La calibration photométrique de ce récepteur montre qu'il peut être considéré comme linéaire sur une dynamique de 100 environ.

Le signal vidéo au standard TV classique de 50 demi-images par seconde et de 625 lignes par image est d'abord traité analogiquement dans un intégrateur. Le signal de chaque ligne est intégré dans une fenêtre dont la longueur est ajustable manuellement en fonction de la taille de l'objet afin de réduire la contribution du « fond » composé du fond de ciel et du bruit de la caméra. Le début et la fin de l'intégration sont synchronisés à partir des signaux de synchronisation ligne dont la période est 64 μs . Typiquement l'intégration est centrée sur le milieu de la ligne et dure de 20 à 30 μs . Un signal d'autorisation de prélèvement est envoyé à l'ordinateur quelques microsecondes avant la fin de l'intégration. Celui-ci effectue la saisie de données à l'aide d'un convertisseur analogique digital sur 1024 niveaux. L'intégrateur est réinitialisé et attend la ligne suivante pour recommencer son intégration. Il agit aussi en filtrage des hautes fréquences pour réduire le bruit. L'ordinateur mémorise la saisie correspondant au contenu d'une ligne. En raison de l'entrelacement du balayage ligne, l'enregistrement obtenu contient successivement les deux demi-images. On reconstitue l'image complète par entrelacement des deux demi-images. En raison

de l'intégration ligne le signal correspondant à une image est un ensemble à une seule dimension équivalent à une coupe photométrique par une fente fine. Dans le cas de l'analyse d'une image stellaire on obtient la coupe de l'image d'une ligne lumineuse. Après l'enregistrement d'une image complète de 40 ms l'ordinateur attend le signal de synchronisation trame (fréquence 50 Hz) et acquiert l'image suivante en l'additionnant, ligne par ligne, à l'image précédente. On obtient ainsi une image composite constituée de n images élémentaires de 40 ms sur 512 points. Le composite de n images successives constitue la pose élémentaire de durée $\tau = 40$ ms.

En raison de la rémanence de la caméra TV, nous enregistrons 5 images successives ce qui améliore le rapport signal sur bruit sans perdre en résolution temporelle. La période séparant l'acquisition de deux images élémentaires peut être choisie entre 0,5 seconde minimum et quelques dizaines de seconde. On enregistre ainsi N images élémentaires (512) ce qui correspond à des poses de 4 à 20 min. Au-delà de cette période il est difficile d'admettre la stationnarité des conditions atmosphériques. Le dispositif est muni d'un système de rotation permettant d'orienter la direction du balayage sur le ciel. On peut ainsi enregistrer des étoiles doubles en la plaçant perpendiculairement à l'axe du couple [3].

Les images élémentaires sont enregistrées dans les lignes successives d'un fichier qui constitue la série de mesures. On calcule en temps réel le composite de ces N images, qui est enregistré dans la ligne $N + 1$ du fichier. De plus on enregistre le « fond » (bruit de la caméra) avant et après la série de mesures pour effectuer des corrections précises. La visualisation d'un tel fichier en tant qu'image à deux dimensions est celle d'une traînée stellaire. Notre méthode est voisine de celle de Walters *et al.* [4]; elle présente l'avantage d'enregistrer directement des étalements lignes et d'être dépouillée en temps réel.

III. — MESURES DES PARAMÈTRES DE QUALITÉ D'IMAGE

Une série de mesures consiste en l'obtention et l'analyse de N enregistrements élémentaires de la fonction d'étalement $L(x)$. Chacun d'eux correspond à une pose élémentaire de τ secondes réalisée toutes les ΔT secondes ($\Delta T > \tau$). La durée totale de la mesure est $T = N \Delta T$.

L'enregistrement L est la coupe photométrique d'une ligne lumineuse tandis que sa transformée de Fourier est la fonction de transfert télescope + atmosphère.

Rappelons qu'il faut distinguer trois FTM suivant l'échelle de temps considérée. Pour des temps de pose de l'ordre de 2 ms ou moins, c'est-à-dire d'une durée plus courte que la constante de temps de la turbulence atmosphérique [5], l'image d'une étoile a une structure granulaire [6, 7]. Korff [8] a établi l'expression de la FTM relative à cette échelle de temps. Pour un temps de pose supérieur, variant de quelques dixièmes de seconde à quelques secondes selon le site et les conditions atmosphériques, l'aspect granulaire disparaît et l'image devient une tâche continue,

constituée par la superposition d'ensemble de grains dont les positions les unes par rapport aux autres sont aléatoires.

Enfin pour des temps de pose plus longs l'agitation intervient pour déplacer aléatoirement les images élémentaires dont la superposition constitue l'image longue pose. Hufnagel et Stanley [9] ont établi que dans le cas d'une pose longue la FTM moyenne de l'ensemble atmosphère + télescope peut s'écrire sous la forme

$$\langle \tau(f) \rangle_{Lp} = \tau_0(f) \exp - (Af)^{5/3}$$

où f est la fréquence exprimée en cycle par unité de longueur; $\tau_0(f)$ est la FTM du télescope seul et A dépend uniquement des caractéristiques de la turbulence. Dans cette expression l'exponentielle peut donc être considérée comme la FTM de l'atmosphère puisqu'elle est complètement indépendante des caractéristiques du télescope. En introduisant, pour quantifier la turbulence, le paramètre r_0 (diamètre d'une zone où l'écart quadratique de la phase de l'onde incidente est inférieure à 1 rad^2) Fried a exprimé la FTM longue pose par [10] :

$$\langle \tau(f) \rangle_{Lp} = \tau_0(f) \exp\left(-3.44\left(\frac{\lambda Ff}{r_0}\right)^{5/3}\right) = \tau_0(f) * \text{FTM de l'atmosphère}$$

(avec F longueur focale du télescope $Ff = f'$ en cycle par radian) et la FTM courte pose par :

$$\langle \tau(f) \rangle_{cp} = \tau_0(f) \exp[-3.44(\lambda Ff/r_0)^{5/3} [1 - (\lambda Ff/D)^{1/3}]]$$

(D diamètre de la pupille d'entrée).

La tolérance de 1 rd^2 introduite par Fried est bien plus grande que la tolérance classique de Maréchal [11]. Dans ce dernier cas il doit subsister 80 % de l'énergie dans le pic central alors que 30 % suffisent pour que le critère de Fried soit vérifié.

Dans l'expression de $\langle \tau(f) \rangle_{cp}$ le coefficient de l'exponentielle dépend de l'ouverture utilisée : on ne peut plus considérer qu'il existe une FTM de l'atmosphère indépendante du télescope. Avec ce modèle, comme d'ailleurs avec celui de Korff, il existe une ouverture optimale pour un r_0 donné.

Les paramètres d'acquisition ($Z = 0.2, \Delta T = 1$ et $T = 8.5 \text{ s}$) ont été choisis pour se placer dans les conditions des temps de pose courts. Les paramètres de qualité d'image sont mesurés directement sur la fonction d'étalement ligne ou sur la fonction de transfert. On détermine en particulier une estimation r_u du paramètre r_0 de Fried. Si le dépouillement met en évidence une instabilité de ce paramètre la mesure est rejetée.

III. — 1. Paramètres évalués dans l'espace direct

Pour chaque enregistrement élémentaire on effectue une correction du fond en ajustant celui-ci par moindres carrés en dehors de la fenêtre « objet ». On détermine alors la valeur du maximum et l'énergie

$$\text{totale } E = \int_{-\infty}^{+\infty} L(u) du.$$

L'agitation est estimée par les variations de position de trois points particuliers de l'enregistrement : la position du maximum, celle du centre de gravité

$$\text{et celle du point } x_F \text{ tel que } \int_{-\infty}^{x_F} L(u) du = \frac{E}{2} =$$

$$\int_{x_F}^{+\infty} L(u) du.$$

La résolution est évaluée par la largeur à mi-hauteur et par les largeurs de fente centrées sur le point x_F et contenant 50 %, 68 % ou 76 % de l'énergie totale.

Pour calculer ces trois derniers paramètres ainsi que la 3^e définition de l'agitation nous passons par l'intermédiaire de l'étalement d'un bord de plan qui se déduit de $L(u)$ par

$$P(x) = \frac{1}{E} \int_{-\infty}^x L(u) du.$$

Rappelons que si la fonction de transfert peut être modélisée par une gaussienne $\exp - (\omega/\omega_0)^2$ [avec ω en rad/mm] une fente de largeur $2\sigma = 2\sqrt{2}/\omega_0$ laisse passer 68 % de l'énergie, une fente de largeur $1.91/\omega_0$ en laisse passer 50 % et une fente égale à la largeur à mi-hauteur 76 %. Pour un modèle suivant la loi de Fried longue pose $\exp(-3.44(\lambda f/r_0)^{5/3}) = \exp - (\omega/\omega_0)^{5/3}$ [avec f en cycle par mm soit $\omega = 2\pi f$], on peut calculer, soit directement par intégration numérique soit par interpolation de Lagrange dans les tables de Johnson [12] les largeurs de fente correspondant à ce même pourcentage d'énergie (Tableau I).

TABLEAU I

Relations entre r_0 et les fentes contenant divers pourcentages de l'énergie pour une MTF pose longue de Fried

Largeur de fente en radian L	Pourcentage d'énergie	Produit $r_0 L$
$\frac{1.92}{\omega_0}$	50 %	0.641 λ
$\frac{2.94}{\omega_0}$	68 %	0.982 λ
$\frac{3.54}{\omega_0}$	76 %	1.182 λ

On remarque que dans les deux modèles la fente de demi-énergie a une largeur voisine de $2/\omega_0$; cette propriété est générale pour toutes les modélisations de la fonction de transfert en $\exp - (\omega/\omega_0)^\alpha$ avec $1 \leq \alpha \leq 2$.

ω_0 et r_0 sont liés par la relation

$$\omega_0 = (2\pi r_0/\lambda)(3.44)^{-3/5} = 2,994 r_0/\lambda.$$

Si la fonction de transfert est bien modélisée suivant cette loi de Fried la fente laissant passer 76 % de l'énergie a une largeur de $1,2 \lambda/r_0$ voisine de la résolution théorique d'un télescope de diamètre r_0 . On prendra cette valeur comme résolution à deux dimensions, car elle est cohérente avec la largeur à mi-hauteur à deux dimensions dans le cas gaussien.

Le calcul prouve d'autre part que dans cette modélisation une fente de largeur, la largeur à mi-hauteur, laisse passer 70 % de l'énergie. On a effectué des calculs analogues pour $1 \leq x \leq 2$. La mesure des largeurs de fente permettent de tester la vraisemblance d'une modélisation de la FTM sous la forme $\exp - (\omega/\omega_0)^x$.

III. — 2. Paramètres évalués dans l'espace Fourier

Après calcul du module normalisé de la transformée de Fourier de L (ce qui élimine les translations de chaque enregistrement et exclut toute mesure de l'agitation) nous déterminons par interpolation la fréquence f_c pour laquelle la FTM vaut $1/e$. Nous avons vérifié expérimentalement que, ainsi que l'affirment Walters *et al.* [4], ce point est relativement insensible au bruit. La fréquence à $1/e$ permet l'évaluation de la cohérence spatiale de la fonction d'onde [13]. Si on choisit un modèle pour la FTM atmosphérique cette fréquence permet d'en calculer les paramètres caractéristiques. Le choix de cette méthode plus rapide qu'un ajustement par moindre carré autorise un traitement en temps réel. Remarquons encore que dans le cas d'une modélisation sous la forme $\exp - (\omega/\omega_0)^x$ l'abscisse à $1/e$ est indépendante de x . Nous avons modélisé la FTM des enregistrements individuels par la FTM courte pose de Fried. De la fréquence f_c nous pouvons déduire une variable aléatoire r_a estimation instantanée du paramètre r_0 par la formule $\langle \tau(f_c) \rangle_{cp} = e^{-1}$ soit

$$3.44(\lambda F f_c / r_a)^{5/3} \left[1 - \left(\frac{\lambda F f_c}{D} \right)^{1/3} \right] = 1.$$

III. — 3. Résultats expérimentaux

a) Paramètres de qualité des images. — Il est maintenant bien établi que les déformations de l'image, déplacement et étalement, sont strictement reliées et que le paramètre r_0 de Fried suffit à déterminer la qualité d'image, y compris la répartition statistique des résolutions instantanées [14]. Nous avons étudié la corrélation du paramètre r_a , évaluation statistique du r_0 , avec les 3 paramètres classiques mesurables directement sur la coupe d'une image stellaire, largeur à mi-hauteur, largeur de la fente laissant passer 50 % de l'énergie, valeur du maximum d'intensité dans l'image.

Les figures montrent un exemple de variation de ces paramètres ainsi que leur corrélation (fig. 1).

La forte corrélation de la résolution instantanée avec la valeur du maximum dans l'image justifie *a posteriori* une méthode de sélection par suppression des images dont le maximum est inférieur à un certain seuil. Ce mode de sélection, certainement l'un des plus simples et des plus rapides que l'on puisse imaginer, est réalisable en temps réel.

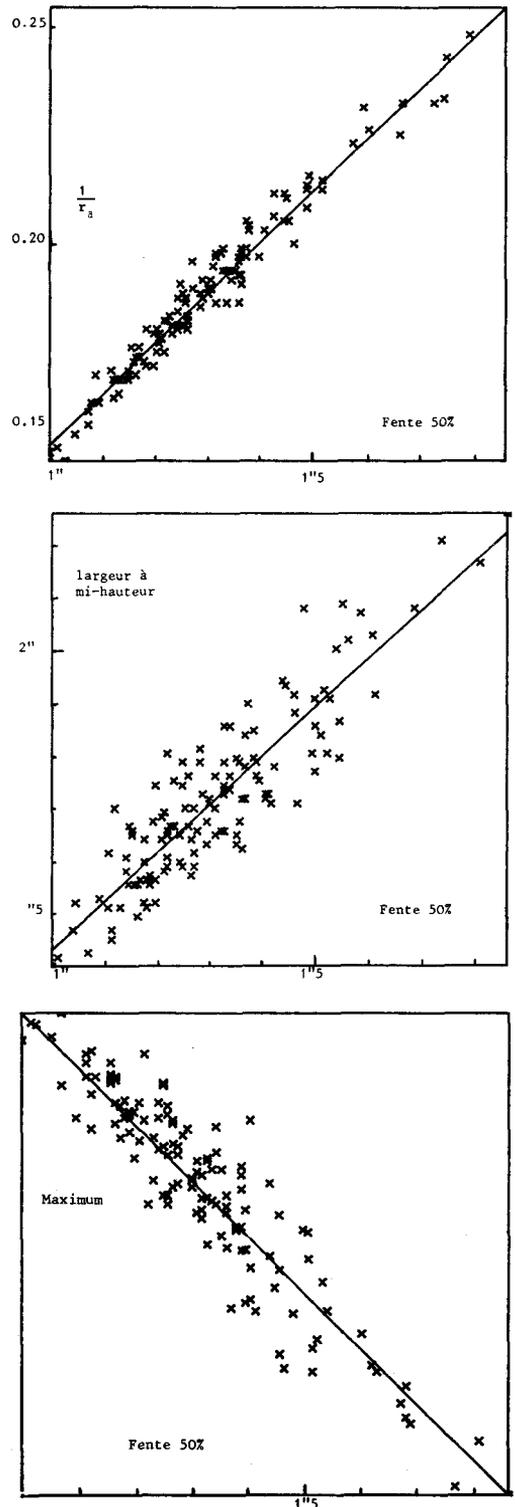


FIG. 1. — (a) Corrélation entre la fente d'énergie 50 % mesurée sur la fonction d'étalement ligne et la résolution calculée sur la transformée de Fourier (FTM); (b) Corrélation entre la fente d'énergie 50 % et la largeur à mi-hauteur mesurées sur la fonction d'étalement ligne; (c) Corrélation entre la fente d'énergie 50 % et le maximum de la fonction d'étalement ligne.

b) Cohérence du mouvement de l'image. — Dans les méthodes de recentrement l'étendue de la zone de cohérence de l'agitation joue un rôle déterminant. Elle est différente de la zone d'isoplanétisme dont l'expression et la mesure dans le cas de la speckle interférométrie stellaire ont été publiés par F. Roddier, J. M. Gilli et J. Vernin [15]. L'étendue du champ angulaire où le mouvement de l'image est cohérent a été calculée par Young [2] et des mesures ont été faites par Kolchinski [16]. D'après ces auteurs une corrélation parfaite dans le mouvement des différentes parties d'une image est observée pour un champ de $40''$ dans un télescope de 1 m et l'étendue de cette zone croît proportionnellement au diamètre du télescope. Nous avons cherché à mesurer expérimentalement la taille de la zone de cohérence de l'agitation. Cette vérification est difficile car dans la plupart des séries de mesure les petits défauts d'entraînement du télescope sont difficiles à distinguer de l'agitation proprement dite. Cependant nos résultats prouvent que les méthodes de recentrement sont applicables dans un champ d'au moins $14''$ dans un télescope de 2 m. A cette distance la corrélation des déplacements des images des 2 composantes d'une étoile double reste de 0.93 (fig. 2).

La cohérence des déplacements est montrée par la figure 3 où le centrage effectué sur la composante A du couple STF 2280 a été reporté, avec les mêmes paramètres, sur la composante B. Les déplacements subsistant sur cette composante sont exclusivement le fait de l'agitation différentielle : la mesure donne pour amplitude résiduelle $0''03$ (écart type). Les recentrements sont faits par superposition des barycentres photométriques — ou photocentres — dont les positions sont moins sensibles au bruit que celles du maximum.

c) Cohérence de l'étalement dans l'image. — Il convient d'évaluer l'étendue de la zone où la qualité de l'image demeure homogène en résolution. En principe, puisqu'un seul paramètre suffit à caractériser à la fois l'étalement et l'agitation, ce domaine doit être très comparable à la zone de cohérence de l'agitation. Nous avons mesuré la cohérence des paramètres de qualité d'image évalués sur chacune des composantes de 8 couples d'étoiles doubles dont la séparation s'échelonne entre $3''$ et $14''$. Nous avons toujours trouvé une forte corrélation. Nous publions les résultats relatifs au couple STF 2280 qui est le plus écarté que nous ayons étudié (fig. 4).

d) Composite. — A partir des N enregistrements élémentaires, on effectue un compositage direct sans recentrement : on obtient ainsi une longue pose. Pour ce composite on détermine les paramètres de qualité d'image dans l'espace direct et on calcule sa transformée de Fourier. Celle-ci est une évaluation de la FTM longue pose de Fried. Sa modélisation sous cette forme permet de déterminer les paramètres r_0 par $r_0 = 2,1 \lambda F f_e$ (f_e fréquence à $1/e$).

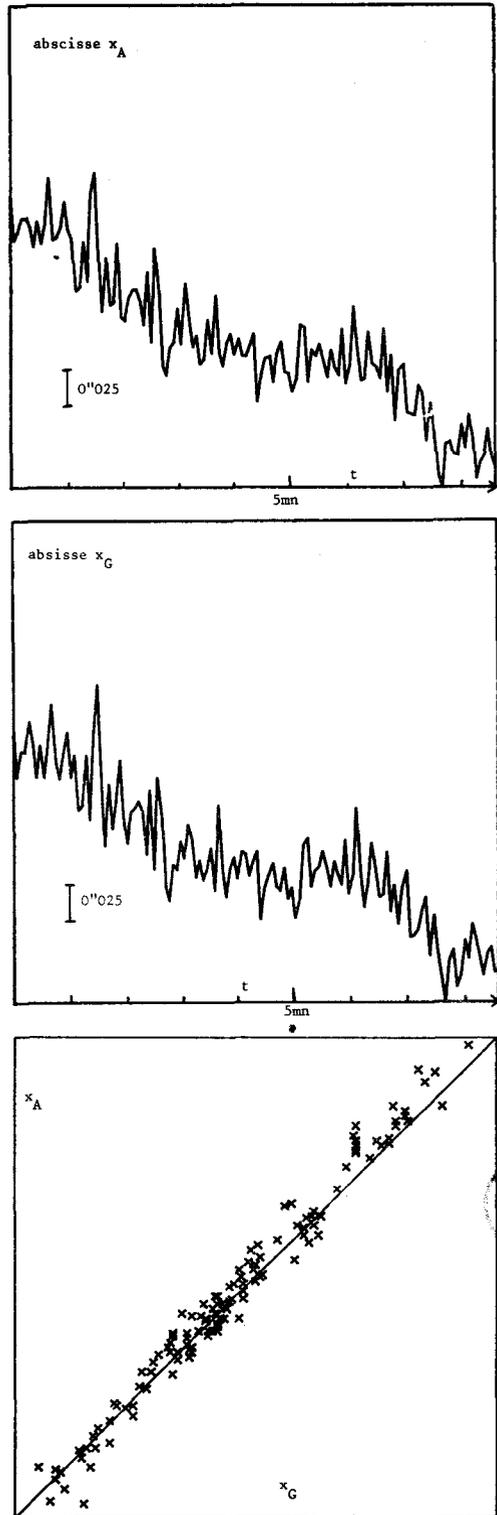


Fig. 2. — (a) Variation en position du centre de gravité de STF 2280 composante A ; (b) Variation en position du centre de gravité de STF 2280 composante B ; (c) Corrélation de la position des centres de gravités des deux composantes.



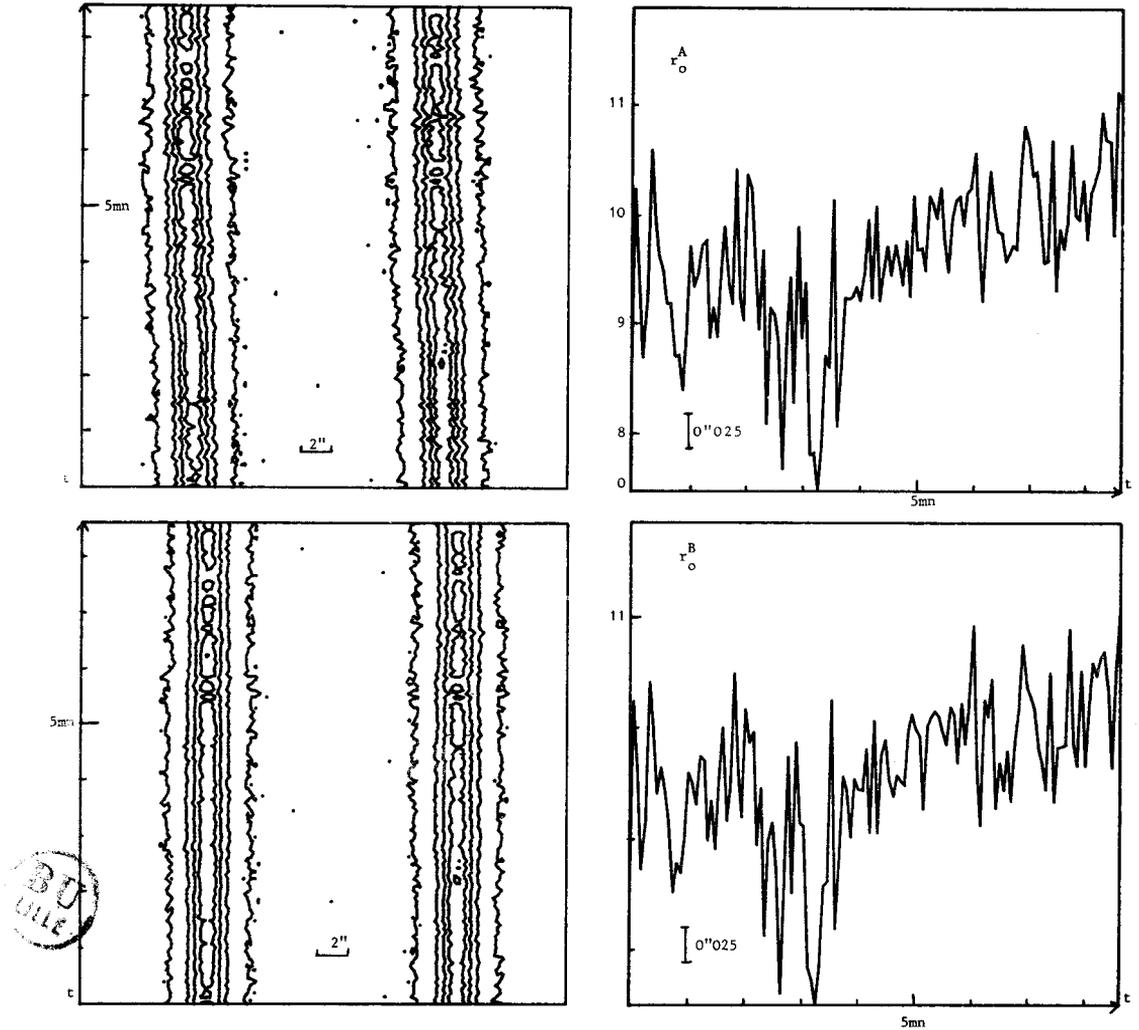
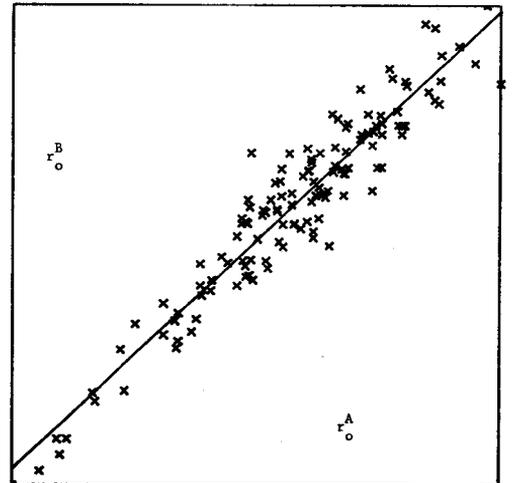


FIG. 3. — Chaque ligne de l'image est des enregistrements individuels c'est-à-dire une évaluation de la fonction d'étalement ligne. Walters [1978] a montré que dans une traînée stellaire obtenue par déplacement du télescope à une vitesse uniforme, les coupes perpendiculaires au déplacement sont des évaluations de la fonction d'étalement ligne. L'image synthétique que nous avons constituée, en créant un fichier dont chaque ligne est un enregistrement individuel de la fonction d'étalement ligne, est donc une traînée stellaire. (a) Traînes stellaires brutes : étoile double STF 2280 (distance $14''$). Une légère dérive du télescope est bien visible; (b) Traînes stellaires recentrées : les paramètres du recentrement ont été calculés sur la composante de gauche et le recentrement exécuté sur les 2 composantes.

FIG. 4. — (a) Valeurs de r_0 calculées par modélisation de la FTM, STF 2280 composante A; (b) Valeurs de r_0 calculées par modélisation de la FTM, STF 2280 composante B; (c) Corrélation entre les deux séries de valeur de r_0 .



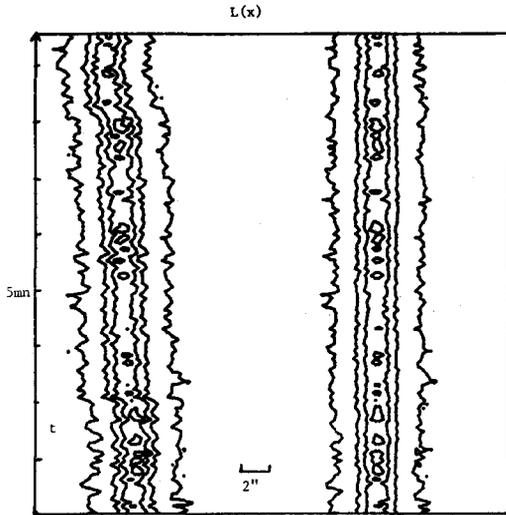


FIG. 5. — Trainée stellaire : à gauche sans recentrement, à droite après recentrement.

Les mêmes enregistrements élémentaires sont composés en superposant la position des barycentres photométriques. La transformée de Fourier du composite recentré ainsi obtenu est une évaluation de la FTM courte pose de Fried. On peut donc en déduire la valeur du paramètre r_0 à partir de la fréquence f_e . Soit

$$r_0 = 2,1 \lambda F f_e \left[1 - \left(\frac{\lambda F f_e}{D} \right)^{1/3} \right]^{3/5}$$

Ces deux estimations de r_0 doivent fournir le même résultat. Cette valeur est différente de la moyenne arithmétique des variables r_u qui ne possèdent pas une distribution gaussienne mais probablement Log normale.

La résolution, estimée par la largeur de fente contenant 76 % de l'énergie doit être différente, dans le composite « pose courte » et le composite « pose longue ». Cette différence dépend du rapport D/r_0 et peut être calculée d'après Fried [10].

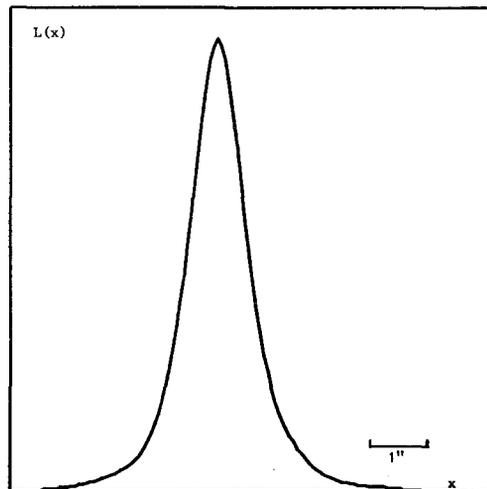
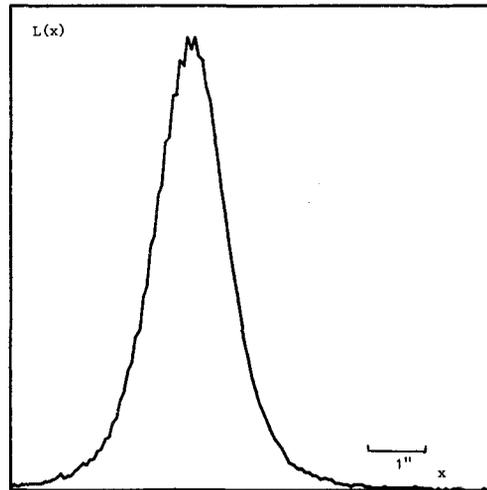
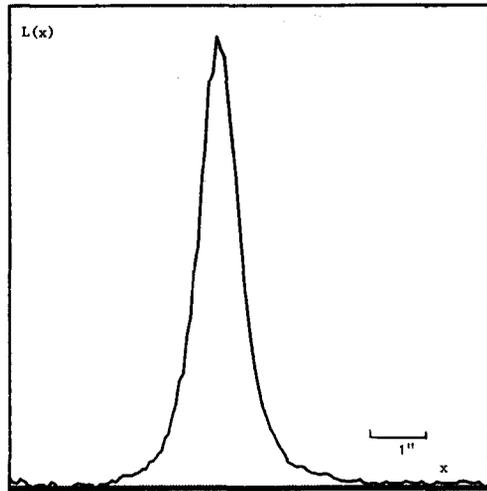
Le gain théorique en résolution des poses courtes recentrées, sans aucune sélection est donné dans le tableau II.

TABLEAU II

Gain théorique en résolution par recentrage

D/r_0	1.0	2.0	3.0	3.5	4.0	5.0	7.0	10.0	15.0	20.0	30.0	30.0
Gain	1.4	1.8	2.0	2.1	2.0	1.9	1.7	1.5	1.4	1.3	1.2	1.1

FIG. 6. — (a) Meilleur enregistrement : élémentaire ou fonction d'étalement ligne; (b) Composite direct : empilement des enregistrements élémentaires; (c) Composite recentré : empilement des enregistrements élémentaires avec superposition des centres de gravité.



Nous avons cherché à vérifier expérimentalement ce gain et à étudier le rôle d'une sélection des images. Cette vérification expérimentale est délicate car il faut que les dérivés de l'image soient dues exclusivement au phénomène d'agitation atmosphérique et non aux défauts résiduels de guidage du télescope. Le *tableau III* donne les résultats expérimentaux. La résolution à deux dimensions ρ'' a été calculée à partir de la largeur de fente contenant 50 % de l'énergie par la formule du tableau I : $\rho = 1.9 L$.

TABEAU III
Résultats expérimentaux pour $r_0 = 4.5$ cm

	Largeur de fente à 50 % d'énergie	Résolution à 2 dimensions
Meilleur cliché	0" 97	1" 62
Cliché le plus mauvais	1" 87	3" 12
Composite direct des 512 poses	1" 55	2" 59
Composite recentré des 512 poses	1" 29	2" 15
Composite sélection de 15 %	1" 12	1" 87
Composite sélection de 7 %	1" 09	1" 82
Composite sélection de 3 %	1" 06	1" 77

Ces résultats correspondent à un $r_0 = 4.5$ cm pour lequel le gain théorique à $D/r_0 = 40$ est un peu supérieur à 1.1 ; le gain expérimental 1.2 est un peu meilleur, sans doute par correction des défauts de guidage résiduels. La valeur de r_0 est faible : nous avons utilisé pour faire cette étude les créneaux laissés libres dans l'utilisation du télescope.

Le gain par sélection de 7 % des meilleurs enregistrements est de 1.4, ce qui montre que seule une sélection sévère apporte un gain appréciable. Avec des grands télescopes, dans le visible la méthode n'est utilisable que par « bonnes images » ($r_0 \geq 10$ cm).

Par contre dans l'infrarouge même par qualité d'image moyenne (si $r_0 = 10$ cm à $0.5 \mu\text{m}$, il vaut 52 cm à $2 \mu\text{m}$), le centrage permet de gagner un facteur voisin de 2 en résolution sans perdre l'information de phase.

III. — 4. Extension à deux dimensions

Nous avons étendu à deux dimensions notre procédure de centrage par superposition des photocentres. Les coordonnées x_G, y_G du déplacement subis par l'image sont calculés par les formules,

$$x_G = \frac{1}{E} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} xD(x, y) dx dy \text{ soit}$$

$$x_G = \frac{1}{E} \int xL(x) dx ,$$

$$y_G = \frac{1}{E} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} yD(x, y) dx dy \text{ soit}$$

$$y_G = \frac{1}{E} \int yL(y) dy .$$

c'est-à-dire comme barycentres de l'intégrale ligne et de l'intégrale colonne. L'application de deux recentrements successifs à une dimension présente l'avantage d'être réalisable en temps réel et avec une taille mémoire moins importante que celle exigée par les méthodes de recentrement global par autocorrélation.

L'application à des clichés CCD, obtenus au télescope de 2 m par B. Fort et son équipe, a fait apparaître un autre avantage du centrage : pour ce type de récepteur il provoque un lissage du bruit (car l'image se forme sur des zones différentes du récepteur qui seront moyennées par recentrement) et une diminution de l'anisotropie de la FTM ; l'application ultérieure de méthode de traitement d'images est plus efficace (fig. 7).

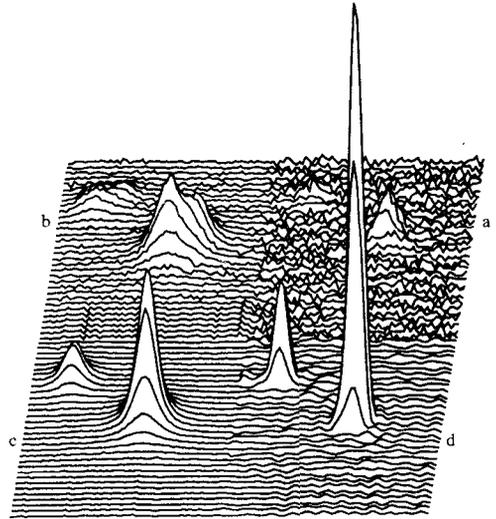


FIG. 7. — Etoile double ADS 16519.

FIG. 7. — (a) Meilleur cliché CCD pose 30 μs . (b) Pose CCD 2 minutes. (c) Pose CCD recentrée. (d) Pose recentrée puis déconvoluée.

CONCLUSION

Le recentrage des images permet d'augmenter la résolution de manière appréciable. Tout d'abord cette méthode élimine les imperfections de guidage du télescope et les poses longues s'en trouvent sensiblement améliorées. D'autre part l'élimination de l'agitation amène à elle seule un gain en résolution de l'ordre 2 lorsque le rapport D/r_0 est d'environ 4. Par sélection des images on peut obtenir ce gain pour une valeur de D/r_0 plus importante. Les méthodes de recentrement présentent un autre avantage : les dérivés du télescope et celles de l'agitation ne sont pas isotropes ; en les supprimant on augmente l'isotropie de la fonction de transfert. Les méthodes de déconvolution donnent alors de meilleurs résultats sur une image recentrée que sur une image pose longue. Par bonnes images (résolution pose longue de l'ordre de 0" 8 — assez couramment obtenue désormais sur les grands télesco-

pes), le gain par recentrement et sélection peut atteindre 2; la déconvolution permet d'obtenir un autre gain d'un facteur 2 [17]. La résolution finale est de l'ordre de $0''2$, voisine de celle du télescope spatial. On peut avec des méthodes d'acquisition et de traitement d'images bien choisies obtenir au sol des observations d'une qualité s'approchant de celles fournies par le télescope spatial.

Les meilleurs sites ont dans le visible des valeurs de r_0 proches de 15 cm; un télescope de 60 à 80 cm est donc optimum du point de vue de la résolution. Pour des objets brillants, étoiles doubles, planètes, la solution la plus efficace est de construire un télescope de ce diamètre avec lame de fermeture en veillant particulièrement à son environnement thermique [18]. Cependant pour des objets faibles, il faut utiliser des télescopes de grand diamètre pour collecter un nombre de photons suffisant. On pourrait alors subdiviser la pupille en éléments de 60 à 80 cm environ. L'image obtenue par chaque pupille élémentaire aura la résolution optimale et leur superposition permettra d'obtenir un rapport signal sur bruit suffisant. Le découpage de la pupille est utilisé dans les projets de correction des déformations de la surface d'onde par pupille active [19], ou de la conception des nouveaux télescopes [20, 21].

On peut également conserver la séparation des pupilles unitaires, les enregistrer sur des zones différentes d'un même récepteur ou sur plusieurs récepteurs et opérer un compositage ultérieur, mais on perdra en détectivité.

Dans le cas d'un récepteur unique et pour des objets de structure simple, chaque pupille élémentaire fournit une image voisine de la figure de diffraction et affectée d'agitation. Les images correspondant aux différentes pupilles peuvent être considérées comme les grains d'un même speckle exploitable par speckle interférométrie.

La méthode de superposition de poses courtes présente également l'avantage d'accroître le rapport signal sur bruit pour des raisons liées aux caractéristiques physiques des récepteurs. La valeur du DQE d'un récepteur passant par un maximum un composite dont les N images élémentaires ont la durée τ leur donnant ce DQE maximum, aura un rapport signal sur bruit

supérieur à celui d'une pose longue de durée $N\tau$ [22, 23].

D'autre part, les inhomogénéités des récepteurs qui subsistent, toujours malgré le soin apporté aux corrections de fond, sont mieux éliminées, par superposition d'images formées sur des zones différentes de la surface sensible.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] RACINE (R.). — Rapport interne CFHT, 1982.
- [2] YOUNG (A. T.). — *Astrop. Journ.*, 1974, 189, 587-604.
- [3] BENIN (D.). — *Thèse de 3^e cycle Université Paris VI*, 1978.
- [4] WALTERS (D. L.), FAVIER (D. L.), HINES (J. R.). — *J. Opt. Soc. Am.*, 1979, 69, 828-837.
- [5] DAINTY (J. C.), O'DONNELL (K. A.), BRAMES (B. J.). — *Opt. Com.*, 1982, 41, 79-82.
- [6] LABEYRIE (A.). — *Astron. Astrop.*, 1970, 6, 85-87.
- [7] LABEYRIE (A.). — *Nou. Rev. Opt.*, 1974, 5, 141-151.
- [8] KORFF (D.). — *J. Opt. Soc. Am.*, 1973, 63, 971-980.
- [9] HUFNAGEL (R. E.), STANLEY (N. L.). — *J. Opt. Soc. Am.*, 1964, 54, 52-61.
- [10] FRIED (D. L.). — *J. Opt. Soc. Am.*, 1966, 56, 1372-1379.
- [11] MARECHAL (A.), FRANÇON (M.). — *Ed. Rev. Opt.*, Paris, 1960.
- [12] JOHNSON (C. D.). — *Applied Optics*, 1973, 12, 1031-1033.
- [13] LUTONWISKI (R. F.). — *J. Opt. Soc. Am.*, 1971, 61, 482-487.
- [14] RODDIER (F.). — *Progress in Optics* E. Wolf Editors, 1981, 280-376.
- [15] RODDIER (F.), GILLI (G. M.), VERNIN (J.). — *J. Optics*, 1982, 13, 63-70.
- [16] KOLCHINSKI (I. G.). — *Opt. Int. of Earth's Atmosph.* Editors NI Kucheroo, Jerusalem, 1966, 7-10.
- [17] COUPINOT (G.), HECQUET (J.), HEIDMANN (J.). — *Mont. Not. Roy. Ac.*, 1982, 199, 451-457.
- [18] COUPINOT (G.). — *Colloque UAI Etoiles doubles*, Coimbra, 1974.
- [19] FRIED (D. L.). — *J. Opt. Soc. Am.*, 1982, 72, 52-61.
- [20] BARANNE (P.). — *Opt. Acta*, 1982, 29, 6, 847-860.
- [21] RÖSCH (J.). — *Rapport pour l'étude du télescope solaire européen* Stockholm Odhjörn Engvold-Manfried Hefter.
- [22] DAINTY (J. C.), SHAW (R.). — *Image Science Acad. Press*, 1974, 171.
- [23] MILLIARD (B.). — *Séminaire Traitement d'Images*, Marseille, janvier 1983.

(Manuscrit reçu le 30 janvier 1984.)

CHAPITRE V - Paragraphe 2

Article 7

GAIN EN RESOLUTION PAR SELECTION ET RECENTRAGE

(*) UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE I,
U.E.R. DE MATHÉMATIQUES PURES ET APPLIQUÉES

59655 Villeneuve d'Ascq Cedex (France)

(**) OBSERVATOIRE DU PIC DU MIDI ET DE TOULOUSE

65200 Bagnères de Bigorre (France)

GAIN EN RÉOLUTION PAR SUPERPOSITION DE POSES COURTES RECENTRÉES ET SÉLECTIONNÉES

J. HECQUET (*), G. COUPINOT (**)

MOTS CLÉS :

Sélection d'images
Compositage
Augmentation de la résolution
Poses courtes

KEY WORDS :

Frame selection
Composite short
Exposures
Angular resolution's
Improvement

Composite pictures of selected recentered short exposures to improve the angular resolution

RÉSUMÉ : L'article a pour but de calculer le gain en résolution apporté par la sélection des images dans les méthodes de superposition de poses courtes recentrées.

Pour un seuil de sélection fixé ce gain est fonction du rapport D/r_0 où D est le diamètre du télescope et r_0 le paramètre de Fried caractérisant l'état de la turbulence.

On calcule la résolution angulaire obtenue suivant le pourcentage d'images sélectionnées.

Les valeurs publiées sont en accord avec les résolutions mesurées par divers observateurs appliquant des méthodes de sélection.

La superposition d'une sélection de 10 % de poses courtes recentrées permet de gagner un facteur 2 en résolution jusqu'à une valeur de D/r_0 de l'ordre de 15. Dans le visible, la procédure devient applicable par qualité d'image bonne, sans être exceptionnelle, avec des télescopes de diamètre voisin d'un mètre.

SUMMARY : Gain in resolution achieved by selecting frames in a sequence of many short exposures is calculated.

Angular resolution as a function of the selection is given. Published values are in good agreement with measurements obtained by several observers.

A gain in resolution by a factor 2 can be achieved by selecting 10 % of short exposures then adding, each being recentered, up to $D/r_0 \approx 15$. At optical wavelengths the technique should be effective when the seeing is good, but not exceptional and with telescopes of one meter diameter.

INTRODUCTION

Rappelons que l'image d'une étoile au foyer d'un grand télescope présente des aspects différents suivant l'échelle de temps considérée. Pour des temps de poses d'une durée inférieure à la constante de temps de la turbulence atmosphérique (quelques milli-secondes) l'image d'une étoile a une structure granulaire [1] et sa fonction de transfert de modulation a été

établie par Korff [2]. Pour un temps de pose légèrement supérieur, variant entre quelques dixièmes de seconde et quelques secondes selon le site et les conditions atmosphériques, l'aspect granulaire n'apparaît plus et l'image devient une tache continue de dimension variable (entre quelques dixièmes de secondes d'arc et quelques secondes d'arc). Enfin pour des temps de pose encore plus longs l'agitation déplace aléatoirement ces images étalées et leur superposition constitue une pose longue.

I. — GAIN EN RÉOLUTION DES POSES COURTES NON SÉLECTIONNÉES PAR RAPPORT AUX POSES LONGUES

Fried [3] a établi l'expression des fonctions de transfert de modulation des poses longues et des poses courtes c'est-à-dire des poses étalées mais affranchies de l'agitation. Pour caractériser leur « qualité » il a choisi pour critère la valeur de l'intégrale de leur fonction de transfert de modulation moyenne

$\mathbb{R} = \int \tau(f) df$. \mathbb{R} est proportionnel au rapport de

Strehl [4] défini par $\mathbb{D} = \frac{\int \tau(f) df}{\int \tau_0(f) df}$ où $\tau_0(f)$ est la

fonction de transfert de modulation d'un télescope optiquement parfait limité par la diffraction. Pour un tel télescope supposé hors atmosphère le rapport de Strehl est par définition 1 alors que la variation quadratique de la surface d'onde sur la pupille est nulle. S'il s'agit d'un télescope de diamètre D sans obstruction centrale l'intégrale de sa fonction de transfert est $\frac{\pi}{4} \times \left(\frac{D}{\lambda}\right)^2$ pour la longueur d'onde λ . On en déduit

$$(1) \quad \mathbb{R} = \frac{\pi}{4} \times \left(\frac{D}{\lambda}\right)^2 \times \mathbb{D}.$$

Les astronomes étant habitués à exprimer une résolution sous la forme d'une résolution angulaire on peut, en suivant Roddier [5] définir l'angle de résolution associée à \mathbb{R} par

$$(2) \quad \omega = \left(\frac{4}{\pi \mathbb{R}}\right)^{1/2} = \frac{4}{\pi} \frac{\lambda}{D} \frac{1}{\sqrt{\mathbb{D}}}.$$

Pour un télescope sans obstruction centrale limité

par la diffraction on a $\omega_d = \frac{4}{\pi} \frac{\lambda}{D} = 1.27 \frac{\lambda}{D}$. Rappelons que la définition traditionnelle de la résolution d'un tel instrument — rayon angulaire du premier disque sombre dans la figure d'Airy — conduit à $\omega_d = 1.22 \frac{\lambda}{D}$. Les deux définitions sont bien numériquement équivalentes.

Fried a calculé les valeurs de \mathbb{R} pour les poses longues \mathbb{R}_l et pour les poses courtes \mathbb{R}_c . Ces deux résolutions dépendent, comme les fonctions de transfert correspondantes, du rapport D/r_0 où r_0 paramètre de Fried [6] caractérise l'état de la turbulence atmosphérique. Quand $D \gg r_0$, l'atmosphère limite les performances de l'instrument et Fried a montré qu'aussi grand que soit le diamètre du télescope la résolution angulaire d'une pose longue n'est jamais inférieure à $\omega_a = \frac{4}{\pi} \times \frac{\lambda}{r_0}$. Une pose courte — c'est-à-dire affranchie de l'agitation — a naturellement une meilleure résolution qu'une pose longue affectée d'agitation. Le rapport de leur résolution angulaire dépend de D/r_0 et passe par un maximum pour $D/r_0 = 3,5$ ainsi

que le montre le tableau 1 calculé d'après les valeurs \mathbb{R}_l et \mathbb{R}_c publiées par Fried.

Tableau 1

D/r_0	ω_c/ω_L	D/r_0	ω_c/ω_L
1	1,38	7	1,66
2	1,84	10,0	1,48
3	2,04	15	1,36
3,5	2,06	20	1,31
3,8	2,04	30	1,25
4,0	2,03	50	1,19
5	1,91	100	1,14

On obtient donc un gain maximum de 2. Dans le visible où $r_0 = 10$ cm correspond à une bonne qualité d'image l'intérêt de la superposition de poses courtes recentrées n'est pas évident si l'on travaille avec un grand télescope. Par contre dans l'infra-rouge (si $r_0 = 10$ cm à $0,5 \mu\text{m}$, il vaut 52 cm à $2 \mu\text{m}$) une telle procédure permet de gagner un facteur 2 en résolution sans perdre l'information de phase.

II. — GAIN APPORTÉ PAR LA SÉLECTION

a) Modélisation de la fonction de résolution des poses courtes

Nous appellerons « fonction de résolution des poses courtes » la fonction $\mathbb{R}_c/\mathbb{R}_l = f(D/r_0)$ publiée par Fried [3]. Les résolutions calculées par Fried sont des résolutions « moyennes », évaluées en prenant la valeur moyenne de la surface d'onde sur la pupille. Cependant à un instant particulier cette déformation peut être nettement inférieure à sa valeur moyenne et devenir même très faible. Fried [7] a calculé la probabilité pour que les déphasages restent inférieurs à un radian en moyenne quadratique sur une pupille de diamètre D en présence d'une turbulence caractérisée par le paramètre r_0 . Il a montré que pour $D/r_0 \geq 3,5$ les probabilités calculées sont modélisables par

$$(3) \quad \text{Prob} \approx 5,6 \exp[-0,1557(D/r_0)^2].$$

Cortegianni [8] a donné lui un modèle qui coïncide bien avec ces probabilités tant que $D/r_0 \leq 6$:

$$(4) \quad \log(\text{Prob}) = -0,1557(D/r_0)^2 \left/ \exp \left[\frac{11,04}{(D/r_0)^2} + \frac{35,35}{18,907 + (D/r_0)^2} \right] \right.$$

Avec ces deux modèles on peut calculer très facilement la probabilité d'avoir un déphasage inférieur à un radian carré pour toute valeur de D/r_0 .

Pour évaluer la résolution qui en résulte il faut relier le rapport de Strehl au déphasage Δ sur la pupille.

La formule classique de Maréchal $\mathbb{D} = \left(1 - \frac{\Delta^2}{2}\right)^2$ est utilisable tant que $\mathbb{D} \geq 0,6$ soit $\Delta^2 < 0,5 \text{rd}^2$.

Mahajan [9] a montré que pour les types d'aberration classiques la formule

$$(5) \quad \mathbb{D} = e^{-\Delta^2}$$

est utilisable avec une précision meilleure que 10 % si $\mathbb{D} \geq 0,3$ soit $\Delta^2 \leq 1,2 \text{ rd}^2$.

Evaluons avec cette formule, la résolution d'une pose pour laquelle $\Delta^2 \leq 1 \text{ rd}^2$. D'après (2) pour $\mathbb{D} = e^{-1}$ on a $\omega = 2,1 \lambda/D$. Une « bonne » image de Fried a une résolution 1,7 fois moins bonne que la résolution théorique.

D'après les valeurs de \mathbb{R}_c publiées par Fried on peut calculer les déphasages sur la pupille par la formule (5) jusqu'à $D/r_0 = 3,5$. On obtient

Tableau II

D/r_0	0,1	0,5	1,0	2,0	3,0	3,5
Δ^2 en rd^2	0,003	0,053	0,170	0,528	0,997	1,255

On remarque que pour $D/r_0 = 3,0$, Δ^2 est inférieur ou égal à un radian carré. Or d'après la loi de probabilité de Fried pour $D/r_0 = 3,0$, 76 % des images poses courtes ont un déphasage de la fonction d'onde sur la pupille d'entrée inférieure à un radian carré. On peut se demander si la résolution « moyenne » des poses courtes n'est pas la résolution de 76 % d'entre elles. Pour le confirmer ou l'infirmer calculons directement pour $D/r_0 \leq 3,5$ le déphasage de la surface d'onde pour une sélection de 76 % de poses courtes.

Pour cela reprenons le raisonnement de Cortegianni : en considérant que les déformations de la surface d'onde ne dépendent pas de la longueur d'onde, aux effets près de la dispersion de l'indice $n(\lambda)$, la probabilité p , d'avoir un déphasage inférieur à un radian à la longueur d'onde λ_0 , pour laquelle le rayon de Fried est $r_0(\lambda_0)$ est aussi la probabilité d'avoir à la longueur d'onde λ un déphasage inférieur à Δ tel que

$$\frac{\Delta}{1 \text{ rad}} = \frac{\lambda_0}{\lambda} \frac{[n(\lambda) - 1]}{[n(\lambda_0) - 1]} = \Delta.$$

Pour cette longueur d'onde le rayon de Fried est égal à

$$r_0(\lambda) = r_0(\lambda_0) \left[\frac{\lambda}{\lambda_0} \frac{n(\lambda_0) - 1}{n(\lambda) - 1} \right]^{6,5} = \frac{r_0(\lambda_0)}{\Delta^{6,5}}$$

donc

$$p\left(\frac{D}{r_0(\lambda)}, \Delta^2\right) = p\left(\frac{D}{r_0(\lambda_0) \Delta^{6,5}}, 1\right)$$

et quelle que soit la longueur d'onde

$$p\left(\frac{D}{r_0}, \Delta^2\right) = p\left(\frac{D}{r_0 \Delta^{6,5}}, 1\right).$$

En utilisant cette formule on peut calculer en fonction de D/r_0 le déphasage sur la pupille correspondant à une sélection de 76 % des poses courtes.

$$p\left(\frac{D}{r_0}, \Delta^2\right) = p\left(\frac{D}{r_0 \Delta^{6,5}}, 1\right) = P(3,1)$$

d'où

$$\Delta^2 = \left(\frac{D}{3 r_0}\right)^{5,3}.$$

On obtient

Tableau III

D/r_0	0,1	0,5	1,0	2,0	3,0	3,5
Δ^2	0,003	0,051	0,160	0,519	1,000	1,293

Les déphasages calculés sont cohérents avec ceux obtenus à partir du rapport de Strehl tant que l'approximation $\mathbb{D} = e^{-\Delta^2}$ a pu être utilisée.

Nous considérons la fonction $\mathbb{R}_c/\mathbb{R}_u = f(D/r_0)$ publiée par Fried comme la fonction de résolution d'une sélection de 76 % des clichés poses courtes. Pour $D/r_0 \geq 2,0$ nous avons modélisé le rapport $\mathbb{R}_c/\mathbb{R}_u$ par la fonction

$$(6) \quad G\left(\frac{D}{r_0}\right) = \log(\mathbb{R}_c/\mathbb{R}_u) = \frac{0,95 \log(D/r_0)^{1,5} - 0,05}{2,3 \log(D/r_0)^{3,7} + 0,27}.$$

Ce modèle approxime les données de Fried à mieux que 1/100 près. Sur la figure 1 la courbe a représente la fonction $\mathbb{R}_c/\mathbb{R}_u$ en fonction de D/r_0 calculée d'après la formule (6). Les croix indiquent les valeurs publiées par Fried.

b) Fonction de résolution d'une sélection de poses courtes

Nous nous proposons de calculer la fonction de résolution d'une sélection d'un pourcentage donné de poses courtes, par exemple 10 %. Par approximations successives on peut calculer à partir des formules (3) (ou (4)) la valeur V de D/r_0 correspondant à la probabilité p d'obtenir un déphasage sur la pupille inférieure à un radian carré. Si on prend par exemple $p = 0,1$ on trouve $V = 5,1$. Pour toutes les valeurs de D/r_0 inférieures à V on déduit par la formule $\Delta^2 = (D/r_0 V)^{5,3}$ la moyenne quadratique des déphasages sur la pupille, puis le rapport de Strehl par $\mathbb{D} = e^{-\Delta^2}$.

Pour calculer le rapport de Strehl lorsque le déphasage est supérieur à 1,2 rd^2 nous admettons que la fonction $\log(\mathbb{R}_c/\mathbb{R}_u)$ est modélisable sous la forme

$$(7) \quad \log(\mathbb{R}_c/\mathbb{R}_u) = \frac{1}{\mu} \frac{0,9 \log(v D/r_0)^{1,5} - 0,02}{2,3 \log(v D/r_0) + 0,3}.$$

Nous calculons par moindre carré les valeurs de μ et v en ajustant les valeurs de \mathbb{D} calculées par $\mathbb{D} = e^{-\Delta^2}$ à celles déduites de l'équation (7).

Les résultats numériques pour les sélections 76 %, 10 %, 1 % ou 1/1 000 sont regroupées dans le tableau IV.

La figure 1 est la représentation graphique des fonctions $f(\mathbb{R}_c/\mathbb{R}_u)$. Pour les faibles valeurs de D/r_0 , $\mathbb{R}_c/\mathbb{R}_u$ est proche de $(D/r_0)^2$: la droite $y = x^2$ est asymptote aux 4 courbes. Quand D augmente indéfiniment $\mathbb{R}_c/\mathbb{R}_u$ tend vers 1 et les quatre courbes admettent pour asymptote la droite $y = 1$.

Tableau IV

R_i/R_0 pour des poses courtes sélectionnées

D/r_0	Valeurs de Fried	Valeurs calculées par (6) 76/100	Sélection 10/100	Sélection 1/100	Sélection 1/1 000
3,0	3,3	3,3	5,9	6,7	7,2
4,0	3,5	3,4	8,2	10,0	10,9
5,0	3,2	3,1	8,1	11,6	13,8
7,0	2,5	2,6	7,0	10,8	15,2
10,0	2,0	2,1	5,4	8,5	13,3
15,0	1,8	1,9	4,1	6,3	10,1
20,0	1,7	1,7	3,4	5,1	8,2
50,0	1,4	1,4	2,3	3,1	4,5
100	1,3	1,3	1,9	2,4	3,3
1 000	1,1	1,1	1,4	1,6	1,9

Gain en résolution angulaire. — Pour évaluer ce gain, nous avons utilisé les valeurs du rapport de Strehl pour les poses longues publiées par Fried et utilisé la relation $\omega_i/\omega_l = \sqrt{R_i/R_0}$.

Le gain en résolution pour un seuil de sélection de 76 % se confond avec le gain en résolution pose courte, pose longue de Fried. On peut le constater en rapprochant les valeurs de Fried pour R_i/R_0 et les valeurs calculées à partir de la formule (6) (colonnes 2 et 3 du tableau IV).

Tableau V

Gain en résolution angulaire entre une pose courte sélectionnée et une pose longue.

D/r_0	Seuil de Sélection 76/100	Seuil de Sélection 10/100	Seuil de Sélection 1/100	Seuil de Sélection 1/1 000
3,0	2,0	2,7	2,9	3,0
4,0	2,0	3,1	3,4	3,6
5,0	1,9	3,1	3,6	4,0
7,0	1,7	2,8	3,4	4,1
10,0	1,5	2,4	3,0	3,8
15,0	1,4	2,1	2,6	3,2
20,0	1,3	1,9	2,3	3,0
50,0	1,2	1,5	1,7	2,1
100	1,1	1,4	1,6	1,8

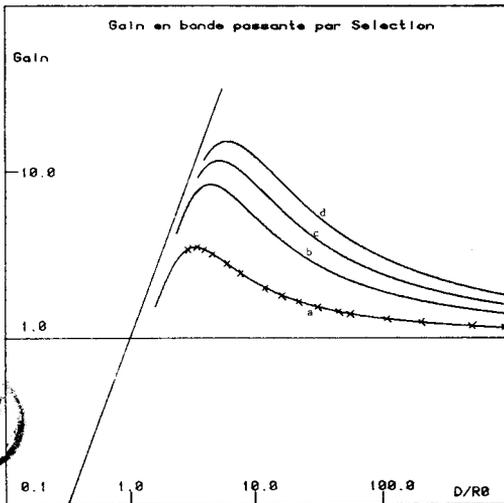


FIG. 1. — Seuil de sélection : a) 76 %; b) 10 %; c) 1 %; d) 1/1 000. x : valeurs publiées par Fried.

- Pour une sélection de 10 % le maximum du gain est atteint pour $D/r_0 = 4,5$ et vaut 3,1
- Pour une sélection de 1 % le maximum du gain est atteint pour $D/r_0 = 5,3$ et vaut 3,6
- Pour une sélection de 1/1 000 le maximum du gain est atteint pour $D/r_0 = 6,7$ et vaut 4,2.

Ce déplacement du maximum de gain en résolution pour des valeurs de D/r_0 relativement grandes et d'un grand intérêt pour les observations dans le domaine visible.

Pour une sélection de 10 % des images on peut s'attendre à un gain de 2 par superposition de poses courtes recentrées jusqu'à $D/r_0 \approx 15$ et jusqu'à $D/r_0 = 20$ pour une sélection de 1/100.

La procédure devient applicable dans le visible pour des valeurs de qualité d'image moyenne et avec des télescopes de diamètre voisin d'un mètre.

Comme il ne paraît pas réaliste de pousser la sélection au-delà du seuil de 1/1 000 il semble qu'on ne

La résolution augmente naturellement lorsque le seuil de sélection s'élève. Pour $D/r_0 \approx 3$ un seuil de sélection de 1/1 000, on s'approche de la limite de diffraction. Le maximum du gain en résolution entre une pose longue et une pose courte sélectionnée croît lorsque le seuil de sélection devient plus sévère mais, ce qui est moins évident au premier abord, ce maximum de gain se produit pour un D/r_0 plus grand.

Une dérivation des formules (7), ou tout aussi rapidement un calcul par approximations successives des formules (7) elles-mêmes, fournit les valeurs maximales du gain et les valeurs de D/r_0 correspondantes.

puisse espérer obtenir un gain supérieur à 4 (ce qui est déjà appréciable) en résolution angulaire par ces procédures. La figure 2 regroupe les courbes de la résolution angulaire définie à partir du rapport de Strehl $\omega = \frac{4 \lambda}{\pi D \sqrt{D}}$ en fonction de D/r_0 pour les sélections de 76 %, 10 %, 1 % et 1/1 000 de poses courtes, l'unité étant $\frac{4 \lambda}{\pi r_0}$. Avec cette unité pour D/r_0 petit les courbes ont pour asymptote la droite $y = r_0/D$ représentant la limite de diffraction optique; pour D/r_0 grand les courbes ont pour asymptote la droite $y = 1$ limitation atmosphérique.

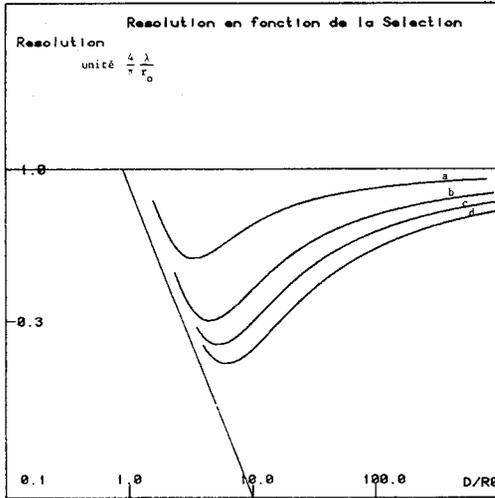


Fig. 2. — Seuil de sélection : a) 76 %; b) 10 %; c) 1 %; d) 1/1 000.

III. — VÉRIFICATIONS EXPÉRIMENTALES

a) Observations solaires

Les astronomes solaires pratiquent fréquemment la technique de sélection des poses courtes pour obtenir une excellente résolution sur les images de granules. R. Muller [10] a publié un cliché pris au télescope de 50 cm de l'Observatoire du Pic du Midi à travers un filtre de 0.01 μm centré à 0.57 μm. Le temps de pose est très court, de l'ordre de quelques millisecondes. la résolution a été estimée à partir de la largeur à mi-hauteur des profils d'étalements à 0,25". En terme de résolution de Strehl cela correspond à 0.3" (ω_s = 1,16 ω). Cette résolution a été obtenue par sélection d'un cliché sur 10 : elle conduit à une estimation de r₀ à 16 cm. En effet, pour cette valeur de r₀ la résolution des poses longues à 0.57 μm est de 0.9" qu'une sélection de 10 % des poses courtes ramène à 0.3".

Cette valeur de r₀ est excellente surtout pour des observations solaires. Il faut de plus souligner que cette qualité s'observe au Pic du Midi pendant plusieurs heures, ce qui est encore plus remarquable.

Remarquons que pour D/r₀ ≈ 3, ce qui est le cas ici, une sélection de 1/100 ou de 1/1 000 n'apporterait théoriquement pas de gain sensible, puisqu'une sélection de 10/100 suffit à assurer une résolution proche de la limite de diffraction. L'expérience confirme tout à fait ce résultat a priori paradoxal.

b) Observations au télescope de 1 m du Pic du Midi

Des clichés de Saturne, pris au télescope de 1 m du Pic du Midi par Pierre Guérin [11] à travers un filtre centré à 0.57 μm et un filtre violet centré à 0.35 μm ont des résolutions évaluées respectivement à 0.4" et 0.3" par la mesure de la largeur à mi-hauteur des profils d'étalement [12].

Ces résolutions ont été obtenues par sélection d'une image sur 10 de poses de une seconde. La résolution de Strehl équivalente pour λ = 0,57 μm est de 0,46" ce qui conduit à estimer le r₀ à 13 cm. En effet la résolution de Strehl des poses longues est alors de 1,15" qu'un gain de 2,5 pour D/r₀ ≈ 8 ramène à 0,45" par sélection de 10 % de poses courtes.

c) Caméra très haute résolution du télescope CFH

Cet instrument se compose d'une caméra munie d'un obturateur qui ne s'ouvre que lorsque la finesse des images est meilleure qu'une valeur présélectionnée et que si le centrage est quasi-parfait [13]. Lorsque la résolution pose longue est de 0,8" à 0,8 μm le rendement du système est de l'ordre de 10⁻³ si le seuil de sélection est fixé à 0,4". La résolution pose longue conduit à estimer le r₀ à 20 cm soit D/r₀ = 18. D'après les calculs précédents le gain en résolution cherché étant 2, avec une telle valeur du rapport D/r₀ le rendement du système devrait être de 10 %.

Cependant il n'y a pas sur le dispositif de stabilisateur d'image, le photocentre subit un déplacement d autour de sa position moyenne suivant une loi de densité de probabilité gaussienne [5], [14] $\mathcal{P}(d) = \frac{1}{\pi\sigma_m^2} (\exp(-|d|^2/\sigma_m^2))$ avec $\sigma_m \approx 0.59 \left(\frac{\lambda}{r_0}\right) \left(\frac{r_0}{D}\right)^{1/6}$.

L'écart-type de la gaussienne $\sigma_m/\sqrt{2}$ vaut ici 0,21". Si on admet que le centrage n'est reconnu « quasi-parfait » que lorsque le flux de l'étoile dans le diaphragme n'est pas inférieur de plus de 1/100 de sa valeur maximale le décentrement ne doit pas excéder 5/1 000 soit 2/100 de l'écart-type. Une table de la loi normale nous indique que la probabilité de cette éventualité est d'environ 0.02. Le produit de cette probabilité par la probabilité d'obtenir une résolution des poses courtes moitié de la résolution des poses longues est 0.002. Ce résultat est compatible avec le rendement observé.

CONCLUSION

L'image composite d'une sélection de 10 % de poses courtes recentrées a une résolution angulaire moitié de l'image pose longue correspondante tant que D/r₀ ≤ 15. Lorsque les objets sont suffisamment brillants pour que la résolution d'une pose courte puisse être estimée, la procédure de superposition après sélection et recentrement permet dans le visible d'améliorer la résolution d'un facteur 2 lorsque la qualité d'image est bonne mais non exceptionnelle et le télescope de taille moyenne (D₀ = 1 m, r₀ ≈ 7 cm) ou même avec de grands télescopes si la qualité d'image est excellente (D = 3,6 m, r₀ ≈ 24 cm).

REFERENCES

[1] LABEYRIE (A.). — *Astron. Astroph.*, 1970, 6, 85-87.
 [2] KORFF (D.). — *J. Opt. Soc. Am.*, 1973, 63, 971-980.
 [3] FRIED (D. L.). — *J. Opt. Soc. Am.*, 1966, 56, 1372-1379.
 [4] O'NEILL (E. L.). — *Introduction to statistical Optics* (Addison-Wesley), 1963.

- [5] RODDIER (F.). — *Progress in Optics*, 1981, 280-376.
[6] FRIED (D. L.). — *J. Opt. Soc. Am.*, 1965, 55, 1427-1435.
[7] FRIED (D. L.). — *J. Opt. Soc. Am.*, 1978, 68, 1651-1658.
[8] CORTEGIANNI (J. P.). — ESO Conference Scientific Imp. of High Angular Resolution at Infrared and Optical Wavelengths, 1981.
[9] MAHAJAN (V. N.). — *J. Opt. Soc. Am.*, 1983, 73, 6, 860-861.
[10] MULLER (R.). — *Solar Physics*, 1983, 87, 243-250.
[11] GUÉRIN (P.). — *Icarus*, 1973, 19, 202-211.
[12] COUPINOT (G.). — *Icarus*, 1973, 19, 212-223.
[13] RACINE (R.). — *Bulletin du Canada France Hawaï Telescope*, 1984.
[14] WOOLF (N. J.). — *Ann. Rev. Astron. Astrop.*, 1982, 20, 367-398.

(Manuscrit reçu le 11 mai 1984.)



CONCLUSIONS

L'étude fait apparaître la notion de "diamètre optimal".

Sans sélection des images le gain maximal en résolution entre une pose longue et une pose courte apparaît lorsque le télescope a une ouverture dont le rapport au paramètre de Fried est de l'ordre de 3.

La résolution angulaire d'une pose courte est alors deux fois meilleure que de celle d'une pose longue.

Malheureusement le gain décroît très vite lorsque D/r_0 croît.

Un compositage de poses courtes recentrées n'apporte pas de gain sensible en résolution si on opère dans le visible et avec un grand télescope. Par contre dans l'infra-rouge la pupille du télescope est couramment de l'ordre de grandeur du paramètre de Fried et les résolutions obtenues voisines de la résolution théorique de l'instrument (Foy et al. 1979, Mariotti 1981).

La sélection présente un double avantage : elle augmente de manière évidente la résolution en éliminant les mauvais clichés et elle déplace le maximum du gain vers des valeurs plus grandes de D/r_0 .

Le problème est d'obtenir suffisamment d'information dans une pose élémentaire pour déterminer sa résolution.

3.COMPARAISON AVEC L'OPTIQUE ADAPTATIVE

La résolution d'une pose courte est meilleure que celle d'une pose longue car elle est affranchie de l'agitation. En d'autres termes la fonction d'onde est affranchie des aberrations correspondant aux déplacements latéraux du centre photométrique de l'image.

Sélectionner les "bonnes" images consiste à retenir celles où les aberrations de phase sont les plus faibles.

Nous nous proposons de replacer dans le contexte de l'optique adaptative la méthode de superposition des poses courtes recentrées et sélectionnées.

a) Optique adaptative

L'utilisation des polynômes de Zernike comme fonctions de base pour décomposer les aberrations d'un système optique est maintenant classique (Born 1965). Cette représentation présente l'avantage de faire coïncider le mode des développements avec les aberrations classiques des opticiens (mode 3 déplacements latéraux - mode 6 défocalisation et astigmatisme - mode 10 coma ...). Cette représentation analytique est utilisée dans les méthodes d'optique active où les défauts du miroir primaire sont corrigés en permanence sous l'action de vérins. Fried (1965) a le premier essayé de donner une formulation mathématique de l'amplitude statistique des aberrations produites par la turbulence atmosphérique. Depuis différentes représentations du spectre de la turbulence ont été développées [R.J. NOLL 1976 - J.Y. Wang 1976 - J.Y. Wang et J.K. Markey 1977] dans le but de déterminer les caractéristiques à donner à une optique adaptative où les aberrations de phase dues à la turbulence atmosphérique seraient compensées en permanence sous l'action d'"actuateurs" placés sur un miroir secondaire.

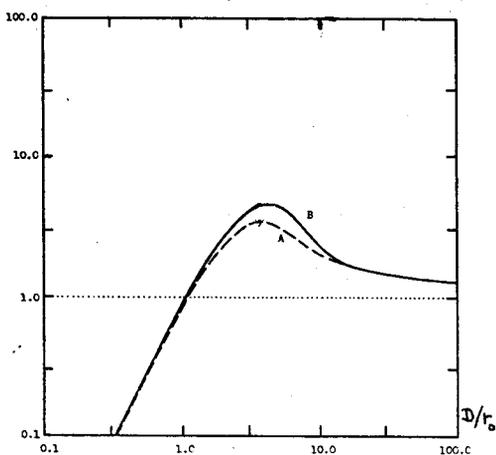
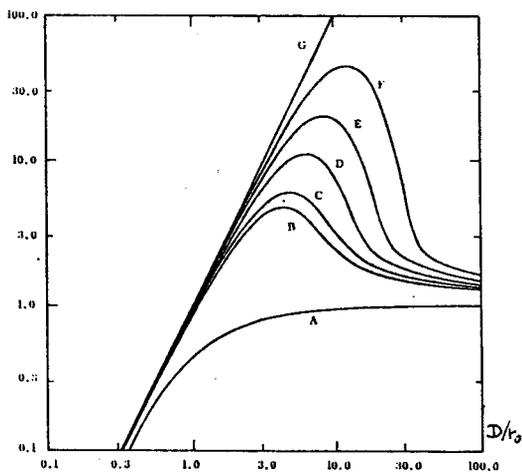


FIG. 7 - FONCTIONS DE RESOLUTION (R.J. Noll, 1976)
A) FTM pose courte de Fried
B) Avec correction du 3° ordre.



- A pas de correction
- B ordre 3
- C ordre 4
- D ordre 6
- E ordre 10
- F ordre 21
- G diffraction



FIG. 8 - FONCTIONS DE RESOLUTION (J.Y. Wang 1977)

Ces auteurs ont calculé les fonctions de transfert de modulation atmosphérique correspondant à des corrections de phase pour un mode donné. R.J. Noll a évalué la FTM avec des développements en polynômes de Zernicke des aberrations causées par la turbulence. Wang et Markey ont préféré des fonctions de Karhunen - Loeve car un tel développement comparé à tout autre arrêté au même ordre, rend minimal le carré de l'aberration de phase résiduelle. Cependant pour des compensations jusqu'au mode 6 les développements suivant les polynômes de Zernike ou les fonctions de Karhunen - Loeve coïncident.

b) Poses recentrées et sélectionnées et optique adaptative

Si on compare la FTM ainsi calculée et la FTM pose courte de Fried la figure [7] fait apparaitre une légère différence entre les fonctions de résolution correspondantes. Elle est due à l'approximation de Fried : la distribution de phase résiduelle après correction de l'agitation est indépendante de la distribution initiale de phase. Cette approximation lui a permis d'obtenir dès 1965 une expression analytique satisfaisante de la fonction de transfert pose courte, c'est-à-dire de la fonction de transfert atmosphérique corrigée jusqu'au mode 3. Cependant lorsque l'ordre des corrections augmente il faut tenir compte de la corrélation des deux termes. L'expression statistique obtenue n'est plus réductible à une fonction analytique et ne peut être calculée que numériquement.

La figure 8 montre les fonctions de résolution obtenues pour des développements suivant les fonctions de Karhunen - Loeve jusqu'aux ordres suivants :

- 3 correction de l'agitation
- 6 correction de la défocalisation et de l'astigmatisme
- 10 correction de la coma

Fried le premier (1966) a montré que l'erreur quadratique de variation de phase demeurant après correction jusqu'à l'ordre k peut s'écrire sous la forme

$\langle \Delta_k \rangle = c_k (D/r_0)^{5/3}$ c_k étant un coefficient ne dépendant que de k .

Noil a donné les valeurs numériques des c_k pour $k \leq 21$ et montré que pour $k > 21$:

$$\langle \Delta_k \rangle = 0.2944 k^{-3/2} (D/r_0)^{5/3}$$

Le rapport de Strehl lorsque l'aberration de phase est inférieure à 1.2rd^2 peut s'écrire

$$S = e^{-\langle \Delta_k \rangle} \text{ avec } \langle \Delta_k \rangle \text{ en radian carré}$$

Au voisinage du maximum de gain après correction d'ordre 3, et donc a fortiori pour $k > 3$, cette condition est réalisée.

On a donc au voisinage du maximum

$$S = \exp(c_k \cdot (D/r_0)^{5/3}) \quad (1)$$

La fonction de résolution R/R_Δ a pour expression

$$R/R_\Delta = (D/r_0)^2 \cdot S \quad (2)$$

La fonction atteint son maximum pour

$$D/r_0 = (6/5c_k)^{3/5} = 1.12/c_k^{0.6}$$

Elle vaut alors

$$(6/5c_k)^{1.2} \cdot e^{-1.2} = 0.375/c_k^{1.2} \quad (4)$$

Les formules précédentes permettent de dresser le tableau suivant donnant en fonction de l'ordre n des corrections, le maximum de R/R_m , le gain maximum en résolution correspondant, la valeur de D/r_0 pour laquelle cet extrema est atteint et le seuil de sélection qui permettrait d'atteindre la même résolution.

Ordre des corrections	R/R_m du max	Gain maximum en résolution	D/r_0 du max	Seuil de sélection
3	4.2	2.0	3.7	75/100
4	5.2	2.3	4.2	53/100
6	10.0	3.2	5.8	15/100
10	17.8	4.2	7.7	1/1000
21	39.1	6.3	11.4	1/10000

Soit X l'abscisse du gain maximum en résolution angulaire pour un ordre de correction donné. Les formules 2 et 3 prouvent que le gain en résolution vaut alors

$$(R/R_m)_{\max} = 0.3 X^2$$

Quand l'ordre des corrections croît, le gain en résolution croît linéairement en fonction de l'abscisse du maximum de gain.

Si on compense jusqu'au mode 6 (agitation + défocalisation + astigmatisme) on a :

$$\langle \Delta_\theta \rangle = 0.065 (D/r_0)^{3/3} \text{ en rad}^2$$

Si on tolère une erreur résiduelle de valeur σ_M^2 le diamètre D_M de la région où la variance de l'erreur résiduelle sera inférieure ou égale à σ_M^2 est

$$D_M = (\sigma_M^2)^{3/5} \quad 5.15 r_0$$

Le rapport de Strehl correspondant sera (Mahajan 1983)

$$S = \exp(-\sigma_M^2)$$

Pour $S = 0.8$ on obtient $\sigma_M^2 = 0.223$ et $D_M = 2.1 r_0$. Si $r_0 = 16$ cm les corrections jusqu'à l'ordre 6 permettent d'obtenir la résolution théorique d'un 34 cm en corrigeant jusqu'au mode 6, c'est-à-dire une résolution de 0"4 à 0.57 μm - R. Muller obtient dans ces conditions une résolution de 0"3 en sélectionnant 10 % des poses courtes.

Il faut remarquer cependant que la résolution de 0"4 est obtenue pour des poses longues et que dans les mêmes conditions atmosphériques une pose longue aurait une résolution de 0"9 (sans dispositif d'optique adaptative). Pour la spectrographie l'intérêt de l'optique adaptative est indiscutable.

Les figures 7 et 8 montrent que pour un ordre de correction donné il existe un rapport d'ouverture optimal D/r_0 pour lequel un système d'optique adaptative est vraiment efficace. Ce diamètre augmente avec le mode des corrections appliquées mais pour le nombre d'actuateurs ne soit pas prohibitif D ne doit guère dépasser 20. Dans ces conditions seuls les excellents sites sont susceptibles de justifier la mise en service d'un système d'optique adaptative dans le visible.

D'autre part, il faut s'assurer que les aberrations de phase mesurées et qui seront corrigées correspondent bien à celles subies par l'objet que l'on veut étudier.

Les principales difficultés sont :

- comment corriger les aberrations pour une longueur d'onde λ_2 avec une mesure à la longueur d'onde λ_1 ,
- comment corriger une aberration dans une direction de visée alors que le senseur reçoit la lumière provenant d'une autre dimension (zone d'isoplanétisme),
- comment corriger au temps $t_2 = t_1 + \Delta t$ des aberrations mesurées au temps t_1 .
- quel flux est nécessaire pour la mesure des aberrations.

Tous ces problèmes sont à l'étude du point de vue théorique (F. Roddier 1984 - G.A. Tyler 1984 - Y.T. Yura et M.T. Davis 1985 - J.C. Fontanella 1985).

Elles montrent que les aberrations produites par les zones turbulentes en haute altitude sont les plus difficiles à compenser et que les limitations sont beaucoup plus sévères dans le visible que dans l'infra-rouge (annexe II).

A N N E X E II

Paramètres caractéristiques de la qualité d'image

	Variation en λ	Variation en λ	$\lambda = 0.5 \mu\text{m}$	$\lambda = 5 \mu\text{m}$
r_0	$\lambda^{6/5}$	$(\cos \gamma)^{3/5}$	10 cm	160 cm
ω	$\lambda^{-1/5}$	$(\cos \gamma)^{-3/5}$	1.2"	0"75
τ	$\lambda^{6/5}$	$(\cos \gamma)^{3/5}$	10^{-3} s	1.5×10^{-2} s
θ	$\lambda^{6/5}$	$(\cos \gamma)^{8/5}$	4"	32"
$\Delta\lambda$	λ^2	$(\cos \gamma)^{1/2}$	$0.01 \mu\text{m}$	$1 \mu\text{m}$



- ω résolution angulaire
- τ temps de cohérence
- θ angle d'isoplanétisme
- $\Delta\lambda$ largeur de bande maximale utilisable
- γ distance zénithale

D'après Roddier 1981

CHAPITRE VI

ETUDE DIRECTE DE LA FONCTION DE TRANSFERT ATMOSPHERIQUE

Les paramètres caractéristiques de la fonction de transfert atmosphérique s'expriment en fonction des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air C_n^2 , au dessus du site et en particulier de la valeur moyenne

$$\bar{h} = \frac{\int_{\text{atm}} h^{5/6} C_n^2(h) dh}{\int_{\text{atm}} C_n^2(h) dh}$$

h étant l'altitude d'une couche atmosphérique.

Or les fluctuations de l'indice de réfraction sont reliées aux fluctuations de températures qui peuvent être mesurées par un sodar (Dubosclard 1980). C'est pourquoi nous avons envisagé d'effectuer une étude directe de la fonction de transfert atmosphérique au Pic du Midi en utilisant un sodar.

Le bilan d'une expérience préliminaire fait l'objet de l'article 8.

L'article 9 est extrait du compte rendu d'une campagne de mesure systématique de la qualité d'image, menée pendant quatre mois au Pic du Midi dans le cadre d'une action spécifique INAG.



CHAPITRE VI - Paragraphe 1

Article 8

FORCASTING AND OPTIMIZING ASTRONOMIC IMAGE
QUALITY USING ACOUSTIC SOUNDING

Forecasting and optimizing astronomic image quality using acoustic sounding

G. Dubosclard¹, J. Hecquet², G. Coupinot², and H. Sauvageot³

¹ Institut et Observatoire de Physique du Globe du Puy de Dôme, F-63000 Clermont-Ferrand, France

² Observatoire du Pic du Midi et de Toulouse, F-65200 Bagneres-de-Bigorre, France

³ Laboratoire d'Aérodynamique, F-65300 Lannemezan, France

Received May 11, accepted June 26, 1984

Summary. Acoustic soundings, performed at the Pic-du-Midi Observatory in July 1982, have shown that the sound-wave reflectivity profiles, associated with temperature fluctuations in atmospheric layers, are correlated to the image quality obtained with the 2 m telescope. Such an observation suggests that systematic observations, by remote sensing techniques, of the atmospheric turbulent structure and of its evolution may permit the measurement and the forecasting of the quality of the nocturnal atmosphere. Then objective planning and optimization of the use of the astronomic instrument become possible.

Key words: seeing measurements – acoustic sounding – site testing

1. Introduction

The propagation of optical, acoustic and radio waves in the atmosphere is affected by random variations in the refractive index of the air. The intensity of these fluctuations can be characterized by the atmospheric structure index coefficient C_n^2 defined by Tatarski (1961) as:

$$C_n^2 = \overline{[n(x) - n(x+r)]^2} / r^{-2/3}, \quad (1)$$

where n is the optical, acoustical or radioelectric index of refraction at two points in space separated by distance r . The overbar indicates an ensemble average.

Astronomical observations are severely hampered by atmospheric turbulence. Consequently, when a star is observed through a large telescope, its image, even with perfect optics is not the theoretical diffraction pattern. The star image appears as a spot of diameter between 0.5 arcsecond to several arcseconds according to nightly atmospheric conditions.

From theoretical (Tatarski and Fried, 1965) and experimental studies (Roddier, 1982), it is now well established that the effects of atmospheric turbulence on an optical wave propagating through it are characterized by a single parameter r_0 introduced by Fried (1966) for a wavelength λ . The focal image of a star through a telescope of diameter D has a diameter λ/r_0 (blurring) and the whole spot deviates from its average position. This deviation has a Gaussian probability density with a standard deviation σ_M :

$$\sigma_M = 0.59 \left(\frac{r_0}{D} \right)^{1/6} \left(\frac{\lambda}{r_0} \right). \quad (2)$$

Send offprint requests to: J. Hecquet

The transverse coherence r_0 depends on the integral of the variations of the index of refraction along the optical path and can be written in terms of C_n^2 , the optical structure coefficient by:

$$r_0 = 0.1847 \lambda^{1.2} \left(\sec \gamma \int_0^\infty C_n^2(h) dh \right)^{-3/5}, \quad (3)$$

where γ is the zenith distance and dh the altitude variation along the direction of propagation through the atmosphere.

For optical wavelengths and non-maritime sites, the water-vapor contribution can be ignored (Friehe et al., 1975), then the optical structure coefficient is dependent primarily on C_T^2 , the temperature structure parameter. From Wesely (1976) we can write:

$$C_n^2 = \left(\frac{A_1 p}{T^2} \right)^2 C_T^2 \alpha_0^2, \quad (4)$$

where $A_1 = 78.7 \cdot 10^{-6} \text{ K mb}^{-1}$, p is the pressure (mb), T the temperature (K) and α_0^2 a correction factor including the potential contribution of humidity. We take $\alpha_0^2 = 1$. The correction factor can be written as a function of the atmospheric physical parameters (water vapor, pressure, temperature). Detailed formulae are given in Wesely's paper.

The turbulence layers, which provide predominant contributions to the integral of C_n^2 can be roughly divided into three regions:

- turbulence associated with the telescope, the dome and the surface boundary layer,
- a layer of variable depth ranging in altitude from a few hundred meters to 3 or 4 km in which atmospheric stability and environmental topography play a predominant role (the atmospheric boundary layer),
- the upper atmospheric layers where C_n^2 shows one or several secondary maxima, particularly around the tropopause, then decreases.

Turbulence measurements, made during the JOSO site testing campaign Barletti et al. (1977) and more recently by Walters and Kunkel (1981), show that the first kilometer above the ground provides the most to the C_n^2 contribution (perhaps 80 to 90% during the daytime).

Near the ground, the temperature fluctuations are recorded by towermounted microthermal probes Pages et al. (1977). For turbulence above 1 km stellar scintillation measurements Vernin et al. (1977) or VHF radars Van Zandt et al. (1978) give very accurate results.

In the middle layers, in-situ measurements are either difficult to collect on a high mountain site (tethered balloon) or expensive

(instrumented aircraft). So, only a remote sensing device can be used satisfactorily. Particularly, the acoustic sounder or Sodar (Sound Detection And Ranging) can provide continuous information about the thermal turbulence in the lower layers of the atmosphere.

This paper presents the main characteristics of sodar echoes recorded during night time at the Pic-du-Midi Observatory site. The echoes were correlated with the corresponding seeing quality as deduced from the 2 m telescope observations.

2. Acoustic sounding of the lower atmosphere

The fluctuations in the atmospheric refractive index, which lower the seeing quality, also affect the propagation of acoustic waves through the atmosphere. This interaction is used beneficially by sodar for the remote sensing of atmospheric turbulence.

The acoustic refractive index structure parameter is after Weseley:

$$C_n^2 = \frac{C_T^2}{4T^2} \alpha_a^2, \quad (5)$$

where α_a^2 is a correction factor including the contribution of humidity. As for the optical case we take $\alpha_a^2 = 1$.

The acoustic power backscattered by the atmospheric turbulence, expressed per unit solid angle, per unit volume and per unit incident flux is the scattering cross section. From Tatarski, its value at level z is given by:

$$\sigma(z) = 0.029 \lambda_a^{-1/3} C_n^2(z), \quad (6)$$

where λ_a is the wavelength of the acoustic waves.

The operation of a sodar is quite similar to that of a radar. A timing unit initiates the generation of a tone burst which is amplified and transmitted to an acoustic transducer located at the focus of a parabolic dish antenna. After a suitable delay, the transducer (used as a microphone) is switched onto a tuned receiver. The echo signals backscattered by the thermal turbulence, are amplified and corrected in order to compensate for the spherical loss ($1/z^2$) of acoustic echoes as they are received from progressively longer ranges. At the output of the receiver, the signal is recorded by a magnetic tape recorder (analogic or digital) for subsequent processing (for example in order to retrieve radial wind velocity from the Doppler shift). The signal at the output of the receiver is also measured and displayed as a function of range and time on a facsimile chart recorder (the intensity of the blackening of the record gives an indication of the strength of the received echoes).

The so-called sodar equation can be used for relating $P_r(z)$, the power measured at the output of the receiver, to $\sigma(z)$ the corresponding backscattering cross-section:

$$P_r(z) = K_0 L(z) \sigma(z), \quad (7)$$

where $L(z)$ is the round trip loss of power resulting from attenuation by air and K_0 is a constant depending on antenna characteristics and sodar parameters.

Substituting Eqs. (5) and (6) into (7) and using (4), the optical refractive index structure parameter can be obtained from the sodar measurements by:

$$C_n^2(z) = K_1 \frac{P_r^2(z)}{T^2 L(z)}, \quad (8)$$

where K_1 is a constant including the sodar calibration variables.

Table 1. Sodar parameters

Electrical peak power to transducer	120 W
Transmitted frequency	2000 Hz
Pulse duration	100 ms
Pulse repetition rate	5 s
Dish antenna diameter	1.60 m
Beam width	10°

So, the contribution to r_0 of the turbulence between some ten meters to a few hundred meters can be theoretically deduced from a calibrated sodar ($L(z)$ being computed by classical methods) by:

$$I_z = K_1 \frac{P^2}{T^2} \int_0^{Z_M} \frac{P_r(h)}{L(h)} dh, \quad (9)$$

where Z_M is the maximum range of the sodar.

3. Experiment description

3.1. Acoustic soundings

The experiment was conducted during the second half of July 1982 at the Pic-du-Midi summit (2870 m MSL). At this altitude, the sodar could detect nearly all the contribution of the orographic effect to r_0 .

The main sodar parameters, used in the experiment, are given in Table 1.

The vertically pointing antenna, enclosed in a sound absorbing shielding was set up on the roof of an observatory building approximately 110 m S.E. from the 2 m telescope.

The background noise level on the experimental site was extremely low. The sole perturbation came from a TV relay antenna whose choes appeared on the facsimile records as a wide permanent black line around the 100 m level. The sodar not being calibrated, no quantitative measurements were made during this preliminary experiment.

3.2. Optical seeing monitor

The measurements of image quality consist in the real-time analysis of a short exposure star image (exposure 0.2 s). The system SYLVAIN (SYstem Line Video Analogically INtegrated) was mounted at the focus of the 2 m Cassegrain telescope. An optical system focuses the star's image on the photocathode of a SIT camera. An enlarging lens was used to produced an $f/150$ image plane at the sensor. A filter of 0.01 band-width, centered at 0.5 μ m, reduced the wavelength dependence of the atmospheric line-spread function. The irradiance distribution $D(x, y)$ of a star image is reduced to a one-dimensional signal by integration of the intensities along every scan line through the image:

$$L(y) = \int_{-\infty}^{+\infty} D(x, y) dx. \quad (10)$$

This technique is equivalent to sweeping the image by a narrow slit; it provides the averaged line-spread function $L(y)$.

The analog integrator is controlled by the sync line pulses; the system performs one measurement by line. When a complete image is recorded, the sync line pulse triggers the next image storage. The data are added point by to the previously stored frames. The system provides an integrated image of n frames of

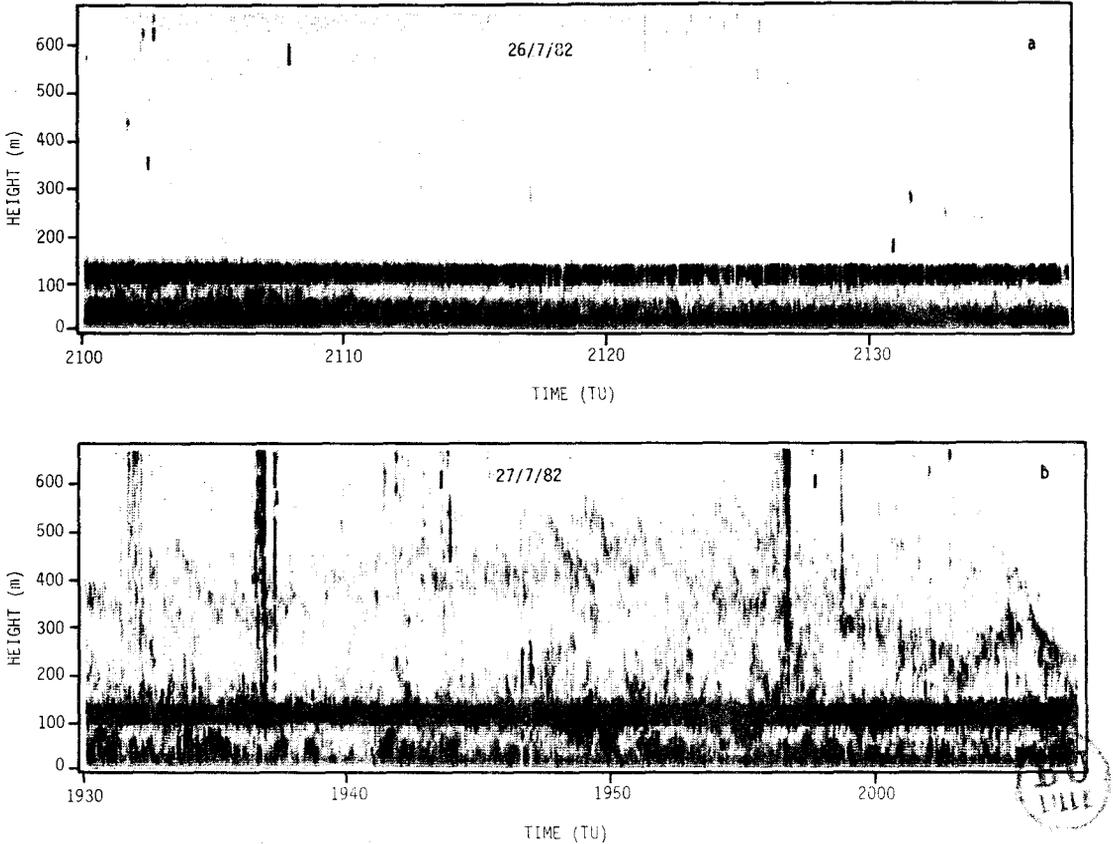


Fig. 1a and b. Numerical height-time facsimile records showing typical example of sodar observations during night time with good a or bad b seeing quality. The permanent echo near 120 m is due to reflections on a TV relay antenna. The vertical lines on record b (for instance at 1937 TU) are due to permanent acoustic noise

40 ms samples on 625 lines. The one-dimensional image is stored in the consecutive lines of a matrix.

Non-linearities and noise are reduced by subtracting an unexposed image frame signal from an exposed image frame signal. The corrected image and its Fourier transform are analysed to provide seeing parameters.

The calculation are made on each integrated frame and repeated every second. This method derives the r_0 Freid's parameter from the line-spread function and its Fourier transform. It performs an objective measurement of image quality.

4. Results

The observations were obtained during the first hours of each night. Because of unfavourable meteorological conditions during a short (3 weeks) campaign the number of observations was small. However, the examination of the data reveals some prominent features:

(i) the echoes observed during daytime correspond generally to convective pseudo-periodic structures emerging from an almost

continuous turbulent boundary layer of about one hundred meters above the local ground and reaching sometimes more than 750 m above the boundary layer;

(ii) echoes observed during clear sky nights are generally similar. Usually they appear as a thin homogeneous layer above the ground, with tops lower than about 100 m (see Fig. 1a). Though the acoustic observations were interrupted during the night, it seems that no significant evolution occurred with time; the echo layer showed the same characteristics and structure at the beginning and at the end of the night;

(iii) the transition between these two echo types (i.e. homogeneous layer and convective pseudo-periodic) occurs rather rapidly at sunrise and sunset;

(iv) some nights, though the sky was locally clear, the echo layers was deeper and exhibited large oscillations up to 400-500 m (Fig. 1b). This type of structure appeared each time local deep convective storms developed in the area around the Observatory (up to some hundred kilometers from the Pic-du-Midi). The oscillations were probably generated by the perturbations of the vertical air velocity and pressure field created by the convective storms in the stable nocturnal boundary layer.

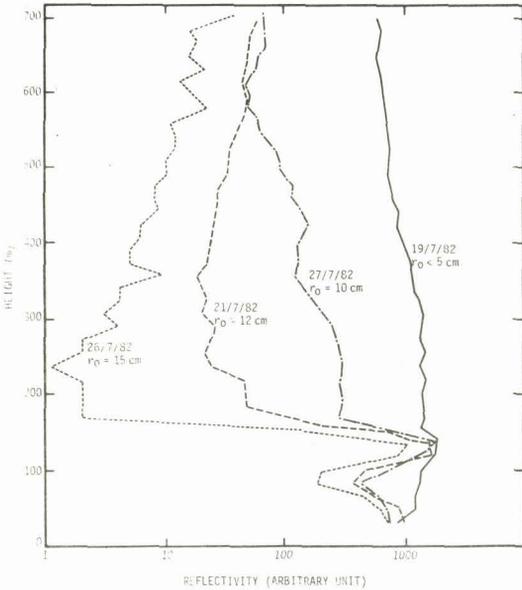


Fig. 2. Vertical profiles of reflectivity averaged over a 20 min period between 2030 and 2100 TU and corresponding values of r_0 for 4 cases

During four nights, comparisons were made between the intensity of the acoustic echoes and the quality of the images obtained with the 2 m telescope. For 2 cases, the quality of the images was estimated qualitatively, for the other two, it was measured with the SYLVAIN system described above.

The average vertical profiles of the acoustic reflectivity at the beginning of the night, calculated from a 20 min record of the backscattered signal, are shown in Fig. 2. The maxima observed between 85 and 120 m are the result of the atmospheric echoes and of the TV antenna echo.

Very good agreement is observed between the optical and acoustic observations. Poor optical conditions are associated with strong echoes spreading in a layer of several hundred meters. Inversely, when the acoustic signal is low and originates from a thin layer, the quality of astronomical images is high.

A common feature to 3 curves on Fig. 2 (26/7, 21/7, and 27/7) is the regular increase of sodar signal at upper levels. This is due to the fact that the backscattered signal is very weak and the signal-to-noise ratio is less than 1. So, the observed increase is due to the correction of ambient constant level acoustic noise by the sodar variable gain receiver (for range compensation). Consequently, the height where the reflectivity begins to increase roughly corresponds to the upper limit of thermal turbulence as detected by sodar. This level is near 200 m, 350 m, and 600 m for 26/7, 21/7, and 27/7 respectively. For 19/7, thermal turbulence spreads above 700 m.

For the lowest levels, there is good agreement between the relative value of seeing quality. There is an exception for 21/7

below 50 m where the reflectivity is higher than that measured on 27/7. This is probably due to local aerodynamical effects induced by the wind (5 m/s and 10 m/s respectively for 27/7 and 21/7).

5. Concluding remarks

Acoustic soundings, performed at the Observatoire du Pic-du-Midi, have shown the efficiency of this technique for the measurement of the turbulent structure in low atmospheric layers and for the monitoring of its evolution. Simultaneously the quality of astronomical images was measured with the SYLVAIN system at the focus of the 2 m telescope. Comparisons of the results show a very good correlation between the acoustic reflectivity profiles and the values of the image quality parameter.

Quantitative utilization of the acoustic reflectivity profiles permits to retrieve the integrated profiles of C_T^2 and then to calculate the r_0 parameter.

Taking into account the low variability of the turbulence structure in low atmospheric layers, it appears possible to forecast the mean turbulence intensity for the night to come from sodar observations realized at the beginning of the night. So the use of astronomical instruments can be optimized. Experiments could be more efficiently scheduled in terms of their more or less critical requirements for image quality.

In the presence of turbulent layers with discontinuous or pseudoperiodical spatio-temporal structure, remote sensing permits the identification of better periods for data acquisition.

The problem of taking into account the turbulence appearing in the upper atmospheric layers still remains. This type of turbulence is frequently associated with the internal dynamic instability of the sheared flows, which occupy regions of large horizontal extent and exhibit a pronounced periodical or pseudoperiodical character. For these, recourse to active remote sensing techniques such as VHF radar or passive techniques such as stellar scintillation measurement (when adequate stars are available) is possible and can be used in ways similar to those of the sodar described in this paper. These preliminary conclusions have to be strengthened through a new measurement campaign of longer duration, where these diverse remote sensing techniques and continuous measurements of r_0 parameter are combined.

References

- Barletti, R., Ceppatelli, G., Paterno, L., Righini, A., Seperononi, V.: 1977, *Astron. Astrophys.* **54**, 649
- Fried, D.L.: 1965, *J. Opt. Soc. Am.* **55**, 1427
- Fried, D.L.: 1966, *J. Opt. Soc. Am.* **56**, 1372
- Friehe, C.A., La Rue, J.C., Champagne, F.H., Gibson, C.H., Dreyer, G.F.: 1975, *J. Opt. Soc. Am.* **65**, 1502
- McIlveen, J.F.R.: 1981, *J. Appl. Meteor.* **20**, 206
- Pagés, J.P., Rösch, J., Saissac, J.: 1977, *Solar Phys.* **51**, 481
- Roddier, F.: 1982, *Progress in Optics* **1982**, 280
- Tatarski, V.I.: 1961, *Wave propagation in a turbulent medium*, Dover, New York
- Van Zandt, T.E., Green, J.L., Gage, K.S., Clark, W.L.: 1978, *Radio Sci.* **13**, 819
- Vernin, J., Roddier, F.: 1973, *J. Opt. Soc. Am.* **3**, 270
- Walters, D.L., Kunkel, K.E.: 1981, *J. Opt. Soc. Am.* **71**, 1502
- Wesely, M.L.: 1976, *J. Appl. Meteor.* **15**, 43

CHAPITRE VI - Paragraphe 2

Article 9

BILAN DE LA CAMPAGNE "SONATE"

*Extrait du rapport de l'action spécifique Sonate
INAG 1984*

- 131 -

BILAN DE LA CAMPAGNE "SONATE"

L'expérience "Sonate" (Sondages Acoustiques pour l'évaluation de la qualité d'image des Télescopes) a été réalisée dans le cadre d'une action spécifique INAG. Elle s'est déroulée à l'Observatoire du Pic du Midi de début mai à fin août 1984. Elle avait pour but d'étudier la possibilité de mesurer par des sondages acoustiques la qualité d'image et ses fluctuations en un site donné. Le sodar est un appareil simple, susceptible de fonctionner de manière entièrement automatique. On peut envisager son utilisation soit dans une campagne de prospection, soit en fonctionnement continu sur un site astronomique pour évaluer quelques heures à l'avance la qualité d'image afin d'adapter, sinon l'instrumentation, du moins les programmes et objets à observer à la résolution attendue. Les astronomes sont maintenant d'accord sur ce point : même dans les très bons sites les nuits de résolution vraiment excellente sont rares et seuls les télescopes sachant les exploiter seront scientifiquement rentables à l'heure du télescope spatial (1).

Il est donc capital d'imaginer et de tester des procédures susceptibles de fournir une prévision de la résolution. Dans le cadre de la campagne "Sonate" nous nous proposons en outre de comparer la qualité d'image obtenue aux télescopes de 1 mètre et de 2 mètres pour vérifier que, sur ce dernier instrument, les travaux de thermique et la nouvelle configuration du tube avaient bien apporté l'amélioration escomptée.

I - INSTRUMENTATION UTILISEE POUR L'EXPERIENCE SONATE.

Au Pic du Midi, la campagne SONATE comportait deux instrumentations, un sondeur acoustique construit à l'IPG de Clermont-Ferrand et un dispositif de mesure optique de la qualité d'image type "Sylvain".

a) Le Sodar

Le principe du "sodar" (sound detection and ranging) est analogue à celui du "radar" (radio detection and ranging). Une impulsion sonore puissante et brève est envoyée dans l'atmosphère par un haut parleur situé au foyer d'une antenne parabolique. Aussitôt après le haut parleur est utilisé comme microphone sensible pour détecter les échos rétrodiffusés par les zones de turbulence en température (Fig. 1). L'écart de temps entre l'instant d'émission et celui de la réception des signaux rétrodiffusés permet de déterminer la distance des zones de turbulence.

Après amplification et traitement les signaux reçus sont digitalisés et enregistrés dans un micro ordinateur LSI 11 de pilotage et d'acquisition des données. Le sodar dont nous disposons permet en principe de sonder les couches jusqu'à une altitude de 850 m au-dessus du site avec une résolution de 35 m.

La qualité de sa conception et de sa réalisation (en particulier le choix des composants électroniques d'une grande stabilité) rendent cet instrument beaucoup plus "sûr" que les appareils de même type vendus par les constructeurs industriels.

b) Sylvain

Le dispositif SYLVAIN est décrit dans l'article 6 de ce mémoire. Nous rappelons simplement qu'il fournit une estimation r_a du paramètre r_o par ajustement sur la fonction de transfert atmosphérique observée de la fonction de transfert théorique. Nous estimons r_o sur une période de 5 minutes durant laquelle la variable r_a peut être considérée stationnaire.

Si l'on a bien évalué la fonction de transfert du télescope et de l'instrumentation, r_a ne doit traduire que l'effet de l'atmosphère. Dans ce cas d'après les lois théoriques de Kolmogoroff (2) la statistique des r_a doit être log-normale. Nous avons pu le vérifier sur la plupart des enregistrements (fig. 2). Cependant lorsqu'il y a une turbulence proche du tube

(différence de température importante entre l'air de la coupole et l'air extérieur) la statistique n'est plus vérifiée. Une déformation par rapport à la droite de Henry où devrait se regrouper les points, traduit toujours l'existence d'une zone de turbulence anormale, que l'on peut supprimer en améliorant l'environnement thermique immédiat du télescope. En particulier ce type d'enregistrement était obtenu au télescope de 2 mètres lorsqu'une différence de température subsistait entre le primaire et le Cassegrain (fig. 3).

c) Autres sources de données.

Il convient d'ajouter aux données fournies par le sodar et le dispositif Sylvain un certain nombre d'autres mesures qui les ont complétées.

1°) Les données météorologiques nous ont été fournies par la station météorologique du Pic du Midi qui fort heureusement existait encore à cette époque. Elles ont permis le dépouillement des enregistrements du sodar. Sans des mesures précises de la température et du degré d'humidité il est impossible d'extraire des résultats quantitatifs d'un tel instrument. Nous reviendrons sur ce point dans l'exposé de la procédure de dépouillement du sodar.

2°) Mesures optiques de qualité d'image le jour. Les observations solaires de R. Muller ont été utilisées pour obtenir des mesures diurnes de la résolution. Nous avons naturellement corrigé ses mesures sur des poses instantanées et sélectionnées pour calculer le r_o correspondant (3). Les mesures optiques conservées, après examen et éventuellement correction, constituent un matériel statistique dont l'homogénéité sans être parfaite est satisfaisante.

3°) Radar ST et radio-sondage. Aux données recueillies sur le site du Pic du Midi s'ajoutent celles d'un radar "ST" (stratosphère - troposphère) ayant fonctionné à Termes d'Armagnac dans le Gers de mai à mi-juillet dans le cadre de la campagne "Fronts 84" qui faisait partie d'une ATP de recherche atmosphérique. Le radar utilisé a été construit au Laboratoire de sondages électromagnétiques de l'environnement terrestre de Toulon sous la responsabilité de M^r le Professeur Crochet. D'autre part, nous disposons de radio-sondages de la région du Sud-Ouest pendant cette même période.

Les dépouillements des radio - sondages et des enregistrements du radar ST permettront de fixer quantitativement la part de la haute atmosphère dans la détérioration de la qualité d'image.

Nous présentons dans ce rapport les résultats qui apparaissent après dépouillement des seules mesures faites au Pic du Midi, en attribuant à la haute atmosphère une contribution fixée empiriquement.

Lorsqu'on disposera des résultats du radar ST et des radio sondages les résultats s'affineront mais les conclusions principales ne seront très vraisemblablement pas modifiées.

II - DEROULEMENT DE LA CAMPAGNE AU PIC DU MIDI.

Avant d'entrer dans le détail du dépouillement, nous rendrons brièvement compte du déroulement de la campagne au Pic du Midi et énoncerons succinctement les résultats bruts obtenus, nous réservant d'explicitier et de nuancer plus loin les conclusions à en déduire.

La campagne de mesures n'a pu se dérouler de manière continue pendant 4 mois que grâce à la collaboration d'astronomes amateurs de la région Languedoc et Midi Pyrénées qui se sont succédés au sommet par équipe de 2 tous les 10 jours. Nous tenons à souligner leur sérieux et leur efficacité et à les remercier chaleureusement pour leur aide indispensable.

Les observations ont commencé le 14 mai et se sont poursuivies jusqu'au 29 août. Les conditions météorologiques n'ont pas été très bonnes pendant cette période. Le mois de mai a été particulièrement catastrophique (aucune période de beau temps ne dure plus que 24 heures consécutives) et le 9 août il y avait 30 cm de neige sur les terrasses de l'Observatoire ! Toute l'Europe a d'ailleurs souffert de ce mauvais temps estival (annexe III). Cependant les observations recueillies constituent un matériel statistique important et illustrent bien les corrélations

entre les situations météorologiques classées en grandes catégories (amélioration - stabilité - dégradation) et les enregistrements sodar correspondants.

Sur les 108 jours de la campagne le sodar a fonctionné - soit régulièrement toutes les 2 heures, soit par intermittence à cause de la neige, des orages ou de la tempête - pendant 81 jours.

Le temps a été entièrement couvert 48 jours, entièrement clair 46 jours, nuageux avec éclaircies pendant 14 jours.

Au cours de cette même période 60 nuits ont été observables ; 52 ont permis des mesures optiques de qualité d'image et des enregistrements sodars sinon simultanés du moins dans une tranche horaire de 6 heures.

La qualité d'image mesurée optiquement a été

bonne	$r_0 > 8 \text{ cm}$	32 fois soit dans 62 % des cas
très bonne	$r_0 > 14 \text{ cm}$	12 fois soit dans 23 % des cas
exceptionnelle	$20 \text{ cm} \leq r_0 < 27 \text{ cm}$	6 fois soit dans 11 % des cas .

La corrélation avec le sodar (écart de moins de 5 %) a été bonne dans 65 % des cas.

La prévision s'est révélée correcte (écart de moins de 5 % entre une évaluation sodar et une mesure optique postérieure d'au moins 4 heures) dans 40 % des cas et dans 62 % des cas où la corrélation a été trouvée bonne. Ces résultats statistiques où s'empilent tous les types de situation météorologiques n'ont qu'un sens très relatif ; ils ne sont fournis que pour chiffrer très précisément le volume de mesures fournies par la campagne "Sonate".

Le tableau ci-après regroupe les données mois par mois.



TABLEAU RECAPITULATIF DES DONNEES.

	Météo (en nombre de jours)			Nombre de nuits observables	Mesures r_o optique	Qualité d'image			Corrélation Sodar/Optique			Prévision Sodar		
	Bouché	Eclaircie	Clair			$r_o > 14$ cm	$r_o > 8$ cm ≤ 14 cm	$r_o \leq 8$ cm	Bonne	Mauvaise	Impossible	Bonne	Mauvaise	Impossible
MAI	14	3	1	4	4	0	1	3	1	3	0	0	4	0
JUIN	13	3	14	17	16	1	6	9	12	4	1	9	5	3
JUILLET	7	5	19	24	21	10	5	6	13	7	4	8	12	4
AOUT	14	3	12	15	11	1	8	2	8	2	5	4	5	6
TOTAL	48	14	46	60	52	12	20	20	34	16	10	21	26	13

III - DEPOUILLEMENT DES ENREGISTREMENTS SODAR.

a) Analyse qualitative.

Après son enregistrement chaque tir est immédiatement visualisé sous la forme d'une courbe donnant l'intensité des échos en fonction de l'altitude. L'accumulation des tirs fournit une image de l'évolution spatio temporelle des zones de turbulence de température. Les figures 4 à 9 illustrent bien les résultats obtenus suivant l'importance de la turbulence au-dessus du site : chaque ligne des 6 figures représente l'intensité de l'écho en fonction de l'altitude, au cours d'un tir. L'ensemble des lignes est l'ensemble des tirs sodar sur une période de 15 minutes. Remarquons que les mesures jusqu'à une hauteur de 70 mètres au-dessus du sol sont perturbées par la présence d'un "écho fixe" qui neutralise les mesures de 17 et 34m et nécessite l'introduction d'une correction pour les 3 mesures suivantes.

On voit nettement la couche turbulente au-dessus du sol s'amplifier et s'élever au fur et à mesure que la résolution se dégrade (fig. 4 et 5). A partir d'une résolution de 1" une ou plusieurs couches turbulentes apparaissent entre 150 et 400m d'altitude au-dessus du sol (fig. 6-7 et 8). Enfin pour des images très mauvaises, les couches turbulentes ne sont plus organisées et il n'y a plus de structure remarquable (fig. 9).

Tous les tirs sodar sont susceptibles d'une analyse de ce genre. Le grand volume de tirs effectués au cours de la campagne Sonate nous permet d'affirmer qu'un sodar permet sans ambiguïté de répartir la qualité d'image en quatre classes : excellente - bonne - moyenne - mauvaise. A notre connaissance jusqu'à présent seule cette exploitation qualitative est effectuée, en particulier par Forbes à Hawaï.

b) Dépouillement quantitatif.

Il est théoriquement possible de calculer numériquement la contribution des couches explorées par le sodar à la dégradation de la qualité d'images. Le paramètre r_0 est relié aux propriétés statistiques de l'atmosphère terrestre

et s'exprime à partir des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air C_n^2

$$\text{On a} \quad r_o = 0.1847 \lambda^{1.2} (\sec \gamma \int_0^{+\infty} C_n^2(h) dh)^{-3/5} \quad (1)$$

où λ est la longueur d'onde, γ la distance zénithale et h l'altitude d'une couche atmosphérique. Les fluctuations d'indice de réfraction sont reliées aux fluctuations de température par

$$C_n^2 = \left(\frac{A_1 P}{T^2} \right)^2 C_T^2 \quad (2)$$

où T est la température en degré Kelvin et P la pression atmosphérique en millibar $A_1 = 78.710^{-6} \text{ Km}^{-1}$.

Enfin le paramètre de structure en température C_T^2 peut être calculé en fonction de la puissance électrique P_r reçue par le sodar par

$$C_T^2(z) = P_r z^2 K^{-1} \alpha^{-1} T^2 \quad (3)$$

K est un facteur dépendant des caractéristiques du sodar, α un facteur traduisant l'atténuation du son dans l'air dépendant légèrement de la pression, de la température et surtout de l'humidité de l'air.

Ces calculs sont détaillés dans l'article de G. Dubosclard et al (4).

En principe en appliquant successivement les formules (3) (2) et (1) on peut calculer la dégradation de la qualité d'image par les couches d'altitude z $h < z < H$ où H est l'altitude maximale atteinte par le sodar et h celle du site. En réalité ce calcul théorique se heurte à trois difficultés principales

- l'évaluation de K ou calibration du sodar ,
- l'évaluation de α ,
- la grande sensibilité du sodar aux bruits acoustiques qui

perturbe l'interprétation de la puissance reçue en provenance des couches d'altitude relativement élevées (difficulté majeure).

1 - Evaluation de l'atténuation du son dans l'air.

Nous avons utilisées les formules de Sutherland (5) qui semblent justifiées par les expériences de Harris (6). Elles montrent que l'atténuation du son dépend très fortement de l'humidité aux températures et aux pressions courantes sur un site astronomique

Nous donnons en annexe une série de courbes illustrant bien ces propriétés (fig. 10 et 11). On notera en particulier que pour une pression de 725 mb à la température de 20°C le maximum d'atténuation en décibel par 100m atteint 7 pour une humidité de 15 % et ne vaut plus que 1.1. pour une humidité de 25 % . Par contre si la température est de -10°C le maximum de 3 est atteint seulement pour une humidité de l'ordre de 40 % . Il est donc indispensable de disposer des profils verticaux de la température et de l'humidité si on prétend faire un dépouillement quantitatif.

2 - Sensibilité du sodar aux bruits.

Nous abordons ici le point capital qui a considérablement compliqué et retardé le dépouillement de la campagne "Sonate". F. Roddier a toujours dénoncé la trop grande sensibilité au vent du sodar. Dans notre cas de sondages verticaux cette sensibilité existe également car un vent même modéré produit des bruits acoustiques parasites.

Certains enregistrements des tirs sodar sont rendus partiellement inutilisables à cause d'un bruit (avion - vent - ...).

La figure (12) illustre bien de tels ennuis. Nous avons été amenés à supprimer un certain nombre de tirs ainsi perturbés. Cette simple élimination n'a malheureusement pas suffi à rendre le dépouillement quantitatif possible.

Dans le sodar utilisé le gain du récepteur est une fonction linéaire

de l'altitude afin de compenser la divergence sphérique des ondes sonores. On corrige ainsi analogiquement l'atténuation due à la dissipation du son dans un volume de plus en plus grand au fur et à mesure qu'on s'éloigne de l'émetteur. Le problème est qu'un bruit continu est ainsi amplifié et interprété comme un écho important provenant de couches d'altitude élevée. Si on fait en outre subir à cet écho parasite la correction pour atténuation du son en fonction de l'épaisseur d'air traversée, le résultat devient inutilisable.

Lorsqu'on applique aux enregistrements bruts la procédure théorique de réduction un écho intense semble provenir de toutes les couches d'altitude supérieure à 250 mètres.

3 - Filtrage du bruit.

Pour exploiter quantitativement les enregistrements la seule possibilité a été de filtrer le bruit. Nous avons choisi un filtre en corrélation croisée avec l'atténuation du son que nous avons négligée dans un premier temps. Le filtre a donc pour forme analytique e^{kz} , le coefficient k a été ajusté empiriquement. Remarquons que nous avons réalisé ainsi un filtrage par le filtre optimum. Nous proposons dans les conclusions une procédure d'élimination analogique du bruit avant l'enregistrement. Pour la campagne Sonate les mesures étant faites, seul ce filtrage numérique nous a permis un dépouillement satisfaisant.

Par des mesures sodar on ne peut mesurer que la dégradation de la qualité d'image due aux basses couches. Le "r₀ sodar" est donc théoriquement une estimation trop optimiste de la résolution. Pour éviter d'avoir un écart systématique trop important entre les mesures sodar et les mesures optiques, écart qui aurait perturbé l'étude de leur corrélation, nous avons considéré que, quelles que soient les conditions météo, la dégradation due aux couches supérieures est de 0"3. Belly (9) a calculé pour le site d'Hawaï, à partir des radiosondages, une contribution de 0"47 pour ces mêmes couches. La valeur adoptée est donc certainement un peu trop faible mais elle nous met à l'abri d'une "surcorrection" qui rendrait difficile l'interprétation des courbes de corrélation.

IV - RESULTATS.

Pour présenter de manière synthétique les résultats, nous avons pour chaque jour calculé la valeur moyenne du r_o estimée par le sodar et du r_o mesuré optiquement.

La figure 13 montre leur variations respectives pour les 60 jours de mesure : elles sont proches.

La figure 14 présente l'histogramme des valeurs de r_o "mesures optiques" et "mesures sodar". Le décalage des maxima des histogrammes l'un par rapport à l'autre traduit une sous-estimation de la contribution haute atmosphère, surtout pour les faibles valeurs de r_o .

Enfin la figure 15 est la droite de corrélation entre l'ensemble des mesures sodar et des mesures optiques associées. Cette corrélation est tout à fait acceptable. Elle fait également apparaître le fait que le r_o calculé par le sodar est trop grand surtout pour les faibles valeurs de r_o ; dans cette zone la contribution de la haute atmosphère a été trop sous-estimée.

Il conviendra de reprendre ce tracé avec les résultats du radar ST mais on peut déjà conclure à un accord satisfaisant entre les mesures optiques et les mesures sodar.

V - CONCLUSIONS.

a) Qualité d'image au Pic du Midi.

L'histogramme de qualité d'image confirme l'excellence du site du Pic du Midi. Rappelons brièvement que sur 52 nuits où la qualité d'image a été mesurée objectivement la résolution a été

bonne $r_0 > 8$ cm 32 fois soit dans 62 % des cas
très bonne $r_0 > 14$ cm 12 fois soit dans 23 % des cas
exceptionnelle $20 \text{ cm} \leq r_0 \leq 27$ cm 6 fois soit dans 11 % des cas.

Le site est caractérisé par des périodes de très grande stabilité dans la haute atmosphère se traduisant par des résolutions vraiment exceptionnelles. La résolution observée (0"4 environ) semble encore due principalement à l'influence des couches de basse altitude. Pendant ces périodes le temps de cohérence du speckle - déterminé par l'état de la haute atmosphère est alors important. Ce phénomène, déjà remarqué par des observateurs comme D. Bonneau, fait du Pic du Midi un site de choix pour les observations par speckle interférométrie.

La poursuite de l'expérience Sonate pendant 4 mois a amené à comparer journallement les résolutions obtenues au télescope de un mètre et de deux mètres. Cette comparaison, même si elle n'a pas été toujours quantitative, a eu lieu de manière systématique. Elle a montré qu'après les travaux de thermique et l'ouverture du tube la qualité d'image au T2M est toujours comparable à celle du télescope de 1m et souvent même meilleure. La qualité des images au T2M est désormais - au moins l'été - celle du site du Pic du Midi. De plus le microsite choisi pour le T2M se confirme meilleur que celui du télescope de 1 mètre.

b) Utilisation du sodar pour l'évaluation de la qualité d'image.

Le grand nombre de tirs sodar effectués prouve qu'un tel appareil permet facilement de répartir avec certitude les résolutions en 4 classes : excellente - bonne - moyenne - mauvaise. Cette classification bien que qualitative peut être extrêmement précieuse pour la prospection des sites et la comparaison des micro sites. Un sodar permet très facilement d'étudier de manière continue et systématique la répartition de la résolution entre ces quatre groupes dans un observatoire donné. Une connaissance de ce classement, purement objectif, serait déjà un renseignement fort utile. S'il varie comme c'est probable d'un site à l'autre, on pourrait spécialiser chacun d'eux dans certains types d'observation et dans l'utilisation de certains récepteurs optimisant ainsi leur rendement scientifique d'ensemble.

c) Utilisation d'un sodar pour la prévision.

On a vu que la prévision est bonne par période de stabilité météorologique. Or les images excellentes - qui sont celles dont il ne faut pas "rater" la prévision - surviennent dans les mêmes conditions. Il est remarquable que durant la campagne Sonate au cours des périodes stables, le sodar a toujours prédit bon - très bon - ou exceptionnel avec exactitude. Nous considérons n'avoir pas encore fait assez d'expériences (à cause de la météo de l'été 84) pour conclure d'une manière absolue mais il semble que le sodar puisse être utilisé pour prévoir quelques heures à l'avance la qualité d'image de la nuit du moins lorsque le temps est stable.

L'expérience Sonate a confirmé que l'utilisation d'un sodar pour l'évaluation qualitative de la qualité d'image est une procédure tout à fait satisfaisante.

d) Utilisation d'un sodar pour la mesure quantitative de la résolution.

Un enseignement de la campagne Sonate est qu'il est certainement possible d'obtenir des mesures quantitatives précises à condition de prévoir certaines modifications de l'instrument et de prendre un certain nombre de précautions.

1) Calibration.

Une calibration absolue en laboratoire est souhaitable mais insuffisante. Il faut prévoir de recalibrer en permanence le sodar sur le site. On peut envisager à cet effet de placer sur une distance verticale d'une dizaine de mètres hors d'atteinte du faisceau acoustique des mesures de fluctuations de température. Les sondes doivent fournir un signal digital pour que les informations soient traitées en temps réel dans l'ordinateur de pilotage du sodar. D'autres procédures de calibration sont envisageables : il faudrait les tester simultanément pour déterminer la plus efficace.

2) Centrale météo.

Nous avons montré à quel point des mesures précises des paramètres météo - en particulier de l'humidité - sont nécessaires à un dépouillement soigné. Là aussi il faut des sondes fournissant une information digitale pour permettre le traitement temps réel.

3) Élimination du bruit - Sodar différentiel.

Le principe d'un sodar insensible au bruit est simple. Le signal provenant du microphone est dirigé sur deux voies distinctes : l'une met en oeuvre un filtre centré sur la fréquence d'émission du sodar, l'autre un filtre de bande passante équivalente mais décalé hors des fréquences utiles. Seule la différence entre les signaux provenant des deux voies est envoyée dans l'ampli-logarithmique. On amplifie ainsi le signal utile tout en éliminant les bruits ambiants.

Une autre procédure pourrait consister à éliminer a posteriori dans le spectre obtenu par transformée de Fourier les fréquences qui dans la bande de largeur théorique Doppler n'ont pas un rapport signal à bruit suffisant.

VI - PERSPECTIVES.

a) Sodar

Un sodar est une instrumentation peu coûteuse, peu fragile, facilement automatisable. Dans l'état actuel il peut être utilisé en surveillance de qualité d'image des sites astronomiques de manière entièrement automatique. Lorsque l'instabilité météorologique n'est pas trop grande il prévoit quelques heures à l'avance la résolution qui sera obtenue lors des observations. Une anecdote significative à ce sujet : en mai les astronomes étaient tous sceptiques à l'égard de l'expérience, dès la mi-juillet les observateurs solaires ou nocturnes téléphonaient au bureau de "Sonate" quelque temps avant leurs observations !

Pour progresser maintenant il faudrait étudier avec soin les procédures d'observation et de dépouillement à utiliser pour obtenir des mesures quantitatives précises. Il n'est plus besoin pour cela d'une campagne longue : 3 semaines en juin ou juillet par exemple suffiraient. Pour que cette expérience soit fructueuse il faudrait naturellement utiliser un sodar différentiel et disposer de moyens de calibration. Un dépouillement soigné des enregistrements et de leur spectre par des procédures que notre expérience nous permet maintenant d'imaginer et de développer permettrait d'aboutir à une optimisation de l'utilisation d'un sodar dans un site astronomique.

b) Radar ST

Le dépouillement de la campagne FRONT est actuellement en cours au Centre National de la Recherche Météorologique de Toulouse. C. Klauss y a mis au point une procédure de calcul du profil de C_n^2 selon la théorie de Van Zandt [8].

Les mesures optiques de r_o obtenues pour les nuits de 13 au 14 juin et du 3 au 4 juillet ont été comparées aux valeurs fournies par le calcul de l'intégrale $r_o = 0.1847 \lambda^{1.2} (\sec \gamma \int_h^\infty C_n^2(h) dh)^{-3/5}$.

Le radar de la campagne FRONT fournit la valeur de C_n^2 dans les couches d'altitude 120 m à 25 kms avec une résolution de 30 m. La structure de l'atmosphère en couches calmes épaisses séparées par des couches turbulentes minces apparaît bien.

Dans le cas du 13 juin l'accord r_o "Sylvain" et r_o "Radar ST" est bon. Par contre le 4 juillet le r_o "ST" est de l'ordre de 5 cm alors que nous avons mesuré au Pic $r_o = 12$ cm. Dans la mesure radar la contribution des couches à 11 km d'altitude est très importante. Elle traduit le passage du Jet Stream au-dessus du site de Termes d'Armagnac.

Dans les deux cas le r_o "Sodar" est plus faible que le r_o calculé à partir des mesures radar intégrées entre 3000 et 4000 m. Cette discordance s'explique par la turbulence orographique qui se manifeste dans le premier kilomètre au-dessus du site.

BIBLIOGRAPHIE

1. WOOLF, N.L.. Ann. Rev. Astron. Astrop. 20, 367.
2. KOLMOGOROV, A.N.. 1941, Dan SSSR 30 (4). 229.
3. HECQUET, J., COUPINOT, G. Article 7.
4. DUBOSCLARD, G., HECQUET, J. COUPINOT, G., SAUVAGEOT, H.
Astron. Astrophys. 1984. Vol. 140 n° 2, p. 273.
5. SUTHERLAND, L.C. 1975 Rev. of exp data - Dep. of
Transportation. Washington D.C.
6. HARRIS, C.M. 1966. J. Acous. Soc. Am. Vol. 40, 148.
7. BELY, P.Y. 1984, Rapport, interne CFH.
8. VAN ZANDT, T.E., GREEN, J.L. GAGE, K.S., CLARK, W.L.,
1978. Radio. Sci. 13, 819.

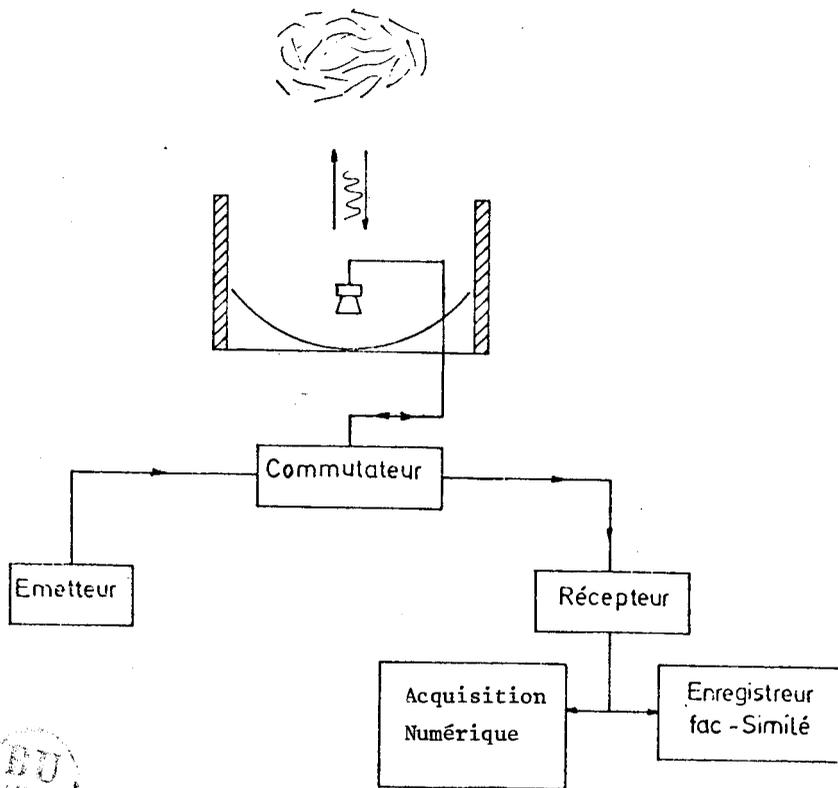
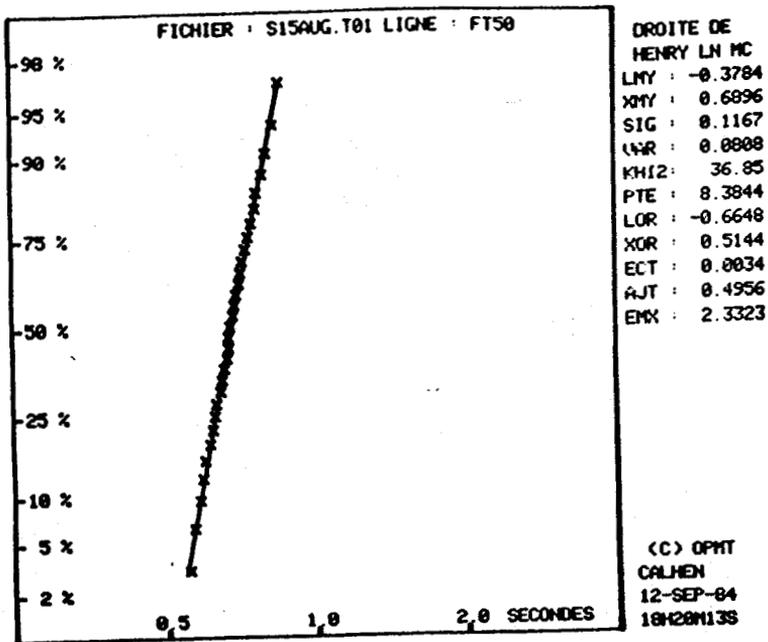


Figure 1. Schéma de principe du sodar.





Répartition statistique log-normale

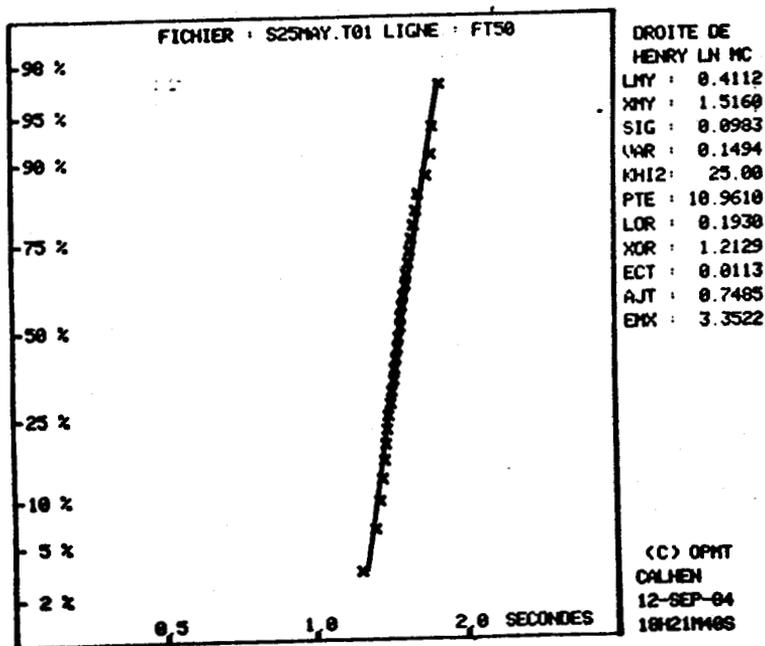
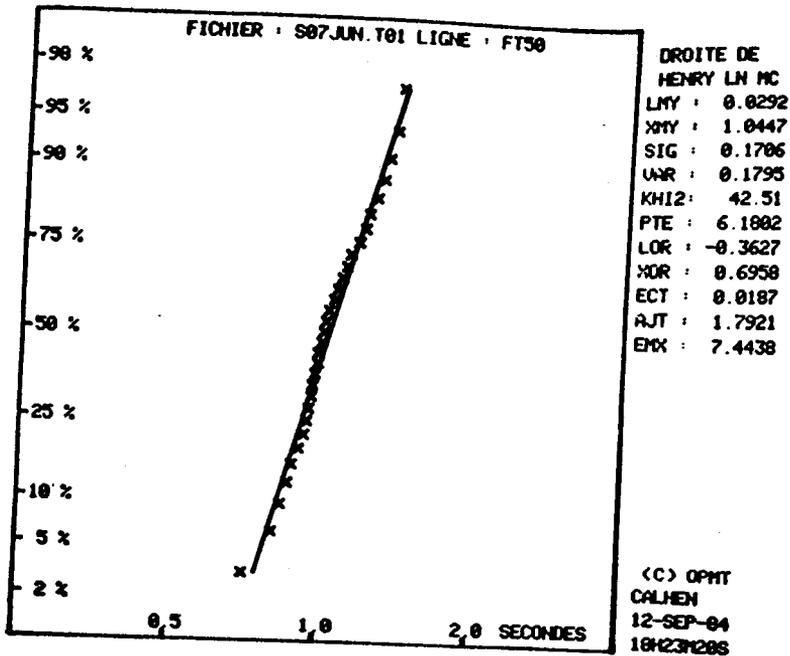


Fig. 2



Statistique perturbée par une turbulence près du tube

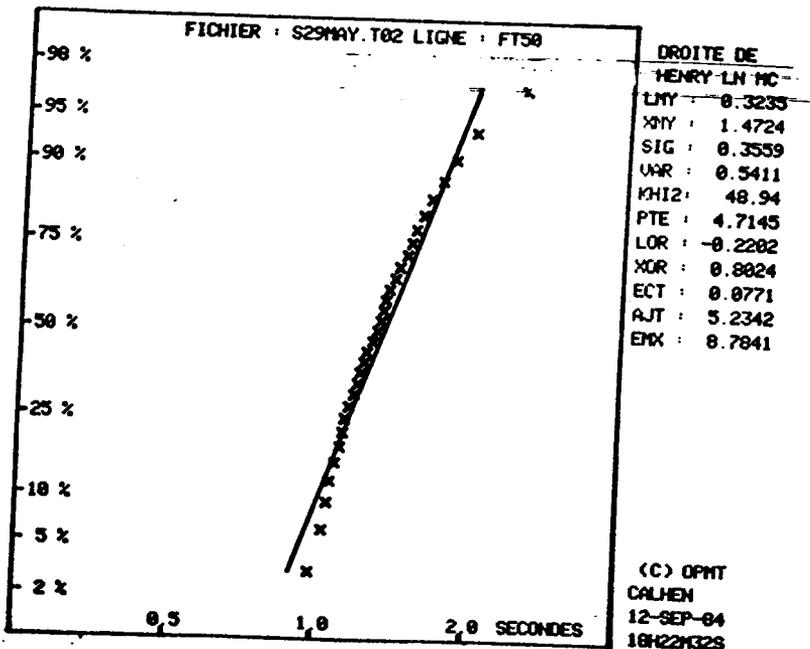


Fig. 3



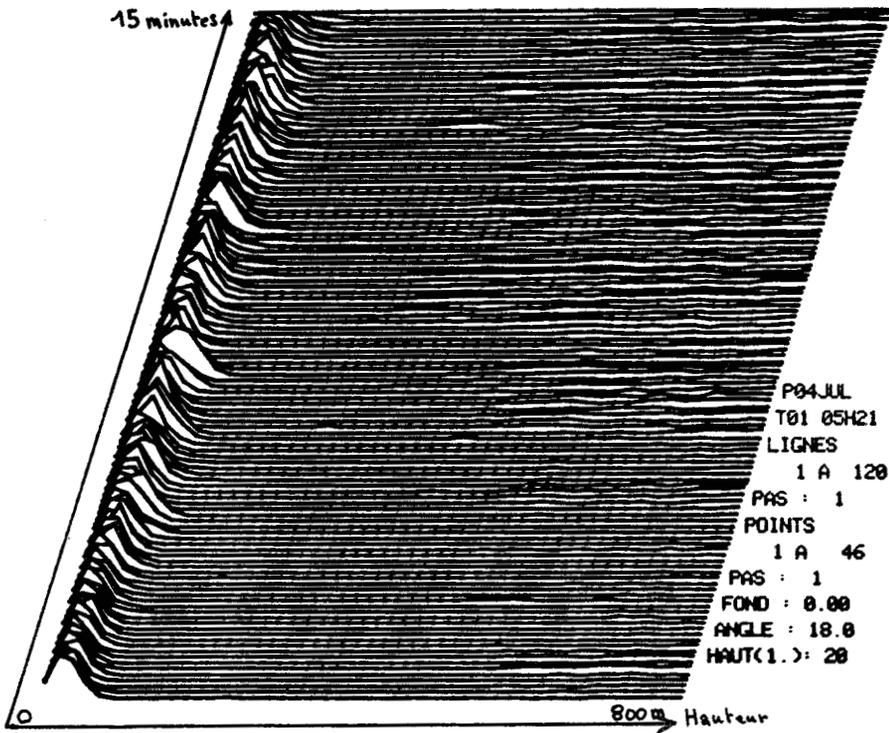


Fig. 4 :Résolution 0"6

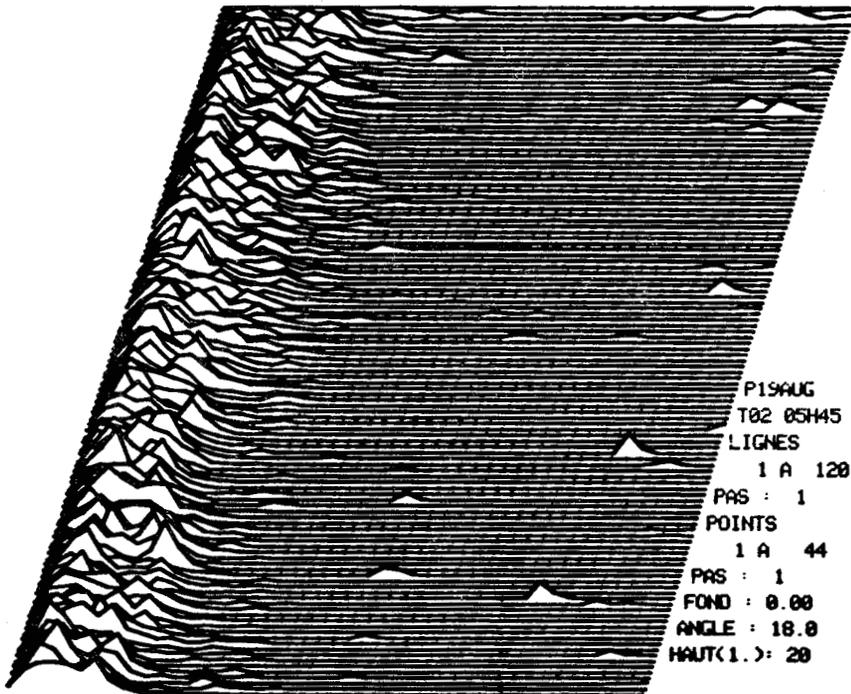


Fig. 5 :Résolution 0"8



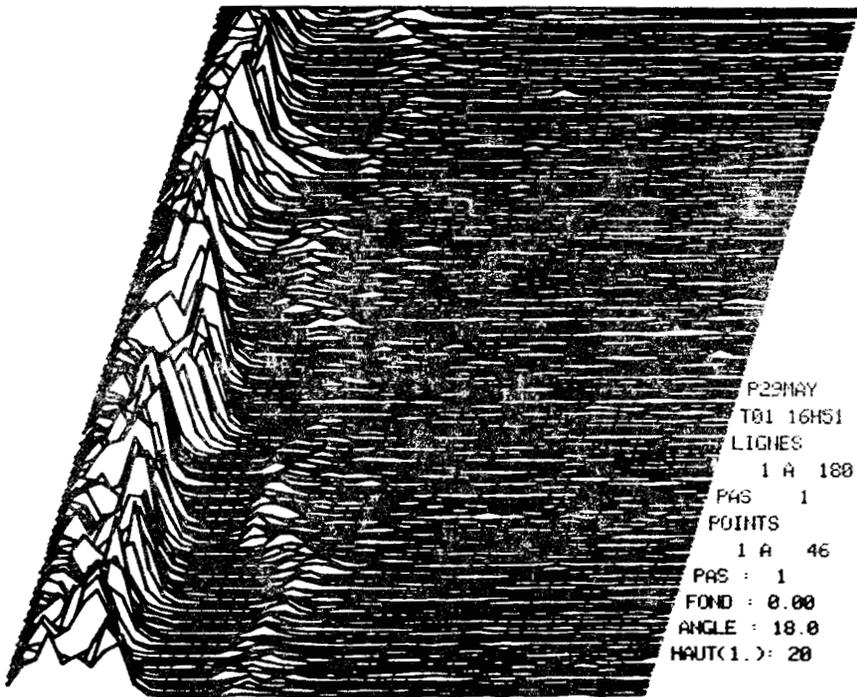
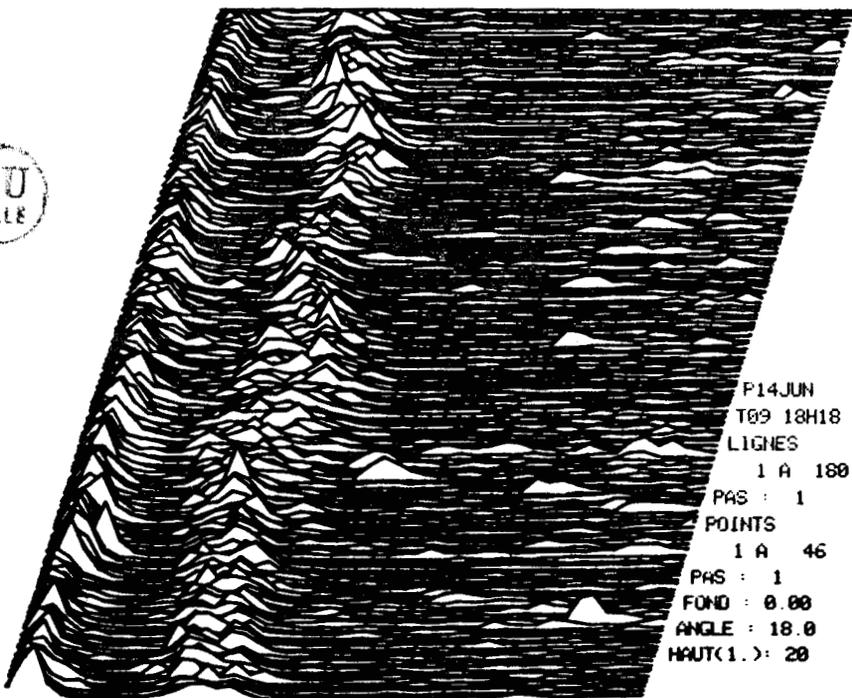


Fig. 6 :Résolution 1"



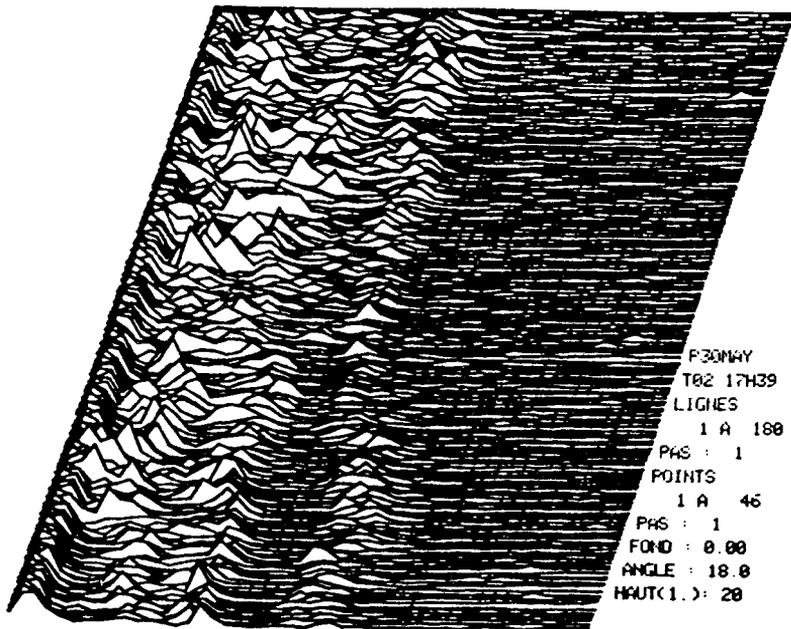


Fig. 8:Résolution 1"8

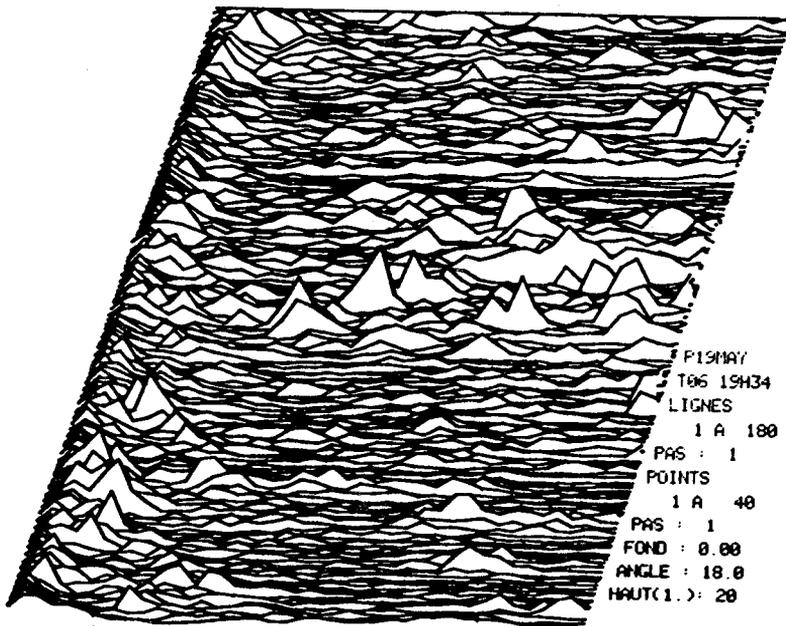


Fig. 9:Résolution >2"

ATTENUATION DU SON DANS L'AIR

$P = 725. \text{ mb}$ $F = 2000 \text{ Hz}$

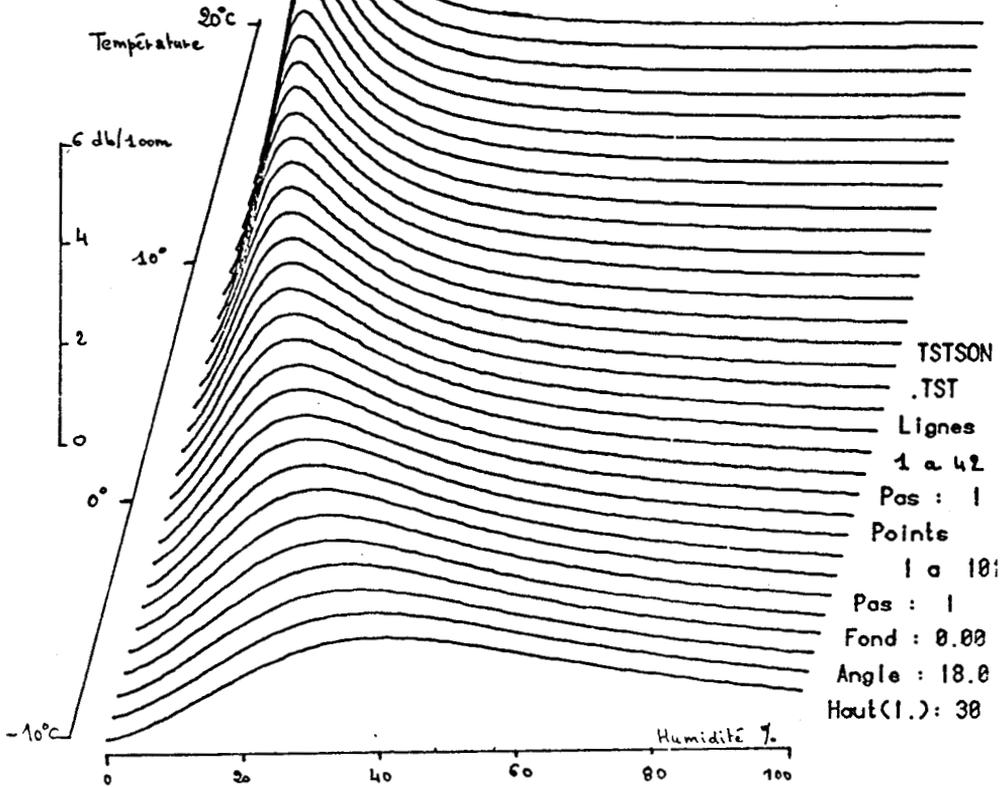


Fig. 10 : Atténuation du son en fonction de la pression, de la température et de l'humidité.



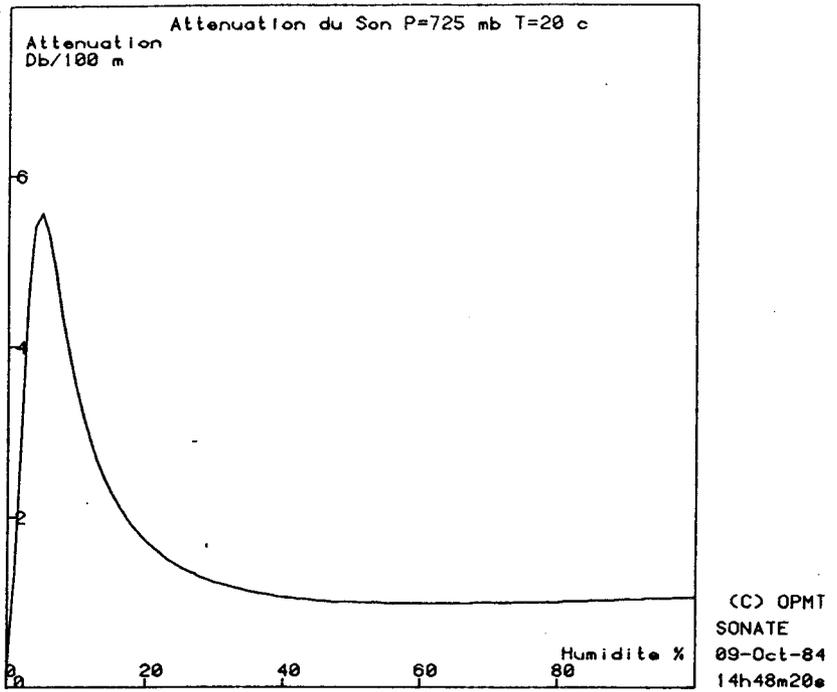
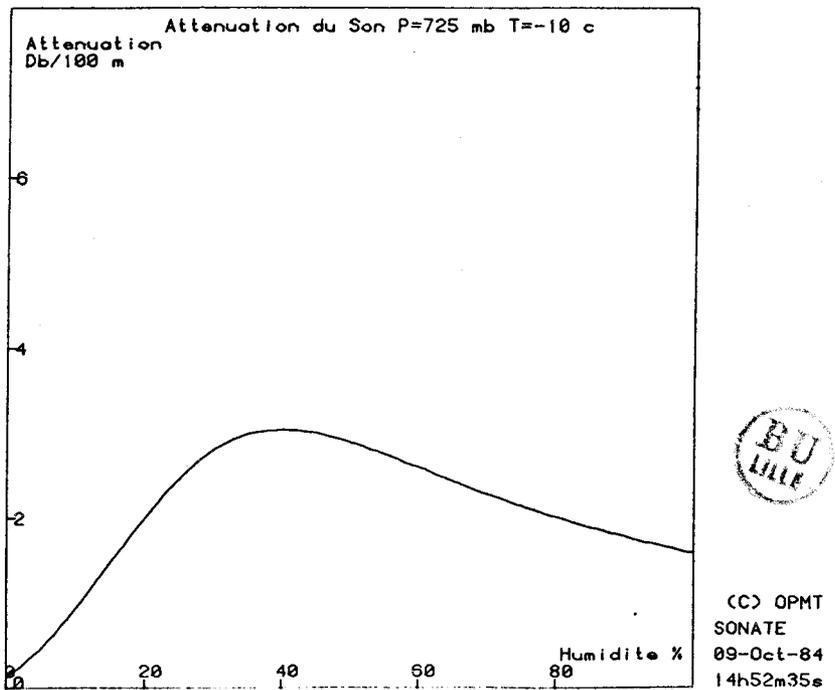


Fig. :11 Atténuation du son dans l'air en décibel par 100 m.



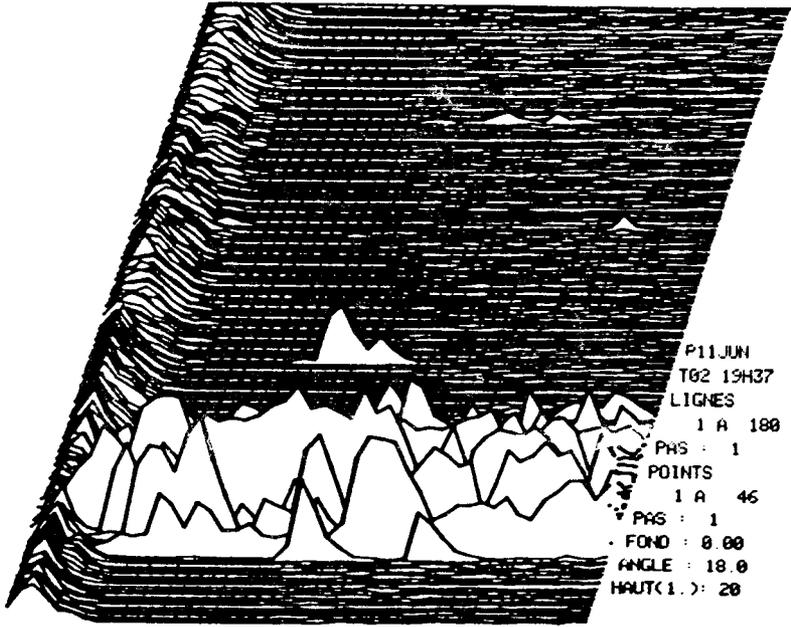
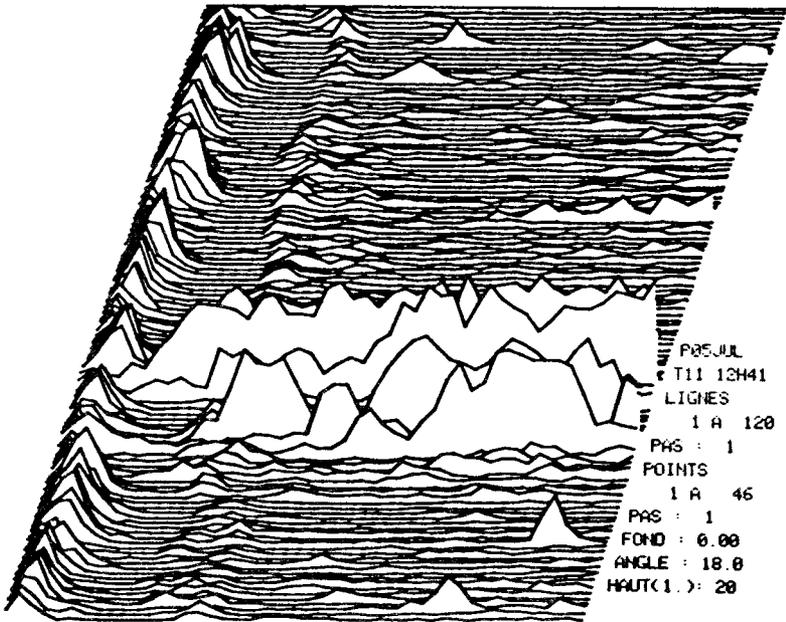


Fig. 12



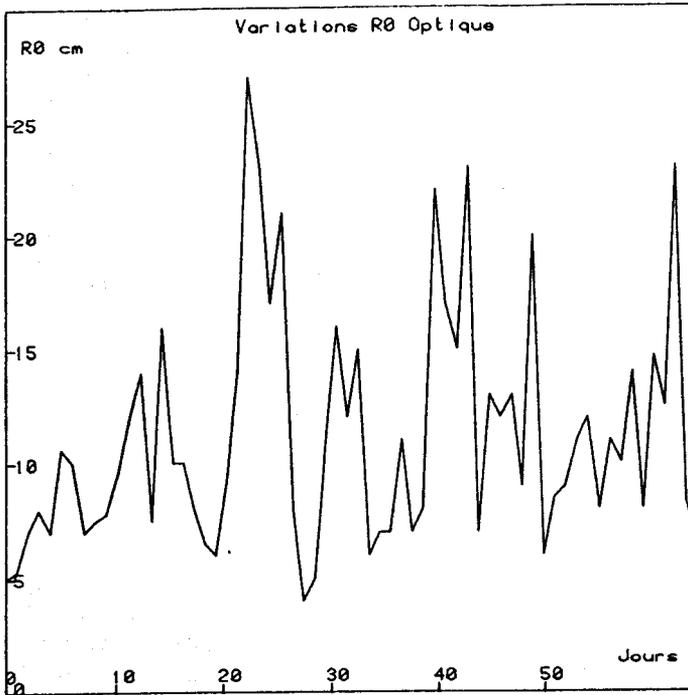
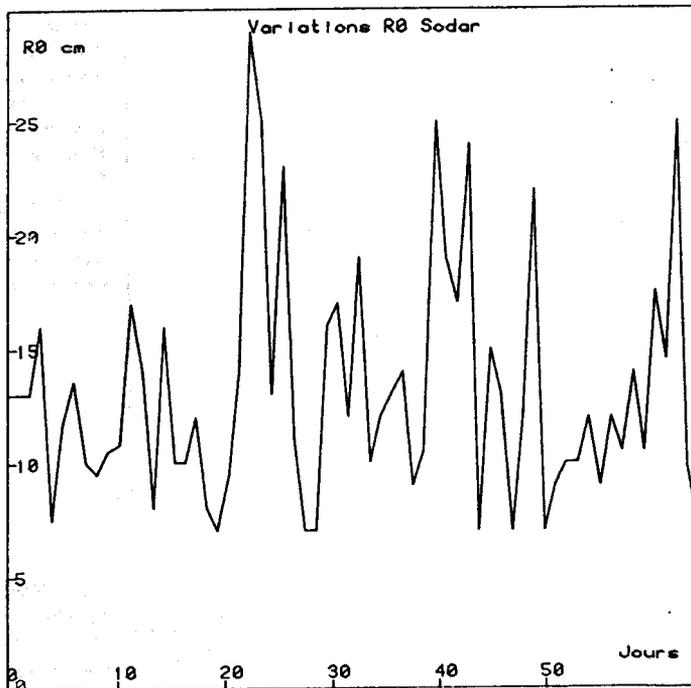
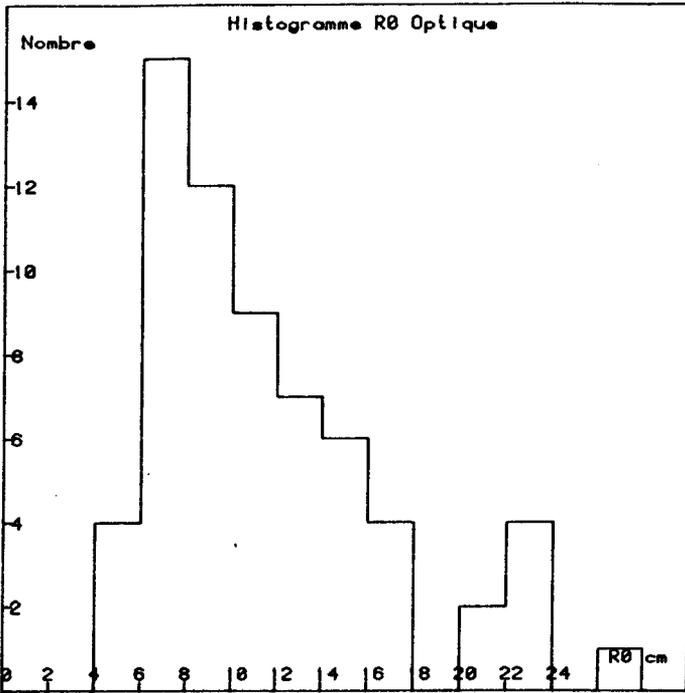


Fig. 13: Variations des r_0 optique et sodar

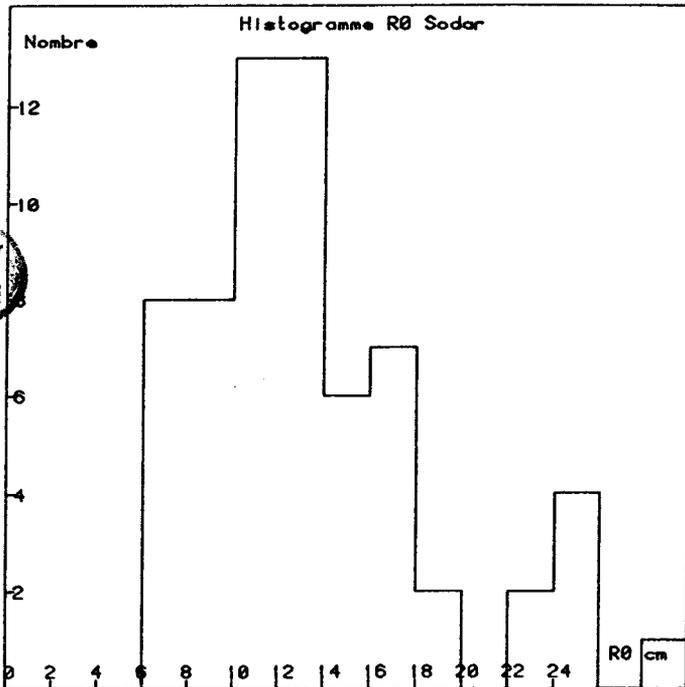




Minimum 4.000
Maximum 27.000
Moyenne 11.205
Variance 5.1446
Moy Hist 11.594
Eqm Hist 5.1682
Pas 2.000
15 Classes
Max Hist 15.000
Classe 6.000
Entropie 3.0

(C) OPMT
SONATE
09-Oct-84
19h29m45s

Fig. :14 Histogrammes des r₀ optique et sodar .



Minimum 7.000
Maximum 29.000
Moyenne 13.137
Variance 5.1121
Moy Hist 13.489
Eqm Hist 5.1447
Pas 2.000
15 Classes
Max Hist 13.000
Classe 12.000
Entropie 3.0

(C) OPMT
SONATE
09-Oct-84
19h33m12s



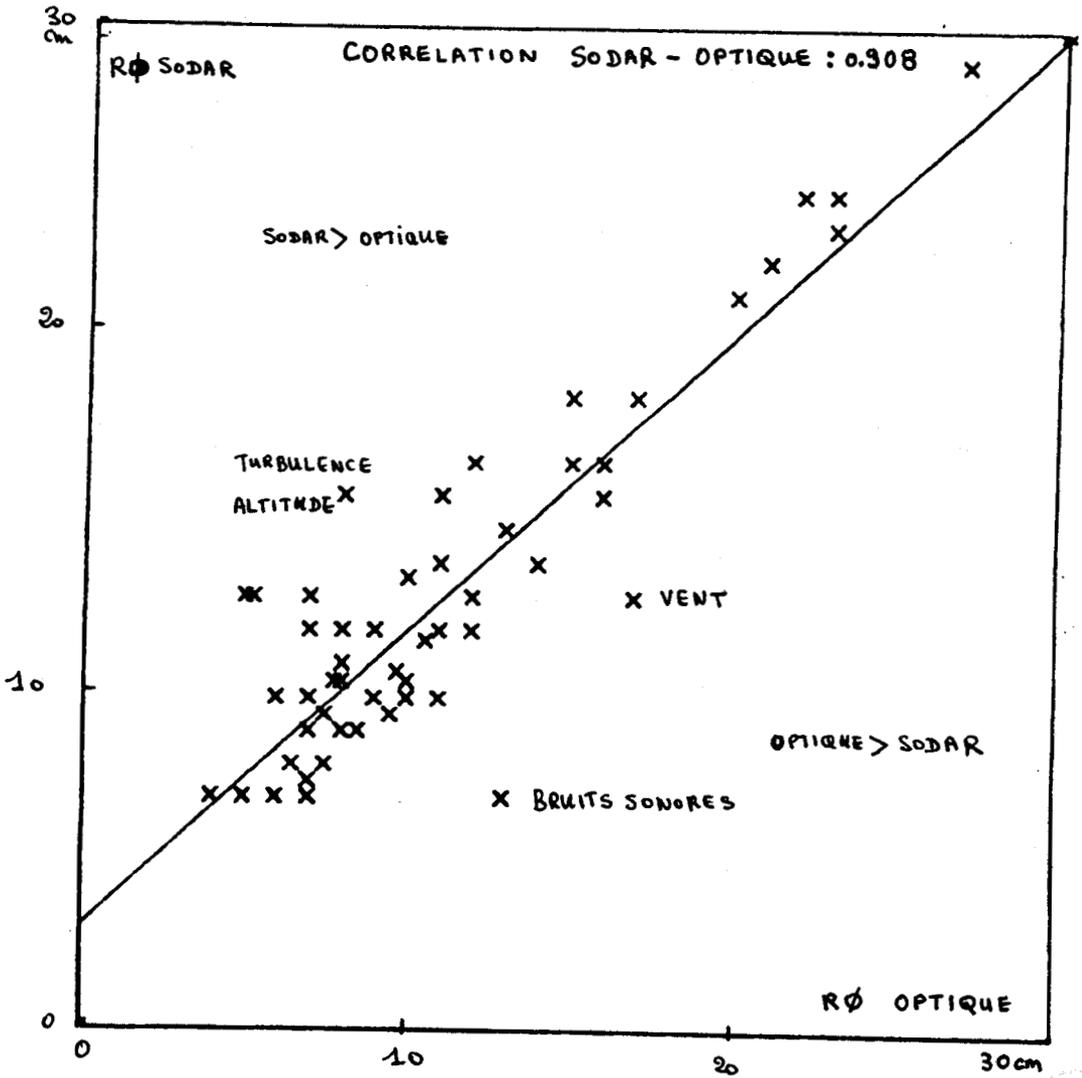


Fig. 15 : Corrélation "Ro sodar" et "Ro optique" .

Après juillet et août, septembre a battu presque tous les records de froid et de pluie

L'été le plus pourri...

Les météorologistes ne laissent guère d'espoir : malgré les éclaircies de la journée de vendredi, ce week-end devrait être pluvieux sur une grande partie de la France. L'arrivée de l'automne n'a rien changé au ciel. Cette saison débute à l'image de l'été 1984, qui restera dans les annales comme un des plus maussades du siècle ; après des mois de juillet et d'août marqués par de nombreux nuages et de la pluie, septembre a été l'apogée des mauvais temps, battant même des records de froid qui remontaient à 1877.

« C'est bien simple, on a eu la moitié du soleil qu'on pouvait espérer, et le double des pluies que l'on pouvait craindre », explique Michel Martin, un des ingénieurs de la Météorologie nationale, en dressant le portrait climatique du mois de septembre. Et la plupart des régions ont payé leur écot du mauvais temps.

En région parisienne, comme dans le nord du pays, on en était har à moins de 90 heures de soleil depuis le début du mois. Alors que la moyenne de septembre s'élève à 180 heures. Omniprésents, les nuages ont apporté environ 100 litres d'eau sur chaque mètre carré du Bassin parisien, alors qu'en comptage normale on n'en compte que 55 litres.

Un record du froid

Mais c'est surtout au niveau des températures que septembre 1984 restera tristement célèbre : un record de froid remontant à 1877 a été battu le 7, lorsque le thermomètre n'a pas dépassé 13,8° en plein après-midi à Paris. Tout le mois, en fait, a été marqué par des températures in-



Parasol et blouse : les vestiges de l'été 1984. (Photographie BALLUET.)

férieures à 20° qui constituent la moyenne pour cette époque de l'année. Du 20 au 24, on a même de nouveau brisé à quelques dixièmes de degré près des records historiques, remontant à plus d'un siècle eux aussi, lorsque sur toute la moitié nord du pays les thermomètres ne parvenaient pas à passer le cap des 14-15° en plein après-midi.

Dans le sud de la France, les météorologistes estiment que l'été s'est montré « moins pluvieux qu'ailleurs », mais il ne laissera pas pour autant un très bon souvenir : les jours de ciel gris ont été nombreux, et les températures sont restées le plus souvent

inférieures à la normale, ne dépassant que rarement 25°.

Le plus démoralisant c'est que septembre particulièrement « pourri » a succédé à deux premiers mois d'été déjà médiocres pour de nombreux vacanciers.

« Seules les régions proches de l'Atlantique ont véritablement profité d'une belle saison, il a même fait plus chaud que la moyenne en juillet et en août sur les plages de la Bretagne-sud, de la Vendée, des Charentes et de l'Aquitaine », note-t-on à la Météorologie nationale. Partout ailleurs, « l'été aura duré en tout et pour tout trois semaines », ajoute-t-on. Sept jours de plein soleil du 5 au

12 juillet sur l'ensemble du pays, une forte pointe de chaleur vers la fin de ce même mois (avec le seul record en la matière de l'été : 34,8° le 30 à Paris) puis une dernière période de beau temps du 15 au 22-23 août. « Le tout entrecoupé d'une grisaille et d'une fraîcheur qui ont atteint leur paroxysme en septembre », précise encore les spécialistes de la météo.

Habillement et agriculture

Un paroxysme qui, dès le milieu de ce mois de septembre, a amené les plus tristes à rallumer

leur chauffage, d'abord dans les départements du Nord et de l'Est, puis dans le Centre et le Sud-Ouest. Ce mauvais temps très en avance sur le calendrier inquiète les pouvoirs publics. Il entraîne en effet une consommation d'énergie tout à fait imprévue, qui risque de peser lourd sur notre balance des paiements s'il se poursuit. En outre, le fin de saison s'est révélée « catastrophique » dans plusieurs secteurs commerciaux dont l'habillement et la restauration, les clients réduits par la pluie restant chez eux. Au niveau de l'agriculture, enfin, on s'alarme également du mauvais temps, qui a compromis la fin des récoltes dans le Nord, et menace la maturation du maïs, pour lequel il faudrait encore du soleil d'ici à son ensilage, fin octobre.

Pour tout le monde, la grande question est donc la même : le beau temps va-t-il revenir avant que l'on tombe dans la grisaille de l'hiver ? Les météorologistes sont prudents : ils confirment que, malgré le faux espoir des éclaircies d'hier, le week-end s'annonce médiocre, avec deux passages pluvieux d'ici à demain. Et qu'on ne voit toujours pas d'amélioration pour le début de la semaine. « Toutefois, nos prévisions s'arrêtent là », précise l'ingénieur Michel Martin en rappelant « qu'au-delà de cinq jours d'échéance, on ne peut rien dire de scientifique crédible ». Pour lui, ainsi, il reste tout à fait possible qu'une nette amélioration se produise prochainement, et que l'arrière-saison soit finalement agréable. L'espoir fait vivre...

Jean-Paul CROIZÉ.

Page 23
nos prévisions
météorologiques



CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Historiquement l'évolution de notre conception et de notre compréhension de l'univers s'est appuyée sur l'amélioration de la résolution et de la détectivité des objets astronomiques. En remplaçant l'oeil par la lunette, Galilée découvrit les taches du Soleil, les satellites de Jupiter, les phases de Vénus. La photographie des "nébuleuses" en transforma un certain nombre en galaxies.

Aujourd'hui l'amélioration de la résolution est un souci constant à toutes les phases de la conception, de la résolution et de la mise en oeuvre d'un télescope : choix du site, environnement thermique, méthodes d'acquisition et de traitement des observations.

Cependant même dans les meilleurs sites, l'atmosphère limite, dans le visible, la résolution d'un télescope au sol, de diamètre D , à celle d'un instrument dont le diamètre n'excède jamais une trentaine de centimètres, du moins pour des poses de l'ordre d'une heure. Dans les bons sites, où toutes les précautions sont prises au niveau de l'environnement, la résolution des poses longues est au mieux de $0''6$.

Si le rapport signal sur bruit est suffisant les méthodes de déconvolution permettent de gagner un facteur 2 sur la résolution initiale.

La méthode de superposition des poses courtes recentrées fournit également ce gain à condition que le rapport D/r_0 soit de l'ordre de 3 : ce n'est jamais le cas dans le visible pour les télescopes de taille supérieure à un mètre.

La sélection des images avant leur superposition amène un gain en résolution plus élevé pour un plus grand rapport D/r_0 . Appliquée au soleil elle a permis la découverte de résultats astrophysiques importants. Malheureusement peu d'objets sont suffisamment brillants pour que cette procédure puisse leur être appliquée.

Avec la technologie classique des télescopes leur limitation en résolution, qui pénalise également leur détectivité, semble infranchissable.

On peut implanter des télescopes dans l'espace mais actuellement cela n'est réalisable que pour des instruments de dimensions relativement faibles et cette technologie demeure très coûteuse et très délicate.

Pour les grands télescopes au sol, la seule solution est de corriger en permanence la surface de l'onde lumineuse qui leur parvient pour diminuer les aberrations de phase. Les futurs très grands télescopes n'atteindront leur pleine efficacité que munis d'un tel dispositif d'optique adaptative.

Beaucoup de travail reste à faire dans l'étude théorique et observationnelle de l'atmosphère, en particulier sur l'étendue de la zone d'isoplanétisme et sur le spectre temporel des fluctuations d'amplitude, pour rendre cette technologie opérationnelle dans le visible.

Pour terminer remarquons que le site de ces futurs télescopes devra être équipé de méthodes de surveillance et de prévision de la qualité d'image pour optimiser leur emploi et donc leur rendement scientifique.

EPILOGUE

Ce travail peut sembler à priori regrouper des méthodes d'acquisition et de traitement des observations dont le but commun est d'optimiser l'extraction de l'information, mais qui n'ont guère de liens entre-elles. En fait toutes ces procédures s'enchaîneront dans le scénario d'observation des télescopes du futur.

Un dispositif -Sodar ou autre- permettra de prévoir la qualité des images plusieurs heures à l'avance. Les observations seront réalisées en conséquence, les nuits de très bonne qualité d'images étant réservées aux programmes qui l'exigent impérativement. Le cas échéant les dispositifs d'optique adaptative seront mis en oeuvre ou les méthodes de sélection-recentrage appliquées.

Enfin, les senseurs de l'optique adaptative fournissant avec précision les aberrations résiduelles non corrigées par le dispositif, une déconvolution à posteriori augmentera encore la résolution de l'observation. Cette déconvolution sera très efficace car elle utilisera la véritable fonction de transfert de modulation, mesurée en temps réel sur l'objet lui-même.

Un tel enchaînement de procédures, qui n'ont ni la complexité ni bien sûr la puissance des méthodes d'interférométrie qui seront utilisées sur les futurs grands télescopes, permettra néanmoins, appliquées à ces instruments, d'améliorer suffisamment la qualité de l'observation des objets à structure complexe pour faire progresser notablement leur étude astrophysique.

BIBLIOGRAPHIE

Arsac, J., 1961 Transformation de Fourier et théorie des distributions Dunod

Benvenuti, P., Casini, C., Heidmann, J., 1982, Mont. Not. R.Astron. Soc. 198, 825

Bely, P.Y., 1984, Rapport interne CFHT

Biraud, Y., 1969, Astron. Astrop., 1.124

Bijaoui, A., 1981 Image et Information

Born, M., Wolf, E., 1965, Principles of Optics Pergamon. New York

Bozec, P., Cagnet, M., Roger, G., 1971, Nouv. Rev. Opt. 2, 197

Casini, C., Heidmann, J., 1976 a, Astron. Astrop, 47, 371
1976 b, Astron. Astrop. Supp
24,473,

Casini, C., Heidmann, J., Tarenghi, J., 1979, Astron. Astrop. 118,4

Coupinot, G., 1974 Thèse de Doctorat d'Etat Université de Paris VI

Coupinot, G., Hecquet, J., 1982 Filtrage et Déconvolution
Applications aux images astronomiques

Dainty, J.C., Scaddan, R.J.,
1974, Mont. Not. R. Astron. Soc, 197, 69
1975, Mont. Not. R. Astron. Soc, 170, 519

- Dubosclard, G. 1982, Bound. Lay. Meteorol., 22, 325
- Dossier, T., 1954, Thèse de doctorat d'état Paris
- Fleury, P., Mathieu, J.P., 1968, Images optiques Eyrolles
- Fontanella, J.C., 1985, J. Opt., 16, 6, 257
- Foy, R., Chelli, A., Sibille, F., Léna P., 1979, A & A 79 L 5
- François, P., 1983, Rapport de stage de DEA Obs. de Paris
- Fried, D.L., 1965, J. Opt. Soc. Am, 55, 1427
- Fried, D.L., 1978, J. Opt. Soc. Am, 68, 1651
- Fried, D.L.; 1966, J. Opt. Soc. Am, 56, 1372
- Griffin, R.F., 1973, Observatory 93,3
- Gull, S.F., Daniel, G.J., 1978 Nature Vol. 272, 686
- Harris, C.M., 1966,, J. Acous. Soc. Am. Vol 40, 148
- Heidmann, J., Klein, U., Wiclebinski, R., 1982, Astron. Astrop. 105, 18
- Heidmann, J., 1983 in Highlights in Astronomy ed. R.W. West Vol 6, 611
- Hildreth, E.C., 1980, Thèse : Implantation of a theory of edge detection MIT
- Huchra, J.P., 1977, Astron. J. Supp, 35, 171
- Hufnagel, R.E., Stanley, N.R., 1964, J. Opt. Soc. Am., 54, 52

Kolmogoroff, A.N., 1941, Dan SSSR, 30, 4, 229

Korff, D., 1973, J. Opt. Soc. Am., 63, 971

Lannes, A., 1982, J. Opt., 13, 1, 27

Laques, P., 1971, Astron. Astrop. 15, 179

Leighton, R.B., 1956, Sci. Am. Journ., 157

Leipnik, R., 1960, Inform. and Control, 3, 18

Linfoot, E.H., Witcomb, R.C., 1972, Mont. Not. R. Astron. Soc., 158, 199

Mahajan, V.N., 1983, J. Opt. Soc. Am., 73, 860

Mariotti, J.M., 1981 Thèse de 3° cycle Université Paris VII

Marr, D., 1980, Vision W.H. Freidmann Co. San Francisco

Muller, R., Keil, S., 1982, Solar Physics, 87, 243

Noll, R.J., 1976, J. Opt. Soc. Am, 66, 3, 207

O'Neill, 1963, Introduction to statistical optics Addison
Weisley Pub. Comp. Inc.

Pratt, W., 1978, Digital Image Processing John Wiley and
Sons New York

Robaux, O., Roizen-Dossier, B., 1967, J. Phys., 28, 330

Robaux, O., 1971, Thèse de docteur es sciences Orsay

Roddier, C., Roddier, F., 1973, J. Opt. Soc. Am., 63.661

Roddier, C, 1976, J. Opt. Soc. Am., 66-478

Roddier, F., 1981, the effects of atmospheric turbulence in optical astron. E. Wolf, Progress in Optics, XIX

Roddier, F., 1984, CFHT Workshop in Adaptive Optics Hawaiï

Roudier, T., Coupinot, G., Hecquet, J., Muller, R., 1985, J. Opt., 16,3,107

Roussel, A., 1975, Thèse de docteur ingénieur Orsay

Rosenfeld, A., Kack, A., 1976, Digital Picture Processing, Academic Press, New-York

Shannon, C., 1948, Bell System. Techn J1, 8, 47

Sulherland, C.C., 1975, Rev. of. exp. data, Dept. of Transp. Washington D.C.

Tyler, G.A., 1985, J. Opt. Soc. Am., 1,251

Van-Zandt, T.E., Green, J.L., Gage, K.S., Clark, W.L., 1978, Radio Sci. 13, 819

Wang, J.Y., 1977, J. Opt. Soc. Am., 67, 383

Wang, J.Y., Markey, J.K., 1978, J. Opt. Soc. Am, 68, 78

Watson, G.N., 1922, Theory of Bessel Functions, Cambridge Univ. Press

Wilson, H.R., Bergen, J.R., 1979, Vision Res., 19, 19

Wolf, N.L., 1982, Ann. Rev. Astron. Astrop. 20, 367

Yule, J.A.C., dans Manuel de Photographie Scientifique G. de

Vaucouleurs, 1956, p. 183

Yura, H.T., Davis, M.T., 1983, J. Opt. Soc. Ann. A., 2,765



R E S U M E

Dépouiller un document astronomique consiste à extraire les caractéristiques morphologiques, structurelles ou spectrophotométriques d'un objet en vue de son étude astrophysique ou astrométrique. L'objectif de ce travail a été d'imaginer des méthodes d'obtention et d'extraction de l'information susceptibles de fournir les paramètres recherchés avec le maximum de précision malgré la sévère limitation en résolution due à l'atmosphère des observations au sol. La première partie présente une déconvolution linéaire augmentant a posteriori la résolution d'un cliché. Ce traitement a été appliqué à une coupe des anneaux de Saturne, à des clichés de Vénus et de la galaxie Markarian 325. Une autre méthode d'extraction de l'information par segmentation de l'image a été utilisée pour des clichés de la granulation solaire et de la galaxie Markarian 297. Cette procédure consiste en un traitement global d'une seule image mais avec utilisation de l'information connue a priori sur les structures étudiées. Une troisième partie est consacrée à l'étude du gain ou résolution et en rapport signal sur bruit obtenu par compositage de plusieurs images à temps de pose court recentrées et éventuellement sélectionnées. Sans sélection la méthode est équivalente à une correction des déphasages de la fonction d'onde jusqu'à l'ordre 3. Un chapitre traite du rapport entre optique adaptative et recentrage de poses courtes avec ou sans sélection. Toutes les procédures d'acquisition et de traitement de l'information ne sont efficaces que si la résolution initiale est, dans le visible, inférieure à la seconde d'arc. Il est donc nécessaire de sélectionner avec une très grande objectivité le site des futurs grands télescopes et d'imaginer des méthodes susceptibles de prévoir quelques heures à l'avance la qualité d'image d'une nuit afin de rentabiliser au maximum celles où elle est excellente. La dernière partie relate une campagne de mesures faite au Pic du Midi pendant quatre mois pour étudier la possibilité d'utiliser un sodar ou un radar "stratosphère troposphère" dans ce but.

M O T S C L E S

- SEEING
- DÉCONVOLUTION
- RECENTREMENT
- SELECTION
- OPTIQUE ADAPTATIVE
- ATMOSPHERE

