



HAL
open science

**Application de l'interféromètre de Perot-Fabry à l'étude
à grand champ de la galaxie et du Petit Nuage de
Magellan. Développement d'un nouvel instrument :
Pytheas**

Etienne Le Coarer

► **To cite this version:**

Etienne Le Coarer. Application de l'interféromètre de Perot-Fabry à l'étude à grand champ de la galaxie et du Petit Nuage de Magellan. Développement d'un nouvel instrument : Pytheas. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 1992. Français. NNT : . tel-00725457

HAL Id: tel-00725457

<https://theses.hal.science/tel-00725457>

Submitted on 27 Aug 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université de PARIS VII

Département d'astrophysique et techniques spatiales

Thèse de doctorat de l'Université de Paris 7

Présentée par

Etienne le COARER

pour l'obtention du grade de Docteur en Sciences
spécialité: Astrophysique

Applications de l'interféromètre de Pérot-Fabry
à l'étude à grand champ de la Galaxie
et du Petit Nuage de Magellan.
Développement d'un nouvel instrument:
Pythéas

soumise aux rapporteurs:

Pierre CONNES
Jean René ROY

Soutenue le 12 Juin 1992

Jury :

Pierre LENA, président,
Pierre JACQUINOT, professeur émérite
James LEQUEUX, directeur de thèse,
Pierre CONNES
Georges COURTES
Yvon GEORGELIN

Invitée:

Margarita ROSADO

Université de PARIS VII

Département d'astrophysique et techniques spatiales

Thèse de doctorat de l'Université de Paris 7

Présentée par

Etienne le COARER

pour l'obtention du grade de Docteur en Sciences
spécialité: Astrophysique

Applications de l'interféromètre de Pérot-Fabry
à l'étude à grand champ de la Galaxie
et du Petit Nuage de Magellan.
Développement d'un nouvel instrument:
Pythéas

soumise aux rapporteurs:

Pierre CONNES
Jean René ROY

Soutenue le 12 Juin 1992

Jury :

Pierre LENA, président,
Pierre JACQUINOT, professeur émérite
James LEQUEUX, directeur de thèse,
Pierre CONNES
Georges COURTES
Yvon GEORGELIN

Invitée:

Margarita ROSADO

à mon frère Jean Sébastien

PLAN DE LA THESE

Introduction	page 5
Chapitre 1- Survey H α	page 11
1.1 Deep H α Survey of Gaseous Emission Regions in the Milky Way and the Magellanic Clouds	page 13
1.2 Survey H α de la Voie Lactée : Détection d'une région HII lointaine	page 21
1.3 Commentaires ; Survey H α	page 43
1.4 Références Survey H α	page 55
Chapitre 2- Le Petit Nuage de Magellan	page 57
2.1 Le Petit Nuage de Magellan	page 59
2.2 Catalogue préliminaire des régions HII	page 75
2.3 Commentaires : SMC	page 79
2.4 Références SMC	page 97
Chapitre 3 - Pythéas	page 99
3.1 Note à l'Académie des Sciences	page 101
3.2 Projet d'article A. & A..	page 109
3.3 Commentaires : Pythéas	page 133
3.4 Programmes Scientifiques pour Pythéas	page 167
3.5 Les spectromètres astronomiques	page 177
3.6 Références Pythéas	page 263
Présentation des autres travaux	page 267
Liste des publications	page 279
Conclusion	page 283

Introduction

Après mon DEA à Meudon et un début de thèse sur l'extinction interstellaire dans le Grand Nuage de Magellan, je suis entré en 1985 dans l'équipe d'interférométrie de l'OM, comme ingénieur. C'était une époque où l'instrument CIGALE commençait à être régulièrement utilisé sur des grands télescopes et l'équipe allait pouvoir exploiter cet instrument. Mes fonctions techniques devaient servir à la fois en mission pour parer d'éventuelles défaillances d'un système d'acquisition fragile, mais aussi pour résoudre quelques problèmes de dépouillement, profitant de mon atavisme pour l'informatique. Enfin nous réalisons un petit télescope dédié au Survey H α de la Voie Lactée et des Nuages de Magellan, et pour lequel j'étais chargé de développer un système d'acquisition et de visualisation.

L'instrument CIGALE a été l'un des premiers à utiliser un interféromètre de Pérot-Fabry asservi sur la mesure de capacité de la lame d'air comprise entre les deux lames de l'interféromètre conférant une stabilité mécanique compatible avec la précision optique du Pérot Fabry. Les deux premiers chapitres de cette thèse illustrent des sujets pour lesquels cette précision était indispensable; ils font appel à une utilisation d'anneaux de Pérot-Fabry maintenant relativement "classique". Sans revenir sur la physique de cet interféromètre, il est important de le voir dès maintenant sous un aspect plus général afin de comprendre en quoi les instruments décrits au dernier chapitre de ce mémoire seront un nouvel aspect du même phénomène.

La figure 1 montre des hypersurfaces qui représentent les ordres du Pérot-Fabry, c'est-à-dire les lieux des maxima de transmission pour une raie monochromatique en fonction des degrés de liberté du système: x et y sont les variables de champ traduisant la position du point dans l'image, la coordonnée verticale représente l'épaisseur entre les lames de l'interféromètre ou le nombre d'onde qui sont confondus par commodité de représentation. L'instrument CIGALE correspond à une utilisation au sens du spectrographe de Fabry Buisson dans un domaine spectral étroit en λ , sur ce graphique c'est une série de coupe à grand champ donnant des images composées d'anneaux d'interférence. La famille d'instrument PYTHEAS va utiliser un grand domaine spectral et pour un point du champ verra le cube dans sa verticale; des séries de cannelures exploreront tous les spectres.

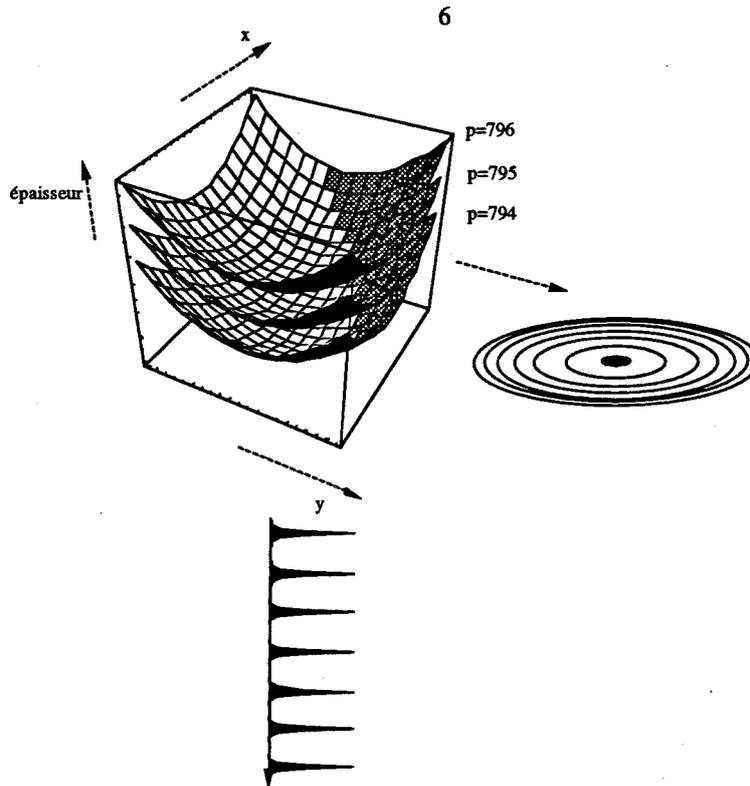


Fig. 1. Franges d'interférence du Pérot-Fabry: *anneaux* ou *cannelures*

□ Survey H α

L'objectif astrophysique, fondamental, est la détermination de la structure spirale de notre Galaxie et par ce biais la connaissance des distances de tous les nuages observés en hydrogène ionisé et des nuages moléculaires associés. Les données radio permettent d'étudier la matière interstellaire, elles permettent d'accéder à des paramètres physiques et à la vitesse radiale mais elles ne donnent pas la distance; sans distances on ne peut faire aucun bilan énergétique ni aucune phénoménologie, l'interprétation de la physique de ces régions reste alors très dépendante (en raison de l'ambiguïté des distances, à une vitesse donnée correspond 2 distances possibles l'une proche, 2 kpc par exemple, l'autre lointaine, 12 kpc par exemple). L'étude optique combinée "gaz + étoiles excitatrices" comme celle de Y.M. et Y.P. Georgelin permet de résoudre ce problème. Le gain espéré par l'emploi de la méthode Cigale à la place de la méthode classique de Fabry-Buisson était un gain en précision spectrale, notamment grâce à une meilleure soustraction de raies parasites du ciel nocturne, et un gain en détection. Mais le grand pouvoir de détection amène un "excès d'information": on arrive à détecter 4 ou 5 régions HII individualisées le long de la ligne de vue alors que pour le tracé de la structure spirale on recherche les régions HII les plus intenses (paramètre d'excitation $>100 \text{pc cm}^{-2}$) qui dessinent le mieux la structure spirale. Le gain en détection permet de bien définir la morphologie et l'entité de ces grands complexes, il permet aussi d'observer les régions très lointaines à fort flux radio et très absorbées optiquement. Le progrès essentiel réside dans la faculté de décomposer les profils observés en différentes composantes permettant ainsi une analyse propre et une interprétation plus fine. Cette nouvelle technique Cigale est beaucoup plus puissante et beaucoup d'efforts sont actuellement consentis pour confirmer et compléter ce modèle. C'est la seule méthode

actuelle qui puisse permettre d'en avoir le coeur net avec le modèle optique à 4 bras spiraux inclinés qui a remplacé en 1976 l'ancien modèle à 2 bras fortement enroulés des radioastronomes 21cm dit de Leiden-Sydney.

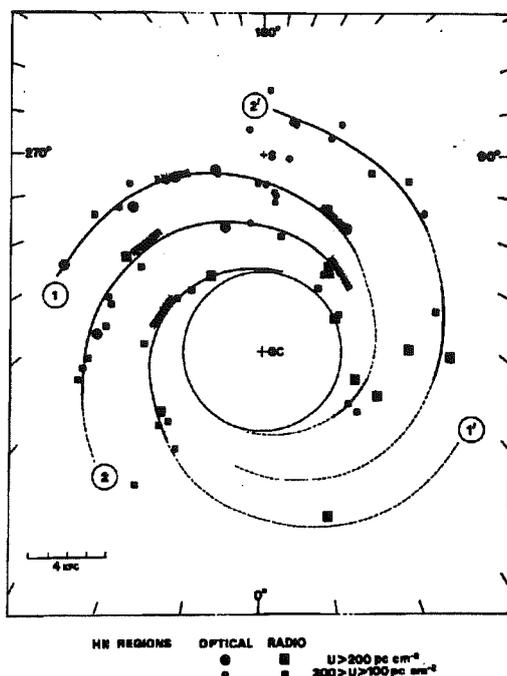


Fig. 2. Structure spirale de notre Galaxie à partir de l'hydrogène ionisé (1976)

□ Petit Nuage de Magellan.

Il existe beaucoup d'études stellaires (citons en particulier les groupes de J.Lequeux, N. Martin, M. Azzopardi) et radio mais en hydrogène ionisé on disposait seulement de l'atlas morphologique de Davies Elliott Meaburn et quasiment d'aucune donnée cinématique du gaz ionisé. Il y avait heureusement plusieurs mesures photométriques de régions HII faites par Caplan et Deharveng.

Le PNM est une des galaxies les plus proches de la nôtre ($d = 62$ kpc). Il est situé dans une région du ciel où l'absorption interstellaire est faible. Ces conditions sont avantageuses pour entreprendre l'étude des objets d'une certaine classe et avoir une vue d'ensemble. Vu sa proximité, on peut étudier les objets en question avec un détail beaucoup plus grand que pour les autres galaxies dont les plus proches sont à des distances 10 fois supérieures. On peut aussi étudier tous les objets d'une même classe en un temps d'observation raisonnable qui deviendrait prohibitif si l'on observait ainsi notre Galaxie. Les différences si marquées de l'abondance en éléments lourds dans notre Galaxie et dans le Petit Nuage en font aussi, un laboratoire privilégié. On peut tester des modèles théoriques d'évolution de nébuleuses, de formation d'étoiles, de puissance des vents stellaires, de différents rapports entre populations stellaires, etc. dans des conditions bien différentes de métallicité, masse, luminosité et dynamique. Un point important dans toutes ces études est d'avoir la certitude que tous les objets étudiés sont à la même distance (c'est un handicap dans notre Galaxie). Cette hypothèse a été très controversée : le PNM est une galaxie vue presque par la tranche (inclinaison d'environ 60°) et certains auteurs évaluaient sa profondeur variant entre 5 et 50 kpc. Des études récentes semblent

indiquer une profondeur d'environ 5 kpc et, par conséquent, on peut être sûr que les objets étudiés dans le PNM sont à peu près à la même distance.

L'étude de la cinématique de l'hydrogène ionisé dans cette galaxie révèle sur la structure du PNM des informations complémentaires à celles obtenues à partir des étoiles ou de l'hydrogène neutre ou moléculaire. Avec M. Rosado, je me suis intéressé à l'étude globale de types différents de nébuleuses gazeuses telles que les grands complexes de régions HII intérieurs, les super-bulles, les restes de supernova et l'Hydrogène ionisé diffus qui forme une espèce de halo dans cette galaxie. Nous espérons, avec nos résultats $H\alpha$ et des données à d'autres longueurs d'onde, établir des différences dans la cinématique de restes de supernovae et des bulles formées par des vents stellaires, détecter de nouveaux objets, étudier l'énergie injectée à la galaxie par des processus divers, étudier la turbulence intrinsèque dans des régions HII et localiser les nébuleuses en profondeur, étudier les interactions entre ces nébuleuses, et en général, avoir une connaissance meilleure des phases différentes du milieu interstellaire et de leur interaction avec les étoiles de cette galaxie.

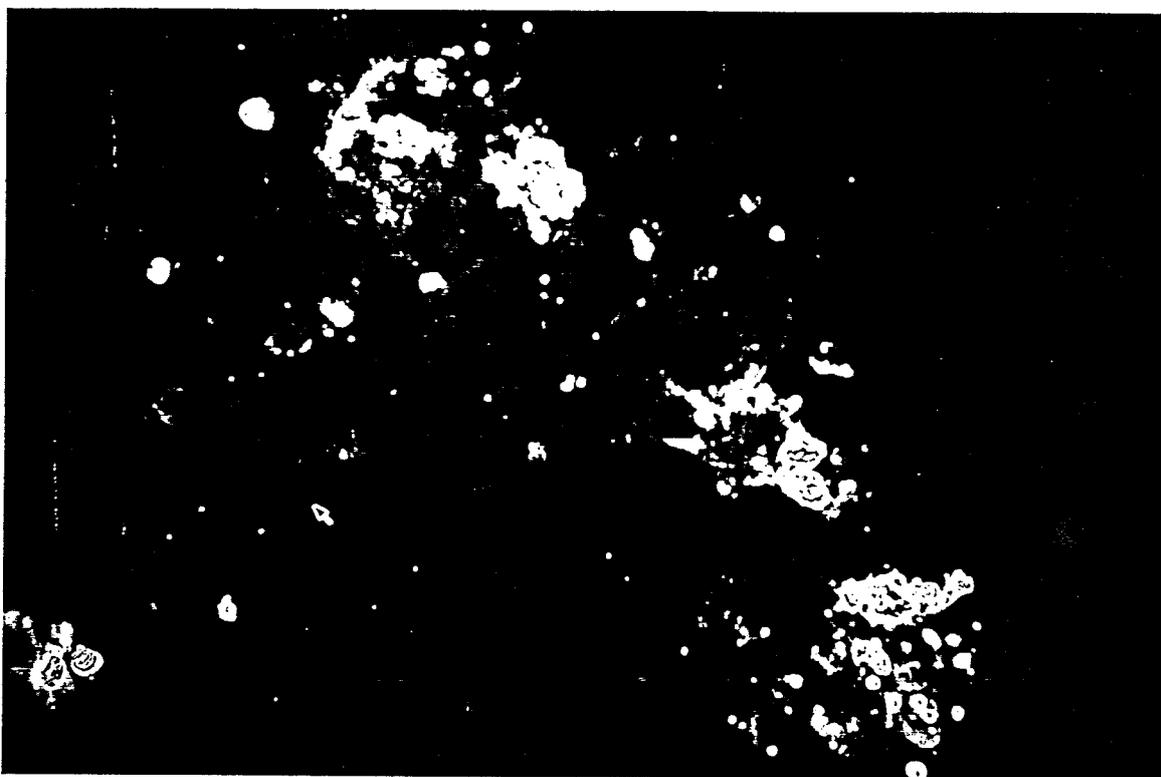


Fig. 3. Mosaïque du Petit Nuage de Magellan à partir du flux intégré dans la raie $H\alpha$ obtenue avec vingt champs de $38' \times 38'$ observés avec le télescope 3.60 dm et l'instrumentation CIGALE

□ *Pythéas.*

Malgré la puissance de l'instrumentation CIGALE, la spectroscopie sur un grand domaine spectral fait cruellement défaut, qu'il s'agisse d'observer plusieurs raies spectrales en émission simultanément, ou qu'il s'agisse de connaître les étoiles qui excitent le milieu diffus. C'est en faisant des expériences de laboratoire sur le Pérot-Fabry que nous avons cherché à le croiser avec des réseaux, comme avaient pu le faire bien d'autres avant nous. Mais les conditions d'étendue des télescopes se prêtent mieux à cette opération. Le troisième chapitre essaye de donner un aperçu d'une nouvelle

famille d'instruments bâtis autour de ce croisement réseau Pérot-Fabry. Grâce à G. Comte, nous avons pu éclaircir le champ d'application de ces instruments; dans le domaine stellaire, les amas globulaires sont la cible privilégiée. Ces objets apparemment calmes sont en fait sujets à des effondrements centraux, ou à des éjections encore inexpliquées.

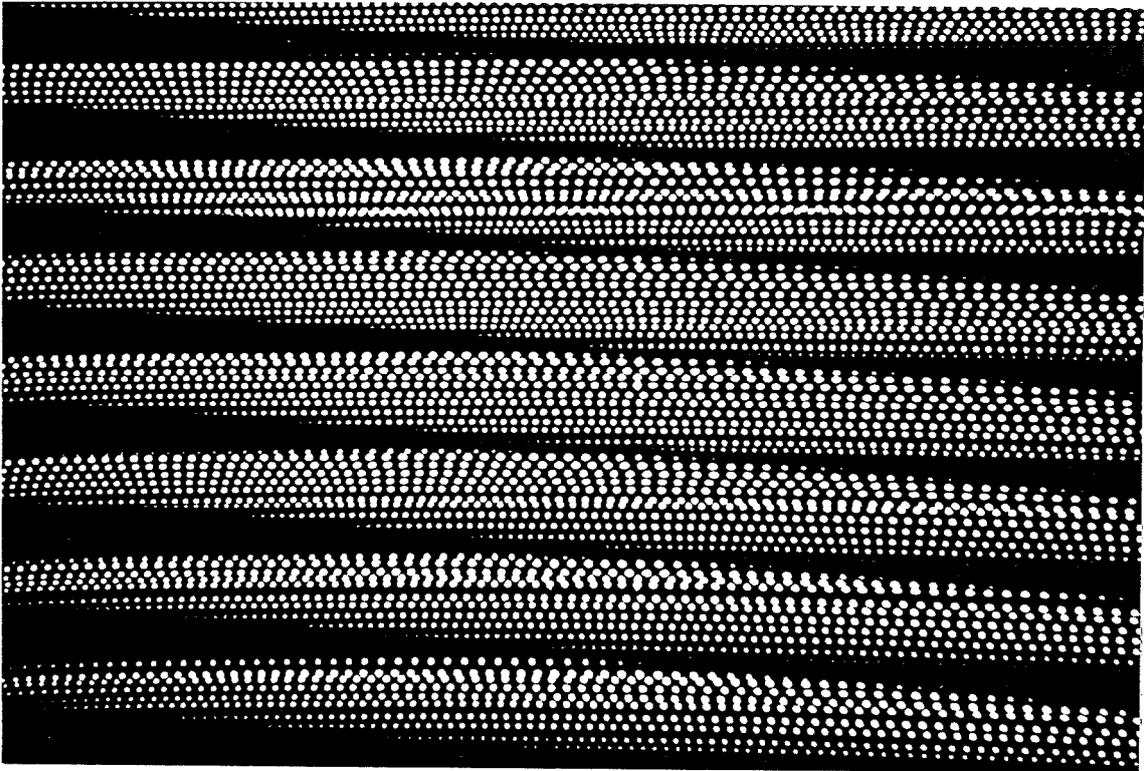


Fig. 4. Spectres d'une source continue montrant l'ensemble des plages de Fabry obtenues avec Pythéas au télescope de 3m60 du CFHT. On a simultanément 140 spectres correspondant chacun à 0''65 sur le ciel. Sur chaque ligne on a environ 80 éléments spectraux répartis dans 1600 Å avec une finesse de 20. L'observation complète est obtenue après 40 expositions de ce type.

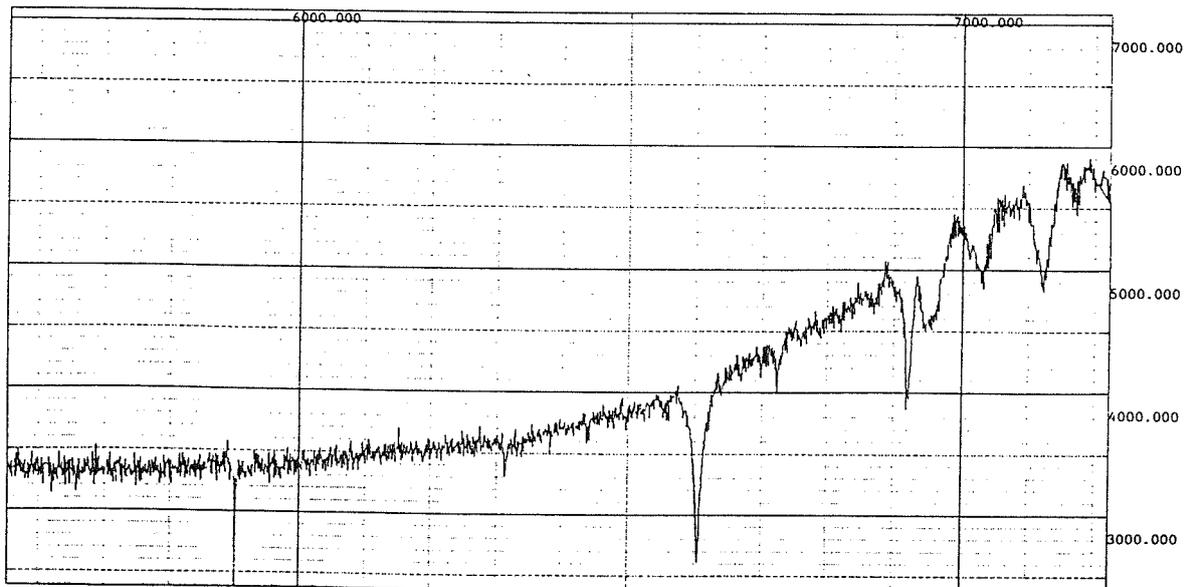


Fig. 5. Spectre d'une étoile B3I obtenu avec Morgane au télescope de 3m60 de l'ESO le 22 mai 1992.

SURVEY H α

Ce chapitre montre que l'on peut faire du travail scientifique compétitif même avec un petit télescope s'il est très spécialisé et s'il permet de longues intégrations et des programmes de longue haleine. De nombreuses Universités Américaines appliquent depuis longtemps cette philosophie, exemple Rubin avec la détection de gaz ionisé dans le bulbe de M31 et Cohen et al. avec le premier survey CO.

- 1.1. Deep H α Survey of Gaseous Emission Regions in the Milky Way and the Magellanic Clouds
- 1.2. Survey H α de la Voie Lactée:
Détection d'une région HII lointaine
- 1.3. Commentaires Survey H α
- 1.4. Références Survey H α

APPENDIX

It is a pleasure to have you here today. We are very grateful for your presence and for the support you have given us over the years. Your contributions have been invaluable to our success and we look forward to continuing our partnership in the future.

Thank you very much for your kind words and for the support you have given us over the years. We are very grateful for your presence and for the support you have given us over the years.

We are very grateful for your presence and for the support you have given us over the years. We are very grateful for your presence and for the support you have given us over the years.

We are very grateful for your presence and for the support you have given us over the years. We are very grateful for your presence and for the support you have given us over the years.

We are very grateful for your presence and for the support you have given us over the years. We are very grateful for your presence and for the support you have given us over the years.

Voici une brève description de l'instrumentation spécialisée qui nous permet de faire un survey $H\alpha$ à grand champ dans l'hémisphère austral.

Sur quelques exemples types nous montrons les logiciels d'analyse en temps réel, et les performances spatiales et spectrales de l'instrument.

1.1. Deep $H\alpha$ Survey of Gaseous Emission Regions in the Milky Way and the Magellanic Clouds

Article Messenger Juin 1991 p44.

Deep $H\alpha$ Survey of Gaseous Emission Regions in the Milky Way and the Magellanic Clouds

PH. AMRAM, J. BOULESTEIX, Y.M. GEORGELIN, Y.P. GEORGELIN, A. LAVAL, E. LE COARER
and M. MARCELIN, Observatoire de Marseille, France
M. ROSADO, Mexico Astronomical Institute, Mexico

1. Introduction

The aim of this survey is to obtain the radial velocities of the ionized gas and the structure of the southern HII regions in our Galaxy and in the Magellanic Clouds.

The spiral structure of our Galaxy can be studied through young stars, individual HII regions and CO molecular clouds; the selection of giant regions similar to those observed in external galaxies allows to draw more precisely the spiral pattern. A first detailed model, with four spiral arms, has been established (Georgelin and Georgelin, 1976) from the distances of exciting stars and from HII regions radial velocities ($H\alpha$ and radio recombination lines). Recent radio recombination-line surveys by Downes et al. (1980) and Caswell and Haynes (1987) have confirmed and expanded this four-arm pattern. The CO surveys made by Columbia University, Stony Brook and Sydney teams show that the giant molecular clouds follow the same spiral arms. In spite of all these agreements this large-scale distribution of ionized hydrogen remains imprecise and complementary observational data are needed. Moreover, the distances are a fundamental parameter for physical studies of interstellar matter; they di-

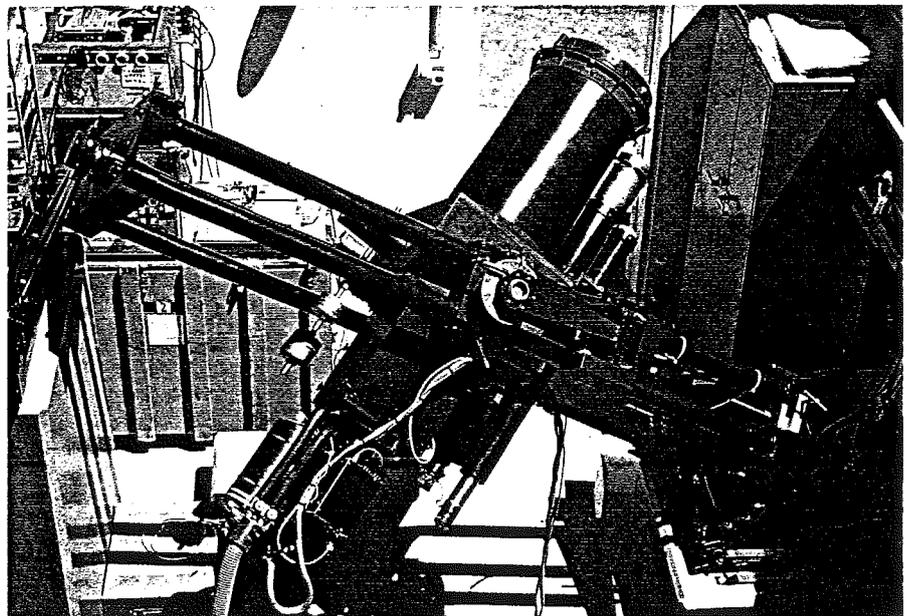


Figure 1: The 36-cm telescope of the $H\alpha$ Survey at La Silla. Assembled and tested on the sky at Marseille Observatory in April 1989, it was installed at La Silla in October 1989. Its shelter, built by ESO, has a sliding roof, and an adjacent room has been added to accommodate the data-acquisition and visualization system. Below the main tube one can see two small refractors: one is equipped with a small CCD camera for guiding and the other one with a normal eyepiece for field identification. Prominent at the lower part of the instrument are the bright cryostat containing liquid nitrogen for cooling the photocathode of the Photon-Counting Camera (dry nitrogen circulates inside the pipes to prevent frost formation on the photocathode) and the High-Voltage power supply (black box).

Table 1: Main characteristics of the instrument

Telescope		
– Ritchey-Chretien type (for a large field)		
– Primary mirror: 36 cm diameter		
– Final aperture ratio F/D = 3.3		
– Spatial resolution 9"/px		
– Field of view 38' × 38'		
Detector		
– Photon-counting camera composed of a microchannel plate intensifier electrostatically focused coupled to an SIT camera through optic fibres		
– Number of pixels: 256 × 256		
– Resolution: 1 px = 52 μm		
– Dynamic range: 2 ev/px/h to 3000 ev/px/h		
– Dark noise: 2 ev/px/h		
– Time resolution 1/50 s for each frame		
Interference filters		
– Wavelength H α , [NII], [SII], H β , [OIII]		
– Bandpass 10 Å FWHM for each filter		
Interferometers		
– 2 scanning Fabry-Pérot. At H α wavelength characteristics are:		
– interference order for H α	p = 796	p = 2600
– free spectral range	8.2 Å = 376 km/s	2.5 Å = 115 km/s
– spectral resolution	0.68 Å = 31 km/s	0.25 Å = 11.5 km/s
– typical scanning	24 steps	24 steps
– sampling step	0.34 Å = 16 km/s	0.10 Å = 5 km/s
– velocity accuracy	2 to 3 km/s	1 km/s
Typical exposure time		
– 2h = 60 scanning sequences		
– 1 scanning sequence = 5s per scanning step × 24 steps		
Detection limit		
– 10 ⁻⁹ Jm ⁻² s ⁻¹ sr ⁻¹ with a S/N ratio between 1 and 2 for a 15-min exposure time		

2. H α Survey Station: A Small Telescope and a High-Performance Software

Thanks to the agreement of the ESO Director General, a 36-cm diameter telescope (see Fig. 1) was installed at La Silla (Chile) in October 1989, near to the GPO. Its Cassegrain focus is equipped with a focal reducer, a scanning Fabry-Pérot interferometer and a Photon-Counting Camera. The concept is similar to our CIGALE instrument (Boulesteix et al., 1984) already used successfully on several large telescopes. The main characteristics are given in Table 1. The telescope and its focal reducer built at Marseille Observatory provide a large field and a high luminosity. The two available scanning interferometers are manufactured by Queensgate Instruments Ltd., London; in such a device, the spacing of the plates may be adjusted step by step through a special electronics controller driving piezo-electric spacers. The Image Photon Counting System – based on a photon-counting camera manufactured by Thomson CSF (France) that we developed with the help of INSU, OHP and LAS in 1975-77 – allows to analyse the photon events frame by frame with a time resolution of 1/50 s. The events are centred with a special detection electronics. The huge amount of data (originally 240 M₀/night when we recorded all the addresses of the detected events) and the systematic nature of this survey led us to conceive a new acquisition system.

A high performance software allows the astronomer to act pertinently on the observational sequence (field identification, S/N ratio estimate, interferometer stability checking, etc.) and to have a complete access to the reduced data while observing, for example to deconvolve and decompose profiles and to measure radial velocities in selected areas of the observed field.

The data-acquisition system is built around VME technology with a Motorola 68020 microprocessor and a real-time operating system PDOS. It is manufactured by Force Computers (Germany). This machine controls the spacing between the plates of the Fabry-Pérot interferometer and receives each 1/50th second the addresses of the photon events found in the frame of the Photon-Counting Camera. These events are used to build up integrated images for each of the 24 values of the spacing of the interferometer (see section 3 to know how a Fabry-Pérot works). While acquiring the data, the free time of the computer may be used to run a set of powerful programmes for reducing the data already recorded in memory.

rectly influence the energetic balance and phenomenological process.

Optical and radio observations are complementary data; however, the overlap is poor, only 30% of the objects having been observed in both ways. The radio observations are limited to the most intrinsically bright objects whereas the optical observations are mainly limited by absorption. Radio data give two possible distances for a given observed radial velocity; the flux, the localization, the morphology and the radial velocities of optical HII regions allow to resolve this distance ambiguity for a lot of objects. Optical observations are an essential link between stellar distances (the only straightforward process) and the radio radial velocities. They can also help discriminating between a "physical link" and a "fortuitous coincidence" when HII regions and molecular clouds are found on the same line of sight and appear close to one another in the sky.

The high sensitivity to monochromatic H α emission, the large field of view, and the high spectral resolution of our new equipment enable us to start detailed emission-line studies. We hope to define the components (bright condensations, classical HII regions, diffuse emission, radio components) and the limits

of the large complexes and we intend to study most particularly the HII regions in areas of stellar formation.

Our Survey should be helpful for the understanding of the physics of the Magellanic Clouds. Since it will provide a homogeneous set of data with wide-field high sensitivity and sufficient angular resolution for both clouds. This will allow to study the global kinematics of these galaxies together with their interstellar medium. A better understanding of several phenomena is expected: mechanisms of galactic fountains, motions and interactions of superbubbles, classical HII regions and SNRs in relation with the amount of energy deposited through several mechanisms (SN explosions, stellar winds, star formation, cloud collisions, etc.) in the various components of the SMC and LMC, detailed study and identification of the nebulae (for instance identification of large diameter SNR). Fabry-Pérot observations are especially well suited for the study of superbubbles or large nebular complexes such as N11 in the LMC. Furthermore, an absolute calibration will be possible all over the LMC since our large field always contains at least one nebula already calibrated by other authors through photoelectric measurements.

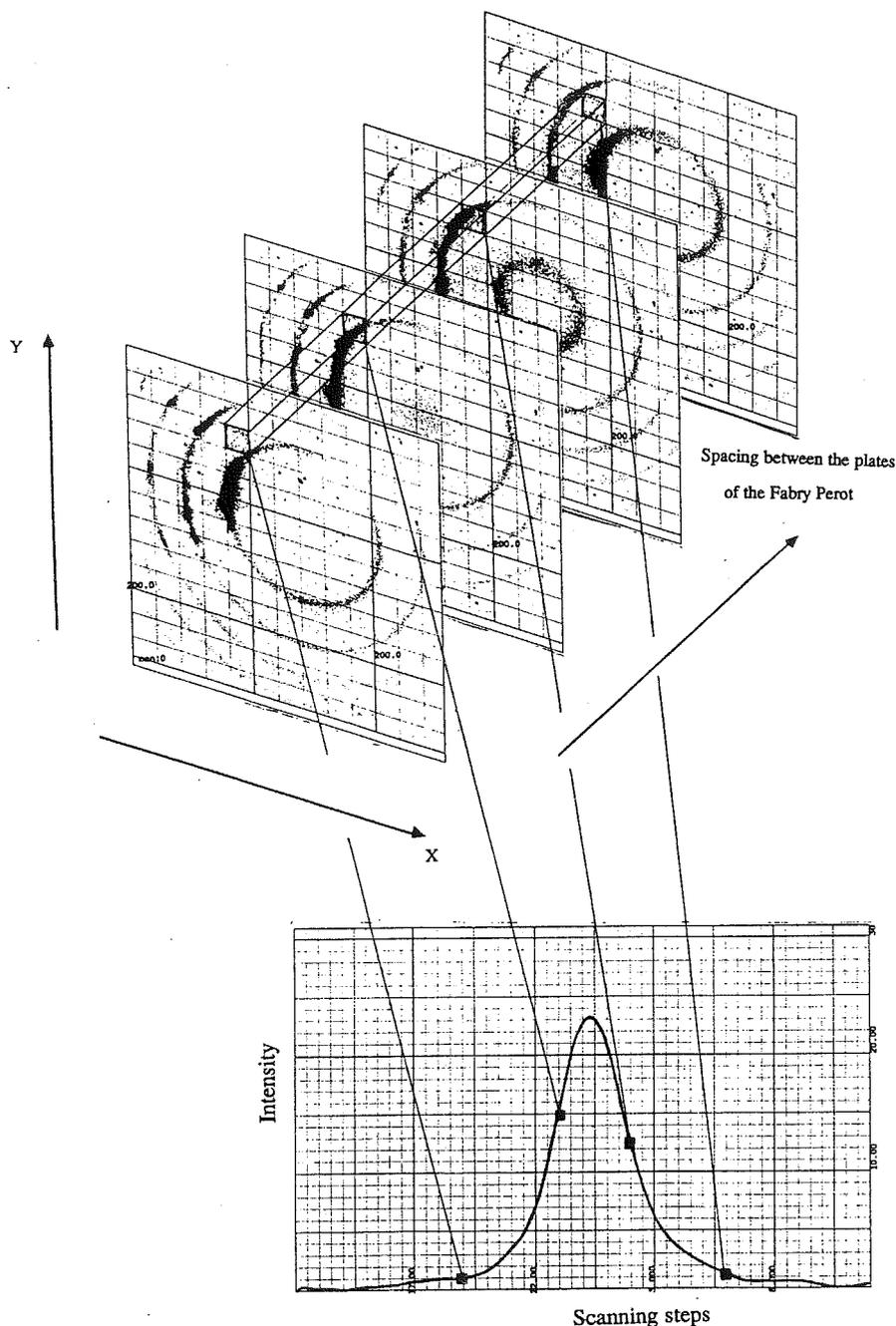


Figure 2: Schematic representation of how a scanning Fabry-Pérot interferometer allows one to obtain detailed profiles of an emission line from all over a nebula. The series of interference images shown here is a selection from the 24 images given by the interferometer through its scanning process. To show what happens we have exaggerated the pixel size and focused our attention on a given pixel. The profile at the bottom is obtained by plotting the intensity measured inside this pixel for each scanning step. Comparison with calibration rings produced by a well-known emission line allows one to find the precise wavelength origin for the profiles observed inside each pixel of the field.

When an observation is completed, the data are saved on tape with high efficiency using a dedicated compression algorithm permitting to reduce by 5 the size of the files.

The computer also takes on the automatic guiding of the telescope. In this purpose a small cheap CCD has been attached at the focus of a guiding refractor. The frames are digitized and added in memory to increase the S/N ratio (typically 50 frames). The flat-field

correction is done automatically and a dedicated software computes the required corrections to be applied to the telescope driving system. The originality of this automatic guiding system is that it directly stops the interferometer scan and data acquisition whenever the guiding star is lost (because of clouds for instance), everything going on normally as soon as the star is retrieved.

What makes this computer powerful, besides the multitasking system, is the

very fast context switching of the real-time kernel of PDOS permitting to convert all interrupts in terms of events in order to preserve the integrity of the kernel and use all of its facilities to synchronize properly each different task.

3. How Does a Fabry-Pérot Interferometer Work?

The Fabry-Pérot interferometer is composed of two semi-transparent parallel plates coated with dielectric layers. A constructive interference occurs – i.e. an incident monochromatic light will be transmitted – only when the wavelength λ , the angle of incidence i and the spacing e between the plates follow the formula

$$\frac{2ne \cos i}{\lambda} = p$$

where p is an integer.

p is called the interference order and n is the refractive index of the medium ($n \sim 1$ for the air).

The three main parameters are always linked together through the above formula:

- λ is the wavelength of the nebula we observe. It is the spectral information we are looking for.

- i is the angle of incidence of the light. The cylindrical symmetry of the problem explains why we observe rings through a Fabry-Pérot. The successive rings are found at spatial locations in the field where p is an integer following the above formula. Spectral and spatial information are linked.

- e is the spacing between the plates. It is in fact the only parameter we may adjust easily (this spacing may be changed step by step).

A necessary and sufficient condition to have a complete information all over the field of view is to scan a total quantity Δe defined by:

$$\frac{\Delta e}{e} = \frac{1}{p} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{i_{n+1} - i_n}{i_n}$$

(where n refers to the ring number)

One can see that, through the scanning process:

- p is changed by one unit
- λ has scanned a free spectral range
- $\Delta \lambda = \frac{\lambda}{p}$

i has scanned the whole field of view. The interference rings have scanned the field and each ring has moved to replace the following one.

An often used parameter is the effective Finesse

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta \lambda}{\delta \lambda} = \frac{(\text{free spectral range})}{(\text{spectral resolution})} = \frac{i_n - i_{n-1}}{\Delta i} = \frac{(\text{angular separation between two rings})}{(\text{width of ring profile})}$$

For our interferometers the Finesse is about 12 or 10, that is why we scan through 24 scanning steps.

Figure 2 is another way to understand what really happens in such a device where spatial and spectral information are so intimately linked. When the interferometer is scanning, one can see that the observed flux in a given pixel suddenly increases when an interference ring crosses this pixel.

4. Why a 36-cm Telescope?

Is it madness to initiate an observing programme with a 36-cm telescope at a time when everybody is talking about 8-m telescopes? This would be true if one observed point-like sources, since in that case the light gathered would be proportional to the mirror area. But this is not true for extended sources (such as the $H\alpha$ emission of the Milky Way) because of the so-called optical extension conservation principle ($S\Omega = \text{constant}$). For extended sources, the received light is the same for a 36-cm as for a 3.60-m – the loss in collecting area is exactly compensated for by the increase in the observed angular field Ω . The limiting detection is thus the same for both large and small telescopes and in fact is most often set by our ability to subtract the parasitic night sky lines (OH 6553.5 Å, geocoronal $H\alpha$ 6562.8 Å, OH 6568.7 Å, OH 6577.2 Å).

Since we study interstellar matter, it is worth making a comparison with radio telescopes. Observing CO clouds is done at two different scales. On the one hand, a survey of the southern Milky Way has been done with 8/8 spatial resolution: Grabelsky et al. (1988), Bronfman et al. (1989). On the other hand, a more detailed analysis of regions where high-mass stars are forming is currently being done at La Silla with the SEST radio telescope at 44" spatial resolution. Our 9" pixel size and our wide field (38' × 38') will enable us to observe the ionized hydrogen in a manner directly comparable with both types of radio observations.

5. Why a Photon-Counting Camera?

On the basis of purely physical characteristics our photon-counting camera is clearly overtaken by modern CCD cameras (number, size and stability of pixels, d.q.e., dynamical range, etc.). However, it offers a real advantage for this precise type of observation with a scanning interferometer. Since our IPCS has no reading noise at all, we may scan the interferometer as rapidly as we want (typically 5 seconds for each scanning step), reading and recording the

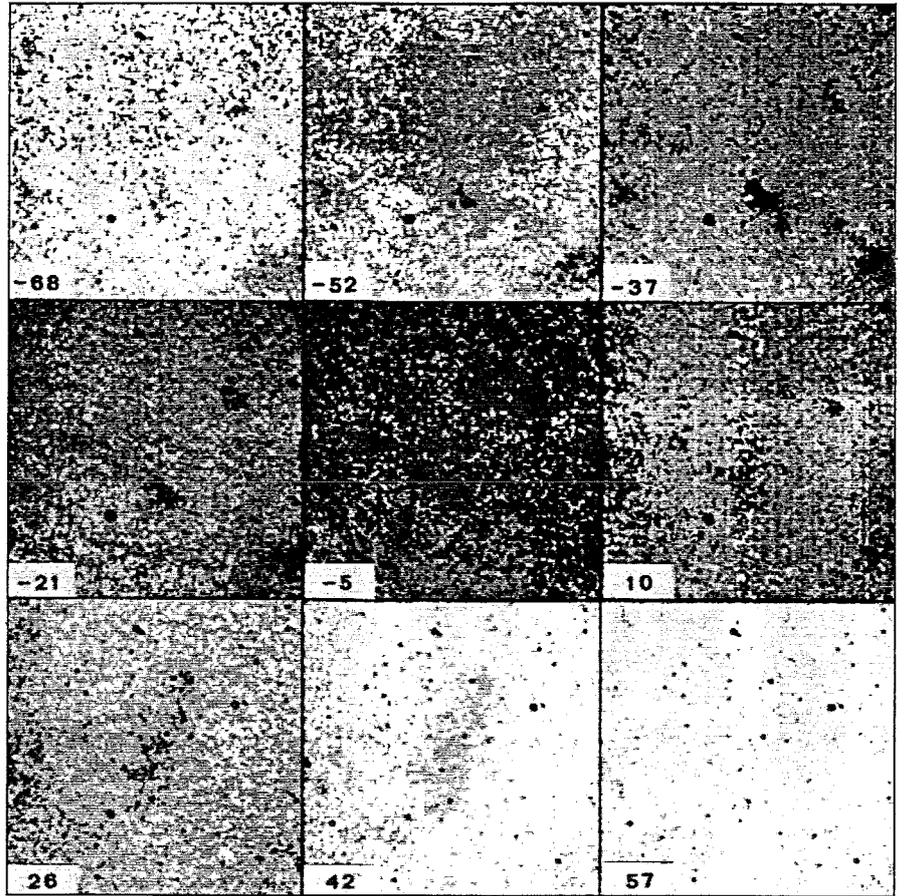


Figure 3: Area of the Milky Way around longitude $l = 302^\circ$ (Field 38' × 38'). Series of λ Maps ($H\alpha$ wavelength) of the same field with narrow bandpass (0.34 Å or 15.6 km s⁻¹) centred at the V_{LSR} radial velocity indicated within each frame. Three emissions are observed in that field. The general diffuse emission produced by the local arm and related with the Coalsack can be seen on the 3 central λ Maps around $V_{LSR} = -5$ km s⁻¹. Two other nebular components, 3 times fainter, are seen around -37 km s⁻¹ and around $+26$ km s⁻¹. These three faint nebulae are not seen on the Sky Survey (ESO SRC, red). The emission observed at -37 km s⁻¹ comes from the Scutum-Crux spiral arm, while the emission around $+26$ km s⁻¹ comes from the tip of the Sagittarius-Carina spiral arm and corresponds to an HII region much farther out on the line of sight. This region, already known as the radio source 302.5 -0.7 had never been detected at optical wavelengths. It is some 11.7 kpc distant.

images for each of the 24 steps, then scanning again the whole free spectral range and adding up in memory the successive exposures for each scanning step. For a typical observation, the scanning sequence is repeated 60 times. This enables us to average the transparency conditions encountered along the exposure for each scanning step (which would be due to the mere inevitable change in air mass).

Another advantage for the astronomer is that as soon as the first complete scan is finished, it is possible to visualize on the TV monitor the observed profiles in selected areas.

6. Some Results

Three observing runs have already been made with this instrument (a typical run occupies a new moon) since

April 1990. Most of the observed fields are in the Milky Way and in the Small Magellanic Cloud.

For each typical observation we obtain the following information (all of which are accessible in real time on the TV monitor during the observation):

- 24 calibration interferograms from which we derive one phase-map giving for each pixel the wavelength origin. Instrumental profile and flat-field are also obtained from this series of calibration rings.

- 24 nebular interferograms of the observed field. Owing to the calibration phase-map they allow to compute 24 λ -maps analogous to the radio maps, thus giving one data cube (x, y, λ) .

- 65,536 detailed $H\alpha$ profiles (one profile for each of the 256 × 256 pixels).

- one velocity map derived from the Doppler shift of the profile inside each pixel.

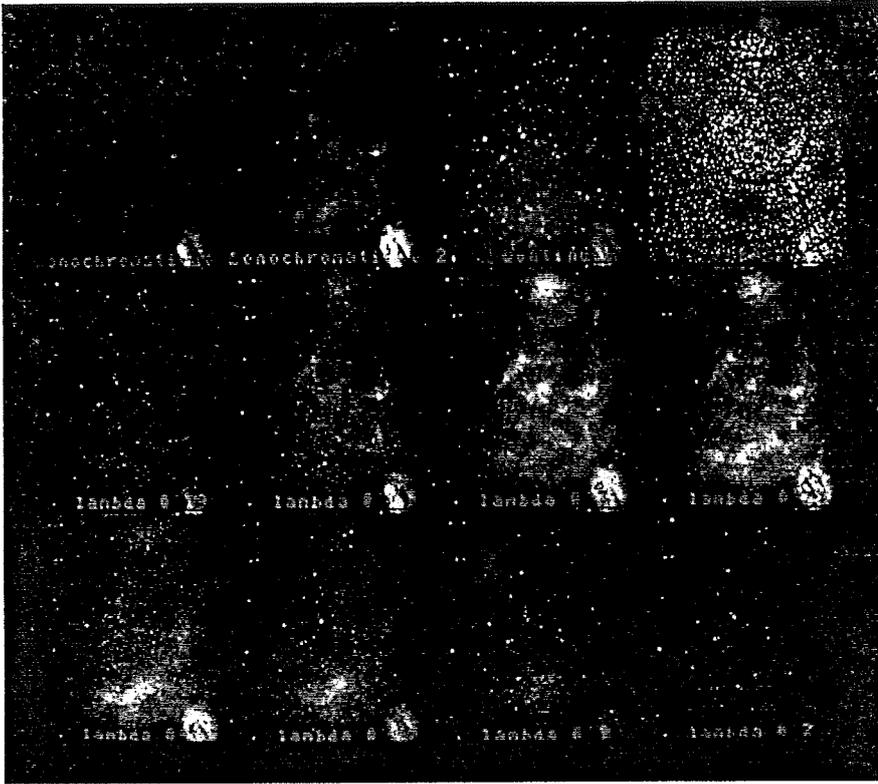
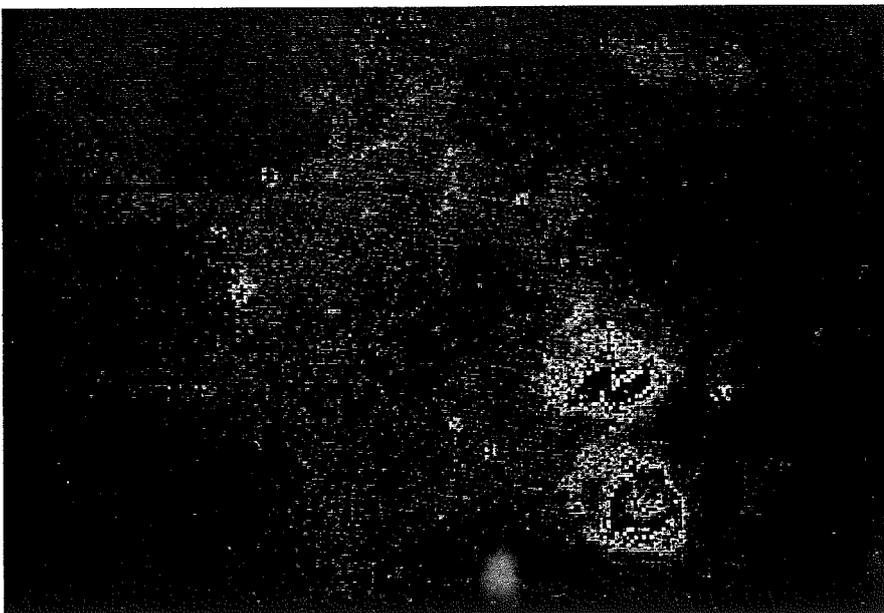


Figure 4: Area of the Milky Way around galactic longitude $l = 328^\circ$. This image has been taken on the TV monitor while observing a $38' \times 38'$ field at galactic longitude $l = 328^\circ$. It shows a typical example of real time visualization of the data already reduced while the instrument is scanning. The images built from the scanning sequence are, from left to right and starting from upper left corner: two monochromatic images of the field obtained with different thresholds, a continuum image of the field, the radial-velocity field with colour coding of the velocities (note that the fine blue rings are artefacts of the data processing, this problem has been fixed since). One clearly sees on this image that there is a group of nebulae around -40 km s^{-1} (pink colour) meanwhile there is a nebula down in the centre at about -20 km s^{-1} (blue colour). This means that now two spiral arms are resolved in this direction: the Sagittarius-Carina arm at -20 km s^{-1} and, just behind, the Scutum-Crux arm at -40 km s^{-1} . The following images on the screen (5^{th} to 12^{th}) are λ Maps (like the λ maps commonly used by radio astronomers) which are also computed from the scanning sequence. The bandwidth for each image is 0.34 \AA (15.6 km s^{-1}). The heliocentric radial velocity is increasing from left to right (and then downwards) and goes through the following values: -83 km s^{-1} , -67 km s^{-1} , -51 km s^{-1} , -36 km s^{-1} , -20 km s^{-1} , -4 km s^{-1} , $+12 \text{ km s}^{-1}$, $+27 \text{ km s}^{-1}$. One clearly sees that the "peculiar" nebula down in the centre does not show up in the same frame as the others but with a shift of about two images.



– one monochromatic image computed by integrating the flux found inside the emission line profile for each pixel.

– one continuum image computed by integrating the flux outside the emission line profile for each pixel.

Several tools for data analysis are available for the astronomer while observing to subtract the nightsky lines and to make a detailed analysis of the profiles.

The instrumental profile is the convolution of an Airy function (for the Fabry-Pérot) with a gaussian function (for the IPCS sampling). This instrumental profile is used to subtract the nightsky lines. Then the nebular profile can be decomposed into several $H\alpha$ component profiles, each one being the convolution of the instrumental profile with a gaussian profile.

By now one can say that it will take a lot of time for the understanding of all the observed data since each run produces some 30 fields, each field containing 65,536 detailed $H\alpha$ profiles inside which there are most often two or three different velocity components (after having subtracted all the nightsky lines) due to the different spiral arms of the Milky Way seen along the same line of sight. Both the intensities and velocities of the different components change all over the field, making the analysis of the data very complex.

Here are a few of the results already obtained in April 1990 and November 1990.

Several radio sources (detected through radio observations of the 6-cm $H 109\alpha$ hydrogen recombination line) have been detected at $H\alpha$ wavelength for the first time. Figure 3 illustrates such

Figure 6: A superbubble in the SMC. This figure shows a monochromatic image in $H\alpha$ of a superbubble in the SMC. The diameter of this superbubble is about $20'$ (360 pc at a distance of 60 kpc to this galaxy). This superbubble is formed of several smaller bubbles such as N36, N37 and N41 (Henize, 1956) to the west, DEM 80 to the east (Davies et al., 1976) and the SNR N 50 (SNR 0050 – 728) to the north. While this complex appears in DEM photographs, here it is really appreciated as a superbubble, although of less extent than superbubbles in other galaxies. From $H\alpha$ profiles we have found two components of the radial velocity separated in 20 km s^{-1} at the centre of the superbubble. The SNR 0050 – 728 shows violent motions revealed as splitting of the profiles.

a detection, showing the farthest HII region detected during the run of April 1990. It is 11.7 kpc distant, a true performance at optical wavelengths.

Figure 4 illustrates a typical example of a group of nebulae seen together in the sky (toward galactic longitude $l = 328^\circ$), although they belong to different spiral arms of the Milky Way as shown by their different radial velocities.

Figure 5 is an example of analysis of the profiles over a mosaic of two connected fields ($38' \times 38'$ each) around galactic longitude $l = 291^\circ$. The variety of H α profiles obtained illustrates how difficult it is to analyse this type of data. Several components may be distinguished with widely varying intensities all over the field. Continuity considerations generally enable one to unambiguously decompose the profile into its main components, but particular cases may be encountered where the solution is not unique. The recently purchased high-resolution Fabry-Pérot interferometer should help solve these particularly difficult cases, since it offers a much better separation of the different components.

Figure 6 displays a monochromatic image of a superbubble in the SMC where two components of radial velocity profile have been detected at the centre. Violent motions have been found at the periphery due to the SNR 0050-728.

7. Conclusion

The large quantity of data expected from our H α Survey led us to extend the capabilities of our CIGALE instrument, with real time processing of the data. The whole instrumentation of the Survey (focal reducer, interferometer, IPCS and data acquisition and processing electronics) may be attached at the Cassegrain focus of the ESO 3.6-m telescope where it becomes a powerful tool for studying the kinematics of the galaxies. A first successful trial was done in February 1990 with, among others, the observation of the detailed velocity field of the ionized gas in the famous Arp's Antennae (Amram et al., 1991).

Our H α Survey will go on for several years. When completed it will offer a fairly good coverage of the Southern Milky Way and the Magellanic Clouds through a series of $38' \times 38'$ fields with detailed H α profiles inside the 65,536 pixels of each field. More than half of the SMC is already covered (12 fields have been scanned) together with some fields of the LMC. As for the Milky Way we want to have a complete coverage of the most interesting areas, which should comprise more than 200 fields. Then we hope to be able to assess whether the

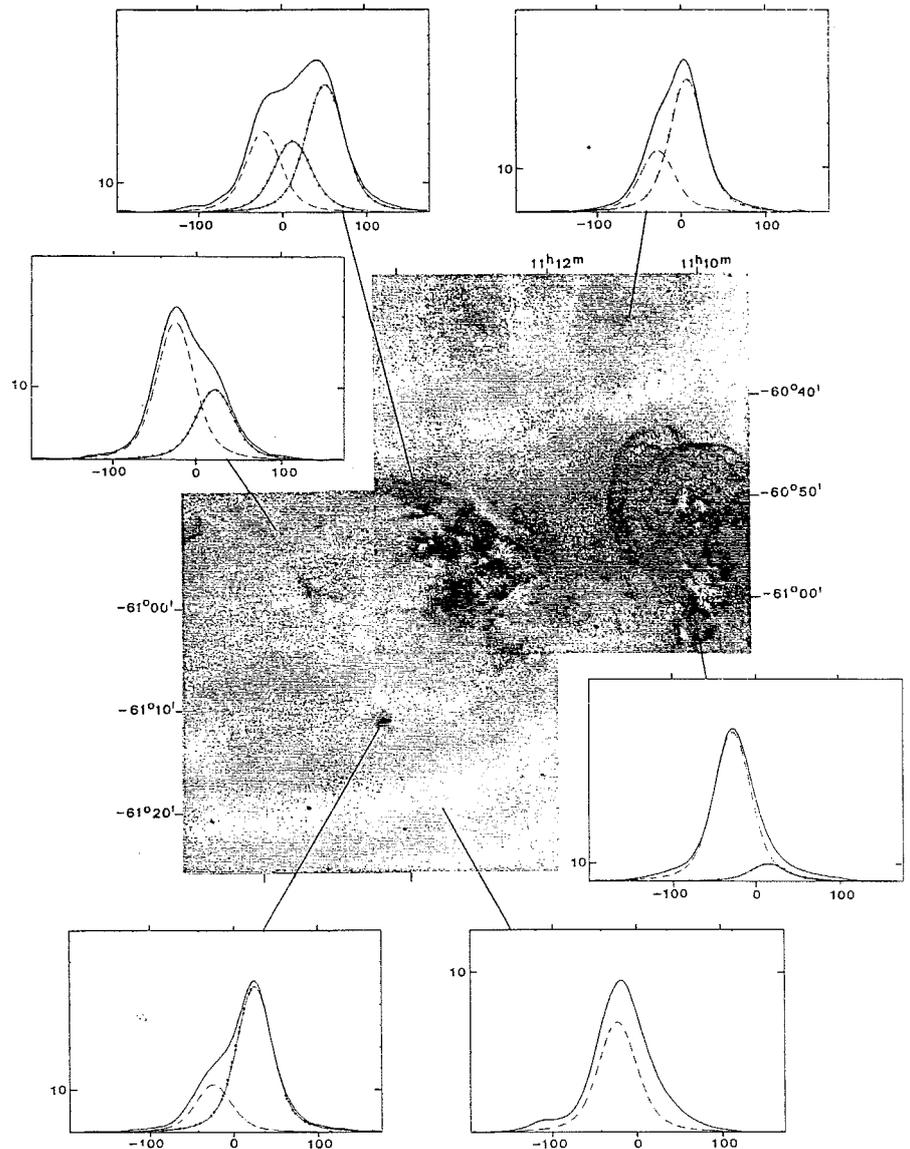


Figure 5: Area of the Milky Way around galactic longitude $l = 291^\circ$. This is an example of two connected fields around $l = 291^\circ$, showing a great variety of HII regions at very different distances in the Carina spiral arm seen edge on. The two giant HII regions seen on the H α monochromatic images built from the scanning sequence are westward NGC 3576 ($V_{LSR} = -25 \text{ km s}^{-1}$, stellar distance = 3 kpc), saturated in its brighter part down to the right, and eastward NGC 3603 (average $V_{LSR} = 15 \text{ km s}^{-1}$, stellar distance = 7 kpc). NGC 3603 is one of the most massive HII regions in our Galaxy already known for its strong internal motions (Balick et al., 1980), their comparison with the very complex CO profiles observed with the SEST (Melnick, 1989) will be very fruitful. A beautiful colour image of these HII regions has been published in the central pages of the Messenger No. 60 (Block and Madsen). Our H α profiles in selected areas are shown all around and illustrate different cases encountered, showing how difficult the interpretation of the results may be. A general emission component, related with NGC 3576, can be seen all over the two fields (dashed line component inside each frame). Other H α components (dotted lines) of variable velocity and intensity are superimposed. They may be separated into simple components analysing the profiles step by step all over the field with the help of morphology, intensity variations, radio results and so on.

Milky Way actually has 4 spiral arms or not.

Acknowledgements

We are much indebted to Prof. L. Woltjer who authorized and helped the installation of our instrument at La Silla when he was Director General of ESO. We also thank the present Director General, Prof. H. van der Laan, for continu-

ing this help through the extension of the building and providing the astronomers accommodation at La Silla. We thank INSU for financial support of a large part of our instrumentation and for covering the travels fees. The installation of the telescope has been done efficiently with the help of the ESO mechanics workshop and the electronics workshop. The telescope has been designed at Marseille Observatory

with the help of P. Joulié and manufactured with the help of our observatory mechanics workshops, more especially J. Urios who also helped us at La Silla. We also want to thank A. Viale for her constant help when reducing the data in Marseille.

References

- Amram, P., Boulesteix, J., Marcelin, M., 1991, Dynamics of Galaxies and their Molecular cloud distributions, F. Combes and F. Casoli Ed., IAU Symposium 146, p. 182.
- Balick, B., Boeshaar, G.O., Gull, T.R. 1980, *Astrophys. J.*, **242**, 584.
- Boulesteix, J., Georgelin, Y.P., Marcelin, M., Monnet, G., 1984, Instrumentation in Astronomy, V.A. Boksenberg, D.L. Crawford Ed., Proc. SPIE 445, p. 37.
- Bronfman, L., Alvarez, H., Cohen, R.S., Thaddeus, P. 1989, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **71**, 481.
- Caswell, J.L., Haynes, R.F. 1987, *Astron. Astrophys.*, **171**, 261.
- Davies, R.D., Elliott, K.H., Meaburn, J. 1976, *M.N.R.A.S.* **81**, 89.
- Downes, D., Wilson, T.L., Bieging, J., Wink, J. 1980, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **40**, 379.
- Grabelsky, D.A., Cohen, R.S., Bronfman, L., Thaddeus, P. 1988, *Astrophys. J.*, **331**, 181.
- Georgelin, Y.M., Georgelin, Y.P. 1976, *Astron. Astrophys.*, **49**, 57.
- Henize, K.G. 1956, *Astrophys. J. Suppl.*, **2**, 315.
- Melnick, J. 1989, *The Messenger*, **57**, 4.

Malgré sa petite dimension cet instrument utilise une technique poussée à sa limite de précision. Il est très important de pouvoir contrôler en temps réel toutes les étapes de l'acquisition et de disposer d'un grand nombre d'outils permettant une pré-réduction des données et une première interprétation en cours de séquence; ces outils doivent avoir la même qualité que ceux qui permettent la réduction finale. J'ai mis à profit les trois années de construction du télescope pour offrir toutes ces fonctionnalités.

En accord avec l'ESO nous avons commencé à La Silla un survey $H\alpha$ de notre Galaxie et des Nuages de Magellan. Au cours de ce survey nous comptons étudier en détail des complexes de régions HII liés à des nuages moléculaires, et globalement nous cherchons à préciser le schéma général de la structure spirale de notre Galaxie. Brièvement, nous décrivons l'instrumentation spécialisée qui a été construite pour ce survey et nous rappelons le principe de l'interférométrie de Pérot-Fabry. De manière plus détaillée nous précisons la fonction instrumentale et les possibilités d'analyse spectrale données par l'interférométrie à haute résolution ; nous décrivons les contrôles photométriques et les calibrations de référence que nous effectuons. Sur un exemple situé à la longitude $l = 303^\circ$ nous présentons l'analyse spatiale et spectrale d'un complexe de régions HII ; l'originalité de ce champ, dans la direction du Sac de Charbon est de montrer une région HII optique à 11.7 kpc.

1.2. Survey $H\alpha$ de la Voie Lactée: Détection d'une région HII lointaine

E. Le Coarer, P. Amram, Y.M. et Y.P. Georgelin, M. Marcelin, P. Joulié, J. Urios

Version française de l'article A. and A. 1992.

1. INTRODUCTION

L'observation interférométrique des régions HII en $H\alpha$ a été un moyen puissant pour l'étude de la structure de notre Galaxie et du Grand Nuage de Magellan. Les interférogrammes Pérot-Fabry étaient autrefois enregistrés sur plaques photographiques directement ou par l'intermédiaire d'intensificateurs d'image: par cette méthode nous avons pu obtenir dès 1976 un schéma de structure spirale à 4 bras de notre Galaxie (Georgelin & Georgelin 1976). Dans le Grand Nuage de Magellan elles ont permis l'étude individuelle de nombreuses régions HII bulles (Georgelin et al. 1983).

Le schéma de structure spirale de notre Galaxie était basé sur les vitesses radiales des régions HII et les distances spectrophotométriques de leurs étoiles excitatrices complétées par les vitesses $H109\alpha$ de sources radio (Reifenstein et al. 1970 et Wilson et al. 1970). Ce schéma a été confirmé et complété par les nouveaux surveys des raies de recombinaison radio de l'hydrogène de Downes et al. (1980) dans l'hémisphère nord (quadrant I) et Caswell et Haynes (1987) dans l'hémisphère sud

(quadrant IV). Les grands nuages moléculaires dessinent les mêmes bras spiraux, bras de Scutum, du Sagittaire et de Persée dans l'hémisphère nord (Cohen et al. 1980, Dame et al. 1986, Solomon & Rivolo 1989), bras de Carina, crux-Centaurus et Norma (Grabelsky et al. 1987, Bronfman et al. 1988, Robinson et al. 1983) dans l'hémisphère sud. Ces nouvelles observations radio ont, en particulier, permis de prolonger de façon spectaculaire la partie lointaine du bras de la Carène qui est maintenant suivi jusqu'à 330° au lieu de 300° en 1976.

La construction d'un schéma de structure spirale de la Galaxie suppose que les champs de vitesse observées soient analysés avec grand soin, d'abord pour séparer les différentes entités le long de la ligne de vue (parfois le long d'un même bras spiral), ensuite pour définir la vitesse moyenne représentative de chaque entité et enfin pour convertir judicieusement cette vitesse en distance cinématique:

- Lorsque les distances stellaires (distances des étoiles excitatrices de la région HII observée ou des régions HII associées au nuage moléculaire observé) ne sont pas connues, la distance de l'objet est obtenue à partir de sa vitesse. Dans le cas de certaines régions HII à forts mouvements internes la vitesse observée peut ne pas être représentative du mouvement moyen de l'objet autour du centre de la Galaxie; il est alors nécessaire d'étudier entièrement la nébuleuse et sa relation au nuage moléculaire associé (lorsqu'il est connu) et aux autres régions HII pour connaître sa vitesse moyenne de rotation galactique. Dans la majorité des cas cependant les vitesses de l'hydrogène ionisé et du CO sont en bon accord et la vitesse est bien connue. La distance cinématique obtenue dépend alors du modèle de rotation utilisé et de la position de l'objet dans la Galaxie. Les modèles de rotation, sont souvent axisymétriques et globaux et ne tiennent pas compte de toutes les fluctuations locales de vitesse. Certaines de ces déviations au mouvement circulaire sont connues, (par exemple dans la région de la Carène), et peuvent être corrigées localement à une échelle de 2 ou 3 kpc, mais la plupart vont entraîner des erreurs importantes sur la distance.

- Une deuxième source d'erreur peut provenir du mélange de plusieurs émissions d'hydrogène ionisé le long de la même ligne de vue. Lorsque les vitesses de ces émissions sont peu différentes ou lorsque les profils sont larges (grande vitesse de turbulence), il est difficile de séparer ces composantes surtout lorsque leurs intensités sont comparables.

Pour avancer de façon significative dans la définition précise de la structure de notre Galaxie à partir des régions HII optiques il était donc nécessaire d'obtenir des observations spectralement mieux résolues sur l'ensemble du champ et une sensibilité plus grande pour détecter des régions HII plus faibles. Le nombre de régions HII que l'on peut détecter au-delà de 3 kpc est très inégal selon la longitude observée en raison, bien sûr, de l'inhomogénéité de la matière absorbante mais aussi parfois parce qu'elles sont masquées par des régions plus proches. L'étude détaillée des profils de la raie $H\alpha$ peut être faite avec l'instrument CIGALE (Boulesteix et al. 1984), Cinématique des GALaxies, qui a été conçu principalement pour l'étude des régions HII dans les galaxies extérieures. Plusieurs régions HII galactiques ont pu être observées avec cet instrument en Février 1984 au 152 cm de l'Observatoire de la Silla (ESO). Ces différentes régions HII ont toutes montré la présence le long de la ligne de vue de plusieurs émissions $H\alpha$ (Georgelin et al. 1987, Georgelin et al.

1988). La faible dimension des champs (8') ainsi observés rendait cependant impossible l'étude systématique de grandes zones de notre Galaxie. D'où l'idée d'installer à la Silla un petit télescope offrant un grand champ qui permettrait de couvrir la Voie Lactée en quelques années: c'est le projet "Survey H α " (Amram et al. 1991). Les premières observations avec cet instrument ont été faites en Avril 1990. Le but de cet article est de décrire l'instrument et sa fonction d'appareil et de présenter une des premières observations galactiques ayant permis la détection en H α de la région 302.5-0.7. Les premiers résultats obtenus sur le petit Nuage de Magellan seront décrits dans un autre article (Rosado, Le Coarer, Georgelin, 1992).

2. INSTRUMENTATION ET CUBE DE DONNEES.

Pour ce survey nous avons donc construit un petit télescope spécialisé et développé des logiciels très performants. Le télescope a un petit diamètre 0,36 m et un grand champ (38' x 38'). Dans notre cas, pour des sources étendues, le flux reçu est le même pour un télescope de 0,36 m que pour un télescope de 3,6 m; la perte en surface collectrice S est exactement compensée par l'augmentation du champ angulaire sur le ciel Ω ($S\Omega = C^{te}$ Principe de conservation de l'étendue). A ouverture égale la limite de détection est alors la même pour un grand et pour un petit télescope; en fait elle est le plus souvent déterminée par notre capacité à soustraire les raies parasites du ciel nocturne (OH 6553,6 Å, H α géocoronal 6562,8 Å, OH 6568,7Å). Notre résolution spatiale de 9" et notre grand champ nous permettent d'observer l'hydrogène ionisé dans toute la Galaxie et de manière directement comparable aux données radio.

Ce télescope de 36 cm est équipé d'un réducteur focal, d'un interféromètre de Pérot-Fabry et d'une caméra à comptage de photons. Le concept de cette instrumentation est celui de CIGALE, Boulesteix et al. (1984), qui a obtenu de nombreux résultats sur des grands télescopes. Les caractéristiques principales en sont données table 1. Le télescope et son réducteur focal ont été construits à l'Observatoire de Marseille, l'optique et le récepteur donnent un grand champ et une haute détectivité. Nos deux interféromètres ont été construits par Queensgate Instruments Ltd. Londres; un système électronique CS 100 permet le contrôle du parallélisme par mesure de capacités et l'asservissement des lames par piezo-électrique, on peut ainsi balayer pas à pas l'intervalle spectral libre du Pérot-Fabry. La caméra à comptage de photons construite à partir d'un tube Thomson CSF (France) permet d'enregistrer l'arrivée des photons, trame par trame, avec une résolution temporelle de 1/50 ème de seconde. Les événements photoniques sont alors centrés par une électronique spéciale qui détermine le barycentre des impacts. La très haute quantité de données, de l'ordre de 240 Mega Octets par nuit si l'on enregistre les adresses de tous les événements détectés, et l'aspect systématique des séquences d'observations propres à ce survey, nous a conduit à concevoir un nouveau système d'acquisition.

Table 1. Main characteristics of the instrument

Telescope

- Ritchey-Chrétien type (for a large field)
- Primary mirror : 36 cm diameter
- Final aperture ratio $F/D = 3.3$
- Spatial resolution $9''/\text{px}$
- Field of view $38' \times 38'$

Detector

- Photon counting camera composed of a microchannel plate intensifier electrostatically focused coupled to an SIT camera through optic fibres
- Number of pixels : 256×256
- Resolution : $1 \text{ px} = 52 \mu\text{m}$
- Dynamic range : 2 ev/px/h to 3000 ev/px/h
- Dark noise : 2 ev/px/h
- Time resolution $1/50 \text{ s}$ for each frame
- Acquisition of the addresses of the centered events

Computer

- processor 68020, 16 MHz, 22 MO of memory
- color display 1024×768
- 120 Mb disk
- $1/2''$ tape 4 density
- $1/4''$ streamer
- optocoupled parallel interface
- color printed
- video A/D converter Themis

Interference filters

- Wavelength $\cdot \text{H}\alpha$, [NII], [SII], $\text{H}\beta$, [OIII]
- Bandpass 10 \AA FWHM for each filter

Interferometers

- 2 scanning Fabry-Pérot. At $\text{H}\alpha$ wavelength characteristics are:
- interference order for $\text{H}\alpha$ $p = 796$ $p = 2604$
- free spectral range $8.2 \text{ \AA} = 376 \text{ km/s}$ $2.5 \text{ \AA} = 115 \text{ km/s}$
- spectral resolution $0.68 \text{ \AA} = 31 \text{ km/s}$ $0.25 \text{ \AA} = 11.5 \text{ km/s}$
- typical scanning 24 steps 24 steps
- sampling step $0.34 \text{ \AA} = 16 \text{ km/s}$ $0.10 \text{ \AA} = 5 \text{ km/s}$
- velocity accuracy 2 to 3 km/s 1 km/s

Typical exposure time

- $2\text{h} = 60$ scanning sequences
- 1 scanning sequence = 5s per scanning step $\times 24$ steps

Detection limit

- $10^{-9} \text{ Jm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ with a S/N ratio between 1 and 2 for a 15^{m} exposure time

Des logiciels très performants permettent à l'astronome d'agir pertinemment sur la séquence d'observation (identification du champ, détermination du rapport Signal/Bruit, contrôle de la stabilité de l'interféromètre, détermination du profil instrumental, ...) et d'avoir, pendant l'observation elle-même, la possibilité de réduire les données par exemple déconvoluer et décomposer les profils de raies ou mesurer les vitesses radiales dans différentes zones du champ observé.

Le système d'acquisition de données est construit autour de la technologie VME avec un microprocesseur Motorola 68020 et un système PDOS travaillant en temps réel. Cette machine commande l'écartement entre les lames du Pérot-Fabry et reçoit à chaque 1/50 ème de seconde les adresses des différents photons enregistrés par la caméra à comptage. Après correction de la rémanence par confrontation des trames successives entre elles, l'ordinateur effectue la sommation des différentes images acquises sur chacun des 24 canaux de balayage de l'interféromètre. Une série de programmes performants permet de réduire les données en mémoire pendant les temps morts laissés libres par l'acquisition elle-même qui est bien sûr prioritaire.

Quand une observation est terminée on sauvegarde les données avec une grande efficacité grâce à des algorithmes spécialisés de compression de données qui permettent de réduire par 5 la dimension des fichiers.

Le même ordinateur effectue aussi le guidage automatique du télescope. C'est un petit CCD classique, non refroidi, qui effectue l'acquisition de l'étoile guide au foyer d'une lunette auxiliaire de 140 mm de diamètre. Les trames sont digitalisées et sommées en mémoire, jusqu'à 100 trames, pour accroître le rapport Signal/Bruit. La correction de flat-field est faite automatiquement et un logiciel spécialisé calcule les corrections à appliquer au guidage du télescope. Ce système de correction est intelligent: il s'adapte à la qualité de l'entraînement et module la fréquence des interventions nécessaires; si l'entraînement est bon il ralentit ses sondages, si l'entraînement est mauvais il les accélère. Il rend compte du nombre et du sens des corrections effectuées au cours du temps et les totalise sur l'ensemble de la pose pour connaître la dérive générale. L'originalité de ce guidage automatique est de stopper directement le balayage de l'interféromètre et l'acquisition des données si des nuages font perdre l'étoile guide; la séquence repart normalement si l'on retrouve l'étoile-guide.

La puissance du système réside dans l'utilisation d'un système multi-tâches. La très grande rapidité du changement de contexte du système PDOS nous permet de convertir toutes les interruptions en événements conservant ainsi l'intégrité du système et d'utiliser toutes ses facilités pour synchroniser proprement toutes les tâches.

Le tableau 1 donne les principales caractéristiques de l'instrument. L'étalon de Pérot-Fabry, éclairé en faisceau ouvert, donne l'information spectrale pour une partie du champ seulement (les anneaux). Avec un interféromètre de Pérot-Fabry balayant plusieurs épaisseurs successives associé à un récepteur à lecture rapide effectuant plusieurs poses, on peut obtenir l'information spectrale sur l'ensemble du champ (ici 256 x 256 pixels). En effet le Pérot-Fabry est un instrument qui donne

l'information spectrale simultanément pour $\frac{1}{\mathcal{F}}$ du champ. Si l'on fait \mathcal{F}^* poses successives en balayant judicieusement l'interféromètre, on obtient l'information spectrale sur la totalité du champ. On a ainsi un cube de données 3D.

Le phénomène d'interférence constructive, visibilité d'une frange, se produit seulement si la longueur d'onde λ , l'angle d'incidence i et l'épaisseur e entre les lames respectent entre eux la formule :

$$p = \frac{2 ne \cos i}{\lambda} \text{ dans laquelle } p \text{ ENTIER est appelé ordre d'interférence.}$$

Les 3 paramètres principaux sont toujours liés entre eux par cette formule :

- λ est la longueur d'onde de l'objet observé. C'est l'*information spectrale* que nous cherchons,
- i est l'angle d'incidence sur le Pérot-Fabry. La symétrie de révolution du système optique explique pourquoi on observe des anneaux correspondant à ces mêmes incidences particulières pour lesquelles p est entier dans la formule précédente. Ces incidences sur le Pérot-Fabry correspondent sur le ciel à des éléments spatiaux du champ projetés sur ces anneaux,

L'information spectrale et l'information spatiale sont liées

- e est l'épaisseur entre les lames. C'est le paramètre libre que l'on peut ajuster. Nous effectuons pas à pas ce balayage d'épaisseur.

La condition nécessaire et suffisante pour obtenir toute l'information spectrale sur tout le champ est de balayer la quantité totale Δe telle que :

$$\frac{\Delta e}{e} = \frac{1}{p} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{i_{n+1} - i_n}{i_n} \text{ où } n \text{ est le numéro de l'anneau.}$$

On peut voir qu'au cours d'un balayage :

p change de 1 unité, un ordre.

λ a balayé l'intervalle spectral libre $\Delta \lambda = \frac{\lambda}{p}$.

i a balayé tout le champ. Les anneaux d'interférence se sont dilatés et chaque anneau est venu prendre la place du précédent.

Pour une observation typique on obtient les informations suivantes toutes accessibles en temps réel sur le moniteur pendant l'observation :

- *24 interférogrammes de calibration.* Ils permettent de déterminer la *carte de phase* c'est-à-dire pour chaque pixel la longueur d'onde origine soit l'épaisseur e_0 correspondant à λ_0 . Cette série d'anneaux d'étalonnage permet aussi de déterminer le profil instrumental (la finesse) et le flat-field.

- *24 interférogrammes nébulaires* du champ observé. Grâce à la carte de phase qui donne les origines λ_0 , on peut transformer ces 24 interférogrammes nébulaires en *24 cartes en λ* analogues aux cartes radio. On obtient ainsi un *cube de données* (x, y, λ).

De ces cubes on peut dériver :

- *65 536 profils $H\alpha$* , un profil pour chacun des 256×256 pixels,

- *une carte de vitesses* dérivée du décalage Doppler en chacun des pixels du champ.

- *une image monochromatique*, c'est le flux monochromatique intégré dans la raie spectrale pour

* Au facteur d'échantillonnage près, on effectue en général $2\mathcal{F}$ poses.

chaque pixel du champ,

- *une image continuum*, c'est le flux continuum intégré en dehors de la raie pour chaque pixel du champ.

De manière générale nous travaillons sur des zones du champ assez grandes et choisies pour leur continuité morphologique et cinématique. A l'intérieur de ces zones, de 100 à 1000 pixels, on somme le flux ; le rapport Signal/Bruit obtenu est excellent et permet une étude détaillée du profil.

3. RESOLUTION SPECTRALE ET ANALYSE DES PROFILS.

Raies observées

Les raies observées sont intrinsèquement fines de 0.4 à 0.7 Å et l'écart type des vitesses est d'environ 7 km s⁻¹ à l'intérieur d'une région HII classique. Mais le long de la ligne de vue on peut intégrer plusieurs régions HII différentes ainsi que de l'hydrogène géocoronal et des raies de OH; l'analyse des profils doit donc être très soignée pour bien individualiser chaque région et obtenir une vitesse moyenne précise. Ce survey galactique exige une résolution spectrale de 0.25 Å et une précision de vitesse de ± 2 km s⁻¹. La grande résolution spectrale du Pérot-Fabry est idéale pour ce programme et nous avons pris toutes les précautions (spécifications techniques et logiciels) pour profiter au maximum de ces possibilités.

Interféromètres utilisés

Nous utilisons pour ce survey deux interféromètres complémentaires qui tous les deux ont les mêmes caractéristiques spatiales puisque l'ensemble télescope-réducteur focal-récepteur reste inchangé. Leurs caractéristiques spectrales sont les suivantes:

- le premier interféromètre d'ordre d'interférence $p = 796$, 9 couches de diélectriques, optimum pour le Na 5896 Å, est utilisable depuis H β jusqu'à H α . Sa finesse effective à H α est encore très bonne $\mathcal{F}_E \sim 12$

($\mathcal{F}_E = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} = \frac{\text{intervalle spectral libre}}{\text{résolution spectrale}}$). Son domaine spectral libre est 8.2 Å par ordre, et sa résolution $R = \frac{\lambda}{d\lambda} = p\mathcal{F} = 12\ 000$ est déjà bonne.

- le deuxième interféromètre, $p = 2604$, a une haute résolution spectrale $R = 23400$, sa finesse est plus limitée. L'intervalle spectral libre est de 2.5 Å et sa résolution spectrale 0.25 Å. Cet interféromètre est spécialisé pour H α il a seulement 5 couches de diélectriques d'où une plus faible absorption des couches. Sa transparence, transmission au pic de la fonction d'Airy est donc excellente. Par contre, pour cet interféromètre d'ordre élevé la largeur à mi-hauteur des anneaux est plus faible; au bord du champ l'anneau n'illumine pas tout le pixel d'où perte de rendement. Sur l'ensemble du champ utile et pour H α la luminosité finale des deux interférogrammes est pratiquement la même.

On utilise le premier interféromètre quand le gradient de vitesses dans le champ est très

important, ou si les raies sont larges. Le deuxième interféromètre permet une étude détaillée des profils. Leurs fonctions d'appareil sont différentes.

Fonction d'appareil des interféromètres de Pérot-Fabry (Bousquet 1969, Monnet 1970).

Pour un Pérot-Fabry idéal la fonction d'appareil est une fonction d'Airy

$$I(\varphi) = \frac{I_0}{1+m \sin^2 \varphi/2} \quad \text{avec la phase } \varphi = 2 \pi p \text{ (p ordre d'interférence)}$$

$$\text{et } m = \frac{4R}{(1-R)^2} \text{ facteur de modulation}$$

(R facteur de réflexion des lames de l'interféromètre).

En réalité la fonction d'appareil effective A_E dépend de trois causes:

$$A_E(\lambda) = A_R(\lambda) \otimes A_D(\lambda) \otimes A_I(\lambda) \text{ avec}$$

A_R fonction réflectrice, c'est la fonction d'Airy d'un Pérot-Fabry idéal

A_D fonction défauts. Elle inclut tous les défauts δ_e de planéité des lames et des couches

A_I fonction imagerie (ou échantillonnage). Elle dépend de la valeur relative de la largeur d'anneau et de la dimension du pixel. A_I varie fortement du centre au bord. Dans la partie centrale du champ (20% intérieur) la figure d'interférence est très bien échantillonnée puisque 1 largeur d'anneau = 2 à 6 pixels ; donc A_I n'intervient pas au centre du champ. Au bord du champ (20% extérieur) cela dépend de l'ordre d'interférence : avec le Pérot-Fabry $p = 796$ on est encore correctement échantillonné 1 largeur d'anneau = 2 pixels, par contre avec l'interféromètre $p = 2604$ on est sous échantillonné 1 largeur anneau = 0.7 pixel ; le même pixel reçoit alors des incidences variées $i \pm \delta i$ correspondant à des $\lambda \pm \delta \lambda$ qui élargissent le profil en λ . Pour cette raison avec l'interféromètre $p = 2604$ la résolution spectrale au bord du champ est 2 fois moins bonne qu'au centre ; A_I joue un rôle important.

$$\text{La finesse effective } \mathcal{F}_E \text{ est telle que } \frac{1}{\mathcal{F}_E} = \frac{1}{\mathcal{F}_R} + \frac{1}{\mathcal{F}_D} + \frac{1}{\mathcal{F}_I}$$

$$\text{avec } \mathcal{F}_R = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \text{ calculé à partir de la formule d'Airy pour } I = \frac{I_0}{2}$$

$$\mathcal{F}_D = \frac{\lambda}{2\delta_e} \text{ finesse de défauts } \delta_e \text{ écart quadratique des défauts d'épaisseur}$$

$$\mathcal{F}_I = \frac{1}{p \sin i \delta i} \text{ finesse d'imagerie } \delta i \text{ dimension du pixel vu sous l'angle } i.$$

On définit de même une transparence effective \mathcal{T}_E $\mathcal{T}_E = \mathcal{T}_R \cdot \mathcal{T}_D \cdot \mathcal{T}_I$

$$\text{avec } \mathcal{T}_R = \mathcal{F}_R \frac{A}{(1-R)^2} \text{ transparence réflectrice avec } A \text{ absorption des couches}$$

$$\mathcal{T}_D = \frac{\mathcal{F}_D}{\mathcal{F}_R} \text{ Arc tg } \frac{\mathcal{F}_R}{\mathcal{F}_D} \text{ transparence de défauts}$$

$$\mathcal{T}_I = \frac{\mathcal{F}_I}{\mathcal{F}_R} \text{ Arc tg } \frac{\mathcal{F}_R}{\mathcal{F}_I} \text{ transparence d'imagerie}$$

Caractéristiques des deux interféromètres

Caractéristiques	Pérot-Fabry $p = 796$	Pérot-Fabry $\rho = 2604$
Finesse réfléchrice	$\mathcal{F}_R \sim 20$	$\mathcal{F}_R \sim 15$
Finesse de défauts	$\mathcal{F}_D \sim 17$	$\mathcal{F}_D \sim 25$
Finesse d'imagerie	$\mathcal{F}_I \sim 35$	$\mathcal{F}_I \sim 12$
Finesse effective	$\mathcal{F}_E = 12$	$\mathcal{F}_E = 9$
Transparence réfléchrice	$\mathcal{T}_R \sim 0.5$	$\mathcal{T}_R \sim 0.9$
Transparence de défauts	$\mathcal{T}_D \sim 0.90$	$\mathcal{T}_D \sim 0.97$
Transparence d'imagerie	$\mathcal{T}_I \sim 0.97$	$\mathcal{T}_I \sim 0.89$
Transparence effective	$\mathcal{T}_E \sim 0.44$	$\mathcal{T}_E \sim 0.77$

Méthode d'analyse des profils

Le profil instrumental est déterminé expérimentalement avec la raie fine du Néon $\lambda = 6598.95$. Comme on sait que $A_I = f(i)$ varie dans le champ avec l'angle i , on définit un profil instrumental en chaque point du champ ; c'est indispensable pour l'interféromètre $p = 2604$.

Le profil instrumental observé est parfaitement reproduit dans la partie centrale du champ par un produit de convolution Airy \otimes Gauss dans lequel la fonction d'Airy domine fortement. La part de la Gaussienne augmente de plus en plus quand on se rapproche du bord du champ surtout avec l'interféromètre $p = 2604$ (Figure 1).

Les raies du ciel nocturne, raies de OH et H α géocoronal, intrinsèquement fines, sont très bien représentées par ce profil instrumental. Quand on soustrait le ciel nocturne en un point i du champ on utilise le profil instrumental $A_E = f(i)$ en ce point.

Pour ajuster un profil nébulaire, élargissement thermique, on convolue la fonction instrumentale $A_E = f(i)$ en ce point i du champ par une gaussienne.

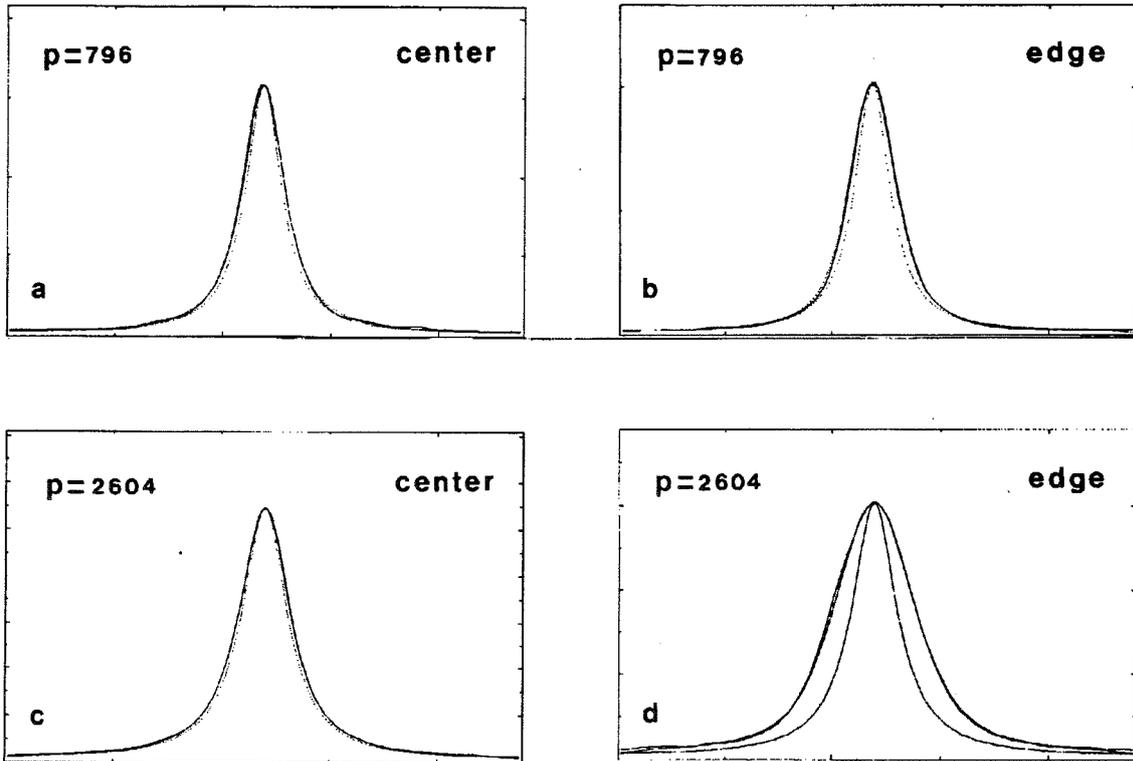


Fig. 1. Profils instrumentaux de la raie du néon 6598.953 au centre et au bord du champ. Dans chaque cas le profil le plus étroit est une fonction d'Airy pure. Le profil observé est toujours plus large que cette fonction. Il est bien représenté par la convolution d'une fonction d'Airy et d'une gaussienne. Cette gaussienne a une faible largeur au centre du champ $0,27\text{\AA}$ pour le PF $p=796$ (fig 1a), et $0,11\text{\AA}$ pour le PF $p=2604$ (fig 1c.). Au bord du champ le profil est dégradé légèrement $0,44\text{\AA}$ pour le PF 796(fig 1b), et plus fortement $0,33\text{\AA}$ dans le cas du PF 2604 (fig 1d) comparativement à sa résolution nominale.

Amélioration de la résolution spectrale

S'il n'y avait qu'un seul pixel dans le champ, la décomposition d'un profil en plusieurs composantes pourrait parfois sembler arbitraire et non unique. Mais l'on dispose de 256×256 profils dans le champ et l'on tient compte de toute cette information pour améliorer l'information spectrale en un pixel. Ainsi par exemple quand on soustrait une raie de OH du ciel nocturne on sait que son flux et son λ sont constants dans tout le champ et c'est la même "raie élémentaire OH" que l'on doit soustraire en chacun des spectres. Quand la morphologie nous montre deux nébuleuses, à λ différent, et avec recouvrement partiel dans le champ, on peut aussi dans cette partie commune décomposer le profil global en ses composantes. En résumé, on utilise "l'information spatiale" pour améliorer "l'information spectrale".

Amélioration de l'échantillonnage

On utilise de la même manière "l'information spatiale" pour améliorer l'échantillonnage spectral et donc la précision des vitesses. En effet quand on calcule la carte de phase et quand on détermine le λ_0 pour un pixel l'échantillonnage est de 24 canaux. Pour les pixels voisins il est aussi de 24 canaux mais décalés un petit peu à chaque fois car pour p entier on a $\lambda = f(i)$. On dispose donc avec l'ensemble des pixels du champ d'un super-échantillonnage qui permet donc d'améliorer le profil spectral et la précision des vitesses.

Bande passante,; $T = f(\lambda)$

Quand on décompose des profils et quand on soustrait les raies de OH du ciel nocturne, il faut aussi tenir compte de la bande passante des filtres interférentiels. Les filtres utilisés en Avril 1990 étaient vieux, avec variation de la bande passante du centre au bord du champ. Il a fallu tenir compte de ces défauts. Nous venons maintenant, Avril 1991, de les remplacer par de nouveaux filtres interférentiels de meilleur profil.

Les filtres interférentiels ont des profils variés: Airy, Gauss ou quasi-rectangulaires suivant l'épaisseur de leurs couches multidiélectriques $\lambda/4$, $3\lambda/4$ ou $5\lambda/4$. Ils doivent être assez étroits $\sim 10\text{\AA}$ pour éliminer les raies de OH du ciel nocturne comme 6554, 6569 et 6577 qui à un interfrange près, $\pm k$ fois 8.2\AA (1er PF), $\pm k$ fois 2.5\AA (2èm PF), viendraient se superposer avec la raie H α observée (superposition d'ordres). Inversement ils doivent avoir une certaine largeur pour garder la même transmission dans le champ car la longueur d'onde observée peut varier dans le champ et la bande passante du filtre se déplace légèrement avec la température; pour cette raison nous avons souvent préféré des profils quasi-rectangulaires. Ce n'est toutefois pas l'idéal non plus car ces filtres sont très sensibles pour les raies situées juste en limite; alors pour tout léger déplacement de la bande passante du filtre, par exemple entre le centre et le bord du filtre, on aura une variation de l'intensité des raies du ciel nocturne, et donc leur soustraction sera plus difficile. Pour toutes ces raisons il faut déterminer avec précision la bande passante du filtre en tous points du champ et à la température même d'observation.

Nous utilisons pour cela deux procédures complémentaires l'une avec lampe continu, l'autre avec raies monochromatiques. Dans la première procédure on utilise une lampe continu et l'on éclaire le filtre interférentiel et le Pérot-Fabry dans les conditions d'une observaiton normale. On connaît déjà au monochromateur la bande passante intégrée du filtre interférentiel, profil très souvent symétrique. On connaît aussi l'intervalle spectral libre du Pérot-Fabry et sa fonction de transmission (Airy). On effectue un balayage de l'interféromètre sur un ordre, et l'on constate une modulation du flux transmis car dans la largeur du filtre il passe tantôt 1 ordre tantôt 2 ordres. Pour un filtre de largeur $\Delta\lambda \sim 10$ ou 12\AA , et un Pérot-Fabry dont la périodicité des franges (ISL) est k fois 8.2\AA , le flux d'ensemble transmis est modulé quand la raie d'un nouvel ordre apparaît dans le flanc de la bande passante du filtre. La modulation obtenue, corrélée avec la position de la bande passante, donne exactement la longueur d'onde médiane du filtre en chaque pixel du champ et à la température même de l'observation. Une deuxième procédure, avec balayage également, utilise deux

raies monochromatiques choisies au voisinage des flancs de la bande passante. Elle permet selon l'intensité transmise de chaque raie dans les différents pixels du champ de préciser la largeur de la bande passante du filtre.

Déphasage dans les couches multidiélectriques (effet chromatique)

Quand on fait de la métrologie, ce qui est notre cas, il faut tenir compte d'un effet chromatique qui produit un déphasage supplémentaire à l'intérieur même des couches multidiélectriques. Dans notre cas on s'en affranchi totalement en calibrant avec une lampe H α donnant donc une raie très proche du H α observé légèrement redshifté. Par précaution nous avons établi une table de correction utilisable pour les objets de grand redshift.

4. OBSERVATION DE LA REGION 302.5-0.7

Dès la première mission d'observation du Survey H α en Avril 1990 la détection optique de quelques sources radio lointaines a été tentée. Nous allons présenter ici les essais sur deux sources situées vers 303°. Il s'agit en fait de la direction du Sac de Charbon et il peut paraître surprenant de rechercher des objets lointains derrière un des nuages noirs les plus importants du ciel. Mais le Sac de Charbon est en fait constitué d'un conglomérat de nuages obscurs à une distance de 190 pc et la région derrière lui est presque sans poussière

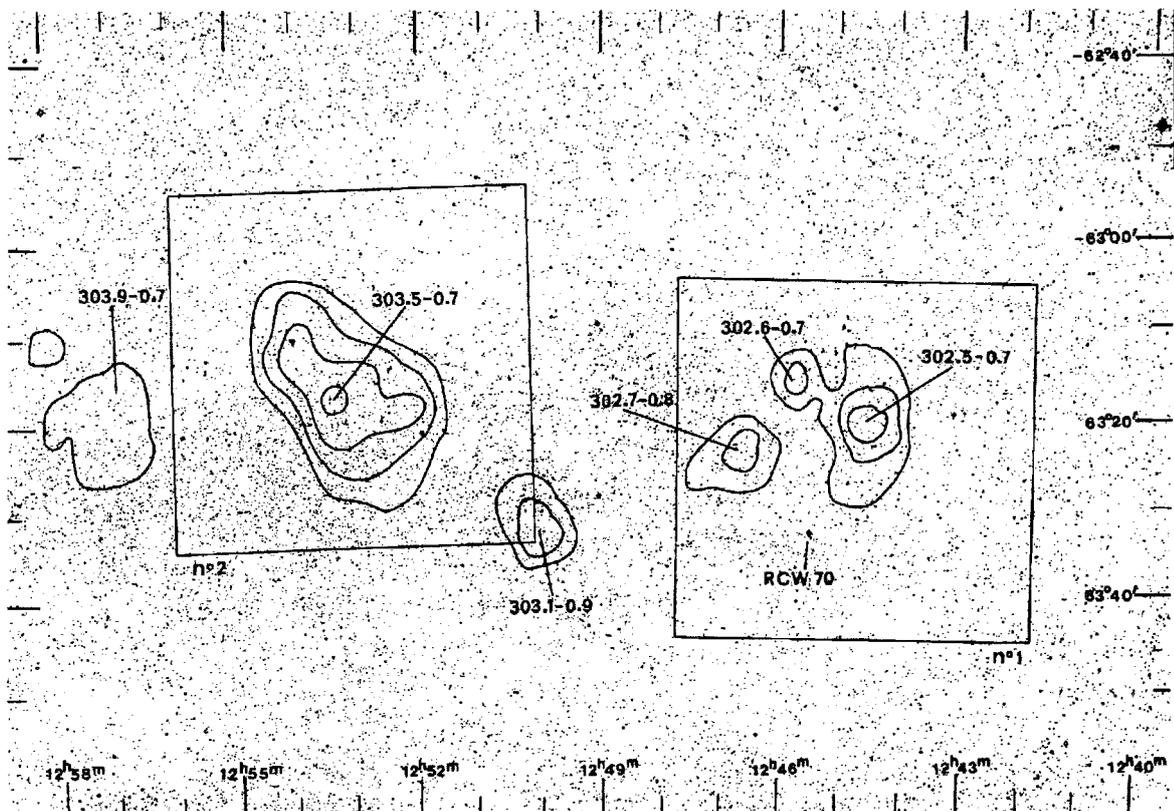


Fig. 2. Sources continuum radio à 5 GHz (Haynes et al., 1978) superposées à un montage de photographies rouges de l'ESO Sky Atlas. La position des 2 champs observés est indiquée.

Le nuage absorbant suivant est situé à 1200 pc (Seidensticker & Schmidt-Kaler (1989), Franco (1989)). Une compilation des données spectrales et photométriques des étoiles OB à la longitude proche de 305° (Georgelin et al. 1988) nous avait aussi permis de montrer que l'absorption augmente peu avec la distance; les deux principales augmentations (de 0.8 magnitude environ chacune) correspondent au front des deux bras spiraux Sagittaire Carène (vers 1.2 kpc) et Scutum-Crux (vers 3 kpc). La Fig. 2 montre la position des champs observés sur un montage des photographies rouges de l'ESO, sur lesquelles nous avons superposés les isophotes du continuum radio à 5 GHz (Haynes et al. 1978, 1979). Aucune nébulosité n'est visible sur ces photos hormis un petit objet d'environ 1' catalogué sous le numéro RCW 70 par Rodgers et al. (1960) mais que Van den Bergh et al. (1973) considèrent comme une nébuleuse planétaire. Les champs observés sont centrés sur les sources 302.504 - 0.749 et 303.500 - 0.700. Caswell et Haynes (1987) ont observé les raies de recombinaison de l'hydrogène près de 5 GHz de ces objets. Ils trouvent les vitesses VLSR = 31 km s^{-1} et 32 km s^{-1} pour ces deux sources et 26 km s^{-1} pour 303.115 - 0.947. Ces régions HII sont associées aux nuages moléculaires 302.3 - 0.7 et 303.9 - 0.4 de vitesse +32 et + 29 km s^{-1} (Cohen et al. 1985). La comparaison des résultats est faite en table 2.

Table 2. Emission sources in the 303° region

Objet	H109-110 α	VLSR (km s^{-1})		Distance (kpc)
		H α	CO	
	(1)	(2)		
302.504-0.749	31	30		
302.635-0.673				
302.730-0.806		30		11.7
303.115-0.947	26	25		
303.500-0.700	32			
303.900-0.690				
CO 302.3-0.7			32 (3)	
CO 303.9-0.4			29 (3)	
H α N° 2		- 35	- 35 (4)	(2.4 - 6)
H α N° 1 (Coalsack)		- 4	- 6-0 (4)	0.19 (5)
RCW 70		- 47 to + 8		

(1) Caswell and Haynes (1987)

(2) this paper

(3) Cohen et al (1985)

(4) Nyman et al (1989)

(5) Rodgers (1960), Franco (1988), Seidensticker and Schmidt Kaler (1989)

Une première tentative de détection en H α de 302.5 - 0.7 a été faite le 29 Avril 1990. Le filtre interférentiel utilisé était centré à 6563 Å avec une largeur de 12 Å . A cette époque nous ne disposions que du Pérot-Fabry d'ordre d'interférence 796 à H α . Chaque canal était posé 5 s et le cycle de balayage répété 106 fois (le temps de pose total était donc de 212 minutes). La visualisation de la raie H α faite en temps réel montra un profil dissymétrique composé d'une raie principale vers la vitesse 0 km s⁻¹ flanquée de part et d'autre de deux autres raies plus faibles. La petite raie positive avait la vitesse attendue. Cette détection fut confirmée par une deuxième observation avec un temps de pose total plus faible de 136 minutes seulement.

Entre temps une observation de la région 303.5-0.7 (temps de pose de 120 minutes) montrait un profil de raie composé de la même raie principale et d'une petite raie négative mais la raie de vitesse positive n'était pas visible.

302.5-0.7

Les cartes en longueur d'onde, c'est-à-dire les intensités dans des domaines de longueur d'onde de 0.34 Å (ou 15.7 km s⁻¹) successifs corrigées du flat-field (Fig. 3 de Amram et al. 1991), montrent plusieurs émissions dans ce champ. L'intensité est maximum au canal 0 (VLSR = - 5 km s⁻¹) mais deux autres nébuleuses de forme différente apparaissent clairement dans les cartes VLSR = -37 et VLSR = 26 km s⁻¹.

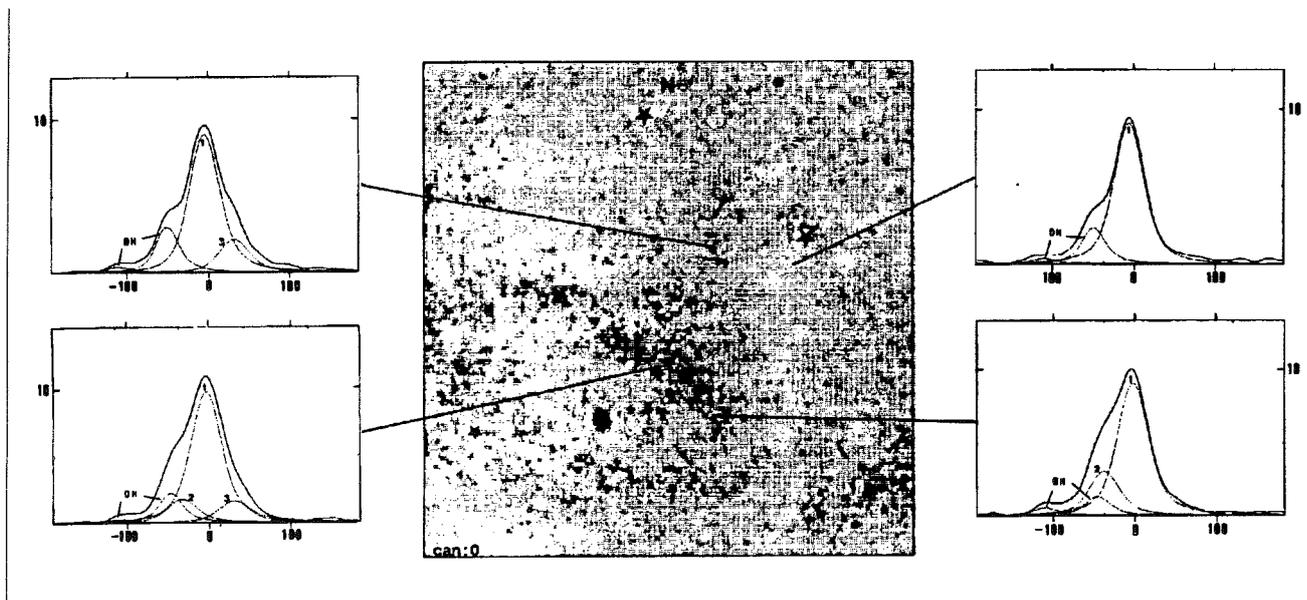


Fig. 3. Champ N° 1 centré sur la source 302.5-0.7. Carte monochromatique H α constituée à partir de l'observation et corrigée de la transmission instrumentale. Trois étoiles repères permettent l'identification du champ. Quatre profils H α donnent le nombre d'évènements par pixel en fonction de la vitesse VLSR ; leur décomposition montre les différentes composantes observées. On voit les 2 raies de OH du ciel nocturne et 3 composantes nébuleuses. La composante N° 1, VLSR = -4 km s⁻¹, la plus intense, est présente dans tout le champ. Les composantes N° 2, VLSR = -35 km s⁻¹, et N° 3, VLSR = 30 km s⁻¹, sont localisées dans des zones déterminées du champ.

Nous allons essayer de préciser leurs caractéristiques. En plus des trois raies nébulaires déjà vues lors de l'observation, trois raies du ciel nocturne viennent compliquer le profil : OH 6553.6, OH 6568.8 et H α géocoronal. La figure 3 montre une carte monochromatique générale corrigée du flat-field, on voit aussi des exemples de profils bruts de la raie et leur décomposition en raies élémentaires ; les zones choisies de 20 x 20 pixels sont situées diversement par rapport aux nébuleuses apparaissant sur les cartes en λ . On voit que la raie de OH 6568.8 n'est pas gênante car assez éloignée des autres et faible (dans tous les cas inférieure à un événement/pixel). La raie 6553.6 atteint 2.5 év./pixel mais on a constaté que son intensité diminue fortement du centre au bord du champ en raison d'une variation de la bande passante du filtre interférentiel utilisé (qui s'est vraisemblablement détérioré en vieillissant) et de la position marginale de cette raie dans cette bande passante. Des observations du ciel nocturne en dehors de toute nébuleuse ont permis de cerner ce phénomène à travers le champ et donc de pouvoir en tenir compte lors de l'élimination des raies parasites. La raie H α géocoronal doit être présente mais elle est complètement masquée par la raie nébulaire principale qui est à peu près à la même longueur d'onde. Cette raie nébulaire existe sur tout le champ avec une intensité quasi uniforme (entre 8 et 9 év./pixels) et une vitesse $V_{LSR} = -4$ km s $^{-1}$. Pour faire apparaître les deux autres nébuleuses nous avons soustrait la nébuleuse principale (d'une quantité proportionnelle à son intensité en chaque pixel). La Fig. 4 montre les deux nébuleuses ainsi obtenues après correction de la transmission instrumentale. La nébuleuse montrée en Fig. 4a a une vitesse de -37 km s $^{-1}$ et atteint 4.4 événements/pixel d'intensité maximale.

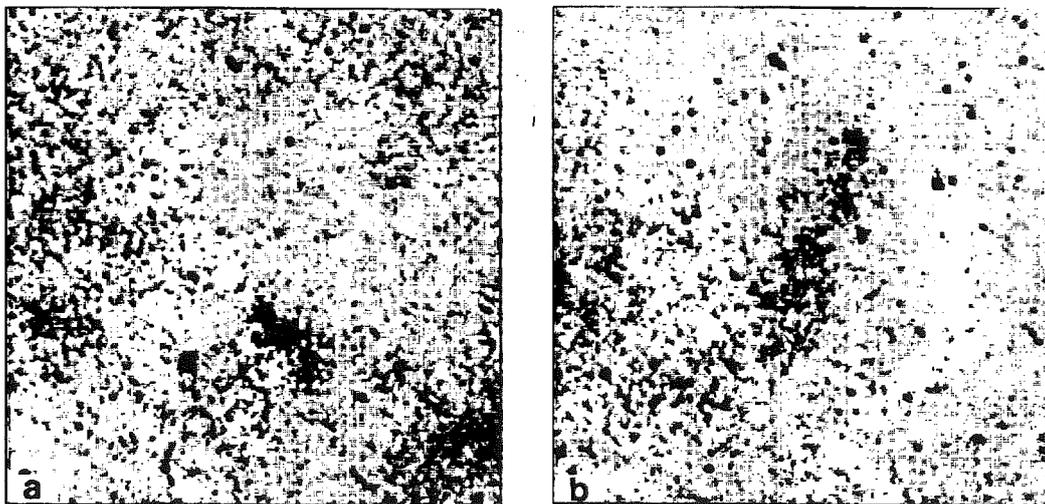


Fig. 4. Cartes en λ montrant à gauche la nébuleuse N° 2 ($V_{LSR} = -35$ km s $^{-1}$) et à droite la nébuleuse lointaine N° 3 ($V_{LSR} = 30$ km s $^{-1}$). Ces 2 cartes ont été obtenues après soustraction des raies de OH du ciel nocturne et de la nébuleuse N° 1.

La région HII de la Fig. 4b a une vitesse de 30 km s $^{-1}$ et atteint deux événements/pixel. C'est donc la composante H α de la source radio 302.504 - 0.749. Une petite région plus intense (4.6 événements/pixel), de même vitesse apparaît en bordure est du champ. Elle semble liée à la source continuum radio 302.730 - 0.806.

La petite nébuleuse RCW 70 apparaît sur la Fig. 4a mais son champ de vitesse est complexe. La Fig. 5 donne le détail des profils de la raie $H\alpha$, que nous avons obtenus après avoir soustrait les autres émissions nébulaires, superposés à un agrandissement de la carte rouge de l'ESO montrant les deux filaments principaux de cette nébuleuse. Les raies sont élargies et parfois même dédoublées. Plusieurs couches de gaz de vitesses différentes semblent se superposer. Si l'on décompose ces profils en deux raies principales, l'émission la plus positive varie de -12 à $+8$ km s^{-1} grossièrement du Nord-Est au Sud-Ouest pendant que la raie négative varie de -47 à -26 km s^{-1} . Les parties les plus intenses du filament Nord-Ouest semblent être formées principalement par la composante rouge. Les intensités des deux composantes sont du même ordre de grandeur dans le filament Est et dans les parties faibles.

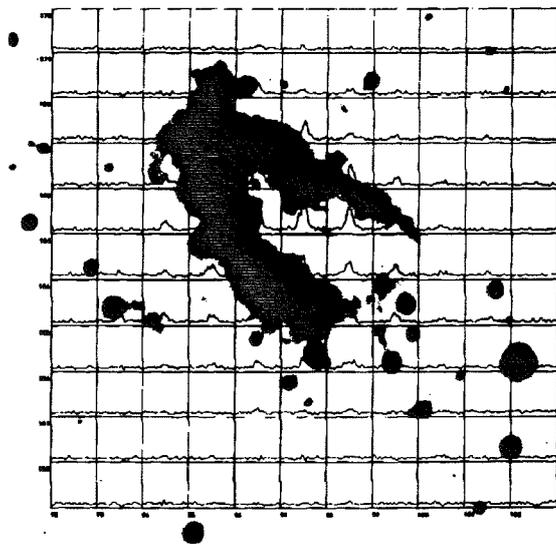


Fig. 5. Nébuleuse planétaire RCW 70, agrandissement de l'ESO survey rouge. Profils correspondants de la raie $H\alpha$ pixel par pixel. Ces profils sont obtenus après soustraction de toutes les autres composantes. Dans chaque carré élémentaire l'intensité (axe y) varie de 0 à 100 ev par pixels. L'abscisse est la même que dans la figure 3

303.5-0.7

Lors de l'observation de ce deuxième champ aucune émission $H\alpha$ de vitesse positive n'avait été détectée à la position 303.5-0.7 au centre du champ. Cependant après correction du flat-field il semble apparaître plusieurs émissions nébulaires sur les cartes en λ (Fig. 6). L'émission principale apparaît au canal central à la vitesse $V_{LSR} = -5$ km s^{-1} , c'est donc la même que la nébuleuse la plus intense du premier champ. Son intensité cependant n'est pas homogène elle varie entre 7 événements/pixel (dans le quart Nord-Ouest du champ) et 11 événements/pixel au Sud-Est. De façon générale cette émission à -5 km s^{-1} est plus faible dans les zones les plus absorbées (claires) du champ stellaire de la Fig. 2. Ceci tend à montrer qu'au moins une partie de cette nébuleuse est située derrière les nuages absorbants. En plus de cette émission les cartes en λ montrent aussi des zones d'intensité renforcée au coin Sud-Ouest et dans le quart Sud-Est du champ. La décomposition des

profils de la raie H α (analogues à ceux montrés Fig.3) fait apparaître ici aussi deux nébuleuses supplémentaires très faibles. L'une d'elle de vitesse -32 km s^{-1} environ atteint deux évènements/pixel maximum et sa morphologie est celle de la carte en λ n° 22 fig 6. L'autre nébuleuse dont la forme est visible sur la carte n° 2 (fig 6) a une vitesse de 25 km s^{-1} et son intensité maximum est de 2.2 évènements /pixel. Cette dernière nébuleuse fait donc elle aussi partie du complexe nébulaire radio lointain. Elle apparaît en H α à mi- chemin entre les sources 303.5-0.7 et 303.1-0.9, vraisemblablement en raison de différence d'intensité des nuages absorbants devant la région HII ou liés au complexe nébulaire.

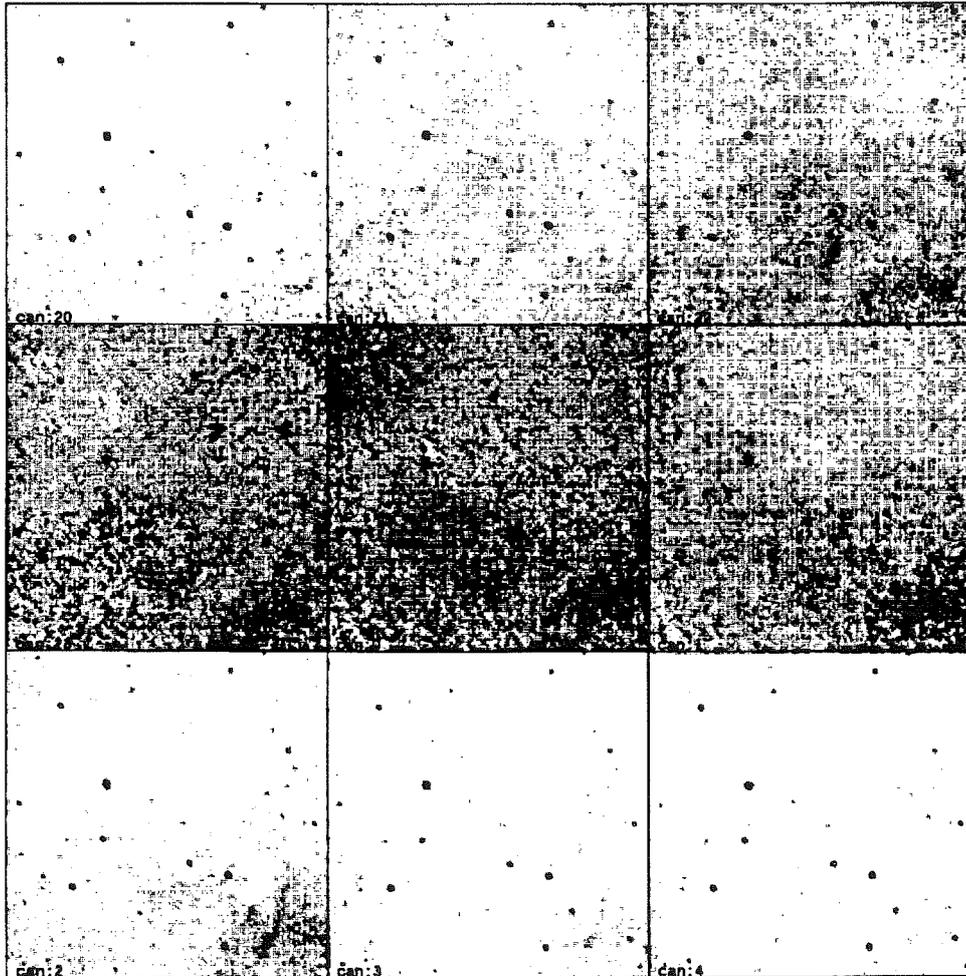


Fig. 6. Champ N° 2, cartes en λ . La nébuleuse diffuse, $VLSR = -5 \text{ km s}^{-1}$, apparaît surtout sur les cartes N° 23, 0 et 1 ; elle est plus faible dans le quart nord-ouest du champ. La nébuleuse $VLSR = -32 \text{ km s}^{-1}$ est visible sur la carte N° 22 tandis que la nébuleuse $VLSR = 25 \text{ km s}^{-1}$ qui fait partie du complexe lointain est vue au canal N° 2

5. DISCUSSION.

La région HII très lointaine à 11.7 Kpc à l'extrémité du bras de la Carène : composante 3 Fig. 3

La comparaison des cartes H α (Fig. 4) et continuum radio fait apparaître que des composants

H α correspondent aux sources radio 302.5-0.7 et 302.7-0.8 du champ n $^{\circ}$ 1. Elles sont à la même vitesse et forment donc un seul complexe. En revanche la source 302.6 - 0.7 qui semble reliée à 302.5-0.7 sur les cartes continuum n'est pas vue en H α . Il est impossible de dire si cette source est située plus loin ou si elle est masquée par des nuages absorbants plus denses ou plus nombreux. De même dans le champ n $^{\circ}$ 2 la source radio 303.5-0.7 n'est pas détectée en H α mais une émission H α est présente au Sud-Ouest de cette source. Si on adopte une vitesse de 30 km s $^{-1}$ pour l'ensemble de ce complexe nuages moléculaires - régions HII, une distance et une vitesse de rotation du soleil par rapport au centre galactique $R_0 = 8.5$ kpc et $\theta_0 = 220$ km s $^{-1}$ et une courbe de rotation plate vraisemblable dans les parties extérieures de la Galaxie, on trouve une distance cinématique de 11.7 kpc pour ce complexe. Il se place parfaitement dans la partie lointaine du bras de la Carène.

Sac de Charbon et émission diffuse proche : composante 1 Fig. 3

Les autres émissions H α que nous observons ne correspondent pas à des sources radio connues. L'émission vers $V_{LSR} = -4$ km s $^{-1}$ qui est présente sur la totalité des deux champs du Survey H α s'étend vraisemblablement sur une étendue beaucoup plus grande. Sa vitesse est celle des nuages noirs du Sac de Charbon. Un survey complet du Sac de Charbon en CO a été fait pour Nyman et al. (1989) avec une résolution de 8'8. Ils trouvent une structure complexe en très bon accord avec l'extinction optique. Le champ de vitesse en CO n'est pas totalement homogène variant de -6 km s $^{-1}$ à 0 km s $^{-1}$ grossièrement entre le Sud-Est et le Nord-Ouest avec par endroits plusieurs composantes de vitesse. Nos champs sont situés vers le centre du Sac de Charbon dans une des zones les moins absorbées. La moitié Nord-Ouest du 2 $^{\text{ème}}$ champ est plus absorbée, elle correspond d'ailleurs à une région beaucoup plus dense en CO. Nous avons vu que dans cette zone l'émission H α est plus faible, elle est donc derrière ce nuage absorbant. Le Sac de Charbon est dans la partie interne du bras spiral local, la distance moyenne des parties principales est d'environ 190 pc mais il existe d'autres nuages noirs derrière (243 pc) et devant (145 pc) (Rodgers 1960, Franco 1988, Seidensticker and Schmidt-Kaler 1989). Les deux nuages principaux à 188 et 243 pc sont présents dans la direction 302.5-07. Contrairement aux autres grands nuages noirs galactiques aucune évidence de formation stellaire appréciable n'a été détectée dans le Sac de Charbon (Weaver 1973, 1974a, 1974b). RCW 70 (302 $^{\circ}$ 6 - 1 $^{\circ}$ 0), la petite nébuleuse du champ n $^{\circ}$ 1 à $\alpha_{1950} = 12^{\text{h}}45^{\text{m}}5$ et $\delta_{1950} = -63^{\circ}34'$ a été répertoriée comme nébuleuse planétaire par Van den Bergh et al. (1973), Holmberg et al. (1977) et Sanduleak (1975). Une étude spectrale détaillée de cet objet ne semble pas avoir été faite. Dans sa recherche de T Tauri dans le Sac de Charbon, Weaver (1974b) mentionne un candidat éventuel (n $^{\circ}$ 25) à une position assez proche. Une source IRAS (12457 - 6333) a été observée dans la même direction mais les flux à 12 et 25 μm correspondraient plutôt à un objet stellaire. Nous avons vu que cet objet est probablement formé de deux couches principales de gaz ionisé présentant une différence de vitesse d'environ 35 km s $^{-1}$. La vitesse moyenne de la composante rouge est voisine de la vitesse du Sac de Charbon. Si cet objet est lié au Sac de Charbon il présenterait des filaments avec une vitesse négative comme c'est fréquemment le cas des jets optiques. Si cet objet est bien une nébuleuse planétaire, il est probablement derrière le Sac de Charbon.

Régions HII du bras de Scutum : composante 2 Fig. 3 et Fig. 4

L'émission à -35 km s^{-1} est beaucoup plus structurée et n'existe de façon sûre que dans le premier champ. Des vitesses de cet ordre ne sont pourtant pas inconnues à cette longitude. Par exemple la source $302.7 + 0.2$ située juste au nord du champ 1 a une vitesse $V_{\text{LSR}} = -33 \text{ km s}^{-1}$ (Caswell & Haynes 1987). Nyman et al. (1989) mentionne un nuage moléculaire dense background à une vitesse d'environ -35 km s^{-1} s'étendant largement dans leur région I (partie Nord-Est du Sac de Charbon). Notre émission $\text{H}\alpha$ à -35 km s^{-1} vers $302^{\circ}5 - 1^{\circ}$ est située à l'extrême sud de ce nuage moléculaire d'après les cartes CO de Bronfman et al. (1989). Selon la courbe de rotation utilisée la vitesse de -37 km s^{-1} peut correspondre à des distances cinématiques très différentes: point de tangence $r = 4.6 \text{ kpc}$ avec une courbe plate, ou celle de Gum et al. (1989) ou $r = 3$ ou 6 kpc , avec celle de Burton et Gordon (1978) proche du modèle de Schmidt. Alvarez et al. (1990) ont dérivé une courbe de rotation de la Voie Lactée Sud de leur Survey CO. Ils trouvent des vitesses terminales en excès de 12 km s^{-1} entre 280 et 312° . Si on appliquait une telle correction à notre vitesse de -37 km s^{-1} la distance cinématique pourrait être aussi faible que 2.4 kpc , c'est-à-dire que cette émission pourrait même appartenir au bras Sagittaire Carène. Par ailleurs il faut aussi signaler que l'amas OB le plus proche, Hogg 15, qui se trouve 1° au Nord-Est est situé à 4 kpc (Moffat 1974) dans le bras Scutum Crux. Il est impossible de conclure actuellement. Les futures observations du Survey $\text{H}\alpha$ permettront, nous l'espérons, de clarifier la structure de toute cette région de la Galaxie entre 300° et 305° et 2 et 6 kpc et plus particulièrement le groupe vers $301^{\circ} + 1^{\circ}$.

6. CONCLUSION

L'instrumentation décrite ici sera utilisée pour l'ensemble des observations de ce Survey de la Voie Lactée sud. Le soin particulier qui a été pris pour l'observation, la calibration et la réduction des données nous a permis d'atteindre la même résolution spectrale que les surveys radio, rendant ainsi plus aisée la comparaison de ces deux types d'observation. En ce qui concerne l'étude des grandes structures de gaz ionisé, notre survey $\text{H}\alpha$ sera en effet largement guidé par les résultats radio. Mais notre résolution spatiale de $9''$ permettra de plus de faire une étude détaillée de chaque nébuleuse. L'émission en raies de recombinaison radio des régions HII de la Galaxie a été la plupart du temps observée aux positions des pics d'intensité du continuum avec un lobe de $4,25$ en moyenne (Caswell et Haynes 1987). Cela signifie que la vitesse mesurée est moyennée sur une surface couvrant 616 de nos pixels. Le cas des observations CO (Cohen et al. 1985) est encore pire avec une résolution spatiale de $8,8$ couvrant 2642 pixels. Des objets très variés peuvent être trouvés dans cette aire. Par exemple dans le champ n° 1 discuté dans ce papier le flux $\text{H}\alpha$ intégré sur $4,25$ est le même pour la source distante $302.5-0.7$ que pour la petite nébuleuse brillante RCW 70 qui couvre seulement 50 pixels.

Nos observations H α seront donc complémentaires des observations radio moins limitées par l'absorption interstellaire, elles permettront une meilleure compréhension de la structure de notre Galaxie. L'analyse faite dans ce papier est représentative des types d'études que nous ferons :

- Détection des contreparties optiques de radio-sources lointaines comme le complexe trouvé ici à 11.7 kpc et $l = 303^\circ$. Selon la distribution et l'intensité des nuages absorbants le long de la ligne de vue, l'émission H α peut apparaître déplacée par rapport à la radio-source (par exemple 303.5-0.7) ou à la même place (par exemple 302.5-0.7), d'où l'intérêt d'un grand champ.
- Séparation des différents bras spiraux le long de la même ligne de vue. Les émissions H α faibles sont souvent invisibles lorsqu'elles sont devant des régions HII plus brillantes. L'étude détaillée du profil de la raie sur l'ensemble du champ est la seule façon de distinguer les différentes composantes, certaines d'entre elles apparaissant alors seulement par endroits.
- Détection de l'émission H α diffuse proche. Cette émission intrinsèquement très faible est produite par des sources très proches et peut donc apparaître quelquefois plus brillante que les régions HII lointaines. Dans les champs étudiés dans ce papier l'hydrogène ionisé de même vitesse que le sac de charbon en est un exemple évident.
- Etude cinématique détaillée de régions HII et plus particulièrement des régions de formation stellaire. Nous avons vu dans ce papier qu'une étude détaillée, pixel par pixel, peut être faite dans le cas des nébuleuses brillantes comme la nébuleuse planétaire RCW 70.

REFERENCES

- Amram P., Boulesteix J., Georgelin Y.M., Georgelin Y.P., Laval A., Le Coarer E.,
 Marcelin M., Rosado M., 1991, *The Messenger* 64,44 f
- Alvarez H., May J., Bronfman L., 1990, *ApJ* 348, 495
- Boulesteix J., Georgelin Y.P., Marcelin M., Monnet G., 1984, *Instrumentation in
 Astronomy V*, eds. A. Boksenberg, D.L. Crawford, Proc. SPIE 445, p. 37
- Burton W.B., Gordon M.A., 1978, *A & A* 63, 7
- Bronfman L., Alvarez H., Cohen R.S., Thaddeus P., 1989, *ApJS* 71, 481
- Bronfman L., Cohen R.S., Alvarez H., May J., Thaddeus P., 1988, *ApJ* 324, 248
- Caplan J., Deharveng L., 1985, *A & AS* 62, 63
- Caswell J.L., Haynes R.F., 1987, *A & A* 171, 261
- Cohen R.S., Cong H., Dame T.M., Thaddeus P., 1980, *ApJ* 239, L53
- Cohen R.S., Grabelsky D.A., Bronfman L., May J., Thaddeus P., 1985, *ApJ* 290, L15
- Dame T.M., Elmegreen B.G., Cohen R.S., Thaddeus P., 1986, *ApJ* 305, 892
- Downes D., Wilson T.L., Bieging J., Wink J., 1980, *A & A* 40, 379
- Dufour C., 1952, *Revue d'Optique*, 31, 1
- Franco G.A.P., 1989, *A & A* 215, 119
- Georgelin Y.M., Georgelin Y.P., 1976, *A & A* 49, 57
- Georgelin Y.M., Georgelin Y.P., Laval A., Monnet G., Rosado M., 1983, *A & AS*
 54, 459

- Georgelin Y.M., Boulesteix J., Georgelin Y.P., Laval A., Marcelin M., 1987, A & A 174, 257
- Georgelin Y.M., Boulesteix J., Georgelin Y.P., Le Coarer E., Marcelin M., 1988, A&A205, 95
- Grabelsky D.A., Cohen R.S., Bronfman L., Thaddeus P., 1987, ApJ 315,122
- Gunn J.E., Knapp G.R., Tremaine S.D., 1979, AJ 84,1181
- Haynes R.F., Caswell J.L., Simons L.W.J., 1978, 1979, Aust. J. Phys. Astrophys. Suppl. n° 45,1 and 48,1
- Hicks T.R., Reay N.K., Seaddan R.J., 1974, J. Phys. E. Sci. Inst. 7, 27
- Holmberg E.B., Lauberts A., Schuster H.E., West R.M., 1977, A & AS 27, 295
- Moffat A.F.J., 1974, A & A 34, 29
- Nyman L.A., Bronfman L., Thaddeus P., 1989, A & A 216,185
- Reifenstein E.C., Wilson T.L., Burke B.F., Mezger P.G., Altenhoff W.F., 1970, A&A4,357
- Robinson B.J., McCutcheon W.H., Manchester R.N., Whiteoak J.B., 1983, Workshop on Southern Galactic Surveys, Leiden
- Rodgers A.W., 1960, MNRAS 120,163
- Rodgers A.W., Campbell C.T., Whiteoak J.B., 1960, MNRAS 121,103
- Rosado M., Le Coarer E., Georgelin Y.P., 1992 (in preparation)
- Sanduleak N., 1975, Publ. Warner and Swasey Obs. Vol. 2 No 1
- Seidensticker K.J., Schmidt-Kaler Th., 1989, A & A 225, 192
- Solomon P.M., Rivolo A.R., 1989, ApJ 339, 919
- Van den Bergh S., Racine R., Van Agt S., Barnes T., Coutts C., Madore B., Skill A., 1973, ApJ 179, 863
- Weaver W.B., 1973, ApJ 184, 881
- Weaver W.B., 1974a, ApJ 189, 81
- Weaver W.B., 1974b, ApJ, 189, 263
- Wilson T.L., Mezger P.G., Gardner F.F., Milne D.K., 1970, A & A 6, 364

Les points essentiels sont:

- Atteindre la même résolution spectrale que les radiotélescopes avec la résolution spatiale de l'optique. Cette résolution spectrale est acquise au prix d'une grande rigueur d'observation et d'un contrôle en temps réel de qualité.
- Une meilleure résolution spatiale qu'en radio permet une meilleure identification des objets et de leurs structures.
- Les méthodes de sur-échantillonnage permettent de s'affranchir complètement des contributions du ciel nocturne et de séparer les composantes proches; on peut alors raffiner les études de positionnement spatial, le long de la ligne de vue, des différentes régions HII détectées.

Certains problèmes techniques n'ont pu être décrits dans les articles déjà publiés car ils ont un rapport trop lointain avec l'astrophysique. Ils m'ont toutefois demandé un investissement important qui justifie leur apparition dans ce mémoire

1.3 Commentaires Survey H α

- 1 L'origine des longueurs d'onde dans CIGALE.
- 2 La compression de données des images astronomiques.
- 3 Survey fiction.

1 L'ORIGINE DES LONGUEURS D'ONDE DANS CIGALE

1.1 Description du balayage de l'interféromètre Queensgate

On se donne un interféromètre piloté linéairement en épaisseur de la manière suivante:

- N canaux équidistants en épaisseur,
- le canal N recouvre le canal 0 (ou $N+1 = 1$),
- la différence d'épaisseur entre chaque canal est donc $\frac{\lambda/2}{N}$ puisque il faut franchir $\lambda/2$ pour passer d'un ordre d'interférence au suivant,
- l'épaisseur au canal $N/2$ est commune à tous les balayages pour les différentes longueurs d'ondes,
- la relation entre la longueur d'onde et la valeur de pilotage est linéaire et elle vaut $\Delta V_p = \frac{\lambda}{CS}$,
- ΔV_p est la quantité de pas élémentaires qu'il faut ajouter à une valeur de pilotage p pour que la figure d'interférence soit approximativement identique,
- les canaux sont numérotés 0,1,2,...,N-1,
- les valeurs de pilotage $\in [-2048, 2048 [$,
- la valeur 0 est la valeur commune à toutes les longueurs d'ondes pour le canal $N/2$ avec N pair,
- pour une longueur d'onde donnée λ les valeurs de pilotages seront donc:

$$-\frac{\lambda}{2CS}, -\frac{\lambda}{2CS} + \frac{\lambda}{NCS}, \dots, -\frac{\lambda}{NCS}, 0, \frac{\lambda}{NCS}, \dots, -\frac{\lambda}{2CS} + \frac{(N-1)\lambda}{NCS}.$$

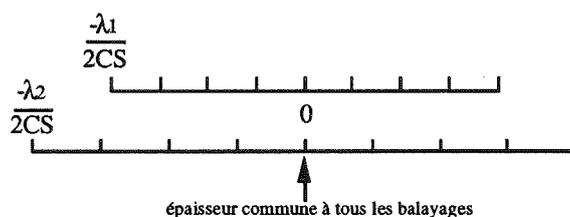


Fig. 1. Epaisseur commune à tous les balayages.

- et la relation $p_1\lambda_1 = p_2\lambda_2$ est valide uniquement à cette épaisseur.

1.2 La phase dans Cigale

Avertissement:

Il est dangereux de parler de deux notions aussi différentes que carte de phase et décalage de phase. La seule idée commune est celle de la congruence. Le décalage de phase concerne la phase de l'onde conque à $2k\pi$ près, nous emploierons ce terme pour caractériser les phénomènes qui se produisent au niveau de la réflexion dans les couches du Pérot-Fabry. La carte de phase concerne la grandeur

qui corrige l'origine en longueur d'onde des spectres, nous emploierons ce terme pour caractériser la façon dont on éclaire le Pérot-Fabry, incidence et longueur d'onde, information spatiale et spectrale de la source.

Pour un point x,y du champ, on mesure sur le spectre d'étalonnage la position du maximum exprimé en numéro de canal.

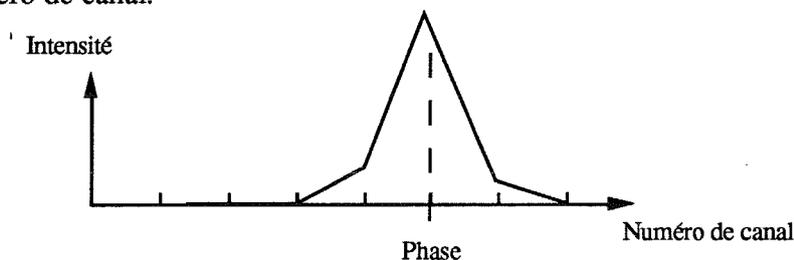


Fig. 2. Détermination de la longueur d'onde origine avec une raie d'étalonnage.

Cette valeur est une épaisseur notée φ et normalisée à 1.

La phase mesure l'épaisseur en unité d'interfrange qu'il faut ajouter à l'épaisseur de l'interféromètre au canal 0 pour amener ce point à l'ordre entier choisi.

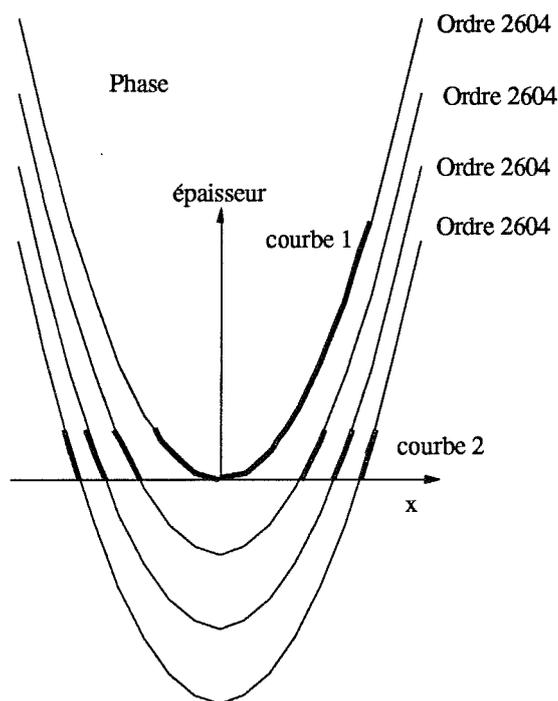


Fig. 3. Projection de la carte de Phase.

La phase est une surface parabolôïde dans un espace à quatre dimensions réelles et une dimension entière (x,y , longueur d'onde, épaisseur, ordre d'interférence). La courbe 1 de la figure 3 donne une projection sur x , épaisseur. La courbe 2 est le parabolôïde par morceaux intégrant les ordres voisins auquel on se ramène quand on ne balaye qu'un seul interfrange, c'est une bonne approximation quand l'ordre d'interférence est élevé.

□ L'épaisseur de l'étalon au canal N/2

On suppose connaître l'ordre p auquel la phase nous ramène,
on se place au centre du champ,

$$\text{au canal 0 on a donc} \quad (p - \varphi)\lambda = 2ne$$

$$\text{au canal N/2 on a} \quad (p - \varphi + 0.5)\lambda = 2ne_0$$

où e_0 est l'épaisseur commune à tous les balayages.

Pour une longueur d'onde différente on aurait

$$(p_1 - \varphi_1 + 0.5)\lambda_1 = (p_2 - \varphi_2 + 0.5)\lambda_2$$

on en déduit la phase φ_2 :

$$\varphi_2 = (p_1 - \varphi_1 + 0.5) \frac{\lambda_1}{\lambda_2} + p_2 - 0.5 \quad (1)$$

la phase φ_2 ainsi trouvée ne correspond pas à celle qui est mesurée en raison du décalage de phase à la réflexion dans des couches multi-diélectriques.

1.3 Influence du décalage de phase à la réflexion dans le Pérot-Fabry.

La réflexion d'une onde d'un milieu moins réfringent dans un milieu plus réfringent entraîne une avance de ψ

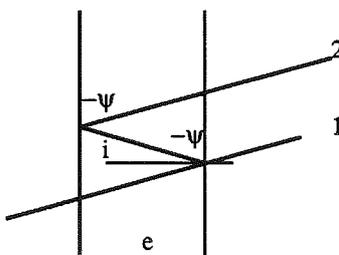


Fig. 4. Décalage de la phase dans le Pérot-Fabry.

L'étude du chemin optique de $\delta_2 - \delta_1$ donne donc

$$\delta = 2ne \cos i - \frac{2\psi\lambda}{2\pi}$$

ce qui diminuerait l'épaisseur du Pérot-Fabry.

L'étude de Dufour (1952) montre plutôt une augmentation de l'épaisseur du Pérot-Fabry comptée à partir de celle mesurée entre les surfaces du traitement.

$$\delta = 2ne \cos i + \frac{2\psi\lambda}{2\pi}$$

de (1) on a donc la relation:

$$(p_1 - \varphi_1 + 0.5 - \frac{2\psi_1}{2\pi}) \lambda_1 = (p_2 - \varphi_2 + 0.5 - \frac{2\psi_2}{2\pi}) \lambda_2$$

d'où

$$\varphi_2 = p_2 + 0.5 - \frac{2\psi_2}{2\pi} - (p_1 - \varphi_1 + 0.5 - \frac{2\psi_1}{2\pi}) \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \quad (2)$$

La mauvaise connaissance de l'ordre d'interférence amène à faire des suppositions sur sa valeur. Les valeurs de la phase obtenues théoriquement permettent de faire la correction et de trouver l'ordre qui correspond le mieux aux valeurs mesurées par l'expérience de laboratoire.

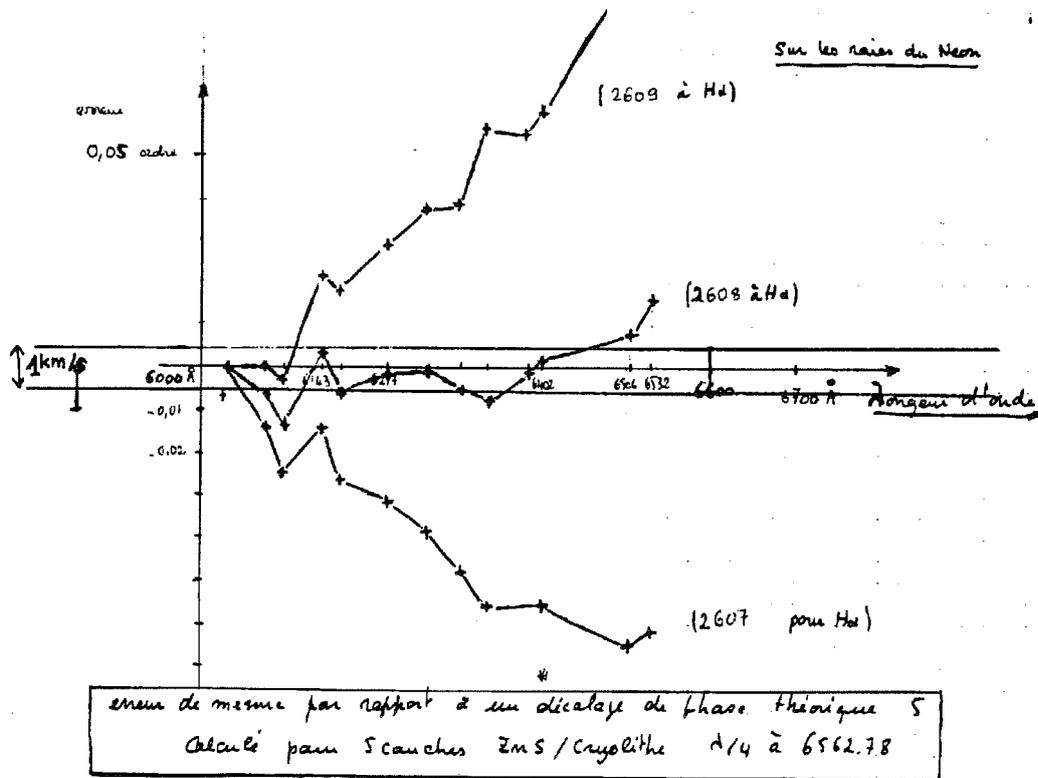


Fig 5. Etude du décalage de phase pour l'interféromètre OM 2606.

2 LA COMPRESSION DE DONNEES DES IMAGES ASTRONOMIQUES

La quantité importante de données du survey H α devait vite saturer les moyens de stockage aussi bien au moment de l'acquisition qu'au moment du traitement. Il existe maintenant des programmes de compression disponibles dans toutes les machines, mais ils n'ont qu'une efficacité limitée par leur généralité. Les données astronomiques ont quelques caractéristiques dont il faut tenir compte.

Aucun astronome ne supporte l'idée de perdre de l'information - ne fût-ce qu'un bit d'une image si chèrement acquise - il faut donc conserver toute l'information dans ce processus de compression d'image. Pourtant il existe des algorithmes destructifs très efficaces (TCD) mais comme ils reposent sur une transformée de type Fourier coupant les hautes fréquences, on risque un grave biais à la restauration.

Une image astronomique est bruitée, et ce bruit apparaît comme une haute fréquence spatiale qui est très difficilement compressible. Un algorithme optimum serait de ne pas compresser ce bruit (bits de poids faible) et de n'agir que sur les bits de poids fort. Cette technique vient d'être appliquée à l'archivage des images du CFHT sur mon conseil.

J'ai choisi de coder simplement la différence successive des pixels ce qui a pour effet de doubler le bruit (entropie) de l'image. Le résultat est quand même deux fois meilleur et plus rapide que les algorithmes institutionnels comme Lempel Ziv ou Huffman. Ces nombres restent petits et peuvent être codés sur un nombre plus faible de bits que les 16 ordinairement utilisés. Un mot de 32 bits peut donc contenir un nombre variable de données les premiers bits du mot servant à reconnaître la composition par un code arborescent.

Code binaire	Composition du reste des bits du mot
000001	13 \times 2 bits
00001	9 \times 3 bits
0001	7 \times 4 bits
01	6 \times 5 bits
10	5 \times 6 bits
0010	4 \times 7 bits
11	3 \times 10 bits
0011	2 \times 14 bits
0000001	1 \times 25 bits
0000000	1 \times 25 bits comptant le nombre successifs de valeurs identiques

Exemple: 7 valeurs signées de 4 bits:

0001 1111 0000 1000 0111 0100 1010 1111	32 bits
4bits compositions -1 0 -8 7 4 -6 15	

Source en C du compactage:

```

#define LMAX 1000
#define NCMAX 1000
pack(id,table,nv)
int id,nv;
int table[];
{
/*
* initialisation un peu longue a expliquer
*/
    int it[NCMAX+2];
    int buf[LMAX];
    static int jt[] = {
        NCMAX-1,12, 8, 6, 5, 4, 3, 2, 1 ,0};
    static int kt[] = {
        0, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 10, 14 ,25};
    static int lt[] = {
        0x00000000
        ,0x04000000,0x08000000,0x10000000
        ,0x40000000,0x80000000,0x20000000
        ,0xc0000000,0x30000000,0x02000000  };
    static int ma[] = {
        1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 512, 8192, 16777216};
    static int mi[] = {
        0,-2,-4,-8,-16,-32,-64,-512,-8192,-16777216};
    static int mt[] = {
        33554431, 3, 7,15, 31, 63,127,1023,16383, 33554431};
    int index =0,nb=0,kv;
    int ind=0,indb=0;
    int i=0,j=0,k=0,l=0,m=0;
    it[0]=table[0];
    for(;;){
        for(:(i<=jt[index])&&(m<nv);){
            if((it[i]>=ma[index])||(it[i]<mi[index])){
                if(i<=jt[1]){
                    index++;
                } else break;
            }
            else{
                it[+i]= -table[m++];
                it[i]+=table[m];
            }
        }
        kv=0;
        if(index>0){
            for(j=jt[index];j>0;j--){
                kv/=(it[j]&mt[index]);
                kv=kv<<kt[index];
            }
            kv/=(it[0]&mt[index]);
            l=jt[index]+1;
        }
        else
        {
            kv=i;
            l=i;
        }
        kv=lt[index];
        buf[indb]=kv;
        indb++;
        if(indb==LMAX){
            write(id,buf,4*LMAX);
            indb=0;
        }
        etipri(kv);
/*
*/
        nb++;
        k=0;
        index=0;
        for(j=l;j<i;j++){
            it[k]=it[j];
            while((it[j]>=ma[index])||(it[j]<mi[index]))index++;
            k++;
        }
        it[k]=it[j];

```

```

        i=k;
        if(m>=nv)break;
    }
    write(id,buf,4*(--indb));
    printf("compression terminee en %d octets\n",nb*4);
    printf("il aurait fallu %d octets\n",nv*2);
    printf("ce qui represente %f %%\n",(float)(nb*200)/(float)nv);
}

```

Source en C du décompactage

```

#define IDIM 2048
unpack(id, it, nv)
int id, nv;
int it[];
{
    int fl[IDIM];
    int kl, i, l, m;
    static int jt[] = {
        13, 9, 7, 6, 5, 4, 3, 2, 1
    };
    static int kt[] = {
        2, 3, 4, 5, 6, 7, 10, 14, 25
    };
    static int la[] = {
        0xfc000000, 0xf8000000, 0xf0000000
        , 0xc0000000, 0xc0000000, 0xf0000000
        , 0xc0000000, 0xf0000000, 0xfe000000
    };
    static int lt[] = {
        0x04000000, 0x08000000, 0x10000000
        , 0x40000000, 0x80000000, 0x20000000
        , 0xc0000000, 0x30000000, 0x02000000
    };
    static int ma[] = {
        3, 7, 15, 31, 63, 127, 1023, 16383, 33554431
    };
    static int mi[] = {
        1, 3, 7, 15, 31, 63, 511, 8191, 16777216
    };
    static int mt[] = {
        4, 8, 16, 32, 64, 128, 1024, 16384, 33554432
    };
    int ind = 0;
    int ipr = 0;
    int index = 0;
    int ret = -1;
    int ibid;
    for (ibid=0;ind<nv ;ibid++ ){
        ret=read(id,fl,IDIM)/4;
        if(ret==0){
            fl[0]=nv-ind;
            ret=1;
            ipr=0;
        }
        for(index=0;index<ret;){
            kl =fl[index];
            for (i = 0; i < 9; i++) {
                if ((kl & la[i]) == lt[i]) {
                    for (l = 0; l < jt[i]; l++) {
                        m = kl & ma[i];
                        kl = kl >> kt[i];
                        if (m <= mi[i])
                            ipr += m;
                        else
                            ipr += m - mt[i];
                    }
                    it[ind] = ipr;
                    ind++;
                }
                goto suite;
            }
            for (l = 0; l < (kl & 0x01ffffff); l++) {
                it[ind] = ipr;
                ind++;
            }
        }
        suite:
        index++;
    }
}

```

3 SURVEY FICTION.

□ Sur les sources étendues monochromatiques on peut donc avec un petit télescope optique spécialisé faire de la morphologie et de la cinématique du gaz ionisé de manière compétitive, et complémentaire des moyens radio. C'est le *Survey H α* .

□ Mais il faudrait aller plus loin que la morphologie et la cinématique. L'étude des raies optiques permet d'étudier la physique de cette matière interstellaire. C'est également possible avec un petit télescope et avec des moyens de spectroscopie de champ. Avec un Pythéas (chap 3) on aurait accès à la densité électronique, la température électronique, les abondances. Ce programme Pythéas serait également compétitif et complémentaire des études radio.

□ L'étude du contenu stellaire est primordiale, et ces données ne sont pas accessibles aux radiotélescopes. Le télescope de 36 cm serait trop juste mais avec un télescope de 1^m50 on atteindrait des 12^{ème} magnitudes avec des montages Pythéas et Morgane (chap 3) et avec des interféro-prismes-objectifs à plus basse résolution spectrale on atteindrait même des étoiles de 16^{ème} magnitude. Ainsi les étoiles excitatrices et les étoiles d'amas de notre Galaxie, les étoiles des nuages de Magellan pourraient être étudiés. On pourrait ainsi avec des télescopes moyens utilisés à plein temps faire des *surveys de champs stellaires* et des études physiques du gaz ionisé. Enfin dans des amas ouverts le montage optique *Morgane sans fentes*, interféro-prisme-objectif, permettrait un *survey-détection* d'objets particuliers.

□ Enfin le montage BPM + Pérot-Fabry (chap. 3) sur un petit télescope permettrait la photométrie de champ simultanée dans des bandes passantes réglables et à haute résolution spectrale.

□ Dans un seul instrument avec la même mécanique, le même détecteur, les mêmes caméra et collimateur, et les mêmes fonctions on pourrait travailler en mode grand champ (Cigale), petit champ (Tigre), multi-objets (Puma) et avec un interféromètre de Pérot-Fabry additionnel on doperait Tigre en Pythéas et Puma en Morgane (Chap 3). Il suffirait d'avoir un collimateur bifocal télécentrique qui conserve la position de la pupille (Baranne 1992).

□ Le Pérot-Fabry est compatible avec les spectrographes de champ comme avec les spectrographes multi-objets. On peut atteindre la haute résolution spectrale dans un grand domaine spectral. Les instruments à base de Pérot-Fabry sont extrêmement compact. On peut obtenir sur un petit télescope ou en vol ballon les performances des grands spectrographes coudé.

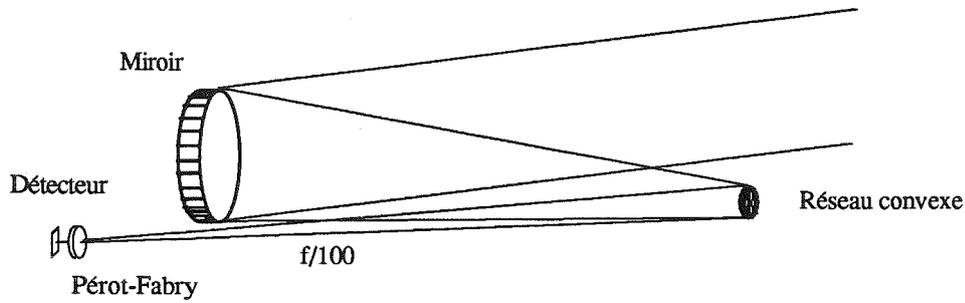


Fig. 6. Dans l'UV, on peut avoir un interféro-prisme objectif avec uniquement deux réflexions.

1.4. Références Survey H α

- Amram P., Boulesteix J., Georgelin Y.M., Georgelin Y.P., Laval A., Le Coarer E.,
 Marcelin M., Rosado M., 1991, *The Messenger* 64,44 f
- Alvarez H., May J., Bronfman L., 1990, *ApJ* 348, 495
- Balick B., Boeshaar G.O., Gull T.R., 1980, *ApJ* 242,584
- Boulesteix J., Georgelin Y.P., Marcelin M., Monnet G., 1984, *Instrumentation in
 Astronomy V*, eds. A. Boksenberg, D.L. Crawford, *Proc. SPIE* 445, p. 37
- Burton W.B., Gordon M.A., 1978, *A & A* 63, 7
- Bronfman L., Alvarez H., Cohen R.S., Thaddeus P., 1989, *ApJS* 71, 481
- Bronfman L., Cohen R.S., Alvarez H., May J., Thaddeus P., 1988, *ApJ* 324, 248
- Caplan J., Deharveng L., 1985, *A & AS* 62, 63
- Caswell J.L., Haynes R.F., 1987, *A & A* 171, 261
- Cohen R.S., Cong H., Dame T.M., Thaddeus P., 1980, *ApJ* 239, L53
- Cohen R.S., Grabelsky D.A., Bronfman L., May J., Thaddeus P., 1985, *ApJ* 290, L15
- Dame T.M., Elmegreen B.G., Cohen R.S., Thaddeus P., 1986, *ApJ* 305, 892
- Davies R.D., Elliott K.H., Meaburn J., 1976, *MNRAS* 81, 89
- Downes D., Wilson T.L., Bieging J., Wink J., 1980, *A & A* 40, 379
- Dufour C., 1952, *Revue d'Optique*, 31, 1
- Franco G.A.P., 1989, *A & A* 215, 119
- Georgelin Y.M., Georgelin Y.P., 1976, *A & A* 49, 57
- Georgelin Y.M., Georgelin Y.P., Laval A., Monnet G., Rosado M., 1983, *A & AS*
 54, 459
- Georgelin Y.M., Boulesteix J., Georgelin Y.P., Laval A., Marcelin M., 1987, *A & A*
 174, 257
- Georgelin Y.M., Boulesteix J., Georgelin Y.P., Le Coarer E., Marcelin M., 1988,
*A&A*205, 95
- Grabelsky D.A., Cohen R.S., Bronfman L., Thaddeus P., 198?, *ApJ* 315,122
- Gunn J.E., Knapp G.R., Tremaine S.D., 1979, *AJ* 84,1181
- Haynes R.F., Caswell J.L., Simons L.W.J., 1978, 1979, *Aust. J. Phys. Astrophys.*
 Suppl. n° 45,1 and 48,1
- Henize K.G., 1956, *ApJS* 2, 315
- Hicks T.R., Reay N.K., Seaddan R.J., 1974, *J. Phys. E. Sci. Inst.* 7, 27
- Holmberg E.B., Lauberts A., Schuster H.E., West R.M., 1977, *A & AS* 27, 295
- Melnick J., 1989, *The Messenger*, 57, 4
- Moffat A.F.J., 1974, *A & A* 34, 29
- Nyman L.A., Bronfman L., Thaddeus P., 1989, *A & A* 216,185

- Reifenstein E.C., Wilson T.L., Burke B.F., Mezger P.G., Altenhoff W.F., 1970, A&A4,357
- Robinson B.J., McCutcheon W.H., Manchester R.N., Whiteoak J.B., 1983, Workshop on Southern Galactic Surveys, Leiden
- Rodgers A.W., 1960, MNRAS 120,163
- Rodgers A.W., Campbell C.T., Whiteoak J.B., 1960, MNRAS 121,103
- Rosado M., Le Coarer E., Georgelin Y.P., 1992 (in preparation)
- Sanduleak N., 1975, Publ. Warner and Swasey Obs. Vol. 2 No 1
- Seidensticker K.J., Schmidt-Kaler Th., 1989, A & A 225, 192
- Solomon P.M., Rivolo A.R., 1989, ApJ 339, 919
- Van den Bergh S., Racine R., Van Agt S., Barnes T., Coutts C., Madore B., Skill A., 1973, ApJ 179, 863
- Weaver W.B., 1973, ApJ 184, 881
- Weaver W.B., 1974a, ApJ 189, 81
- Weaver W.B., 1974b, ApJ, 189, 263
- Wilson T.L., Mezger P.G., Gardner F.F., Milne D.K., 1970, A & A 6, 364

Le Petit Nuage de Magellan

Au cours de deux missions de quinze nuits avec le télescope du Survey H α à La Silla, avec Margarita Rosado et Yvon Georgelin, nous avons observé quarante champs avec une durée moyenne d'exposition de deux heures. Vingt d'entre eux, pris dans des conditions semblables, servent à constituer une mosaïque couvrant l'essentiel du PNM. Les autres champs ont été pris soit avec un Pérot-Fabry plus résolvant ($p=2600$), soit avec d'autres filtres interférentiels sélectionnant les raies spectrales [NII], [SII], [OIII], ils serviront à des études plus détaillées, notamment de restes de supernovæ. Dans un premier point, nous verrons le contexte général dans lequel se situent ces observations et ce qu'elles sont en mesure d'apporter. Dans les points suivants, nous présenterons les premiers résultats sous forme d'un catalogue, puis enfin quelques points de détail montrant comment nous avons pu extraire l'information.

2.1. Le Petit Nuage de Magellan

2.2. Catalogue préliminaire des régions HII

2.3. Commentaires S.M.C.

2.4. Références S.M.C.

THE POLITICAL ECONOMY OF THE 1990S

The 1990s were a decade of dramatic change in the political economy of the United States. The decade began with a recession, followed by a period of rapid economic growth. The political landscape was dominated by the Republican Party, which won the White House in 1980 and 1984. However, the Democratic Party won the White House in 1992, marking a significant shift in the political balance of power. The 1990s were also a period of significant social and cultural change, with the rise of the AIDS crisis, the end of apartheid in South Africa, and the end of the Cold War. The decade was characterized by a focus on economic reform, social justice, and environmental protection. The political economy of the 1990s was shaped by a combination of factors, including the recession, the rise of the Democratic Party, and the end of the Cold War. The decade was a period of significant change and progress, and it laid the foundation for the economic and social developments of the 2000s.

THE POLITICAL ECONOMY OF THE 1990S

THE POLITICAL ECONOMY OF THE 1990S

THE POLITICAL ECONOMY OF THE 1990S

THE POLITICAL ECONOMY OF THE 1990S

2.1 Le Petit Nuage de Magellan

1. INTRODUCTION

Le Petit Nuage de Magellan (PNM) est, avec le Grand Nuage de Magellan, une des deux galaxies irrégulières satellites de notre Galaxie. Il est situé à 62 kpc. Ses grandes dimensions angulaires (environ 3° de diamètre) en permettent une étude détaillée.

La structure du PNM est complexe et irrégulière, et a fait l'objet de nombreuses études récentes. Le PNM a été et est encore vraisemblablement perturbé par son interaction gravitationnelle avec le Grand Nuage et peut-être avec la Galaxie. Lors d'une rencontre proche avec le Grand Nuage, il a probablement été déchiré en deux morceaux, ou peut-être davantage (Murai et Fujimoto, 1980; Freeman, 1984). Sur la base des observations de l'hydrogène neutre interstellaire en raie 21 cm, Mathewson et Ford (1984) ont suggéré que le PNM se compose de deux entités s'éloignant l'une de l'autre avec une vitesse relative de 40 km/s: le "SMC remnant" à l'avant et le "mini-SMC" à l'arrière. Chacune de ces composantes serait en rotation sur elle-même, ce qui se traduit par un gradient de vitesses avec la position le long du corps principal du PNM ou "barre". Cette description est controversée. Le travail le plus récent sur ce sujet est celui de Martin et al. (1989). Ces auteurs réanalysent les observations en raie 21 cm et y ajoutent l'analyse de vitesses radiales précises de 224 étoiles jeunes et 30 régions HII dans la partie centrale du PNM; ils interprètent la structure du PNM comme formée de 4 composantes: deux composantes principales à des vitesses radiales par rapport au centre de la Galaxie, V_{GSR} , d'environ -28 et +9 km/s, et deux composantes secondaires respectivement à V_{GSR} de -45 et +30 km/s (on a approximativement $V_{GSR} = V_{héliocentrique} - 160$ km/s). La composante principale à -28 km/s, désignée comme composante L (low velocity), est située devant la composante principale à +9 km/s, désignée H (high velocity), comme le montre l'étude des raies d'absorption interstellaire devant les étoiles appartenant à l'une ou l'autre de ces composantes. La distance entre ces composantes ne paraît pas dépasser 10 kpc dans les parties centrales du PNM. La localisation des composantes mineures à -45 km/s (VL) et à +30 km/s (VH) est plus incertaine, encore que les composantes VH et H puissent être connectées. Martin et al. (1989) estiment qu'aucune de ces composantes n'est en rotation. C'est parce qu'ils considèrent H et VH d'une part, et L et VL d'autre part comme formant une seule composante que Mathewson et Ford (1984) pensent voir un gradient de vitesse, donc une rotation. Le problème de la connection éventuelle entre les composantes du PNM est donc critique.

Le PNM forme actuellement des étoiles à un taux élevé. Si le taux de formation d'étoiles par unité de masse de gaz est environ 1/3 du taux au voisinage du Soleil, le taux par unité de surface (par kpc²) dans les régions centrales est environ 10 fois plus grand (Rubio et al. 1992a). Il n'est donc pas surprenant que le PNM contienne de très nombreuses régions HII ionisées par les étoiles jeunes, massives et chaudes, et aussi un nombre important de restes de supernovae résultant de l'explosion d'étoiles massives. Un catalogue de régions HII a été établi par Davies et al. (1976). Le PNM contient

aussi des nuages moléculaires détectées dans les raies de la molécule CO à 2,6 et 1,3 mm; leur distribution à grande échelle a été étudiée par Rubio et al. (1991) et une cartographie détaillée faite dans la région Sud-Ouest du PNM par Rubio et al (1992 a,b). Comme les étoiles se forment au sein des nuages moléculaires, on peut s'attendre à une corrélation entre les régions HII et les nuages moléculaires; effectivement un certain nombre de ces nuages sont associés à des régions HII, encore que la correspondance ne soit pas biunivoque. Par contre, l'association entre régions HII et gaz atomique (de loin l'essentiel du gaz dans le PNM) n'a pas jusqu'ici été étudiée de façon satisfaisante, faute de données sur la vitesse radiale des régions HII. L'étude de Martin et al. (1989) est de ce point de vue embryonnaire.

2. L'APPORT DES OBSERVATIONS EN H α AVEC CIGALE

Nos observations présentent par rapport à ce qui a été fait auparavant, et en particulier par rapport au travail de Davies et al. (1976), trois avantages décisifs:

1) Elles fournissent la vitesse radiale des régions observées: notre catalogue (cf § 2.2) contient les vitesses radiales (et aussi un ordre de grandeur de la dispersion de vitesse) pour 166 régions HII de Davies et al. (1976) dans les régions centrales du PNM, contre 30 connues auparavant (Maurice et al. 1989). Ce catalogue n'est que préliminaire, et le nombre de régions HII avec vitesses radiales pourra être beaucoup augmenté, bien au delà même de l'échantillon de Davies et al. (1976). Par ailleurs nos observations fournissent aussi la cinématique des restes de supernovae, qui feront l'objet d'une étude ultérieure.

2) Elles sont considérablement plus sensibles. Elles permettent pour la première fois de détecter le gaz ionisé diffus qui n'a pas été vu clairement par Davies et al. (1976) malgré des poses de plusieurs heures. Ceci tient évidemment à l'utilisation d'un récepteur plus sensible que la plaque photographique, mais aussi à une meilleure élimination du fond de ciel (cf § 2.3.1). Le gaz diffus n'a été observé que dans peu de galaxies, et rarement avec une sensibilité aussi bonne: voir par exemple pour M 33 Courtès et al. (1987), pour M 31 Walterbos (1992), et aussi en général Hunter et Gallagher (1990). En fait, nous observons de l'émission H α diffuse qui n'est pas du tout connectée à des régions HII classiques brillantes, contrairement à ce qui est vu quand la sensibilité est moins bonne (Hunter et Gallagher, 1990). Il est possible de mesurer avec une bonne précision la vitesse radiale de ce gaz, en dégradant la résolution pour augmenter le rapport signal/bruit.

3) Elles sont calibrées photométriquement, grâce à l'observation dans nos champs de quelques régions HII où le flux dans la raie H α a été déterminé photoélectriquement. Il existe également des mesures du flux H α de 107 régions HII par Kennicutt et Hodge (1986). Ces mesures sont photographiques; nos observations doivent permettre d'obtenir une précision photométrique bien meilleure et

d'augmenter le nombre de régions mesurées. Elles permettent aussi de mesurer la brillance en $H\alpha$ de la composante ionisée diffuse donc sa mesure d'émission $EM = \int n_e^2 dl$, n_e étant la densité électronique et dl l'élément de longueur le long de la ligne de visée. Aucune mesure de ce genre n'existait auparavant. L'estimation de Kennicutt et Hodge (1986) selon laquelle le milieu diffus contribue pour 15% à l'émission totale du PNM en raie $H\alpha$ est très incertaine, comme le reconnaissent d'ailleurs ces auteurs. Enfin l'intégration sur la surface de la galaxie de l'émission $H\alpha$ permettra de mesurer indirectement le taux intégré de formation d'étoiles dans le PNM: seule une ancienne mesure photométrique existe (Schmidt, 1972).

Nous allons maintenant tirer quelques conclusions provisoires de nos observations, en attendant une étude plus détaillée qui demandera un effort assez considérable.

3. QUELQUES CONCLUSIONS:

3.1. Sur la structure du PNM.

La figure 1 représente une carte de l'émission intégrée du PNM en $H\alpha$. On peut y reconnaître *toutes* les régions HII du catalogue de Davies et al. (1976) dans la partie commune, ainsi que la plupart des restes de supernovae connus par leur émission dans le continu radio ou en rayons X. On voit en plus dans la figure 2 une émission diffuse et faible qui s'étend sur presque tout le champ étudié. Cette émission montre notamment des bulles faibles, mais pas l'équivalent des structures linéaires radiales ("worms", ou vers) visibles dans NGC 891, une galaxie spirale vue par la tranche (Dettmar, 1990; Rand et al. 1990; Keppel et al. 1991). Le PNM ne contient pas l'équivalent de la région HII hypergéante 30 Dor dans le Grand Nuage, qui est entourée de structures filamenteuses très étendues en $H\alpha$, que nous avons étudiée par ailleurs avec CIGALE. Mais on observe autour des régions HII les plus intenses au Nord du PNM un "halo" d'émission $H\alpha$ qui possède une structure complexe, comme celle des régions entourant 30 Dor mais en moins tourmenté et moins étendu; il s'agit visiblement de gaz expulsé par les vents stellaires et les explosions de supernovae résultant de la formation stellaire récente. L'étude cinématique détaillée de ce gaz permettra d'approfondir ces idées. Par contre on n'observe pas l'équivalent des grandes structures en bulle qui sont vues fréquemment en HI ou en $H\alpha$ dans le Grand Nuage, comme celle qui entoure la Constellation Shapley III ou LMC2 près de 30 Dor (Caulet et al. 1982). Ces structures sont dues à l'effet collectif d'un très grand nombre d'étoiles (cf. par exemple Bruhweiler et al. 1980); or il ne semble pas qu'il existe dans le PNM des associations aussi riches que dans le Grand Nuage, où elles comportent des centaines, voire des milliers d'étoiles massives.



Fig. 1. Mosaïque du Petit Nuage de Magellan en $H\alpha$. Le flux utilisé est la largeur équivalente de la raie indépendamment de sa vitesse, ce n'est pas une fenêtre de longueur d'onde comme avec un filtre.

Cette image ne montre que le gaz.



Fig. 2. La même mosaïque du Petit Nuage de Magellan mais avec un seuil de visualisation plus bas.

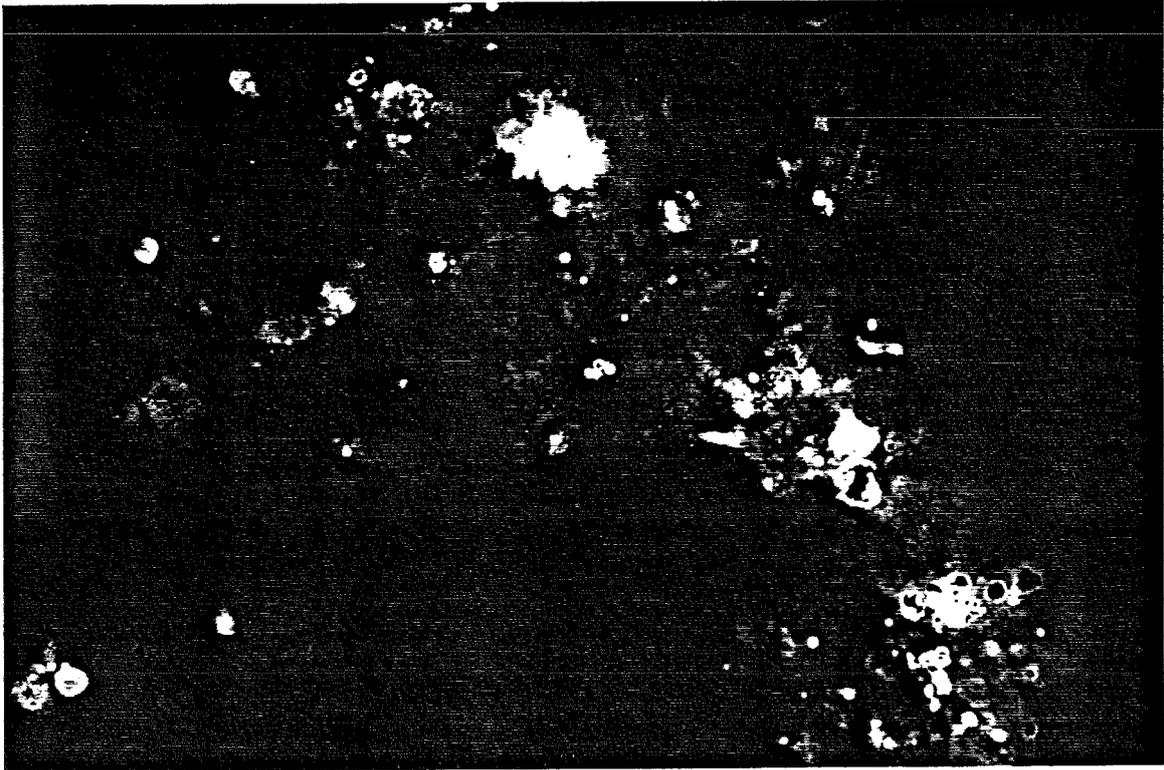


Fig. 3. Image composite du SMC les régions apparaissent avec une couleur correspondant à leurs vitesses. Bleu foncé=110 km/s, bleu clair 140, vert 160, jaune 180, rouge 200, blanc 210.

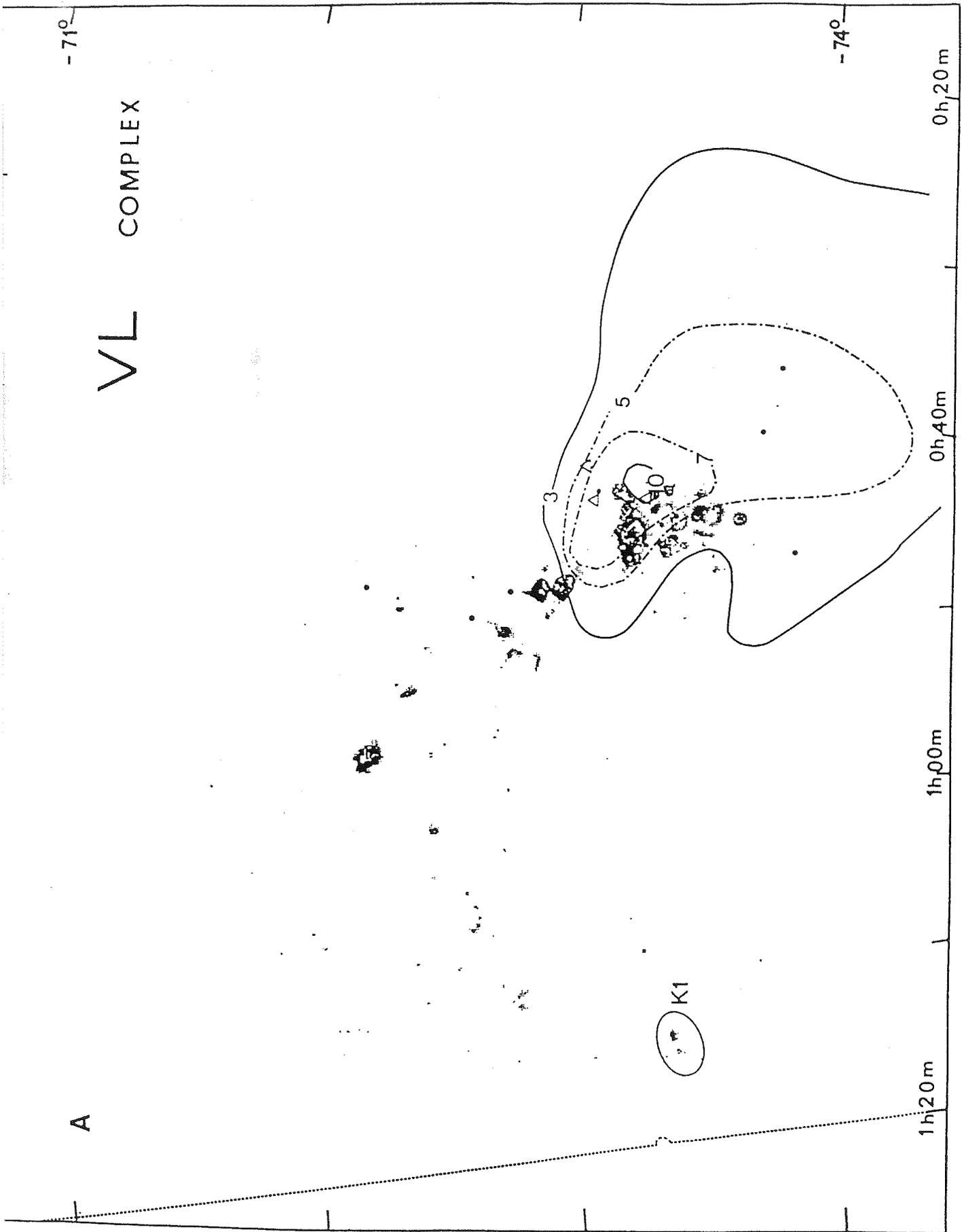


Fig. 4. Aspect de notre mosaïque du Petit Nuage à la vitesse VL superposé aux isophotes 21cm et aux étoiles (Martin et al.)

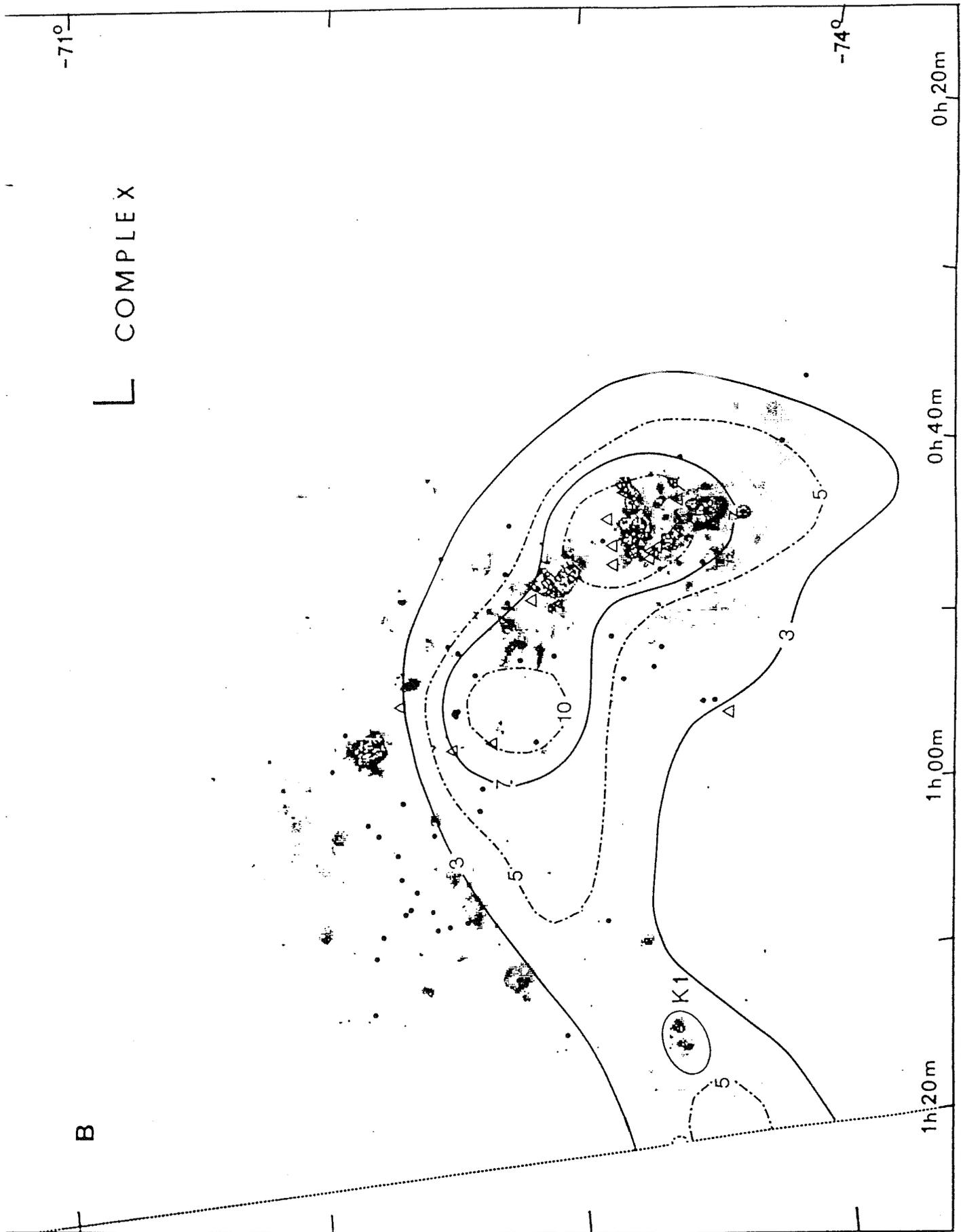


Fig. 5. Aspect de notre mosaïque du Petit Nuage à la vitesse L superposé aux isophotes 21cm et aux étoiles (Martin et al.)

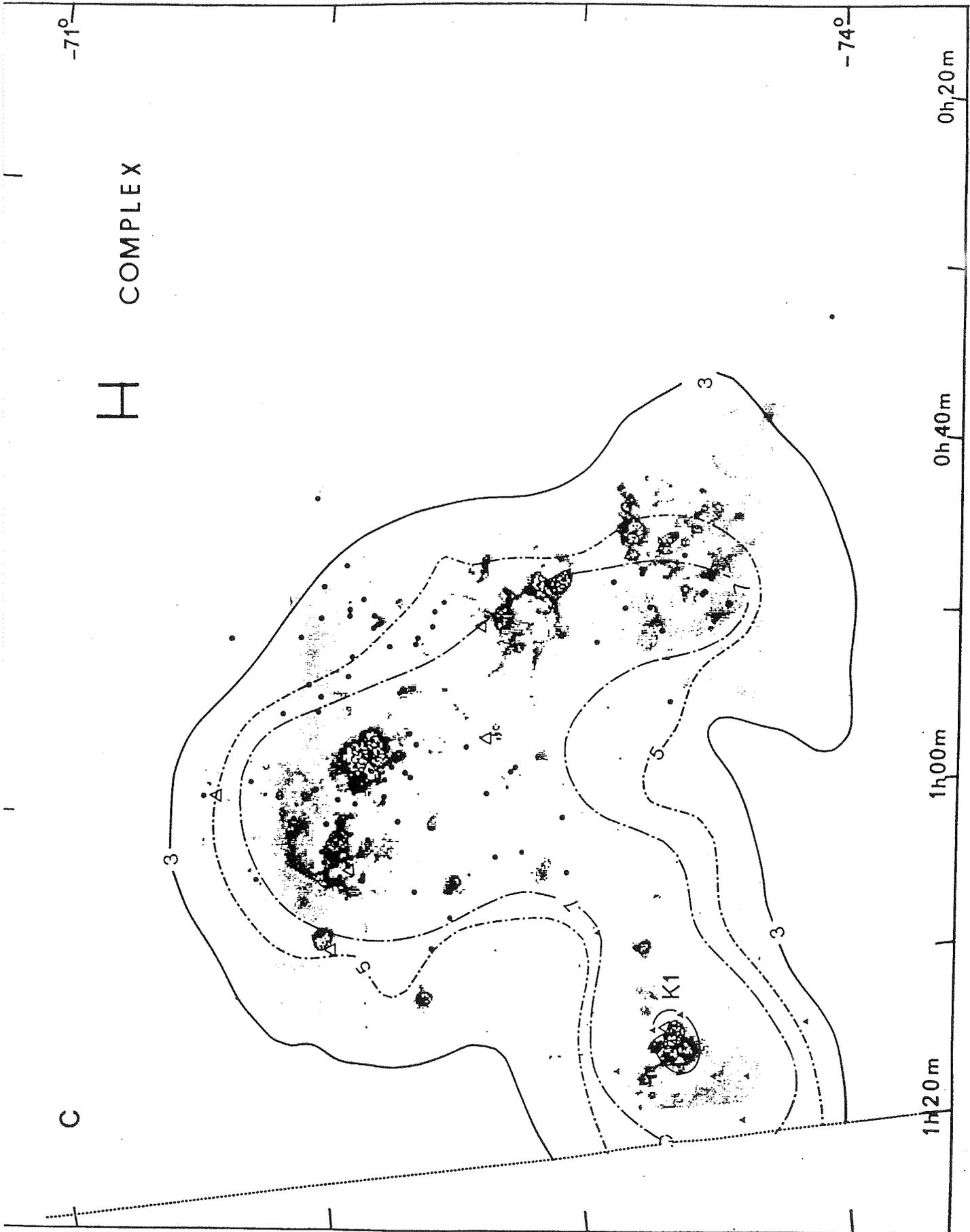


Fig. 6. Aspect de notre mosaïque du Petit Nuage à la vitesse H superposé aux isophotes 21cm et aux étoiles (Martin et al.)

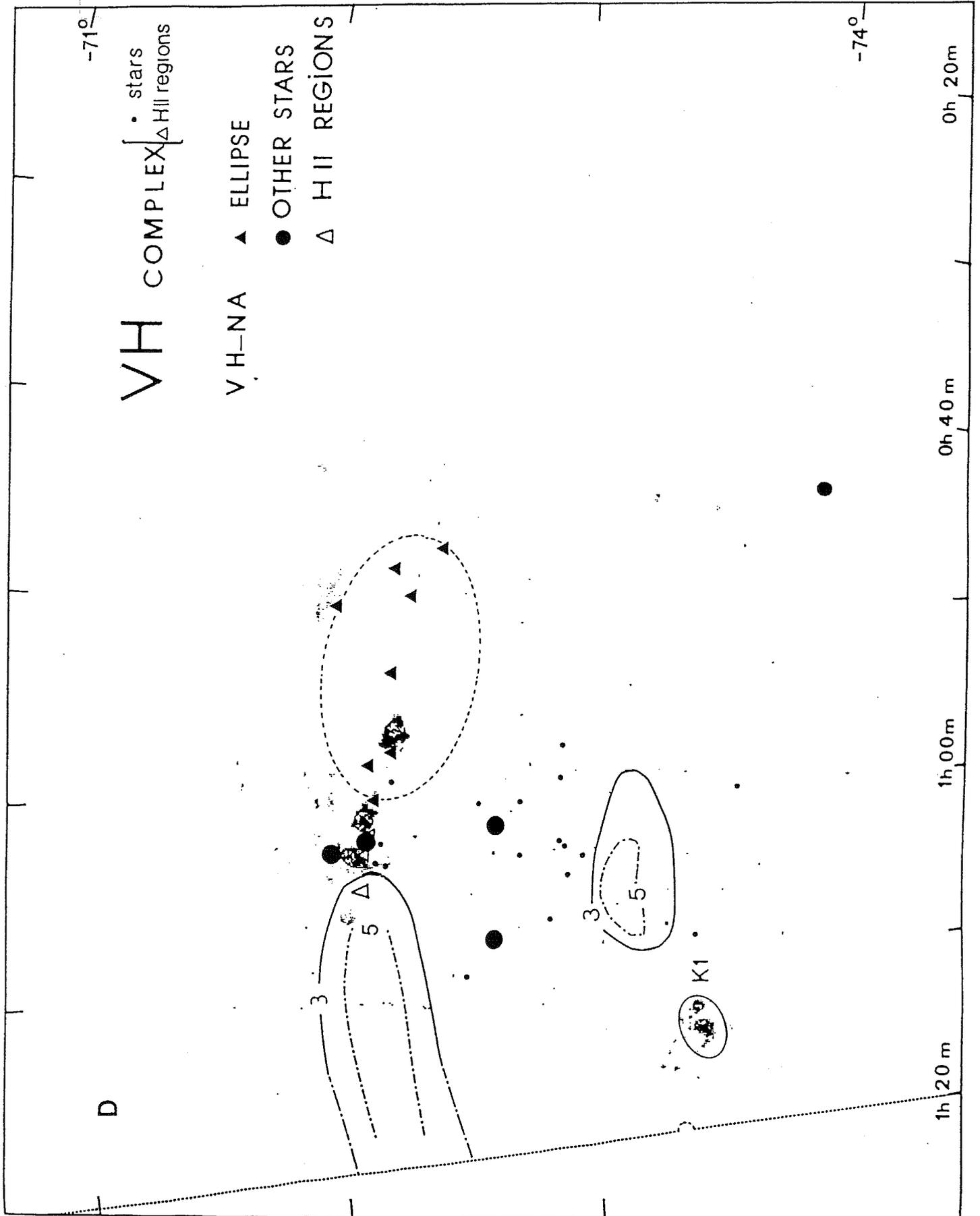


Fig. 7. Aspect de notre mosaïque du Petit Nuage à la vitesse VH superposé aux isophotes 21cm et aux étoiles (Martin et al.)

La figure 3 représente une carte en vitesses radiales de l'émission $H\alpha$ du PNM, où les vitesses sont représentées par un code de couleurs. En gros, on a la correspondance suivante entre les couleurs et les composantes décrites par Martin et al. (1989):

bleu = VL
 vert = L
 jaune = H
 rouge = VH

Une comparaison avec les cartes en raie 21 cm de ces différentes composantes données par Martin et al. (1989) et reproduites ici figure 4,5,6,7 montre une bonne correspondance qualitative entre l'émission $H\alpha$ et 21cm. Cependant on remarque que les mesures en $H\alpha$ montrent ces composantes sur une plus grande étendue spatiale. Le cas le plus frappant est celui de la composante VH (rouge) qui couvre notamment la plus grande partie de la région Sud du PNM, entre la région K1 au Sud-Est et le Sud-Ouest de la "barre", alors que la carte de cette composante par Martin et al (1986) ne montre pas cette composante dans cette région. Ce n'est pas dû à un problème de sensibilité, mais surtout au fait que pour éviter des problèmes de confusion entre les composantes à 21cm Martin et al. se sont bornés à les représenter au dessus d'un certain seuil de densité de colonne de l'hydrogène atomique (HI). La question la plus intéressante qu'on peut tenter de résoudre par une comparaison plus quantitative des observations $H\alpha$ et HI est de savoir si le taux de formation d'étoiles par unité de surface, mesuré par la brillance $H\alpha$, est proportionnel à la densité de colonne de HI $N(HI) = \int n(HI) dl$ mesurée par la brillance dans la raie à 21 cm ($n(HI)$ est la densité de l'hydrogène atomique et dl l'élément de longueur sur la ligne de visée). Les observations existantes apportent une réponse très partielle à cette question, qui concerne la région Sud-Ouest: bien que du gaz atomique soit présent avec des densités de colonne peu différentes dans les composantes L et H de cette région, les quelques régions HII dont la vitesse avait été mesurée appartiennent toutes à la composante L (Martin et al. 1989). De même, la molécule CO qui indique les endroits où les étoiles vont se former, se forment ou se sont formées il y a peu de temps, n'est observée que dans la composante L. Il semble bien que dans cette région la formation d'étoiles, qui est particulièrement active, n'a lieu que dans la composante L. Cependant, vu le manque d'observations existantes il était impossible d'atteindre des conclusions aussi nettes dans le reste du PNM.

Nos observations permettent d'y parvenir. A titre d'exemple nous donnons fig. 8 une coupe vitesse-position le long de la "barre"; cette coupe est à comparer avec la figure 2(coupe I) de Martin et al. (1989) que nous reproduisons fig. 9. On constate que dans la région au Sud-Ouest il n'y a guère d'émission que dans la composante L, à l'exception de la région HII DEM 10 à $\alpha = 0^h42^m$, $\delta = -73^\circ40'$ qui appartient clairement à la composante H; et pourtant, nous l'avons dit, il y a beaucoup de gaz atomique dans cette composante dans cette région. Aucune émission ne correspond à la composante VL, bien qu'elle soit intense en HI. Plus au Nord ($\delta > -73^\circ20'$) la composante H prend le dessus,

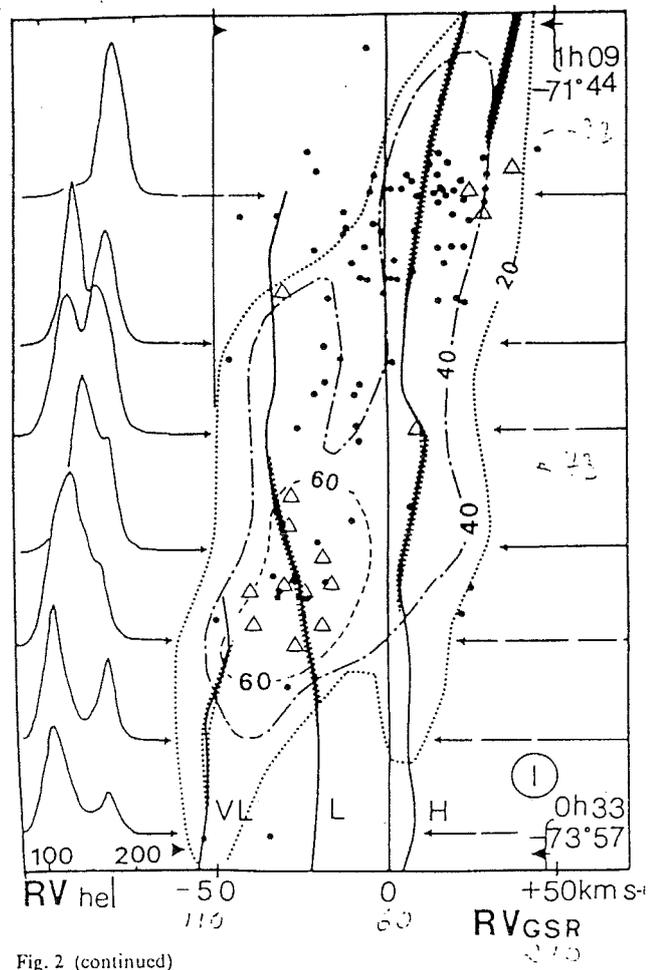
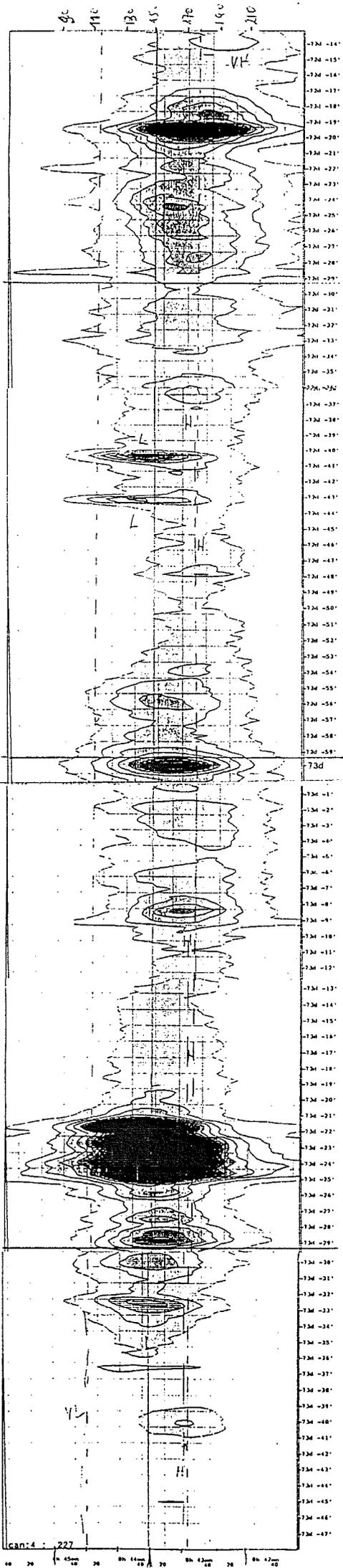


Fig. 2 (continued)

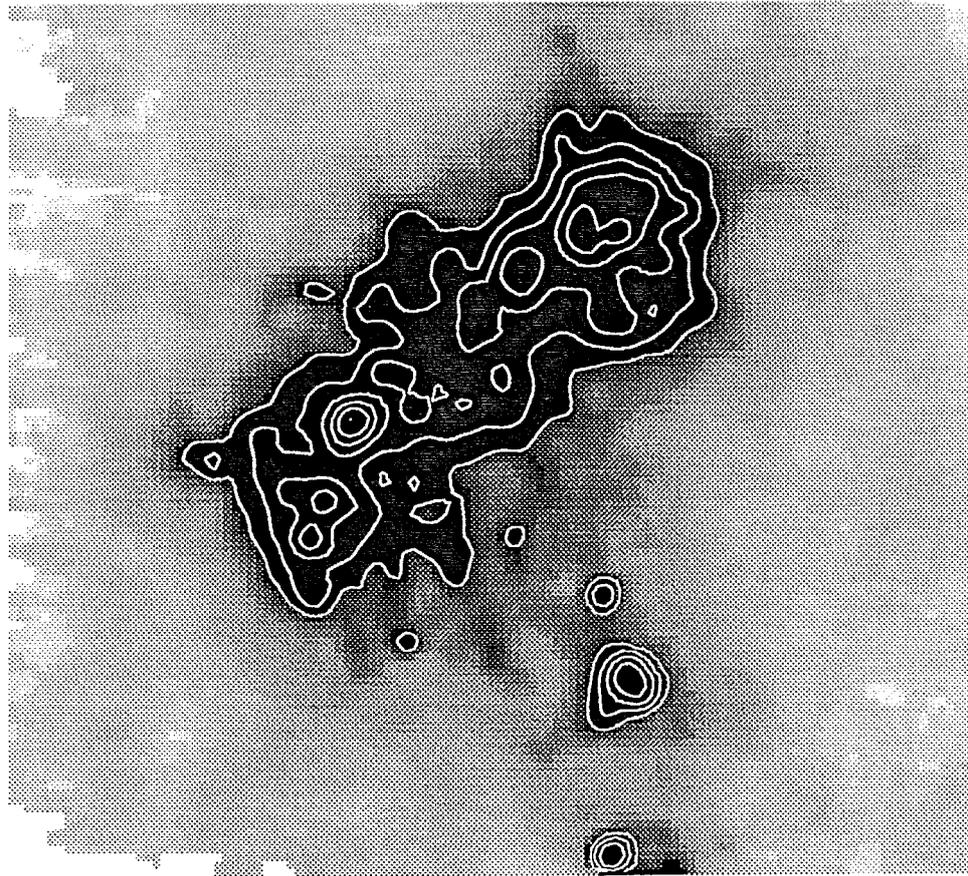
Fig 10

Fig 9

encore qu'on ait encore un peu de gaz ionisé à la vitesse de L: deux régions HII brillantes à $\alpha = 0^{\text{h}}57$, $\delta = -72^{\circ}43'$ et DEM 101 $\alpha = 0^{\text{h}}57^{\text{m}}33^{\text{s}}$, $\delta = -72^{\circ}40'$ appartiennent clairement à L. Plus au Nord, L a complètement disparu. Du gaz ionisé associé à la composante VH apparaît à $\delta = -72^{\circ}18'$ (DEM...) avec une autre région HII à $\delta = -72^{\circ}14'$. Toutes ces tendances étaient soupçonnées dans la figure 2 (coupe I) de Martin et al. (1989) mais sont confirmées clairement ici. Il est intéressant de constater qu'il ne semble pas y avoir d'émission H α aux vitesses des étoiles supergéantes rouges là où elles ne sont pas clairement associées au gaz atomique, par exemple aux déclinaisons $-72^{\circ}54' < \delta < -72^{\circ}44'$. Probablement le gaz qui subsistait après la formation de ces étoiles, qui sont âgées de 10 millions d'années au moins, a déjà été dispersé, ou bien elles sont devenues incapables de l'ioniser. Il est clair qu'une telle étude doit être étendue à toute la surface du SMC: elle fera l'objet d'un travail ultérieur.

3.2. Sur le milieu ionisé diffus.

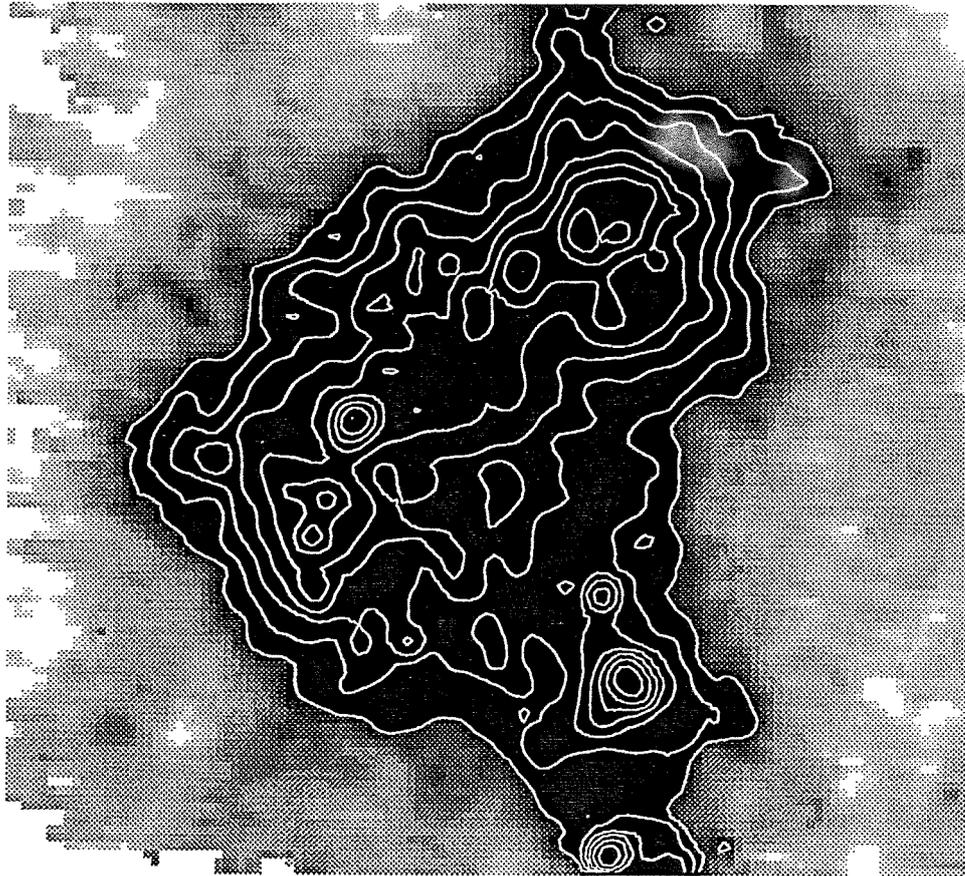
L'origine de l'ionisation de ce milieu, qui existe aussi dans notre Galaxie, est controversée. Les rapports d'intensité des raies d'émission du milieu diffus observés dans la Galaxie sont différents de ceux observés dans les régions HII plus denses, ce qui exclut qu'il puisse s'agir surtout de lumière diffusée par la poussière interstellaire (cf. par exemple Sivan et al. 1986 et Hunter et Gallagher, 1990). On peut donc penser qu'il s'agit comme pour les régions HII classiques d'un gaz photoionisé par le rayonnement ultraviolet d'étoiles chaudes. Cependant au voisinage solaire Reynolds (1990) estime que le nombre de recombinaisons des ions du milieu diffus par seconde dans une colonne de 1 cm^{-2} perpendiculaire au plan galactique est de $4 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. L'équilibre d'ionisation implique un taux de production égal de photons ionisants par les étoiles très chaudes. Les étoiles chaudes du disque produisent environ $3 \cdot 10^7$ photons ionisants $\text{s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ autour du Soleil (Mezger 1978), mais ces photons servent surtout à ioniser les régions très proches de ces étoiles et sont rapidement absorbés par cette ionisation et par les poussières interstellaires, si bien qu'il n'est pas certain qu'ils puissent ioniser totalement le milieu diffus. Peut-être faut-il faire appel à de l'ionisation par chocs, ce que pourrait suggérer l'intensité anormalement élevée des raies de [SII] par rapport à H α (Sivan et al. 1986; mais voir Mathis 1986), ou à de l'ionisation par le champ UV cosmologique issu des galaxies extérieures et des quasars, ou plus simplement à une contribution après tout non négligeable de la lumière diffusée. Ces problèmes peuvent aussi en principe être abordés dans le PNM, mais leur étude nécessite une connaissance directe (indépendante de l'émission H α) de la distribution des étoiles ionisantes, qui n'est pas encore disponible. Néanmoins nous disposons d'un élément observationnel très intéressant: la distribution du milieu ionisé diffus dans les parties extérieures du PNM, qui se présente comme un ensemble de bulles ou coquilles paraissant d'échapper du corps de la galaxie, se retrouve bien dans la distribution de l'émission à $60 \mu\text{m}$ de longueur d'onde observée par IRAS (Figure 10, à comparer avec la Figure 2). Cette émission est l'émission thermique des poussières chauffées par le rayonnement visible et surtout UV des étoiles, et trace assez bien la distribution des poussières elles-mêmes car l'intensité du rayonnement chauffant ne peut être très inhomogène dans ces régions. Donc l'émission H α suit assez bien elle-même la distribution des poussières. Comme celle-ci est censée



Declination (1950)

Right Ascension (1950)

Fig. 10a. Petit Nuage à 60μ à partir des données IRAS (Viallefond)



Declination (1950)

Right Ascension (1950)

Fig. 10b. Petit Nuage à 60μ à partir des données IRAS avec un seuil moins élevé.

suivre la distribution du gaz, notre observation montre que l'émission $H\alpha$ suit elle-même la distribution de ce gaz. (Il faut remarquer que ce fait est entièrement nouveau: en particulier une telle observation est difficile dans la Galaxie). Cependant il n'est pas certain qu'il n'y ait pas une séparation partielle de la poussière et du gaz dans un milieu aussi dilué, la poussière subissant la pression de radiation du rayonnement ambiant ce qui n'est pas le cas du gaz. Seule une comparaison directe de la distribution du gaz neutre (observé en raie 21cm), du gaz ionisé et de la poussière peut permettre de résoudre ce problème et peut-être d'apporter une lumière sur l'origine de l'ionisation. Cette comparaison doit se faire avec une résolution suffisante pour bien voir les structures (quelques minutes d'arc). Une telle résolution n'est pas disponible en raie 21cm mais le sera bientôt grâce aux observations actuellement en cours avec l'Australia Telescope (Viallefond, Okumura, Whiteoak, Lequeux, Boulanger et Rubio). A plus long terme, les observations déjà prévues dans le cadre du Programme Central du satellite ISO (Infrared Space Observatory) de l'Agence Spatiale Européenne et en particulier celles qui seront faites dans l'infrarouge moyen (6-17 μm) avec la Caméra (résolution angulaire meilleure que 12'') devraient permettre d'améliorer considérablement notre connaissance de la poussière interstellaire dans certaines des régions étudiées du PNM. Ce satellite doit être lancé en Mars 1994.

3.3. Perspectives.

Nous avons montré la richesse d'information qui existe dans nos observations $H\alpha$ du PNM et discuté quelques conclusions immédiates, notamment sur la structure du PNM et la formation d'étoiles, et quelques perspectives d'avenir. Il est clair que beaucoup reste à faire ce qui demandera des années de travail, notamment pour obtenir des données complémentaires. En ce qui concerne les observations $H\alpha$, il est très souhaitable de les étendre dans la région du pont HI qui relie les deux Nuages de Magellan, et en particulier dans la prolongation de l'aile à l'Est du PNM. Cette région contient du gaz neutre (Mathewson et Ford 1984), du gaz ionisé (Marcelin et al. 1985) par des étoiles chaudes (Pierre et al. 1986), et on peut s'y attendre à d'intéressants phénomènes dynamiques.

- Détection d'une composante faible rendue possible grâce à la caméra à comptage de photons.
- Une précision de vitesses dont la faible dispersion, 3 km/s, permet d'atteindre le niveau de l'étude de la turbulence du gaz.
- De pouvoir observer le Petit Nuage de Magellan comme une galaxie extérieure.

2.2 Catalogue préliminaire des régions HII

1 CATALOGUE DE VITESSES DES REGIONS HII

N_{DEM} : Numéro du catalogue Davies
 RA_{1950} dec_{1950} : coordonnées
 V_{hel} : vitesse héliocentrique en kms-1
 élarg : élargissement de la raie en kms⁻¹
 diam : diamètre du diaphragme
 phot : flux en 10^{-10} erg cm⁻² s⁻¹

N_{DEM}	RA_{1950}	dec_{1950}	V_{hel}	élarg	diam	phot	commentaires
1	00 29 38.0	-74 04 17					
2	00 35 13.5	-73 16 38					
3	00 38 35.2	-73 40 38					
4	00 39 04.5	-72 50 47					
5	00 39 06.6	-73 52 49					
6	00 40 19.7	-73 15 52					
7	00 40 29.0	-74 00 32	119	30	2	.02	dédoublément
8	00 41 05.2	-72 51 43					
9	00 41 43.9	-73 18 51					
10	00 42 24	-73 42 00	165	30			
11	00 43 05	-73 26 31	149	34	2	.05	
12	00 43 05.9	-74 15 25	116	27			
13	00 43 17	-73 29 48	133	-	2	.03	
14	00 43 28.9	-73 31 56	126	27	2	.10	
15	00 43 28.9	-73 21 23	118	-			
16	00 43 33.4	-73 39 05	132	31	2	.21	
17	00 43 44.9	-73 28 58	142	-	2	.06	
18	00 43 42.1	-73 21 10	117	31			
19	00 44 00	-73 31 00	137+160	40			
20	00 44 04.4	-73 23 15	143				
21	00 44 28.7	-73 39 56	137	28	2	.12	
22	00 44 27.8	-73 29 05	145	54.6	2	.08	
23	00 44 39.6	-73 22 42	132	30			
24	00 44 52.5	-73 38 13	133	27	2	.12	
25	00 44 50.4	-73 47 58	128	30	2	.15	
26	00 44 52.9	-72 20 09					
27	00 45 07.1	-73 21 15	140	30			
28	00 44 22.8	-73 41 57	139	30			
29	00 45 00	-73 41 00	139	30			
30	00 45 39.4	-73 38 47	154	40	2	.13	
31	00 45 41.0	-73 21 30	118+154	25+25			
32	00 45 50.5	-73 24 37	143				
33	00 46 16.7	-73 51 33	140				

N _{DEM}	RA 1950	dec ₁₉₅₀	V _{hel}	élarg	diam	phot	commentaires
34	00 45 59.0	-73 34 36					
35	00 45 58.9	-73 33 54	141				
36	00 46 11.6	-73 34 02	136				
37	00 46 16.2	-73 32 47	141				
38	00 46 21.4	-73 30 38	136	31	2	.23	
39	00 46 30.4	-73 26 36	135+169	31+31+31			
			+106				
40	00 46 35.8	-73 22 16	129+109	27+27			
41	00 46 34.6	-73 48 08	200				profil très large
42	00 46 23.3	-73 36 09	142	31	2	0.13	
43a	00 46 38	-73 32 08	135		2	.21	
43b	00 46 46	-73 31 16	139				
43c	00 46 53	-73 32 14	145				
44a	00 47 40	-73 42 50	158				noyau
44b	00 47 08	-73 42 15	145				
44c	00 48 03	-73 42 03	165				
45	00 47 13.2	-73 24 41	130	28			
46	00 47 12	-73 01	142	31			
47	00 47 28.2	-73 09 09	140	28	2	0.06	
48	00 47 53.2	-73 05 02	110	28	2	0.08	
49a	00 47 25	-73 31 47	155				
49b	00 47 53	-73 33 58	175				
49c	00 48 14	-73 31 45	155				
50	00 47 58.9	-73 26 51	156		2	.05	
51	00 48 18	-73 18					
52	00 48 49.6	-73 36 38	154		2	.08	
53a	00 49 04.3	-73 40 42	157				
53b	00 49 25	-73 38 39	141				
54	00 48 39.1	-73 09 29	130	28			
55	00 48 52.2	-73 04 20	144	27	2	0.26	
56	00 48 10.8	-72 51 53	155+158	27+28			
57	00 48 27.1	-72 48 45	148	31	2	0.05	
58	00 48 24	-72 43					
59	00 49 35.7	-73 46 42	169				
60	00 49 57.2	-73 29 56	157				
61	00 50 08.9	-73 13 26					
62	00 50 03.1	-73 07 05	137	28	2	0.09	
63	00 50 06	-72 54	156	28			
64	00 50 00	-72 44					
65	00 50 10.5	-72 33 01	138	28	2	0.07	
66	00 50 12	-72 25	160	31			
67	00 50 16.5	-72 07 46					
68	00 51 12	-72 53	126+173	47+47			
69	00 50 54	-73 08	138	31			
70	00 50 30	-73 37					
71	00 50 35.7	-73 43 25	164		2	.05	
72	00 50 55.5	-73 42 33	170		2	.05	
73	00 51 05.5	-73 40 57					
74	00 52 00	-73 30	116+156				
75	00 51 39.3	-71 40 12					
76	00 52 23.3	-72 39 07	144				

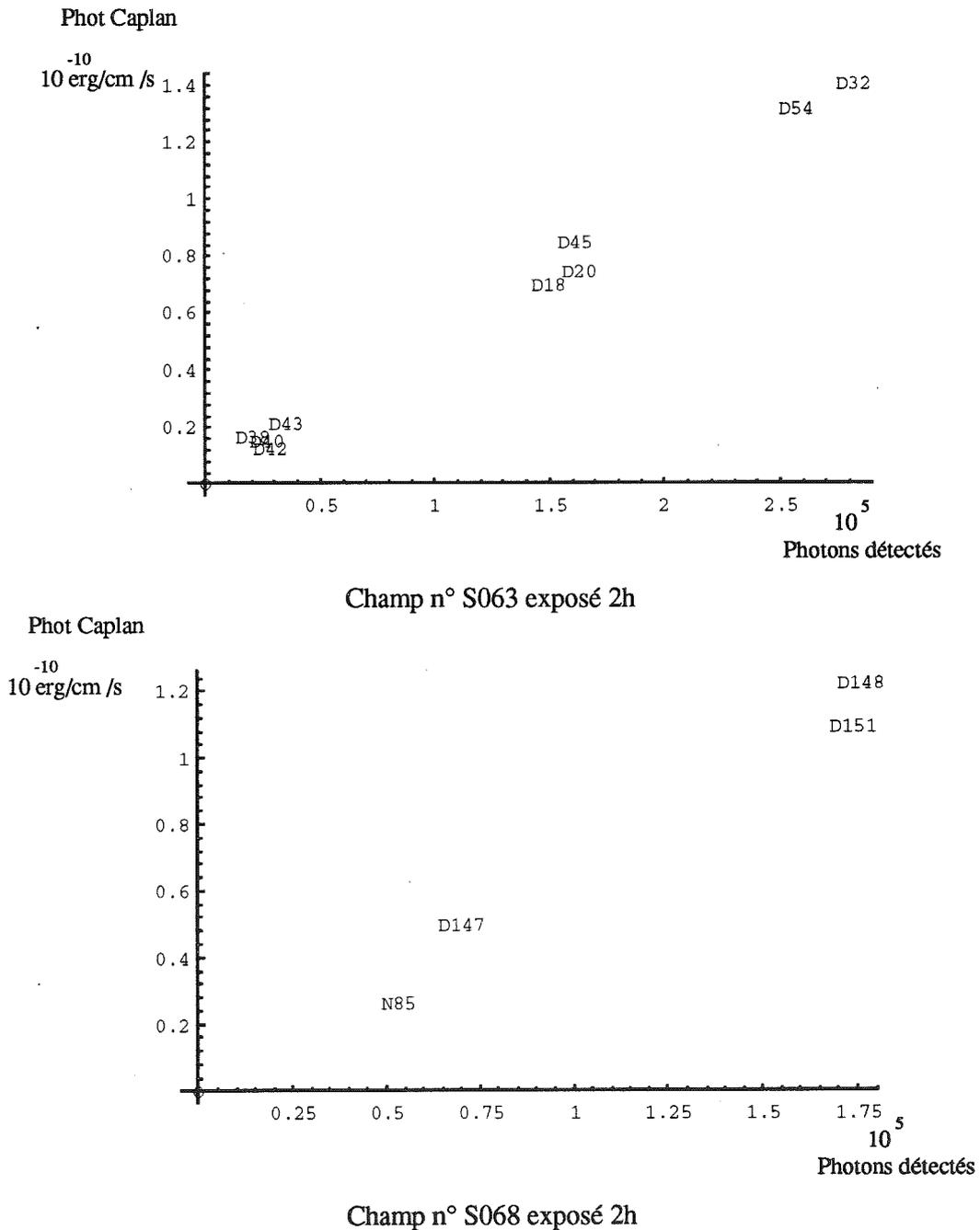
N _{DEM}	RA 1950	dec ₁₉₅₀	V _{hel}	élarg	diam	phot	commentaires
77	00 51 57.3	-72 55 44	163	28			
78	00 52 34.3	-73 33 23	163	28	2	0.03	
79	00 52 22.8	-72 39 07					
80	00 53 12	-72 58	154+131+182+171+135+138				
81	00 53 57.8	-73 37 32	171				
82	00 53 51.4	-73 06 11					
83	00 53 51.4	-72 33 23	136	27			
84	00 54 01.0	-72 32 26	147	31			
85	00 54 34	-72 33 43	146	39	2	.08	
86	00 54 19.2	-72 35 50	139	28	2	.07	
87	00 54 36	-72 43	153	28			
88	00 54 36.1	-73 03 22	171	28			
89	00 55 06.9	-73 03 58	170	28			
90	00 55 18	-72 19	130+167	28			
91	00 55 25.2	-73 50 04					
92	00 54 24.6	-74 46 51					
93	00 56 16.5	-72 55 38	161	28	2	.06	
94	00 56 36.2	-72 55 01	128	28	2	.08	
95	00 56 45.7	-72 56 06	175	28	2	.09	
96	00 56 49.7	-72 01 08	162	44			
97	00 57 00	-71 45					
98	00 56 54	-72 30 15	177	31			
99	00 57 14.6	-72 30 51	155	28			
100	00 57 34	-72 40 29	137	28	2	.06	
101	00 57 29	-72 42 48	149	28			
102	00 57 36.4	-72 33 41					
103	00 57 30.7	-72 26 24					
104	00 58 00	-72 09					
105	00 57 56.4	-72 00 28	152+182	25			
106	00 58 07.9	-72 36 11					
107	00 58 26.5	-72 04 13	154	18			
108	00 59 12	-71 47	174	23			
109	00 59 16.8	-71 51 35	160		2	0.07	
110	00 59 28.7	-71 44 20	142+174				
111	00 59 55.2	-72 12 53	166	28			
112	00 59 53.6	-72 07 16	165	27			
113	00 59 48.5	-72 03 55	160	27			
114	00 59 12	-72 46	164				dédouplements
115	01 00 37.3	-72 07 33	165	28			
116	01 00 49.4	-72 12 48	187	28			
117a	01 01 05.3	-72 09 38	205+176				pas séparés
117b	01 01 10.2	-72 09 25	205+176				
118	01 01 15	-72 40 53	131+180	31	2	0.10	
119	01 01 24	-72 21 23	184	31	2		
120	01 01 29.3	-72 22 32	184	31	2	.11	
121	01 01 25	-72 09 39					
122	01 02 22.1	-72 57 14	126	30			
123	01 01 53	-72 19 29	183	38	4	1.60	
124	01 02 48	-72 19					?????? bulle
125	01 03	-72 38					
126	01 03 40.6	-72 16 10					

N _{DEM}	RA ₁₉₅₀	dec ₁₉₅₀	V _{hel}	élarg	diam	phot	commentaires
127	01 03 35.3	-72 14 31	185	31	2	.22	
128	01 03 45.8	-72 24 47	176	44	2	.32	
129	01 03 56.3	-73 06 03	169	33	2	.11	
130	01 04 05.8	-72 19 47	167				
131	01 04 42.7	-72 21 42	163				dedoublement
132	01 05 12	-72 13	189+149				composite
133	01 05 25.8	-73 06 51	182	40	2	.03	
134	01 05 12	-72 47	188+139	29			
135	01 06 41.6	-72 15 37	172	2.8			
136	01 07 42	-72 10					
137	01 07 53.8	-72 36 50	136	24	2	.03	
138	01 07 40.5	-73 28 05	164	42	2	0.24	
139	01 08 12	-72 44	146	22			
140	01 09 36	-72 57	140+170	28			
141	01 09 45.6	-72 38 19	165	35	2	.12	
142	01 09 55.0	-72 25 43	171	28			
143	01 10 41.6	-72 31 24	172	22			
144	01 10 23.8	-73 00 14	127	31	2	.06	
145	01 10 22.4	-73 29 25	167	25	2	0.03	
146	01 11 56.3	-73 05 31	142	23			
147	01 12 20.5	-73 33 23	163	25	5	1.43	
148	01 12 26.8	-73 31 40	162	22	2	0.06	
149	01 12 52.6	-73 31 42	169	19	2	0.12	
150	01 12 59.1	-73 29 55	172	22	2	0.10	
151	01 13 15.1	-73 33 50	175	28	2	0.46	
152	01 13 31.9	-73 35 35	174	27	2	0.38	
153	01 13 44.0	-73 11 46					
154	01 13 47.8	-72 36 07	203	25			
155	01 14 09.8	-73 27 36	177	28	2	.07	
156	01 14 42.9	-73 26 47	173	31	2	.10	
157	01 15 00	-73 36 00	164-205				superposition
158	01 15 23.5	-73 25 08	147-184				dédoublément+superpos.
159	01 15 35.5	-73 27 41	159		2	.09	
160	01 22 08.3	-73 37 37	160	25			
161a	01 22 57	-73 24 46	175	27			
161b	01 22 40	-73 27 47	165	28			
162	01 23 29.3	-73 42 21	160	35			
163	01 24 08.7	-73 32 14	180	27			
164	01 24 24.5	-73 38 36	167	31			
165	01 25 48	-73 24					
166	01 28 12	-73 49					
167	01 29 12	-73 36					

2.3 Commentaires

1 LA PHOTOMETRIE

La constitution de la mosaïque a permis de calibrer les champs en flux plus ou moins directement. Le programme CICOOR permet d'intégrer le flux de l'image monochromatique dans un diaphragme de dimension donnée. Quand un champ comportait plusieurs régions mesurées par Caplan et Deharveng, nous avons pu faire une estimation statistique dont voici deux exemples:



Ce qui nous donne un facteur de conversion. Ceci est bien vérifié en faisant le calcul suivant:

surface du télescope:

36 cm avec 10 cm d'obturation centrale: 763 cm^2

energie du photon à $H\alpha$:

$3.03 \cdot 10^{-12} \text{ erg}$

rendement :

filtre	0.7	
Optique	0.7	
Comptage	0.06	
absorption de l'air	0.83	pour le petit nuage
finesse reflectrice	0.04	

d'ou le rendement total $\implies 0.001$

Une région de $10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ donne 25181 ph/s pour la surface du telescope.

Le flux mesuré en 8520s est 220000 ph donc 25821 ph/s hors atmosphère.

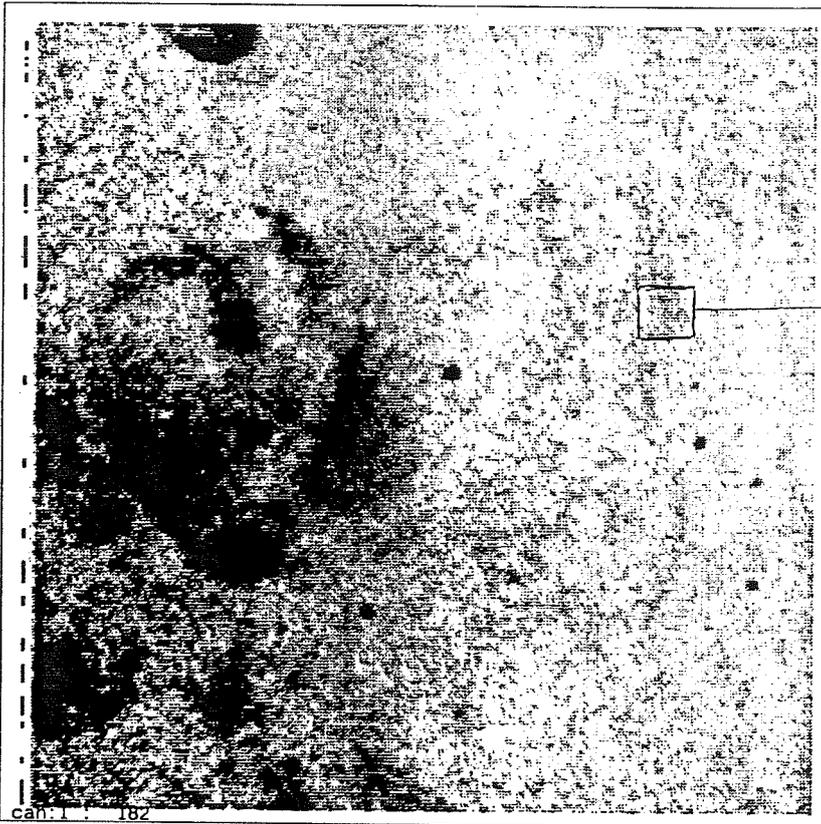
Les champs qui ne comportent pas de régions de références sont raccordés par les régions communes dans les superpositions de champs. Ces raccordements ne sont précis qu'à 10% près.

2 ETUDE DE LA DETECTIVITE

Les données CIGALE se présentent sous forme de cubes de données. Chaque champ comporte 65236 spectres de 24 canaux. Un pixel 3D - i.e. un canal d'un seul pixel - ne reçoit en général que quelques photons. ce pixel, pris indépendamment des autres, ne peut quasiment pas délivrer une information crédible. Nous allons donc montrer à l'aide d'exemples comment nous regroupons l'information entre pixels pour donner les valeurs ultimes de détectivité.

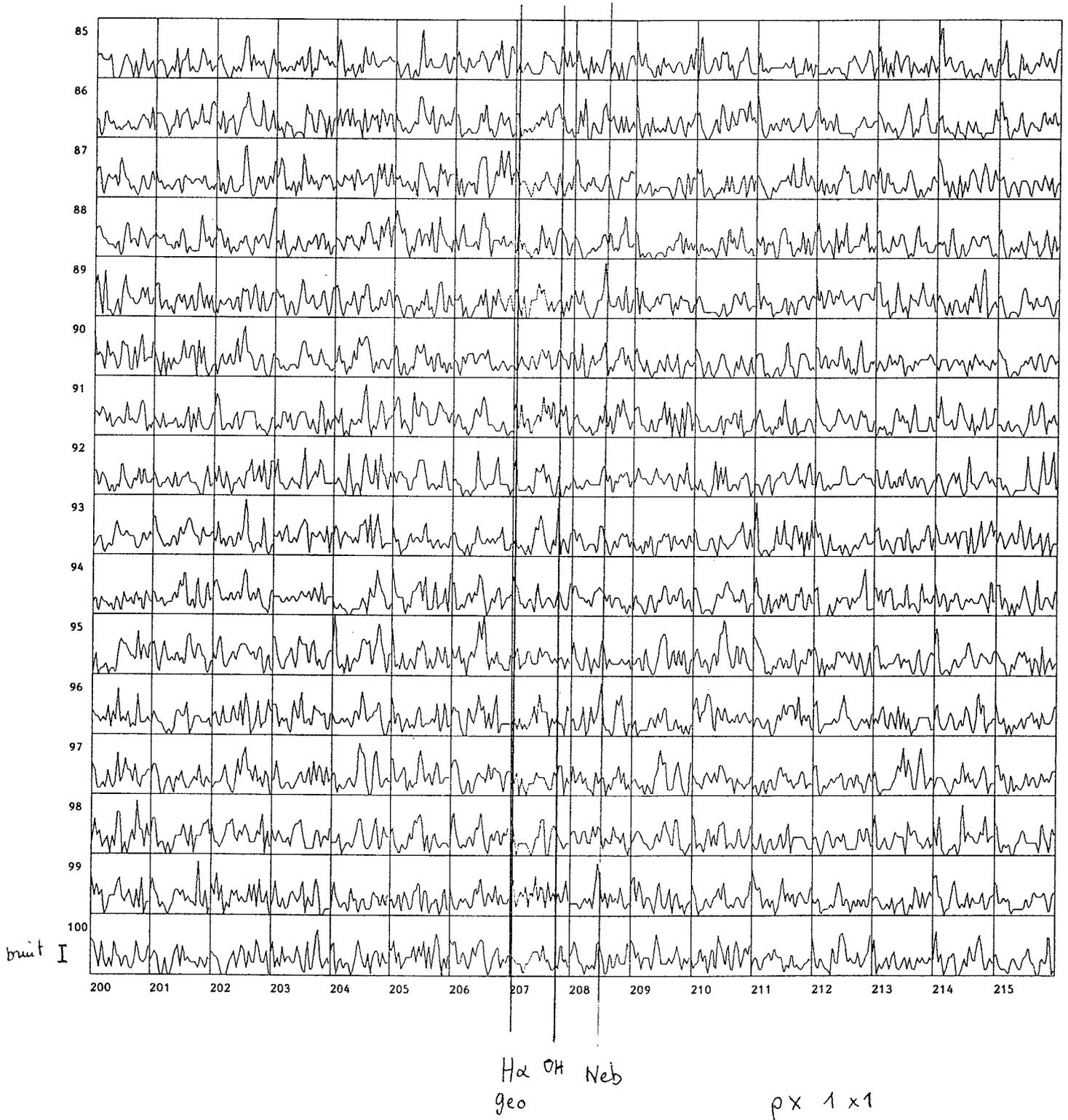
□ Détection d'un filament faible.

La fig 11 montre l'image du champ S131 exposé 300 secondes par canaux. Pour cette pose, le bruit thermique de la caméra est estimé à 2 photons par pixel. Nous avons indiqué une zone où un filament faible apparaît sur un traitement "de base".

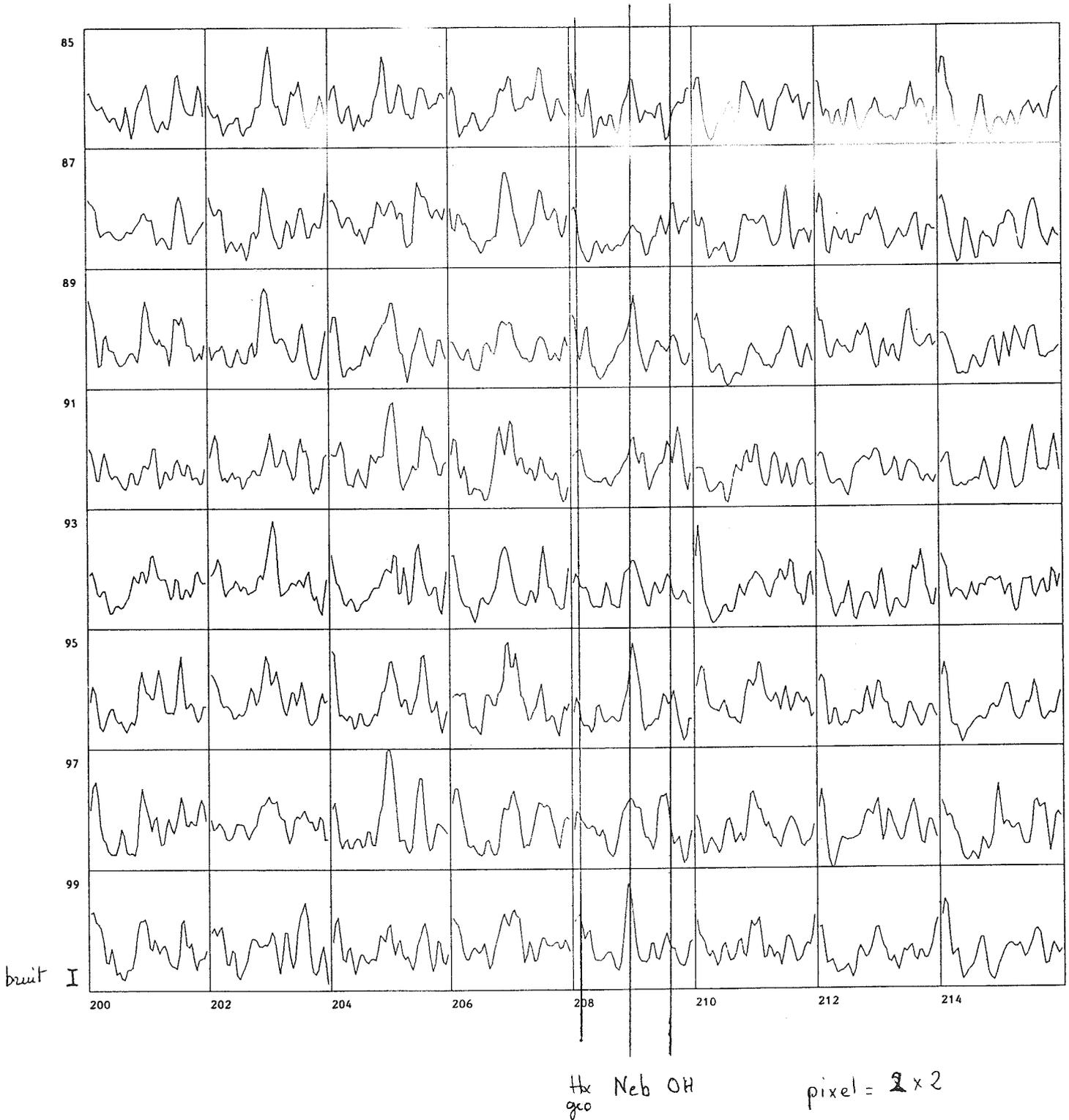


filament detecté

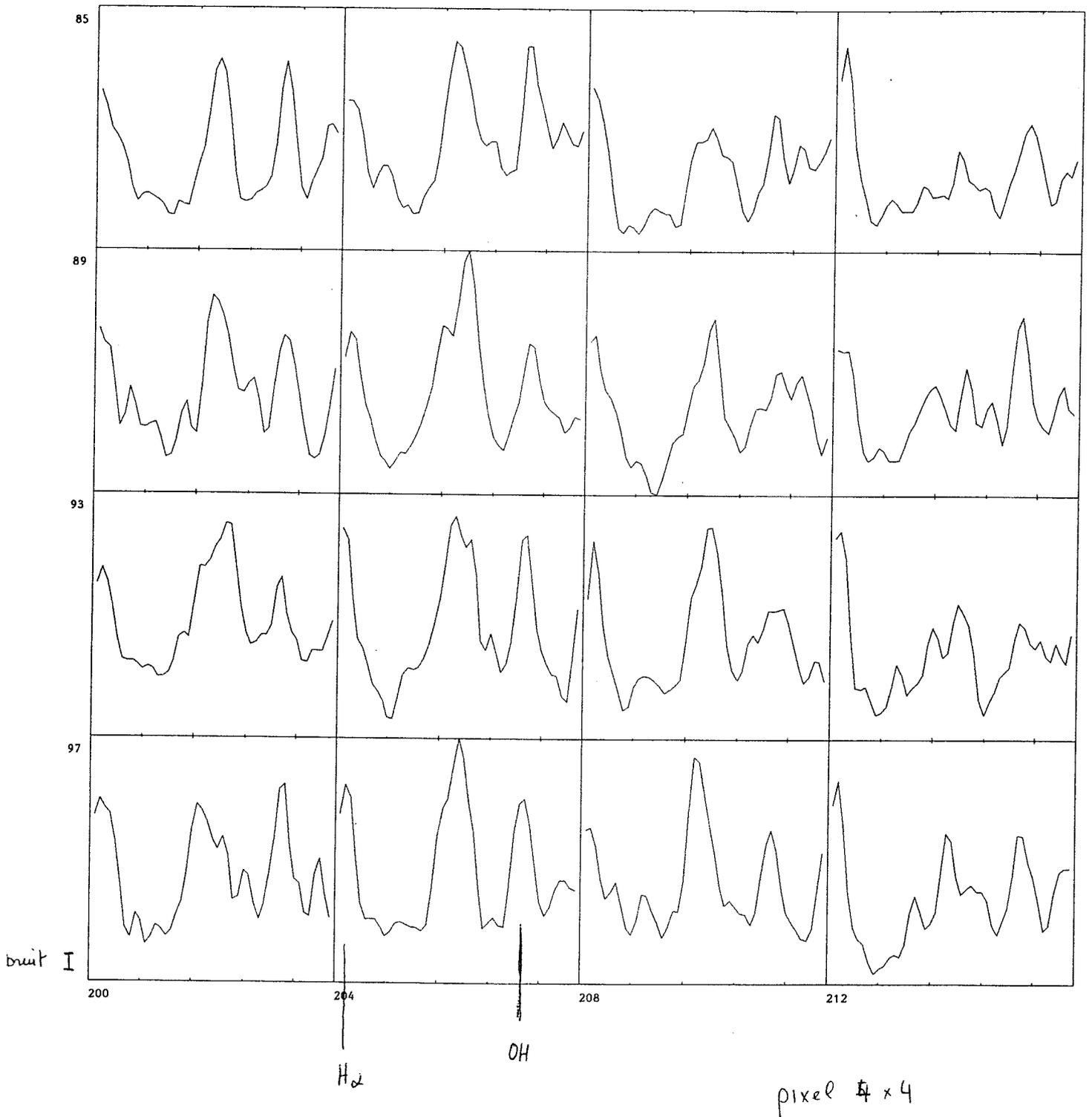
Nous reproduisons à la fig. 12 l'ensemble des spectres élémentaires qui composent cette zone, nous y avons laissé les raies du ciel nocturne qui malgré leur intensité n'apparaissent pas de manière évidente pour chaque pixel.



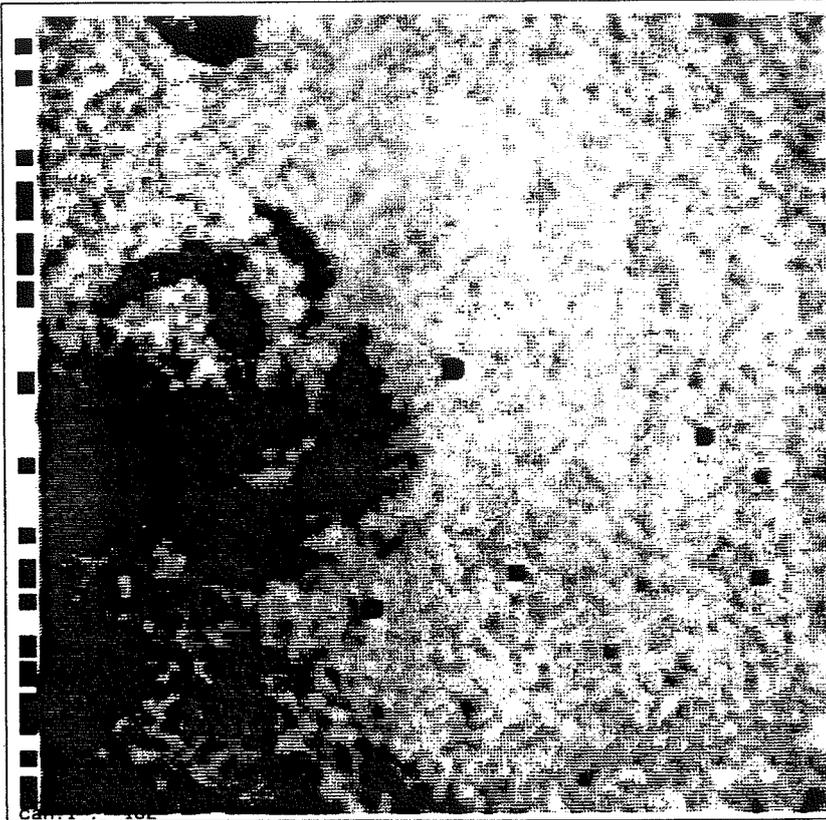
La figure 13 montre l'évolution des spectres quand nous procédons à un regroupement par quatre pixels. Les raies du ciel commencent seulement à apparaître ainsi que le signal du filament.



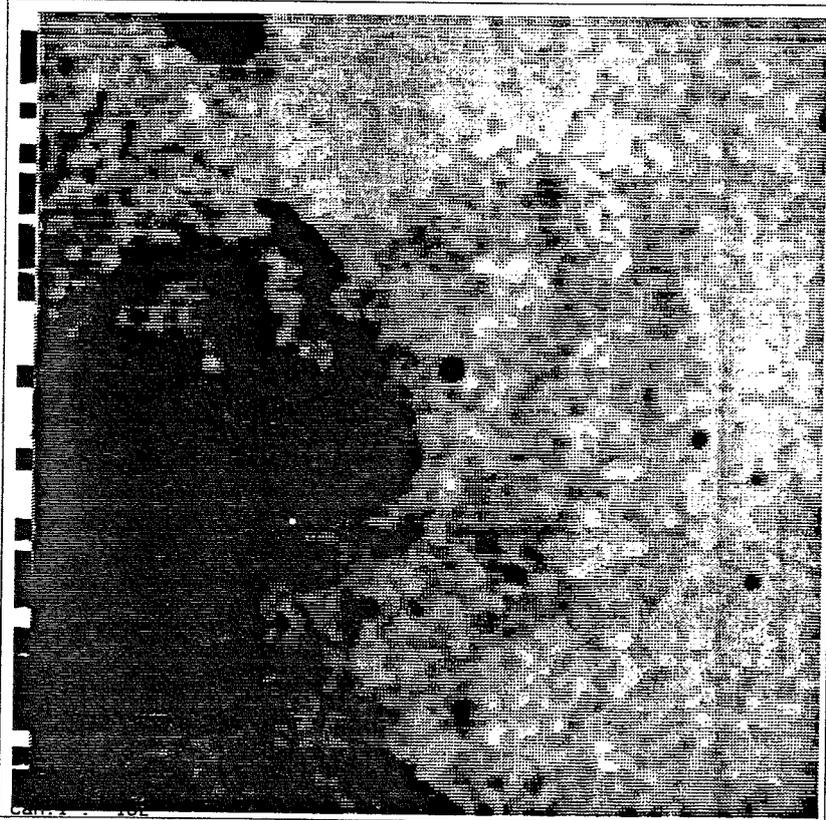
Regroupées par 16 pixels dans la figure 14, les raies du ciel nocturne recouvrent un aspect homogène et sont du même niveau d'intensité que le signal du filament.



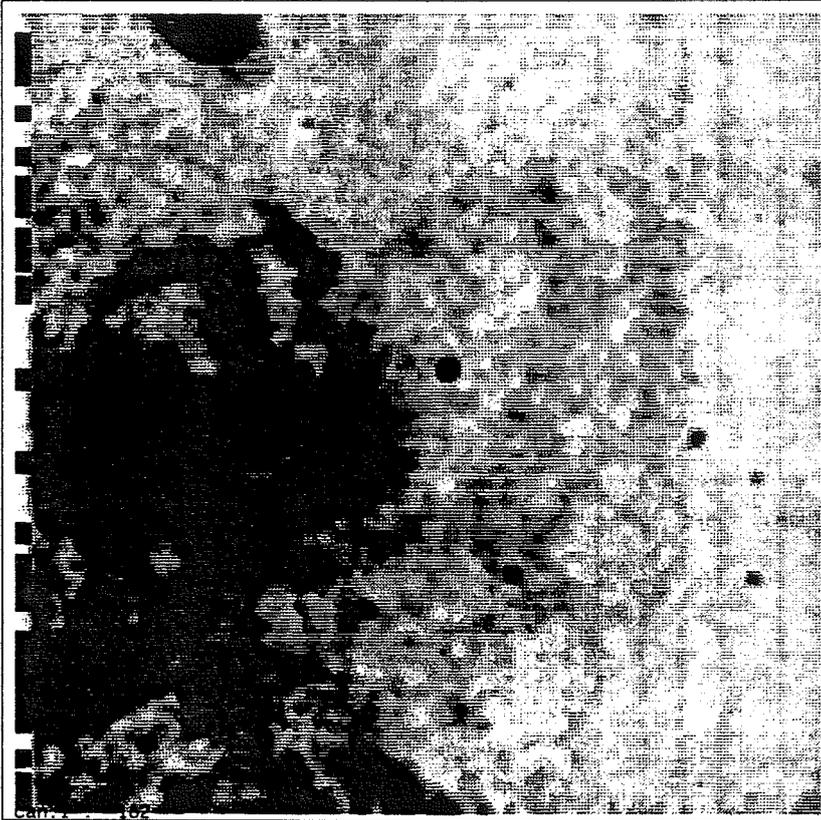
La figure 15 montre l'aspect de l'image monochromatique après un lissage spatial triangulaire d'une base de 5×5 pixels sans que les raies du ciel nocturne aient été soustraites. Le filament n'y est pas détectable, il n'est donc pas étonnant qu'il n'ait pu l'être dans les clichés photographiques de Davies et al. (1976)



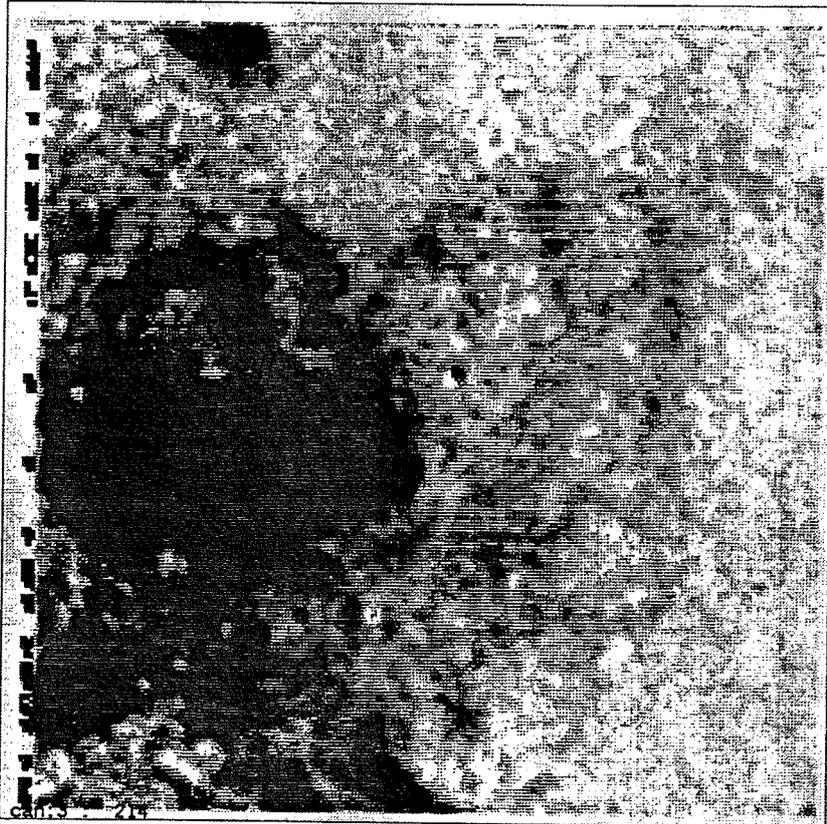
La fig 16 montre le résultat du même lissage appliqué à l'image après soustraction des raies du ciel nocturne.



La fig 17 montre le résultat du lissage spatial de la carte monochromatique calculée à partir de spectres qui ont été lissés dans la dimension spectrale.

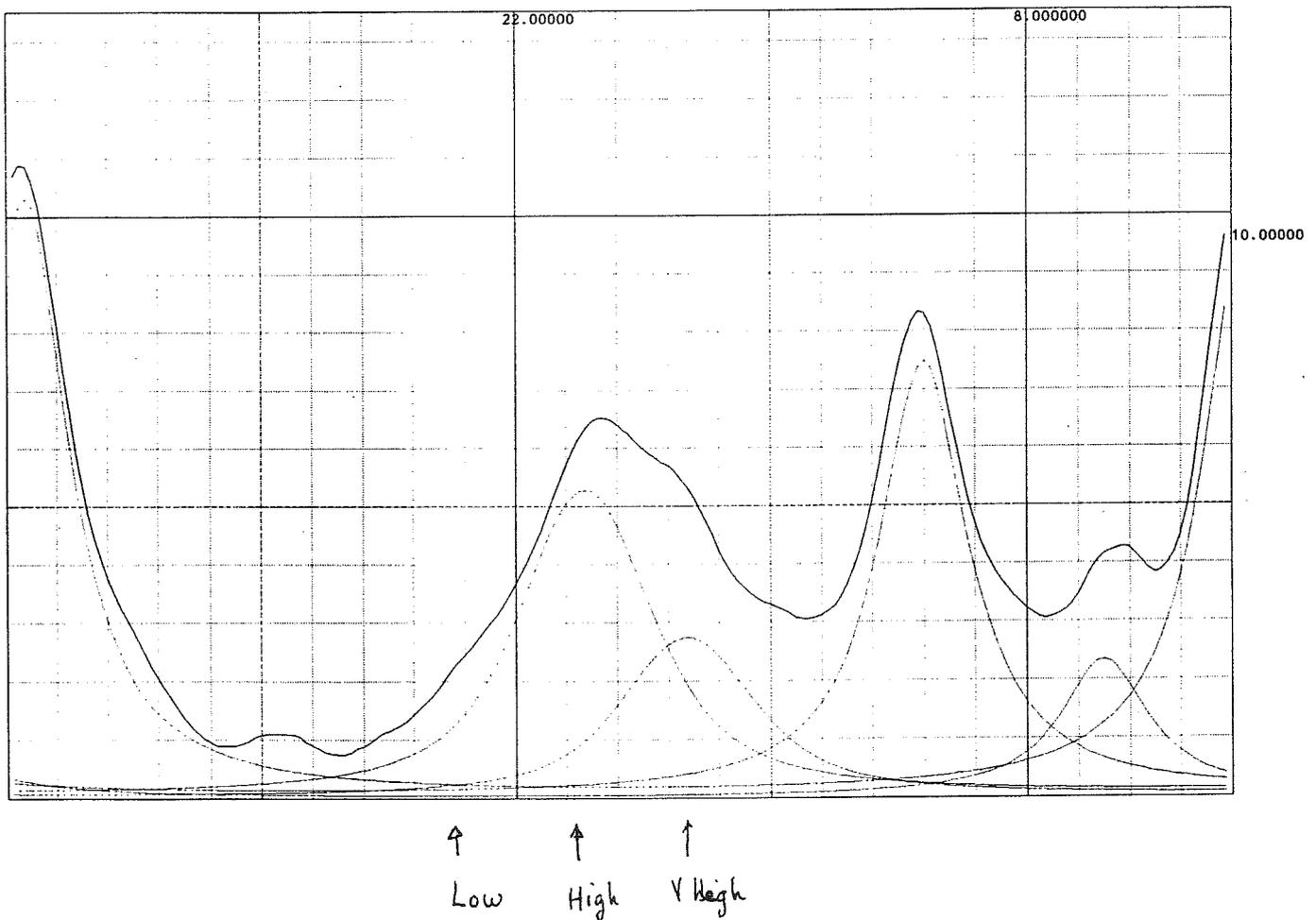


Et enfin la fig 18 est le résultat d'un calcul conjoint de vitesses et de flux monochromatique appliqué à des regroupement de 5×5 pixels glissants. Dans tous les cas de figures, la résolution spatiale finale est de l'ordre de 40'' mais l'efficacité est d'autant plus grande que l'on tient compte de l'information spectrale. En effet, cette région présente plusieurs composantes et de simples lissages spatiaux ne sont pas suffisants. On peut ainsi estimer qu'un signal de 8 photons par pixel intégré sur une raie est l'énergie suffisante pour la détection d'une structure, ce qui équivaut à $20 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$ contre $80 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$ dans les clichés de Davies et al. (1976).

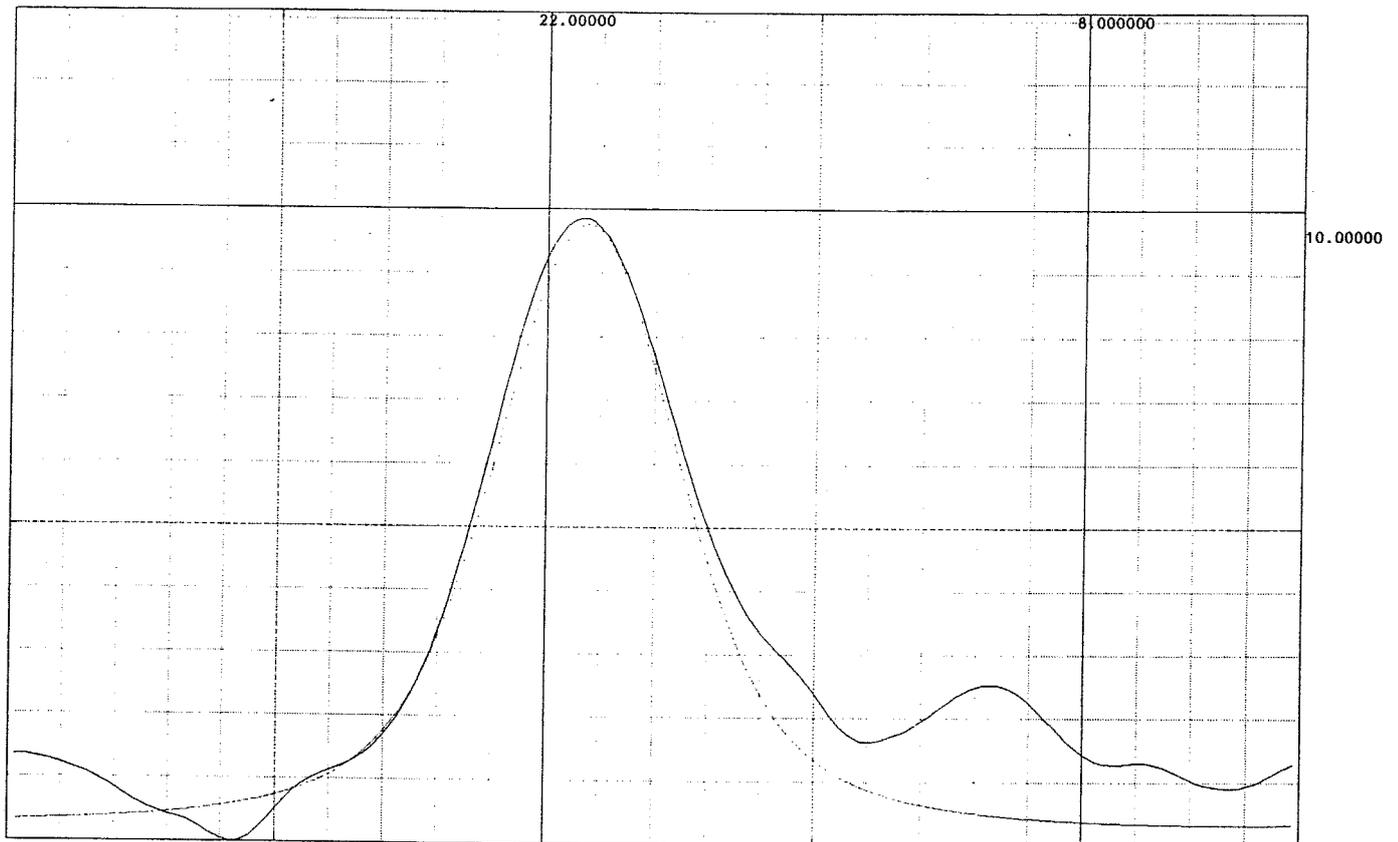


□ détection d'une émission diffuse faible

Comme nous l'avons vu précédemment, les raies du ciel nocturne n'apparaissent que si l'on procède à des regroupements de pixels pour constituer un spectre unique sur une zone spatiale étendue. De même si une composante avec une vitesse constante couvre une grande étendue on peut la détecter par addition d'un grand nombre de pixels du champ. Ainsi le spectre de la fig. 19 fait apparaître dans un champ "vide" de la partie sud du PNM un fond diffus contenant les composantes L, H et VH. Il n'est malheureusement pas possible de voir une structure morphologique avec cette dégradation spatiale, il serait cependant possible de les mettre en évidence avec des poses d'environ 6h.



La figure 20 donne l'aspect du spectre après soustraction des raies du ciel nocturne dans chaque pixel de l'image et une évaluation en mesure d'émissivité de ce fond qui se rapproche bien de celle que l'on peut faire dans M33.



↑
résidu de la
soustraction de OH

gaz diffus - $\approx 4.7 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$

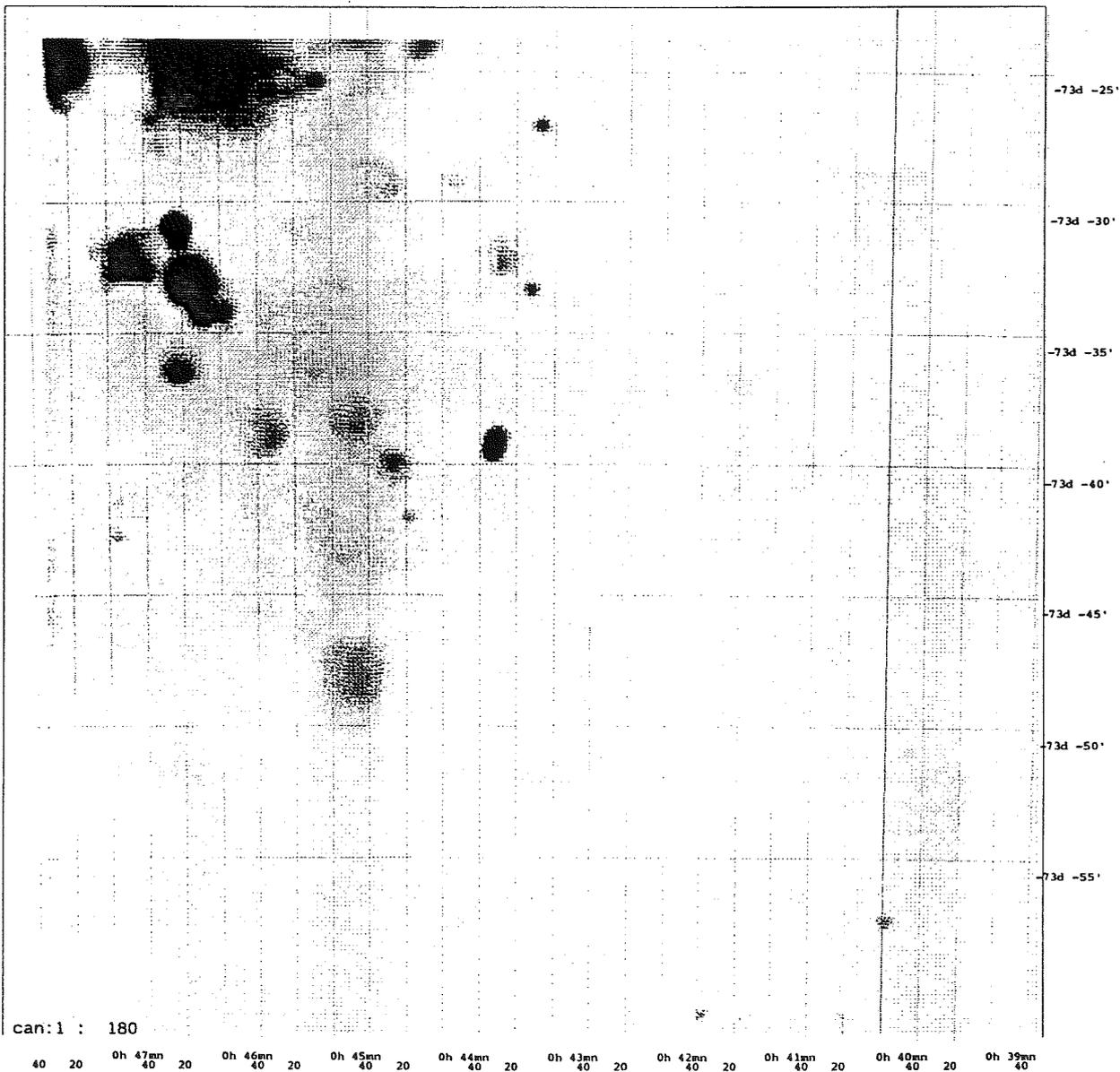
intégré sur 2000 px

3 MATERIEL DU DEM

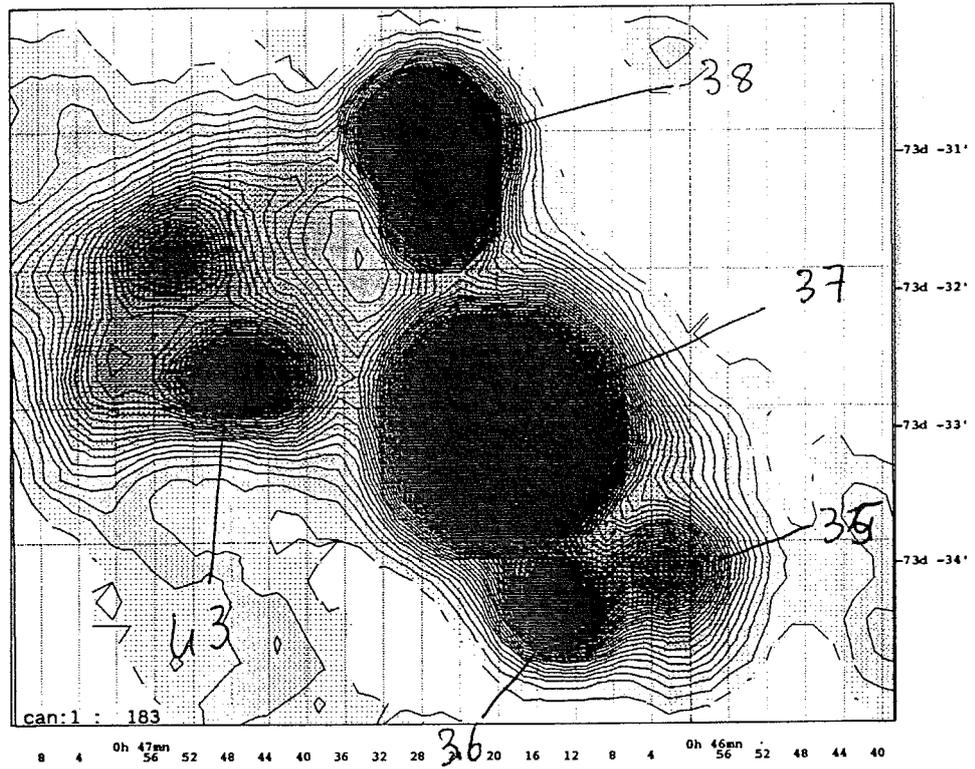
L'extraction de l'information contenue dans les différents champs, qui a permis de constituer le catalogue donné au chapitre 2.2 suit le cheminement suivant:

1) reconnaissance des régions dans chaque champ par la visualisation de l'image et la superposition des objets répertoriés dans le catalogue DEM (Davies, Elliott et Meaburn 1976) présent dans la machine

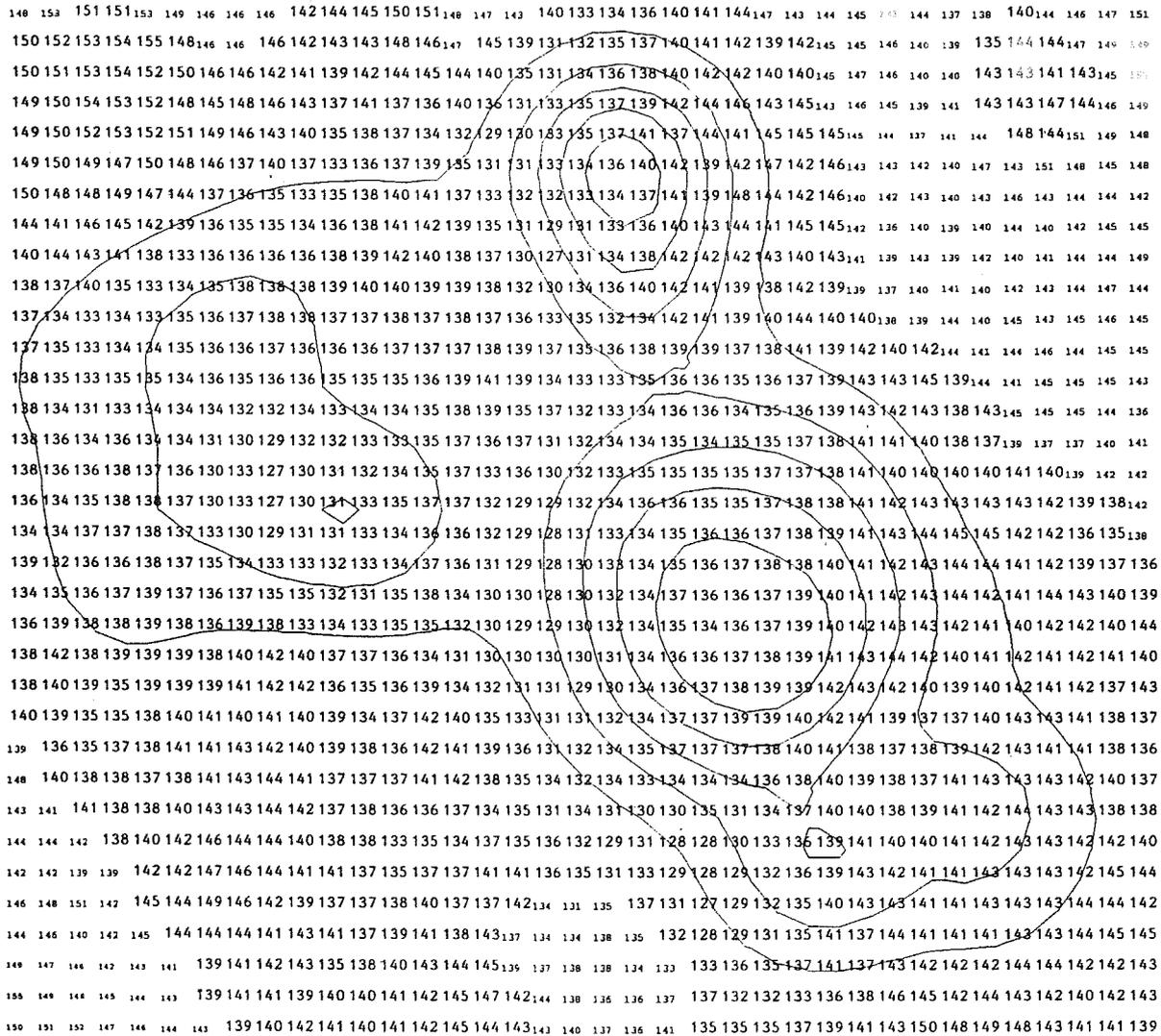
vérification sur les schémas de DEM La fig 21 donne une image d'un champ.



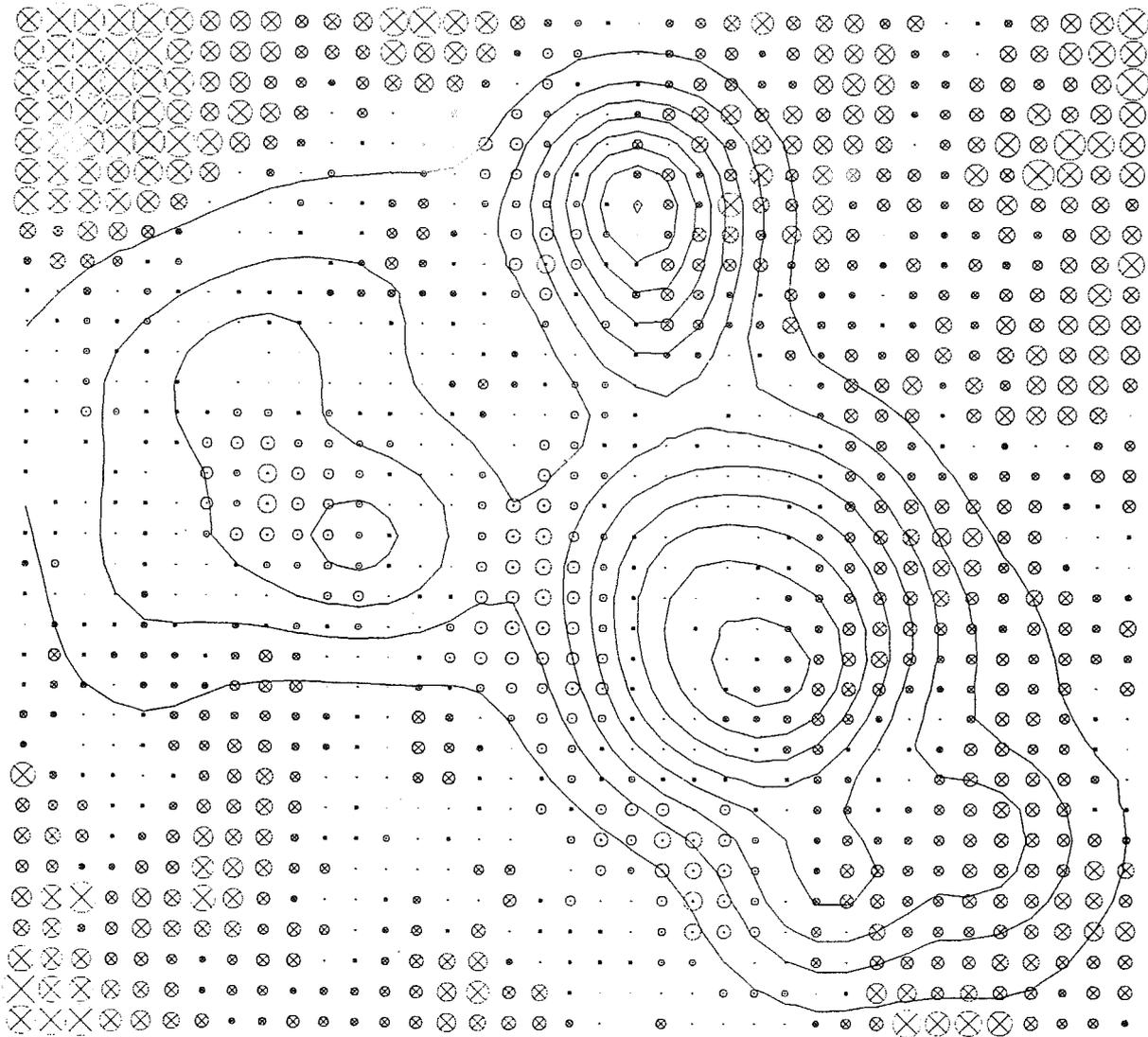
2) pour toutes les régions, on prend un tirage très agrandi de la fenêtre où les vitesses seront étudiées. Dans la figure 22 les niveaux d'intensité sont représentés à la fois par des gris et des isophotes. Les niveaux indiqués sont exprimés en multiples de 10^{-16} erg cm^{-2} s^{-1} ce qui correspondra à la valeur 1 pour toutes les représentations.



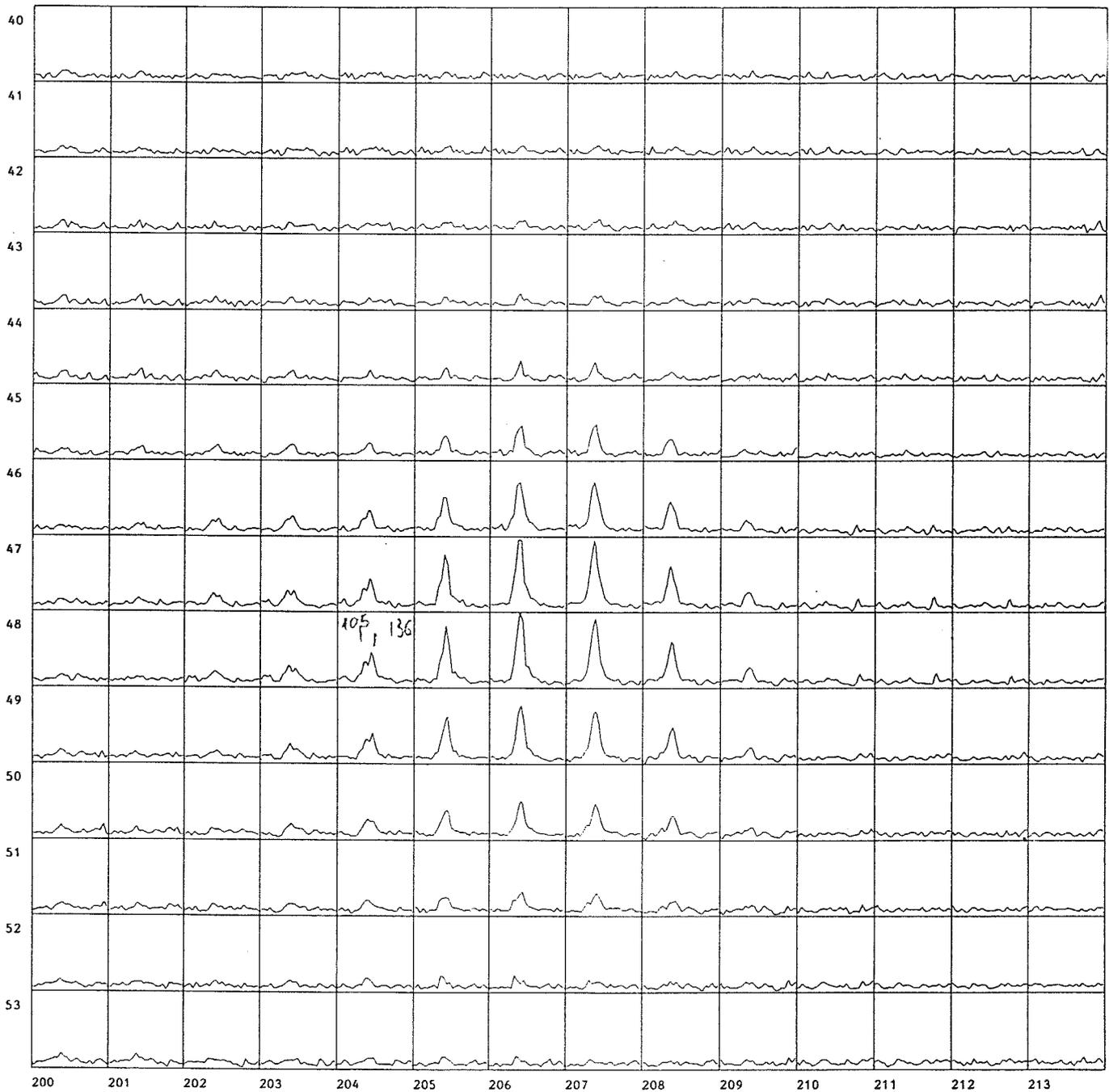
3) en fig 23, les valeurs des vitesses (écrites en km s^{-1}) en chaque pixel sont superposées à une représentation de la largeur équivalente de la raie indiquée par des isophotes.



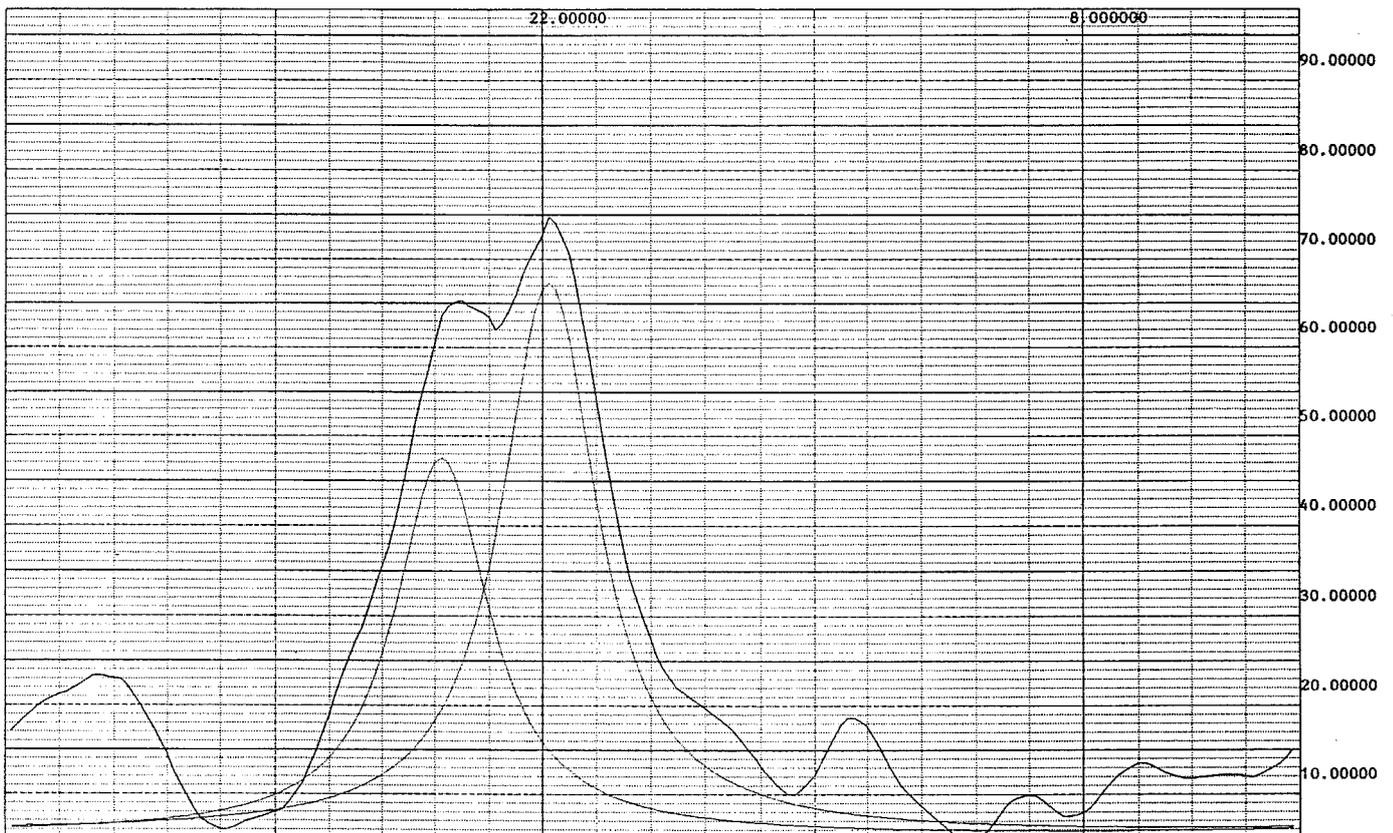
4) en fig 24, une même superposition est faite mais les vitesses y sont représentées par un symbole de "vecteur champ magnétique" qui permet de montrer les écarts à la vitesse moyenne trouvée, la pointe de la flèche est tournée vers l'observateur quand la vitesse est inférieure à cette vitesse moyenne, l'empennage est vu quand cette vitesse est supérieure. Enfin le diamètre indique la valeur de cette différence.



5) la fig. 25 montre un ensemble de profils permettant de juger si cette région est simple ou s'il s'agit de la superposition de plusieurs régions, ou encore d'un simple dédoublement dû à un vent comme c'est vraisemblablement le cas dans cette région DEM 7



6) la fig 26 montre comment ces profils sont ensuite décomposés et ajustés avec une fonction d'appareil convoluée par une gaussienne qui traduit l'élargissement du profil donné en colonne 5 du catalogue. Enfin la position des raies donne la vitesse de la région consignée en colonne 4. Pour toutes les régions, les quelques pixels les plus brillants ont été sommés pour donner un profil non bruité nécessaire à une bonne détermination de ces paramètres.



2.4 Références SMC

- Bruhweiler, F.C., Gull, T.R., Kafatos, M., Sofia, S.: 1980, ApJ, 238, L27
- Caulet, A., Deharveng, L., Georgelin, Y.M., Georgelin, Y.P.: 1982, A&A, 110, 185
- Courtès, G., Petit, H., Sivan, J.-P., Dodonov, S., Petit, M.: 1987, A&A, 174, 28
- Davies, R.D., Elliott, K.H., Meaburn, J.: 1976, MemRAS, 81, 89
- Dettmar, R.-J.: 1990, A&A, 232, L15
- Freeman, K.C.: 1984, in *Structure and Evolution of the Magellanic Clouds*, IAU Symp. 108, eds. S. Van den Bergh et K.S. de Boer, Reidel, Dordrecht, p. 107
- Hunter, D.A., Gallagher, J.S. III: 1990, ApJ, 362, 480
- Kennicutt, R.C., Hodge, P.W.: 1986, ApJ, 306, 130
- Keppel, J.W., Dettmar, R.-J., Gallagher, J.S., Roberts, M.S.: 1991, ApJ, 374, 507
- Marcelin, M., Boulesteix, J., Georgelin, Y.: 1985, Nature, 316, 705
- Martin, N., Maurice, E., Lequeux, J.: 1989, A&A, 215, 219
- Mathewson, D.S., Ford, V.L.: 1984, in *Structure and Evolution of the Magellanic Clouds*, IAU Symp. 108, eds. S. Van den Bergh et K.S. de Boer, Reidel, Dordrecht, p. 125.
- Mathis, J.S.: 1986, ApJ, 301, 423
- Mezger, P.G.: 1978, A&A, 70, 565
- Murai, T., Fujimoto, M.: 1980, Publ. Astron. Soc. Japan 32, 581
- Pierre, M., Viton, M., Sivan, J.-P., Courtès, G.: 1986, A&A, 154, 249
- Rand, R.J., Kulkarni, S.R., Hester, J.J.: 1990, ApJ, 352, L1
- Reynolds, R.J.: 1990, in *Galactic and Extragalactic Background Radiations*, IAU Symposium 139, eds. S. Bowyer et C. Leinert, Kluwer, Dordrecht, p. 157
- Rubio, M., Garay, G., Montani, J., Thaddeus, P.: 1991, ApJ, 368, 173
- Rubio, M., Lequeux, J., Boulanger, F. et al.: 1992a, A&A, sous presse
- Rubio, M., Lequeux, J., Boulanger, F.: 1992b, A&A, sous presse
- Schmidt, Th.: 1972, A&A, 16, 95
- Sivan, J.-P., Stasinska, G., Lequeux, J.: 1986, A&A, 158, 279

Pythéas

Dans ce chapitre j'aborde l'étude d'une famille nouvelle de spectromètres astronomiques permettant d'obtenir, pour tout un champ, la grande résolution spectrale du Pérot-Fabry dans le grand domaine spectral du réseau

- le premier article décrit le principe optique de l'un d'entre eux : Pythéas.

- le deuxième article, en projet, reprend la même description optique mais développe la méthode de dépouillement et donne les premiers résultats en laboratoire et sur le soleil.

- le troisième chapitre intitulé "Commentaires Pythéas" contient un rappel de l'historique des cannelures et traite du décalage de phase dans les couches des Pérot-Fabry problème délicat dont la mesure nous a mis sur la piste de Pythéas. Je décris les premiers essais sur les 3m60.

- le quatrième chapitre fait un premier inventaire de programmes scientifiques possibles et en particulier celui qui m'intéresse : les amas globulaires.

- le cinquième chapitre est une modeste tentative pour essayer de décrire les spectromètres astronomiques un peu selon la pédagogie de P. Jacquinot et de P. Bousquet. Avec les trames de lentilles et les montages à inversion champ-pupille j'y ai ajouté les idées de G. Courtès. Le tout adapté dans la perspective de la haute résolution spatiale, et des récepteurs contemporains.

3.1 Note à l'Académie des Sciences

3.2 Projet d'article A. & A..

3.3 Commentaires : Pythéas

3.4 Programmes Scientifiques pour Pythéas

3.5 Les spectromètres astronomiques

3.6 Références Pythéas

REVUE

Dans ce chapitre, l'auteur s'efforce de montrer que les données de la recherche en éducation peuvent être utilisées de manière à obtenir des résultats positifs et à améliorer les pratiques pédagogiques. Il insiste sur le fait que les données ne doivent pas être utilisées de manière à justifier des pratiques existantes, mais plutôt pour les améliorer.

Il discute également de la manière dont les données peuvent être utilisées pour évaluer l'impact des programmes éducatifs. Il souligne l'importance de la rigueur méthodologique et de la transparence dans la collecte et l'analyse des données.

Enfin, l'auteur propose des recommandations pour les chercheurs et les praticiens de l'éducation. Il encourage l'utilisation de méthodes mixtes et l'adoption d'une approche centrée sur l'apprenant.

Le chapitre se termine par une conclusion qui résume les points clés de l'ouvrage. L'auteur rappelle que l'éducation est un domaine complexe et que la recherche doit être utilisée de manière responsable et éthique.

En somme, ce chapitre offre une réflexion approfondie sur le rôle de la recherche en éducation et sur les défis qui se posent à cet égard. Il est une lecture essentielle pour tous ceux qui s'intéressent à l'amélioration de la pratique éducative.

3.1. Introduction à la recherche en éducation

3.2. Méthodes de recherche

3.3. Commentaire de l'auteur

3.4. Perspectives futures de la recherche en éducation

3.5. Les défis de la recherche en éducation

3.6. Références bibliographiques

Nous présentons un spectromètre permettant d'analyser simultanément et de façon exhaustive tous les points d'une image astronomique grâce à une trame de lentilles. Ce spectromètre à dispersion croisée réseau + Fabry-Perot donne pour chaque point du champ la haute résolution spectrale du Fabry-Perot dans le grand domaine spectral du réseau. On observe simultanément m éléments spectraux, des cannelures, et après balayage d'un seul ordre du Fabry-Perot de finesse \mathcal{F} on obtient les $M = m \mathcal{F}$ éléments spectraux.

3.1 Note à l'Académie des Sciences

- Section Optique -

Un spectromètre imageur pour l'astronomie.

par Etienne le COARER, Yvon GEORGELIN et Guy MONNET

I. Observations astronomiques

Les astronomes ont besoin d'effectuer l'analyse spectrale de tout un champ et ceci à haute résolution spectrale ($R \sim 50.000$) car les variations de vitesses radiales (effet Doppler Fizeau) ou de profils de raies (études physiques) sont très minimes d'un point à l'autre. Il faut aussi disposer de cette haute résolution spectrale dans un grand domaine spectral, en particulier pour l'étude des abondances chimiques dans les amas globulaires.

Les spectrographes équipés de récepteurs à une seule lecture ne peuvent stocker toute cette information. Les grands récepteurs 2000×2000 à lecture rapide permettent d'effectuer une séquence de 20 à 100 poses successives au cours d'une observation astronomique (~ 4 heures), et ainsi de stocker tous les éléments spatiaux-spectraux nécessaires. Ces récepteurs de flux, CCD ou IPCS, permettent aujourd'hui la transformation des anciens spectromètres (à diaphragme et PM) en spectromètres imageurs.

Le télescope donne une image qu'il faut analyser exhaustivement en sauvegardant sa résolution spatiale : $0''4$ environ et même mieux avec les nouvelles optiques adaptatives. Mais même avec les grands télescopes de $3m60$, l'étendue S_{ω} de chaque élément analysé est extrêmement réduite.

Télescopes et récepteurs orientent fortement la conception des imageurs spectraux qui doivent envoyer successivement soit par balayage du champ soit par balayage du spectre toute l'information vers le récepteur. Sachant qu'il est plus facile de reconstituer l'intégrité spectrale des données que leur intégrité

spatiale nous avons choisi d'observer simultanément tous les points du champ et de découper l'information spectrale séquentiellement.

Aujourd'hui deux familles d'imageurs spectraux sont disponibles en astronomie :

- les spectromètres imageurs Fabry-Perot : Tully [1], Atherton et al. [2], Boulesteix [3] qui sont une généralisation du spectrographe de Buisson et Fabry [4] et des Pepsios de Mack et Chabbal [5].
- les spectromètres imageurs à transformation de Fourier, Maillard [6], qui sont une extension du Michelson Fourier de Connes [7]. Ils ont l'avantage multiplex.

II. Montage proposé

Le montage est décrit en Fig. 1 et son fonctionnement en Fig. 2.

C'est une configuration d'éléments connus depuis longtemps. Principe des spectres cannelés : Fabry et Perot [8] et Chabbal et Pelletier [9]. Principe de l'oeil d'insecte utilisé avec interféromètre, Courtès et Georgelin [10], ou avec réseau, Courtès et al. [11]. Principe du Fabry-Perot à balayage éclairé en faisceau fermé : Jacquinet et Dufour [12].

Concept. Nous nous appuyons essentiellement sur le fait qu'au foyer des télescopes à haute résolution spatiale l'étendue élémentaire S_0 est très réduite. Nous choisissons d'utiliser à l'entrée du spectromètre *une trame de lentilles et un Fabry-Perot*, tous les deux en *faisceau très fermé* :

- la trame de lentilles, $F/5$, utilisée en faisceau fermé, $F/200$, donne à sa sortie des micro-pupilles espacées entre elles ce qui laisse de la place pour les disperser par un réseau. Les spectres sont inclinés en épi et répartis sur plusieurs rangées, juste séparés, ce qui permet d'utiliser tout le temps tout le récepteur (au bord quelques spectres sont tronqués),

- le Fabry-Perot est éclairé en faisceau fermé. Il module le signal en un spectre cannelé. On observe m éléments spectraux simultanément. Après balayage d'un seul ordre du Fabry-Perot de finesse \mathcal{F} l'ensemble des cannelures aura glissé et on aura balayé en tout M éléments spectraux ($M = m \mathcal{F}$).

PYTHEAS

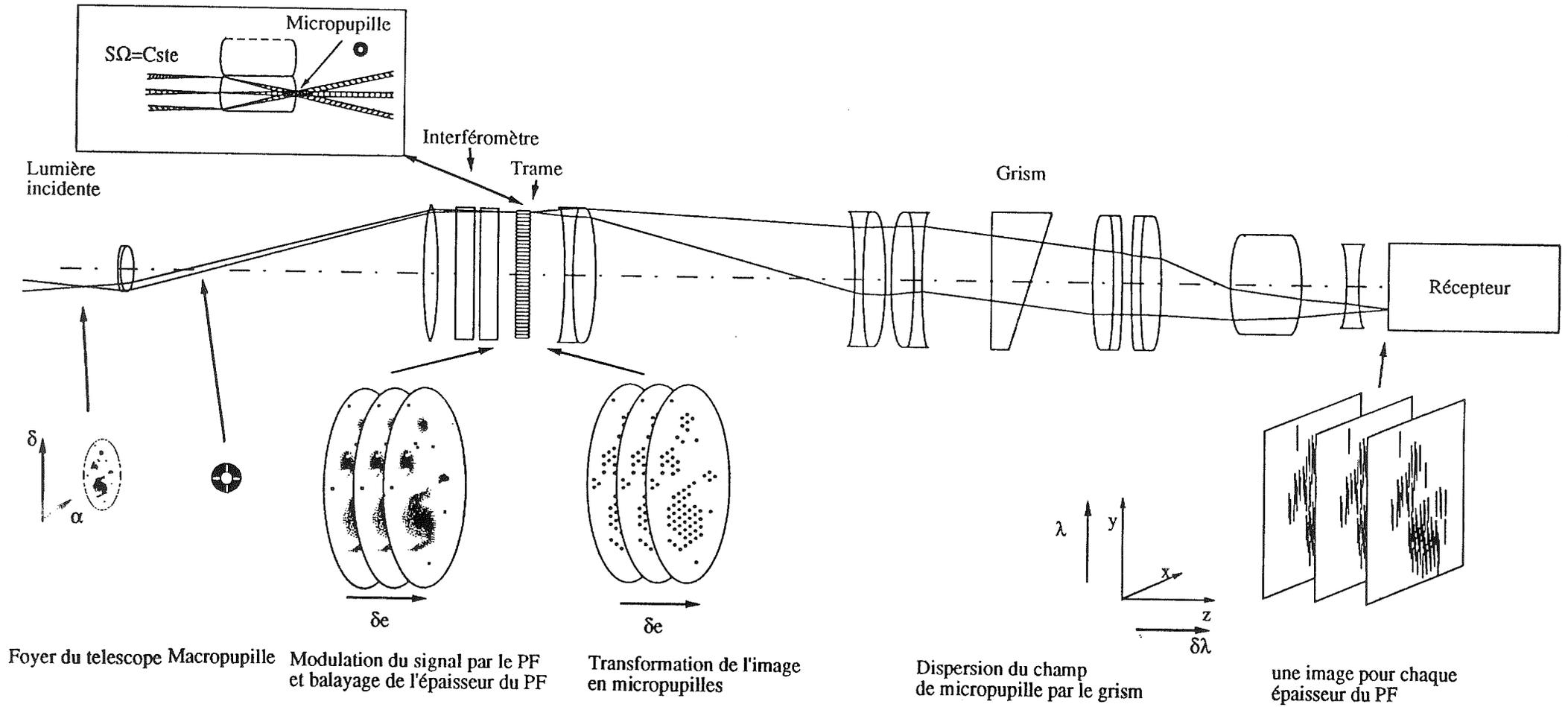
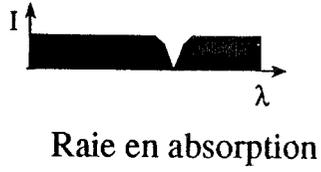
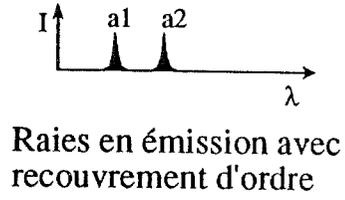
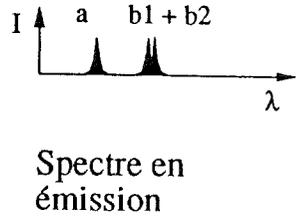


Fig 1

Fig. 2. Fonctionnement d'une dispersion croisée "réseau + Perot-Fabry" en émission et en absorption.

Lumière incidente



Spectre transmis par le PF pour chaque épaisseur du balayage

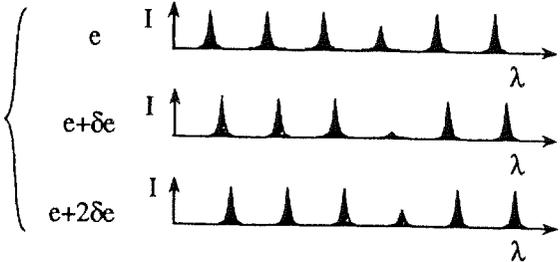
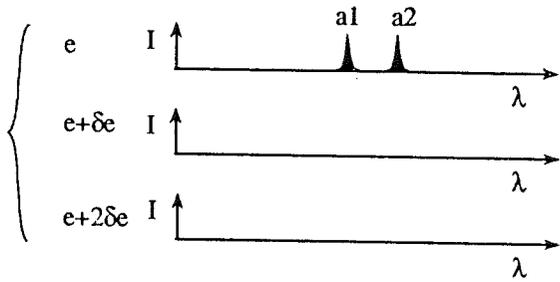
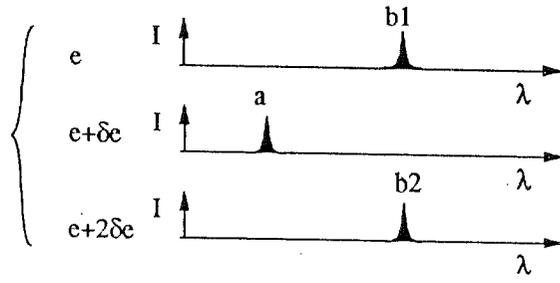
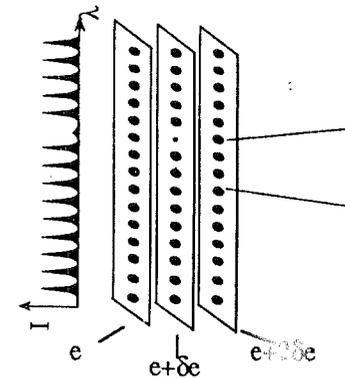
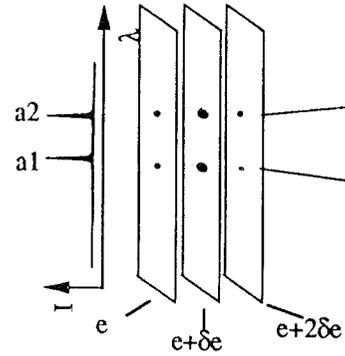
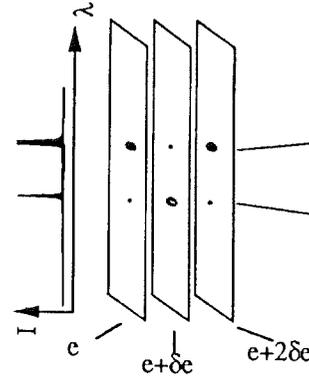
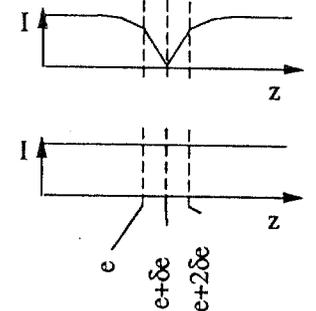
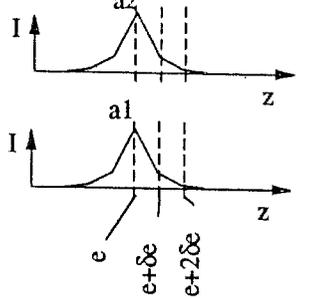
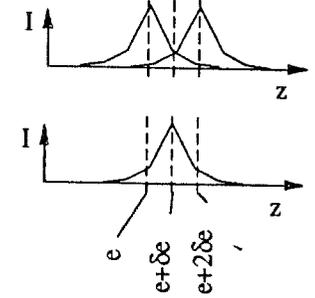


Image du spectre sur le CCD



Evolution de la lumière au cours du balayage pour une plage



III. Propriétés du montage

1) *Analyse spatiale.* La trame de lentilles analyse tout le champ simultanément et de façon exhaustive. Elle est calculée pour échantillonner correctement le champ observé. Elle effectue l'échantillonnage spatial à l'entrée du spectromètre c'est-à-dire qu'elle sauvegarde la haute résolution du site et du télescope. Seuls les éléments situés en amont de la trame interviennent dans la résolution spatiale de l'instrument. La trame effectue l'inversion champ-pupille, Courtès [13], ce qui permet de déconnecter l'information spectrale de l'information spatiale ; le plan-fente est parfaitement éclairé par des micro-pupilles et non par une image stellaire.

2) *Analyse spectrale.* Le Fabry-Perot, en faisceau fermé, respecte le critère d'incidence de Jacquinot pour les résolutions spectrales utilisées en astronomie (de 5.000 à 100.000). Le Fabry-Perot n'est utilisé que sur une très petite surface, celle d'une microlentille, sa finesse effective est alors égale à la finesse réfléchissante des couches multidiélectriques. On atteint la résolution théorique. La résolution spectrale est indépendante de tous les éléments optiques situés en amont et en aval du Fabry-Perot. Les défauts de parallélisme des lames se traduisent de lentille à lentille par un décalage de la longueur d'onde origine mais ne dégradent pas la résolution. La résolution spectrale d'un Fabry-Perot peut être infinie; ici on est limité à $R = 100.000$ car les petits réseaux par transmission, $R < 5000$, ont de la peine à séparer les ordres du Fabry-Perot.

3) *Compacité.* Les instruments imageurs accrochés au télescope doivent être compacts. On profite ici de l'Avantage de Jacquinot, "le Fabry-Perot procédant par division de luminance et non d'étendue". Cette compacité est toutefois atténuée par l'encombrement du séparateur d'ordres.

4) *Métriologie.* L'appareil est un spectromètre, on mesure le passage des franges en fonction du temps et non pas la position des raies sur le récepteur comme dans les spectrographes classiques. La métriologie n'est affectée qu'au deuxième ordre par les flexions mécaniques de l'instrument fixé au foyer mobile - avantage des spectromètres.

5) *Corrélation.* L'échantillonnage du spectre par un Fabry-Perot est directement comparable au décalage du spectre par l'effet Doppler; les outils de corrélation croisée ramènent alors la mesure de la vitesse radiale à la détermination de l'épaisseur entre les lames - avantage des dispositifs interférentiels. La corrélation s'appuie sur un grand nombre de cannelures - avantage des séparateurs d'ordres sur les pré-monochromateurs.

6) *Raies d'absorption*. Ce spectromètre imageur permet l'étude de raies d'absorption - avantage sur les spectromètres dont les filtres interférentiels bloquent mal les ordres du Fabry-Perot.

IV. Conclusion

Les interféromètres, Fabry-Perot et Michelson Fourier répondent très bien aux besoins des astronomes : ils analysent à haute résolution spectrale les images à haute résolution spatiale des grands télescopes.

Ce montage Pythéas apporte la haute résolution spectrale du Fabry-Perot dans le grand domaine spectral des réseaux tout en sauvegardant la haute résolution spatiale dans un champ de 20 x 20 éléments sur le ciel. Nous l'avons appelé PYTHEAS puisqu'il nécessite des Prismes, des Interféromètres et des Trames de lentilles pour l'Holométrie et l'Endoscopie des Astres et des Sources.

Nous remercions G. Courtès qui depuis de nombreuses années a toujours encouragé l'utilisation des Fabry-Perot et des trames de lentilles en astronomie.

Références bibliographiques

- [1] Tully R.B., 1974, ApJS 27, 449.
- [2] Atherton P.D., Taylor K., Pike C.D., et al., 1982, MNRAS 201, 661.
- [3] Boulesteix J., Georgelin Y.P., Marcelin M., Monnet G., 1983, Proc. SPIE, Vol. 445, p. 37.
- [4] Buisson H., Fabry Ch., Bourget H., 1914 ApJ 40, 241.
- [5] Mack J.E., McNutt D.P., Roesler F.L., Chabbal R., 1963, Applied Optics, Vol. 2, No. 9, 873.
- [6] Maillard J.P., 1990, Annual report du Canada-France-Hawaii Telescope.
- [7] Connes J., 1958, J. Phys. Radium 19, 197.
- [8] Fabry Ch., Perot A., 1897, Ann. Chim. Phys. 12, 459.
- [9] Chabbal R., Pelletier R., 1965, Jap. J. Appl. Phys. 4, Suppl. I, p. 445.
- [10] Courtès G., Georgelin Y.P., 1967, Coll. Bellevue, J. Physique Suppl. 3-4, 28, p. 218.
- [11] Courtès G., Georgelin Y.P., Bacon R., Monnet G., Boulesteix J., 1987, Univ. of California.
- [12] Jacquinet P., Dufour Ch., 1948, J. Rech. Cent. Nat. Rech. Sci. 2, 91, 103.
- [13] Courtès G., 1964, AJ 69, 325.

Abridged English version

An imaging spectrometer for astronomy

by Etienne le Coarer, Yvon Georgelin and Guy Monnet

Nowadays two basic types of imaging spectrometers are currently used for astronomical observations:

- imaging Fabry-Perot spectrometers (IFPS) - e.g. Tully [1], Atherton et al. [2], Boulesteix et al. [3] - they are an extension of Buisson and Fabry [4] spectrograph and of Mack et al. [5] Pepsios spectrometers,
- imaging Fourier transform spectrometers (IFTS) - e.g. Maillard [6] - they are an extension of the Michelson Fourier spectrometer, Connes [7].

We present an imaging spectrometer analysing, simultaneously and exhaustively, all the elements of an astronomical image with the help of a multi-lens array. A Fabry-Perot interferometer is used in crossed dispersion with a grating; for each point in the field we have the high spectral Fabry-Perot resolving power in the large grating spectral range.

Pythéas device, Fig. 1 and 2, is a frame of well-known features: - Principle of channelled spectra, Fabry and Perot [8], Chabbal and Pelletier [9] - Principle of an insect-eye lens used with an interferometer, Courtès and Georgelin [10], or with a grating, Courtès et al. [11] - Principle of a scanning Fabry-Perot interferometer in a sharp angle beam of light, Jacquinet and Dufour [12].

Concept. We emphasize the very faint *étendue* $S\omega$ for each field element seen through a high spatial resolution telescope. We take this into account when we put in front of this spectrometer *a multi-lens array and a Fabry-Perot interferometer, and both in a sharp angular beam of light:*

- the multi-lens array, $F/5$, used in a sharp angular beam, $F/200$, gives separated from each other micropupils. Thus we have some space for a grating dispersion. Spectra are arranged in different inclined rows insuring an optimized coverage; the whole detector is used at each time,

- the Fabry-Perot is illuminated in a sharp angular beam. It modulates the signal into a channelled spectrum. We observe m spectral elements simultaneously. After a scanning of a free spectral range, the whole channelled spectrum has glided and, calling \mathcal{F} the *finesse*, the total number of spectral elements explored will be $M = m \mathcal{F}$.

Some properties of this device. The spatial sampling is done through the multi-lens array at the entrance of the spectrometer, thus fully saving the high spatial resolution of the telescope. Spatial resolution is independent of optical elements placed after the micro-lens array. The effective *finesse* of the Fabry-Perot is equal to reflective *finesse* (theoretical resolution) since for each microlens we use only a very small area on the Fabry-Perot plates. Spectral resolution is independent of the optical elements placed before and after the Fabry-Perot. Spatial and spectral informations are clearly disconnected because the multi-lens array reverses pupil and field images, Courtès [13]. In the whole spectral range we have the same Doppler shift for each F.P. scanning step, together with many channelled elements; both things favourable for measuring radial velocities through correlation techniques.

With a 2000 x 2000 pixels detector, Pythéas gives simultaneously 400 spectra with a spectral resolution $R = 30.000$ in a spectral range $\sim 2000 \text{ \AA}$ and with 40 scanning steps.

Animé

lens, Où est l'anneau que je t'avais don - né

L'anneau

Animé
arco

p

arco

p

arco

p

arco

p

arco

p

Dans ce projet d'article nous rappelons le mode de fonctionnement de Pythéas. J'y ajoute une estimation des performances attendues en magnitude et en résolution. Je montre les premiers résultats obtenus en laboratoire et sur le soleil et j'indique les procédures de réduction.

3.2 Projet d'article A & A

PYTHEAS: Un spectromètre Pérot-Fabry multi-canal pour l'analyse d'une image astronomique.

par Etienne le COARER, Yvon GEORGELIN et Slimane BENSAMMAR

Résumé

La spectroscopie de champ à haute résolution spectrale et dans un grand domaine spectral ne peut se faire qu'avec un récepteur de grand format et pouvant enregistrer une séquence complète de balayage pour se comporter comme une véritable acquisition "3D".

Les Astronomes qui étudient les champs de vitesses connaissent bien le Pérot-Fabry dont le système d'anneaux d'interférence permet d'étudier les raies en émission dans un très grand champ, avec une haute résolution spectrale mais reste limité à un petit domaine spectral (un seul ordre d'interférence).

Le montage proposé ici est totalement différent. Tous les ordres du Pérot-Fabry sont observés simultanément et sont séparés par un réseau, comme une dispersion croisée. On observe un spectre cannelé, qui va explorer tout le spectre au cours du balayage d'un seul ordre. L'échantillonnage spatial sera effectué à l'entrée par une trame de lentilles qui permet d'observer simultanément 20×20 éléments contigus d'un petit champ. Le montage optique à inversion champ-pupille permet de déconnecter l'information spectrale de l'information spatiale. On garde la haute résolution spectrale du Pérot-Fabry ($R \sim 6 \cdot 10^4$) dans le grand domaine du réseau (200 nm). L'instrument est idéal pour l'étude des raies en absorption, par exemple pour le coeur des amas globulaires.

Mots clés: Pérot-Fabry, Spectre cannelé, Amas globulaires

I. Introduction

A une époque où se conçoit l'instrumentation pour les très grands télescopes dédiés à la haute résolution spatiale, le besoin est très souvent exprimé de coupler l'imagerie à la haute résolution spectrale. L'instrument idéal serait "3D" et permettrait d'avoir une bonne résolution spatiale dans un grand champ et une bonne résolution spectrale dans un grand domaine spectral. Il est impossible de rassembler toute cette information sur un récepteur "2D" de dimension finie même très grande et même s'il est lu séquentiellement plusieurs fois.

Le spectro-imageur que nous présentons permet de prendre en compte les problèmes optiques rencontrés en spectrographie classique et de remédier aux défauts inhérents à ces méthodes grâce au principe d'inversion champ-pupille Courtès (1964). La solution adoptée s'appuie sur les nouvelles conditions d'utilisation des télescopes à très haute résolution spatiale donc à très faible étendue de faisceaux élémentaires. Elle associe deux concepts; une trame de lentilles, et un interféromètre de Pérot-Fabry travaillant tous les deux en faisceaux fermés dans ces conditions de faible étendue élémentaire.

Il dérive des trois instruments suivants:

- Le spectromètre Pérot-Fabry à balayage à très grand champ Tully (1974), Boulesteix et al (1983), qui donne une haute résolution spectrale mais dans un domaine spectral limité à un seul ordre. Ce spectromètre est très bien adapté à l'étude des raies d'émission et des champs de vitesses dans les galaxies.
- Le spectrographe intégral de champ de Courtès et al (1987), un instrument imageur spectrographique permettant un échantillonnage parfait du champ à l'entrée du spectrographe avec une trame de lentilles tout en faisant une spectroscopie à basse résolution dans un grand domaine spectral.
- Le SIMAC, Spectromètre à Pérot-Fabry intégral spectral (Chabbal et Pelletier 1964) donnant la solution pour observer simultanément plusieurs ordres du Pérot-Fabry et obtenir tout le spectre après balayage d'un seul ordre. Il étudie un grand domaine spectral à haute résolution mais reste limité à un seul point du champ comme un spectrographe échelle.

II. Deux modes différents d'utilisation du Pérot-Fabry

Montage classique: Anneaux.

Utilisation en faisceau ouvert avec $p = \frac{2ne \cos i}{\lambda}$.

Les anneaux correspondent aux incidences permises.

Les caractéristiques sont :

- un très grand champ sur le ciel correspondant au nombre de pixels du récepteur,
- la haute résolution spectrale du Pérot-Fabry,
- un petit domaine spectral limité par le filtre interférentiel,
- l'observation de raies en émission.

Ref: Pérot et Fabry (1899), Buisson, Fabry et Bourget (1914), Tully (1974).

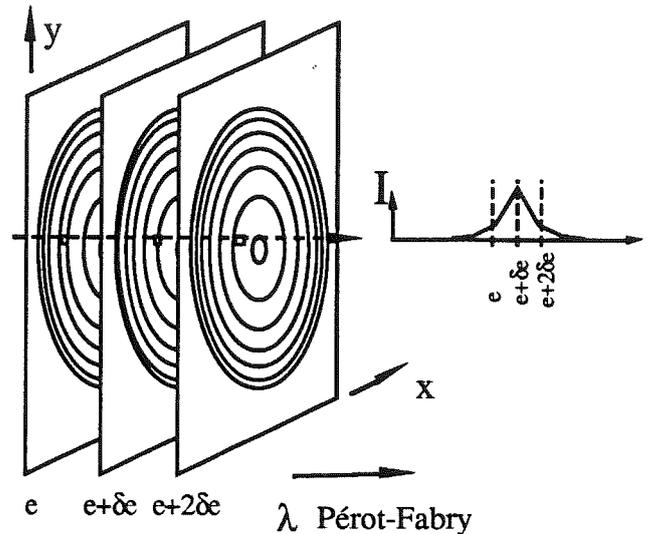


Fig. 1. Anneaux de Perot-Fabry.

Montage proposé : cannelures

Utilisation sur la tache centrale en faisceau fermé avec $p = \frac{2ne}{\lambda}$.

Le Pérot-Fabry fonctionne en filtre spectral.

Les caractéristiques sont:

- un petit champ sur le ciel limité au nombre de lentilles de la trame,
- une haute résolution spectrale,
- un grand domaine spectral,

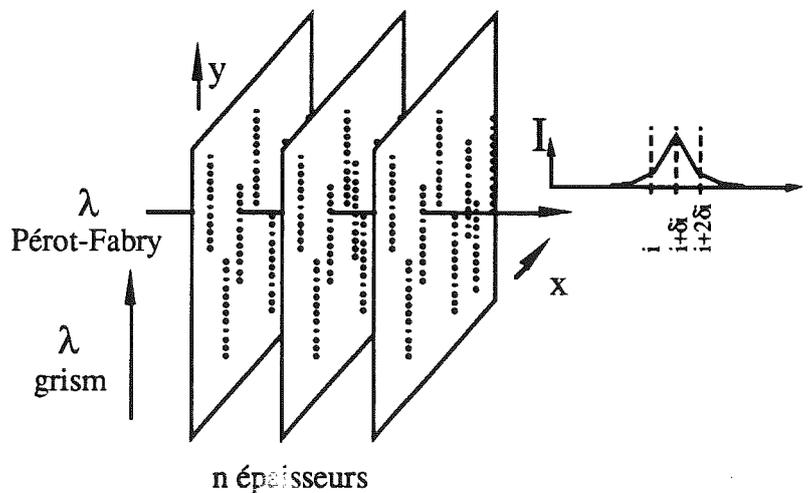
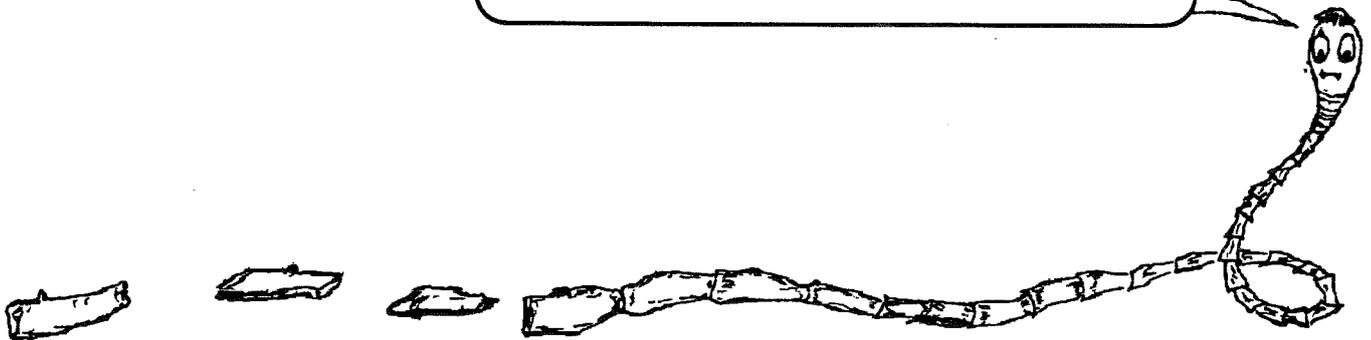


Fig. 2. Spectres cannelés.

- l'observation des raies en absorption et en émission.

Ref: Fabry et Pérot (1897), Edser et Butler (1898), le Coarer et al. (1992).

Pérot et Fabry, c'est du chiqué; le ver solitaire est aussi capable de faire des anneaux en forme de pointillés !!



III. Description de l'instrument

Notre montage optique comporte une trame de lentilles de type Stanhope assez ouvertes ($f/5$), éclairée en faisceau fermé ($f/200$) qui reçoit sur sa face d'entrée l'image très agrandie de l'objet et en donne à la sortie, dans son plan focal, une grille de micropupilles. Ces micropupilles, d'éclairement uniforme, jouent le rôle de fentes du spectromètre. L'espace entre deux micropupilles successives est grand par rapport à leur diamètre ce qui libère de la place sur le récepteur pour la pré-dispersion donnée par un grism séparateur d'ordres. L'interféromètre de Pérot-Fabry, placé dans le faisceau fermé, module le signal en un spectre cannelé. Le balayage d'un seul ordre de l'interféromètre, synchronisé avec la lecture séquentielle du récepteur, permet d'analyser à haute résolution spectrale tous les éléments du spectre et pour tous les points du champ simultanément. On détermine le passage ou défilement des franges au cours du balayage et non pas la localisation spatiale des raies sur le récepteur.

La Figure 3 décrit le montage. La figure 4 visualise le spectre transmis par le Pérot-Fabry, le spectre pré-dispersé par le grism et l'analyse spectrale finale de chaque ordre. Nous examinons le cas de différents spectres à l'entrée: émission ou absorption, raie simple ou multiple.

PYTHEAS

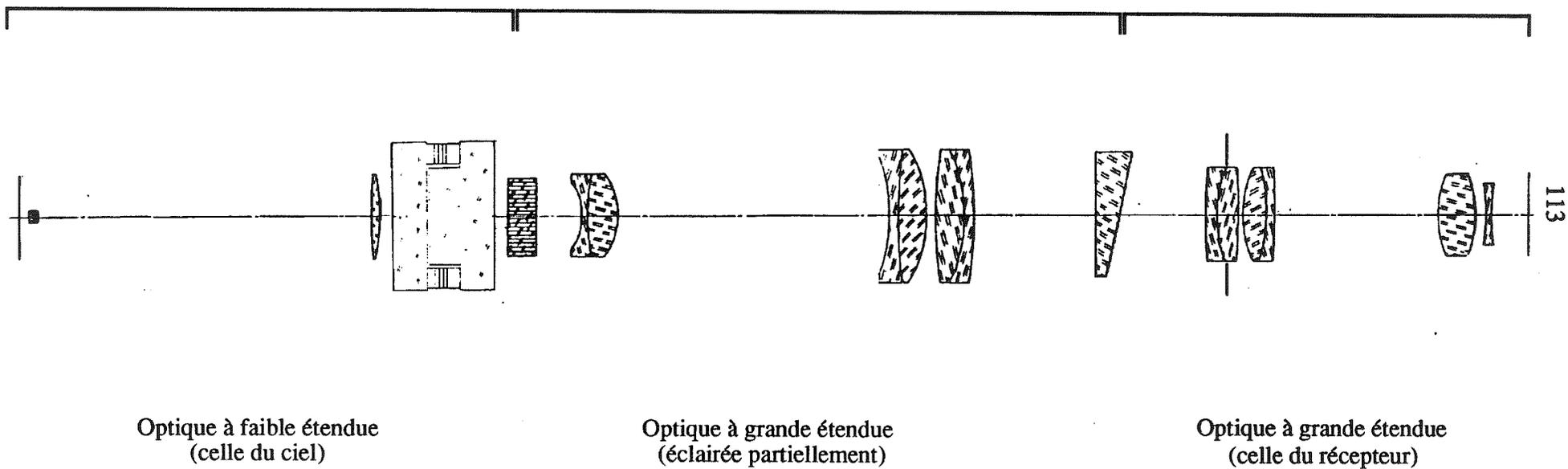


Fig. 3 Montage Tigre-Pythéas du CFHT. Les caractéristiques optiques sont données au chapitre 3.3 §19

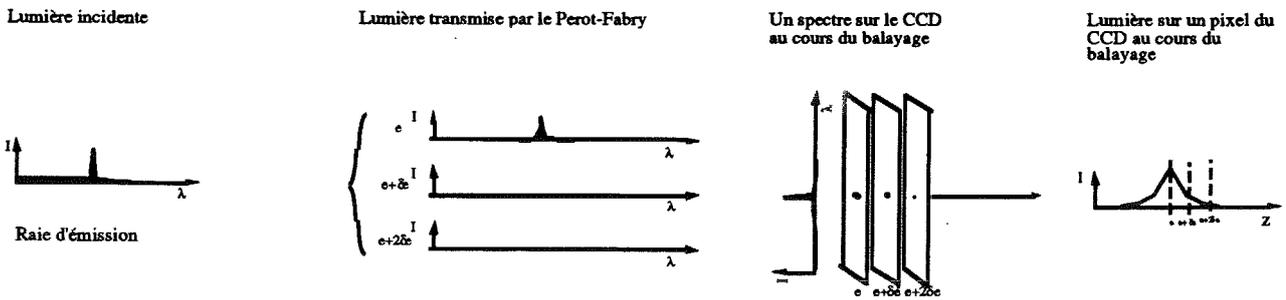


Fig. 4a Une raie unique en émission. Elle n'est transmise que si le Pérot-Fabry a la bonne épaisseur e , donc sur le canal e . Cette plage sera localisée sur le récepteur là où le grism la positionnera, compte tenu de sa longueur d'onde.

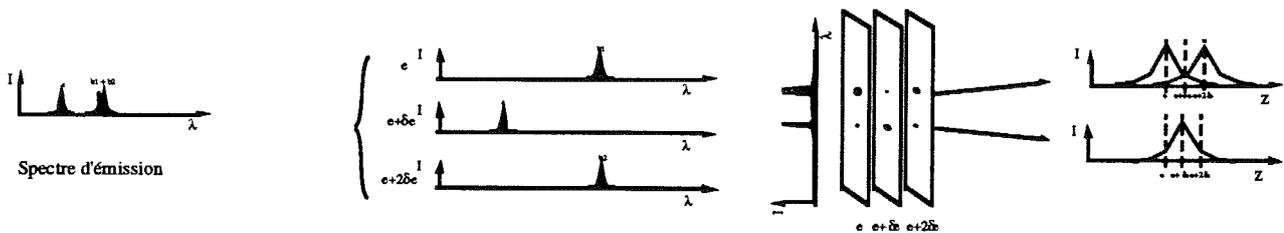


Fig. 4b Une raie "a" bien séparée et un doublet "b1, b2" serré. Ces 3 raies en émission seront transmises à des épaisseurs différentes du Pérot-Fabry. La raie "a" sera isolée des autres sur le récepteur grâce au grism. Les deux raies "b1" et "b2" du doublet ne seront pas résolues par le grism. C'est le Pérot-Fabry qui permettra de séparer les composantes b_1 et b_2 sur les canaux e et $e+2\delta e$ dans notre exemple.

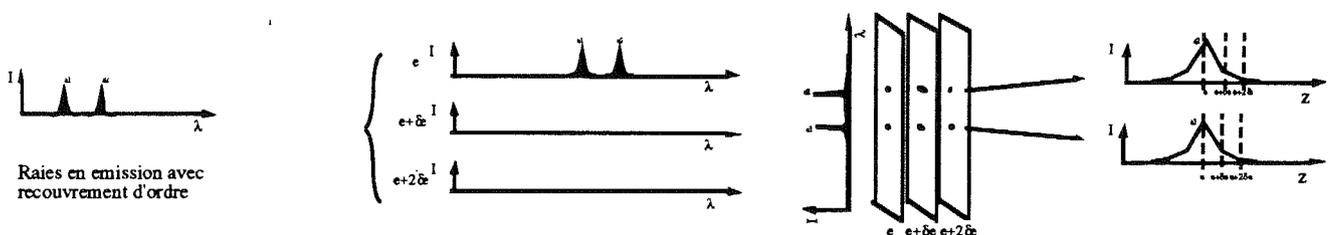


Fig. 4c Deux raies bien séparées en émission. Ces deux raies peuvent être par hasard à exactement 1 ou (ou plusieurs) ordres du Pérot-Fabry, elles apparaissent alors "en coïncidence" sur le même canal. C'est le grism cette fois-ci qui séparera les deux raies en position sur le récepteur.

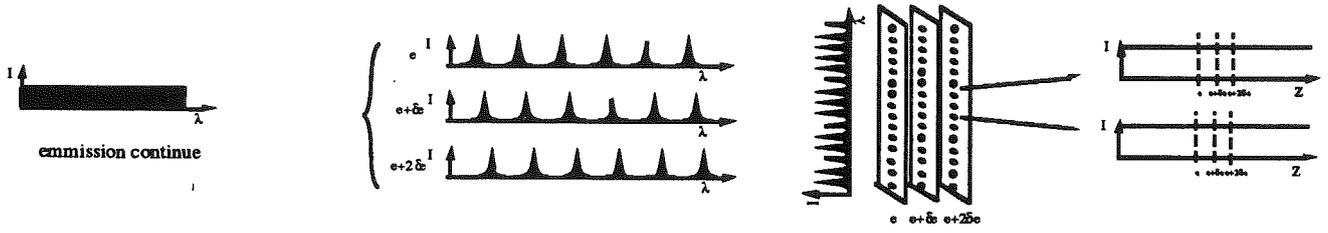


Fig 4d Un spectre continu uniforme. Pour une épaisseur e , le Pérot-Fabry transmet un spectre cannelé de grande finesse (par exemple $\mathcal{F} \sim 40$). Sur le récepteur, le spectre se présente comme une suite de plages de Fabry juste séparées par la basse résolution spectrale du grism.

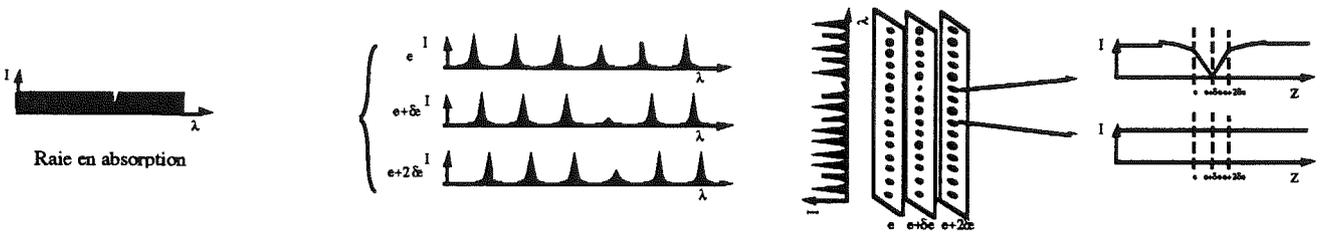


Fig 4e Un spectre continu avec une raie en absorption. Pour l'épaisseur $e + \delta e$ du Pérot-Fabry correspondant à la longueur d'onde de la raie d'absorption on n'aura plus de lumière incidente. Dans un spectre prédispersé et pour le canal $e + \delta e$ la plage de Fabry correspondante disparaîtra.

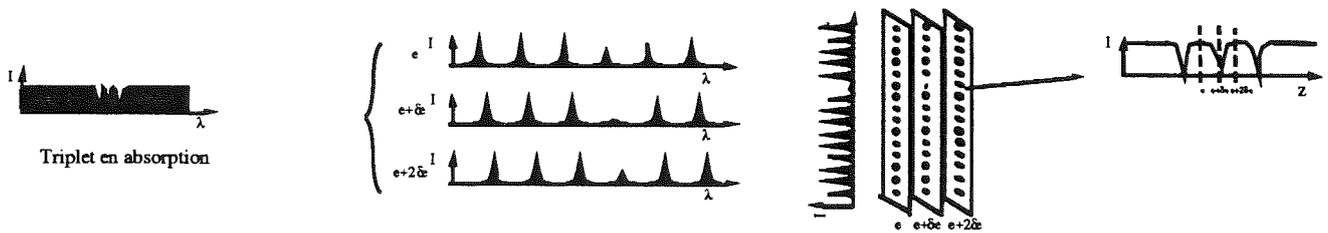


Fig 4f Un spectre continu avec un triplet en absorption. C'est la même chose. Une plage de Fabry disparaîtra au canal $e - \delta e$, puis une deuxième fois au canal $e + \delta e$, et enfin au canal $e + 3\delta e$.

IV Propriétés du montage

-A- Fonction de transfert spatial et spectral.

1) L'échantillonnage spatial est effectué à l'entrée par la trame de lentilles et non à la sortie par le récepteur comme pour les spectrographes classiques. Cet instrument ne dégrade donc pas la qualité des images obtenues au foyer du télescope, tandis que dans les autres montages l'ensemble fente-collimateur-réseau-caméra -pixel influe sur la fonction de transfert "atmosphère + télescope" et dégrade la résolution spatiale.

2) La trame de lentilles échantillonne vraiment le seeing ($0.5 \times \text{seeing}$) alors qu'une fente, pour 80% d'énergie, doit prendre $1.4 \times \text{seeing}$. En réalité, une fente n'échantillonne pas mais masque. La trame améliore donc par 2 ou 3 la résolution spatiale et permet surtout de connaître avec grande précision où l'on est situé sur l'objet.

3) Le montage est à inversion "champ-pupille" selon la tradition des plages de Fabry. Dans le plan-fente du spectrographe (et donc sur son conjugué le récepteur) on forme des micro-pupilles et non plus l'image du ciel. Ce sont ces pupilles qui sont pré-dispersées. Il n'y a donc plus pollution de l'information spectrale par l'information spatiale comme pour les autres spectrographes.

4) La dimension de la pupille à la sortie de la trame et l'ouverture des faisceaux optiques sont compatibles avec la dimension des fibres optiques, qui peuvent être ainsi utilisées pour un transport et une réorganisation de ces micropupilles à l'entrée d'un spectrographe classique. Avec des trames comme avec des fibres on peut travailler au foyer d'un télescope à la limite de diffraction.

- B - Qualités spectroscopiques

1) La fonction d'appareil du pré-disperseur est propre et l'instrument devient idéal pour les raies en absorption.

2) Le Pérot-Fabry est utilisé sur la tache centrale et sur une petite pupille correspondant au diamètre d'une lentille de la trame. Chacune des lentilles voit un spectre modulé par le Pérot-Fabry dont l'origine en longueur d'onde sera identique et apparaîtra simultanément.

3) Avec une pupille aussi réduite (2 mm pour chaque lentille de la trame), les défauts de surfaces des lames de l'interféromètre n'interviennent plus, ni non plus les défauts de l'optique focalisatrice. La finesse effective est alors égale à la finesse réfléchissante. La résolution spectrale ne dépend plus que de la

finesse théorique et du nombre de canaux d'échantillonnage. On peut atteindre une grande finesse et donc des résolutions très importantes avec un grand nombre de couches diélectriques sachant que les défauts seront encore une fois minimisés.

4) L'échantillonnage du spectre par un Pérot-Fabry est directement comparable au décalage du spectre par l'effet Doppler:

$$\frac{\Delta e}{e} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{v}{c} \quad (1)$$

et la courbe de réflexion des lames du Pérot-Fabry peut être calculée pour donner une finesse proportionnelle à la longueur d'onde, compatible avec cet échantillonnage spectral. La figure 5 montre une telle optimisation pour 9 couches multidiélectriques. Les outils de corrélation croisée ramènent alors la mesure de la vitesse radiale à la détermination de l'épaisseur entre les lames du Pérot-Fabry.

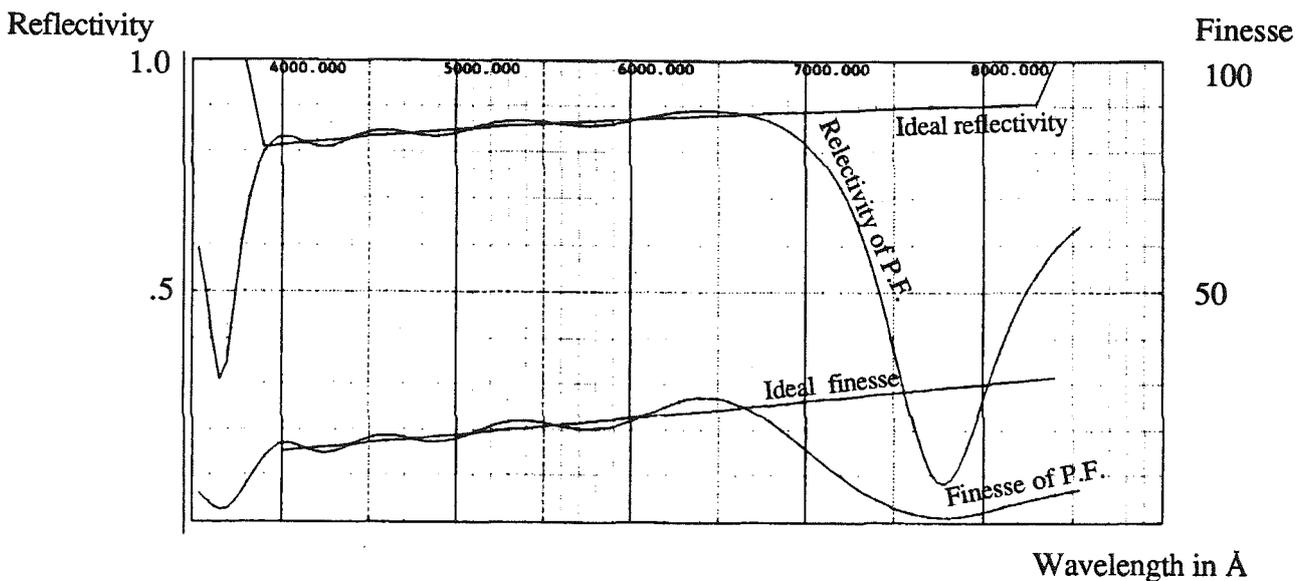


Fig. 5. Modélisation d'un revêtement multidiélectrique à 9 couches qui donne une finesse proportionnelle à la longueur d'onde.

5) Le Pérot-Fabry a sa résolution limitée par l'ouverture du faisceau incident sur une lentille de la trame. L'étendue de faisceau qui se conserve tout au long du montage impose l'ouverture sur les lentilles de la trame. La résolution R_0 dépend donc du diamètre du télescope D , de la dimension d de la microlentille et du seeing s en radian du site; par application du critère de Jacquinot (1954):

$$R_0 = \frac{8d^2}{s^2 D^2} \quad (2)$$

cette limitation est sévère pour des grands télescopes si la qualité d'image est moyenne; en effet pour des lentilles de 2mm et un seeing de 1" la résolution est limitée à $3.2 \cdot 10^4$ pour un télescope de 8m et à $12.8 \cdot 10^4$ pour un télescope de 4m.

Pour le cas particulier d'un télescope utilisant l'optique adaptative, cette résolution R_0 est indépendante du télescope:

$$R_0 = \frac{8d^2}{(1.22 \lambda)^2} \quad (3)$$

Pour un diamètre de lentille de 2mm, la résolution maximum est $8.6 \cdot 10^7$ pour $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$ et $5.4 \cdot 10^4$ pour $20 \mu\text{m}$. La résolution devient vite très importante dès que l'on utilise une correction même partielle de la turbulence. Des résolutions de plusieurs millions seront possibles en couplant des Pérot-Fabry à la manière des PEPSIOS (Mack et al. 1963).

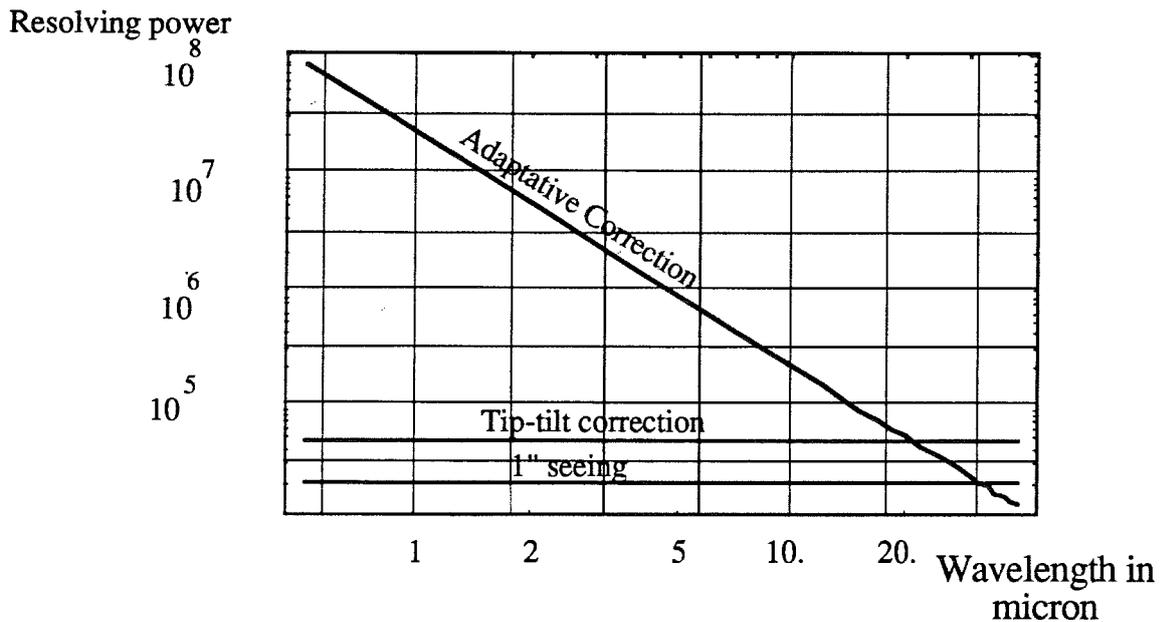


Fig 6. Evaluation de la resolution spectrale limite en fonction de la longueur d'onde pour différentes correction de la turbulence et pour un télescope de 8m.

- C - Propriétés mécaniques

1) L'agrandisseur d'entrée, qui rend le faisceau très peu ouvert pour attaquer le Pérot-Fabry et la trame de lentilles, donne de la pupille du télescope une image accessible appelée macropupille. On a donc la possibilité de faire un montage coronographique s'il y a des objets brillants dans le champ, mais aussi de mettre un masque froid pour bloquer l'émissivité thermique instrumentale dans un cryostat .

2) Ce spectromètre est très compact ($< 1\text{m}$) comparé à un spectrographe-échelle de même résolution; il limite la dimension des cryostats, il est adaptable sur un petit télescope et même embarquable (ballon ou satellites). Ceci est dû au fait que dans les appareils interférentiels "la séparation des faisceaux interférents s'effectue par division de luminance et non d'étendue": c'est l'avantage de Jacquinet (1958).

- D - Magnitudes limites

Nous avons calculé (fig. 7) les magnitudes limites pour une observation de 4 heures, pour une résolution de $2 \cdot 10^4$, un Pérot-Fabry de finesse 25, un CCD de 6 électrons de bruit de lecture. La figure 8 montre le profil de la raie $H\alpha$ en absorption d'une étoile de 10^{ème} magnitude obtenu avec un télescope de 36 cm et un récepteur à comptage de photons.

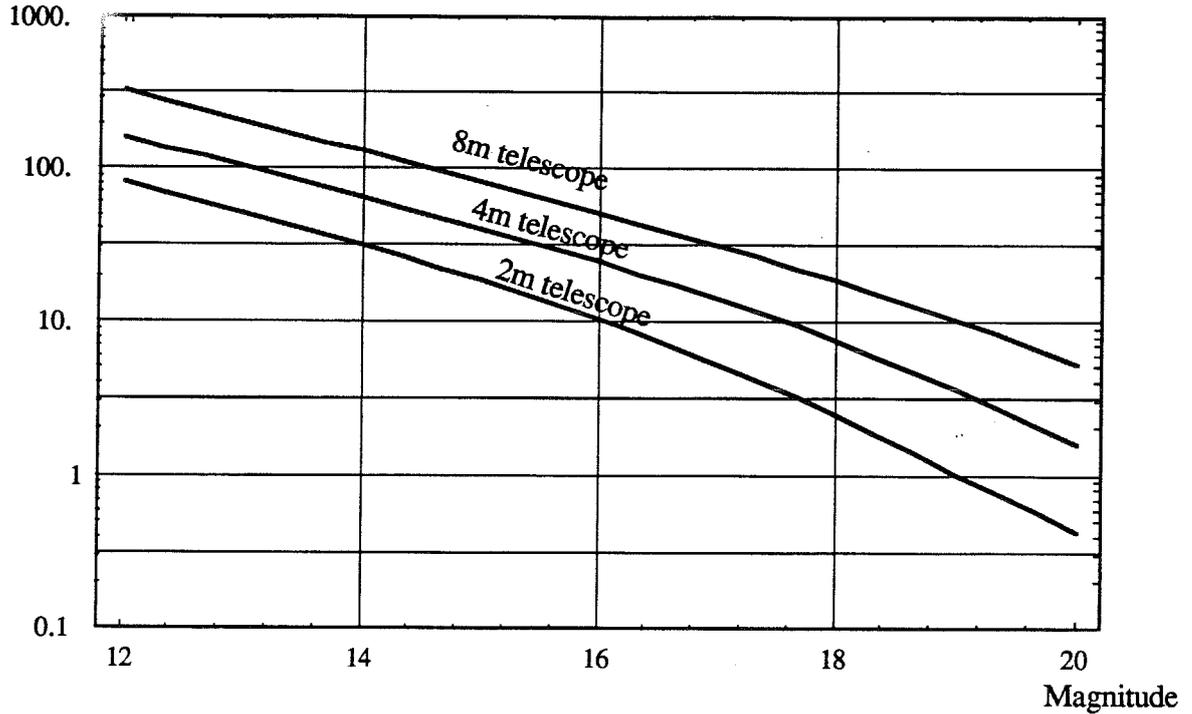
Signal to
noise ratio

Fig. 7. Rapport signal sur bruit en fonction de la magnitude pour différents diamètres du télescope.

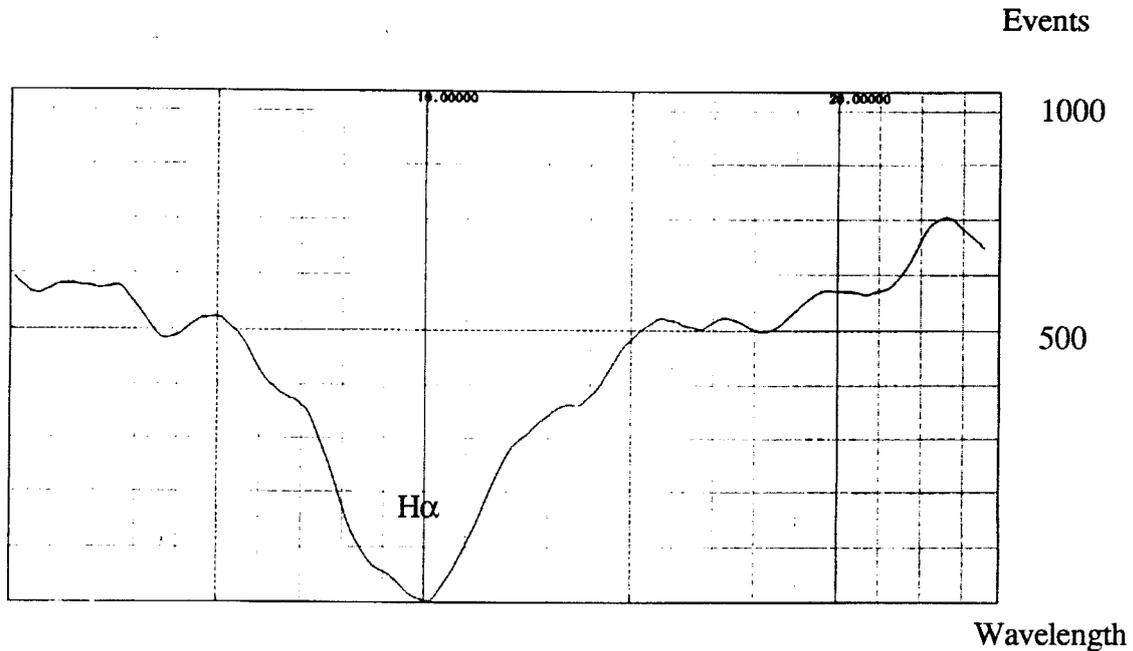


Fig. 8. Profil de la raie H α en absorption d'une étoile de 10ème magnitude obtenu avec un télescope de 36 cm et un récepteur à comptage de photons.

V Séquences d'observation et réduction des données.

Séquences de calibration et d'observation

L'instrument est un spectromètre. Sa précision dépend de la qualité photométrique ou de la manière d'extraire exactement le flux dans chacune des plages de Fabry, ainsi que du pilotage de l'interféromètre. Un balayage effectué sur une lampe spectrale donne la calibration absolue en λ ainsi que la mesure du décalage de phase dans les couches diélectriques.

Un balayage effectué sur une lampe continue donnera la localisation exacte des plages de Fabry pour chaque épaisseur ainsi que la réponse du récepteur pour chaque cannelure à la correction de couleur près. Le flux mesuré sur l'objet en chaque canal pourra être corrigé photométriquement en tenant compte du flux total des étoiles dans la mesure où l'on peut considérer que pour un grand domaine spectral il n'existe pas de corrélation entre le spectre continu d'une étoile et le spectre cannelé du Pérot-Fabry .

De manière générale on utilisera les algorithmes d'extraction de flux connus dans la photométrie stellaire. Dans la partie bleue des spectres existe une redondance du balayage qui pourra aussi être utilisée pour tester la stabilité photométrique de l'observation. Connaissant les longueurs d'onde exactes pour tous les ordres du Pérot-Fabry et toutes les épaisseurs, on extrait le spectre.

L'instrument ne produisant que des images de points lumineux, il est aisé de suivre tout au long de l'observation leurs localisations pour extraire d'éventuelles flexions.

Balayage de l'interféromètre et procédures de dépouillement

A incidence nulle, la formule du Pérot-Fabry devient:

$$p\lambda = 2ne + \frac{\lambda\Psi(\lambda)}{\pi} \quad (4)$$

avec λ la longueur d'onde, p l'ordre d'interférence, $n(\lambda)$ indice de l'air, e l'épaisseur entre les lames et $\Psi(\lambda)$ le décalage de phase à la réflexion. La variation totale de l'épaisseur à appliquer à l'interféromètre pour balayer les ordres à toutes les longueurs d'ondes correspond à la longueur d'onde la plus rouge λ_r présente dans le champ et est égale à :

$$\Delta e = \frac{\lambda_r}{2}$$

Le nombre total N de canaux à effectuer dérive du maximum de la fonction $\frac{F(\lambda)}{\lambda}$ et vaut

$$N = \frac{\lambda_r 2F(\lambda_{max})}{\lambda_{max}}$$

à une épaisseur donnée. Ces cannelures correspondent à des nombres entiers successifs, ordres du Pérot-Fabry (fig 8). Il n'est pas nécessaire de connaître l'ordre d'interférence du Pérot-Fabry, celui-ci peut être déterminé directement en observant deux raies de calibrations λ_1, λ_2 d'une lampe spectrale, et en comptant le nombre d'ordres entre celles-ci. Soit $e_1(\lambda_1) = e_0 + \Delta e_1$ et $e_2(\lambda_2) = e_0 + \Delta e_2$ les épaisseurs respectives pour lesquelles ces raies ont défilé, on connaît alors p_1 l'ordre d'interférence à λ_1 :

$$p_1 = \frac{\frac{\lambda_2}{n_2}(p_2 - p_1) - 2(\Delta e_2 - \Delta e_1) + \frac{\lambda_2}{n_2} \frac{\Psi_2}{\pi} - \frac{\lambda_1}{n_1} \frac{\Psi_1}{\pi}}{\left(\frac{\lambda_1}{n_1} - \frac{\lambda_2}{n_2} \right)} \quad \text{avec } p_1 \text{ entier (5)}$$

Ne connaissant pas toujours $\Psi(\lambda)$, et supposant que n l'indice de l'air est indépendant de la longueur d'onde, on est ramené à considérer la formule:

$$p_1 = \frac{\lambda_2(p_2 - p_1) - 2(\Delta e_2 - \Delta e_1)}{(\lambda_1 - \lambda_2)} \quad \text{avec } p_1 \text{ non entier (5')}$$

et à calibrer avec plusieurs raies spectrales.

Ainsi on connaîtra la longueur d'onde pour tous les ordres du Pérot-Fabry et pour toutes les épaisseurs du balayage.

La figure 9 montre 9 spectres de Pythéas obtenus avec une trame de 9 lentilles carrées. La direction de dispersion fait un certain angle avec le côté du carré de la trame. Un seul canal de balayage est montré.

La figure 10 montre un seul spectre de la figure précédente chaque ligne correspond à une épaisseur différente du balayage. La lampe utilisée est une source continue.

La figure 11 montre également un seul spectre. Il est obtenu sur le Soleil. La zone entourée montre la disparitions des cannelures D1 et D2 dans deux ordres différents (abscisse différente) Elle apparaissent entre les canaux 35 et 45, presque en même temps, car l'ordre du Pérot-Fabry ($p=796$) les met presque en coïncidence. Zoom de cette partie en fig 13.

La figure 12 montre également un seul spectre. Il est obtenu avec une source spectrale au néon. Les raies sont toutes transmises à un moment ou à un autre. Le spectre se lit de haut en bas, colonne après colonne. La mesure de e_1 et e_2 et Δp donne de manière univoque l'ordre du Pérot-Fabry. La formule encadrée donne la relation simple entre les longueurs d'onde.

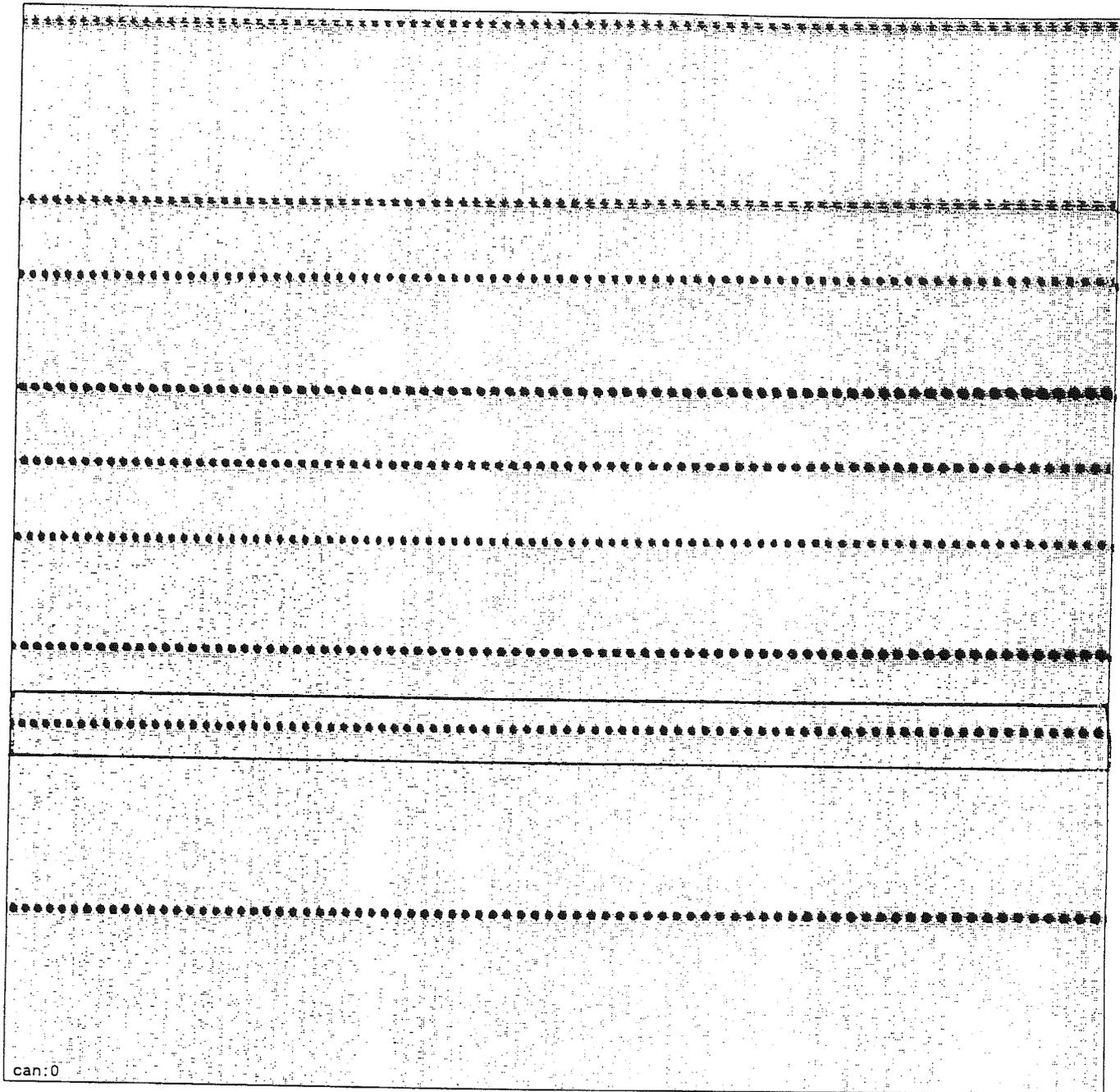


Fig. 9. Image des 9 spectres de Pythéas mais un seul canal de balayage.

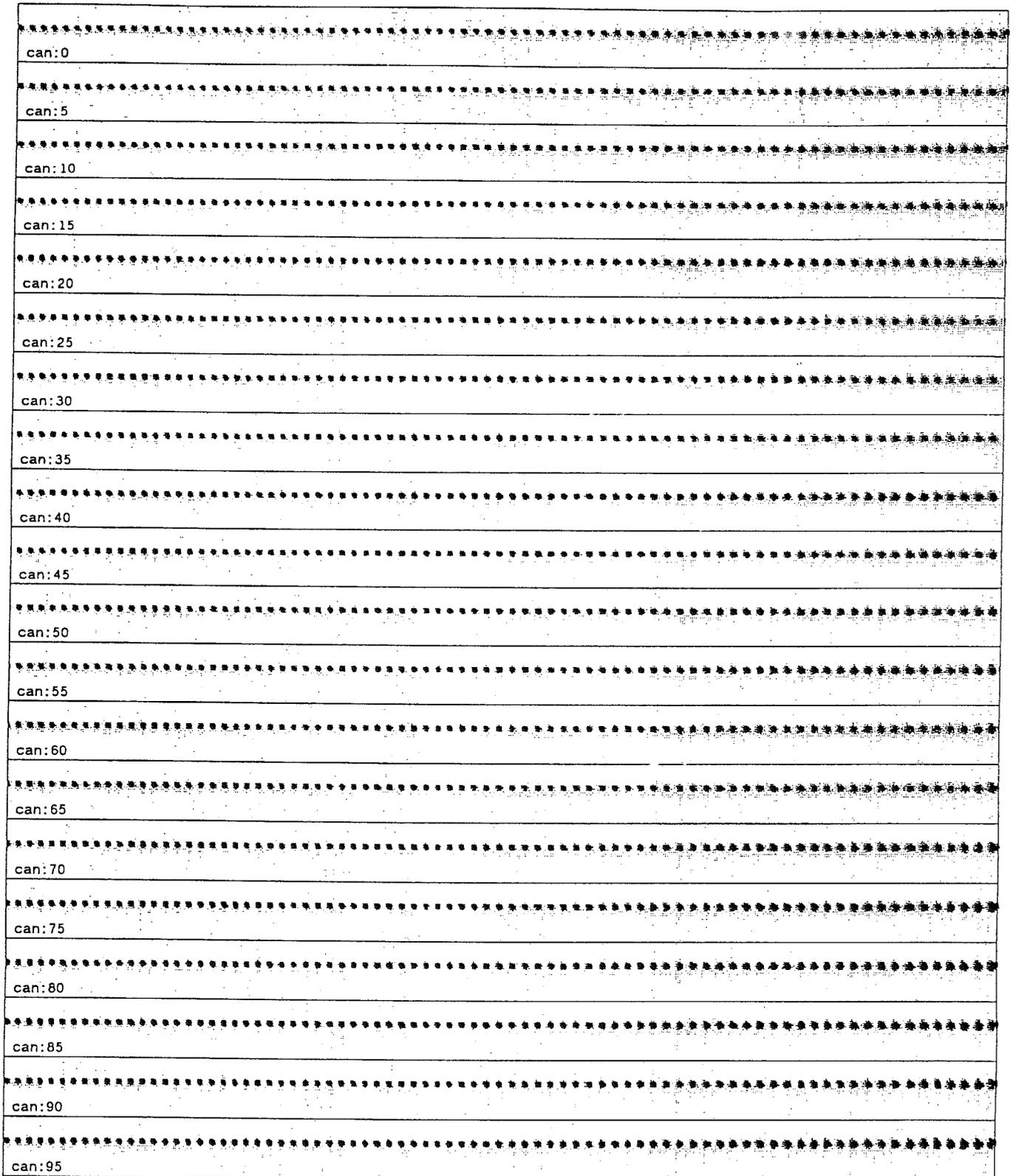
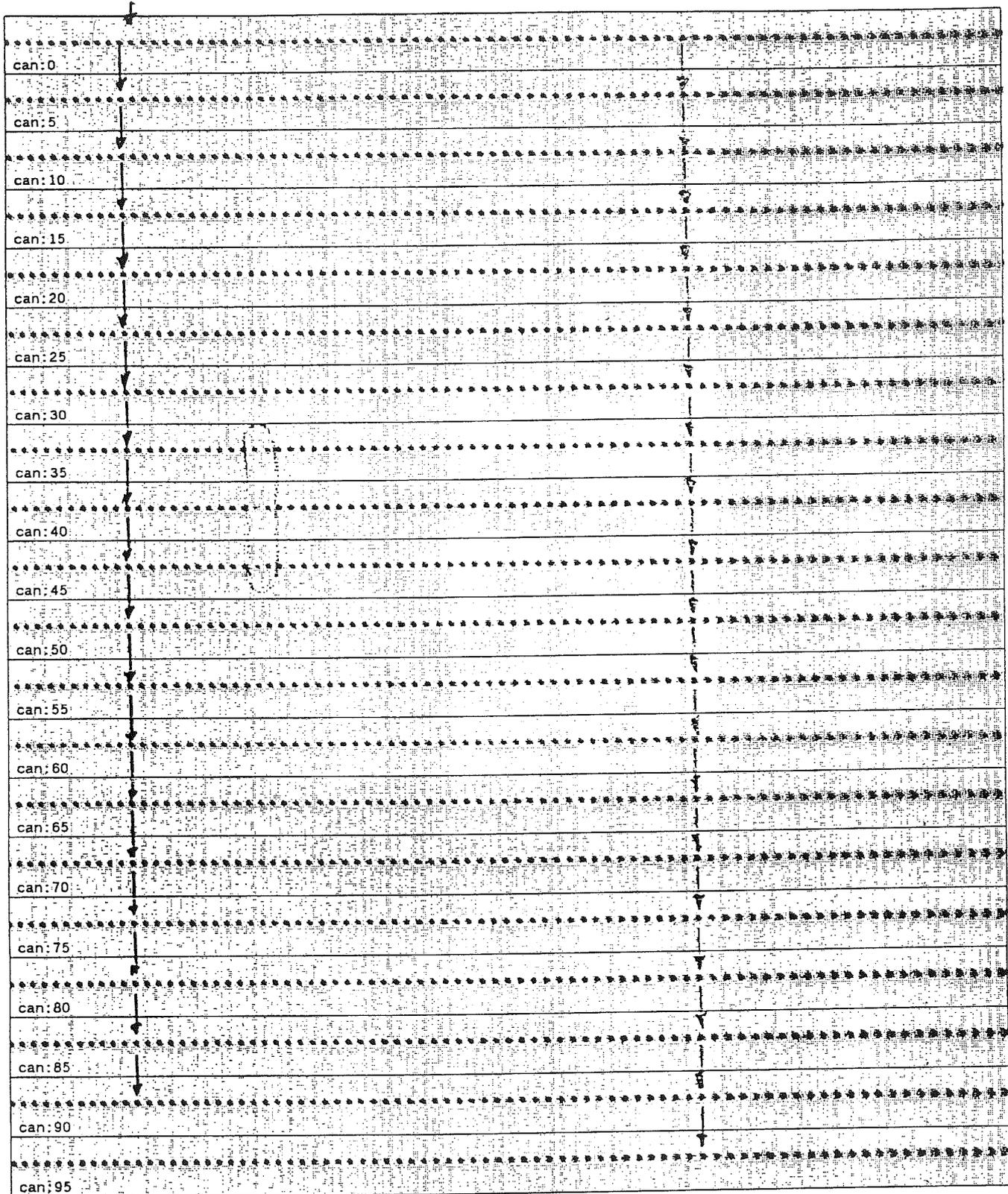


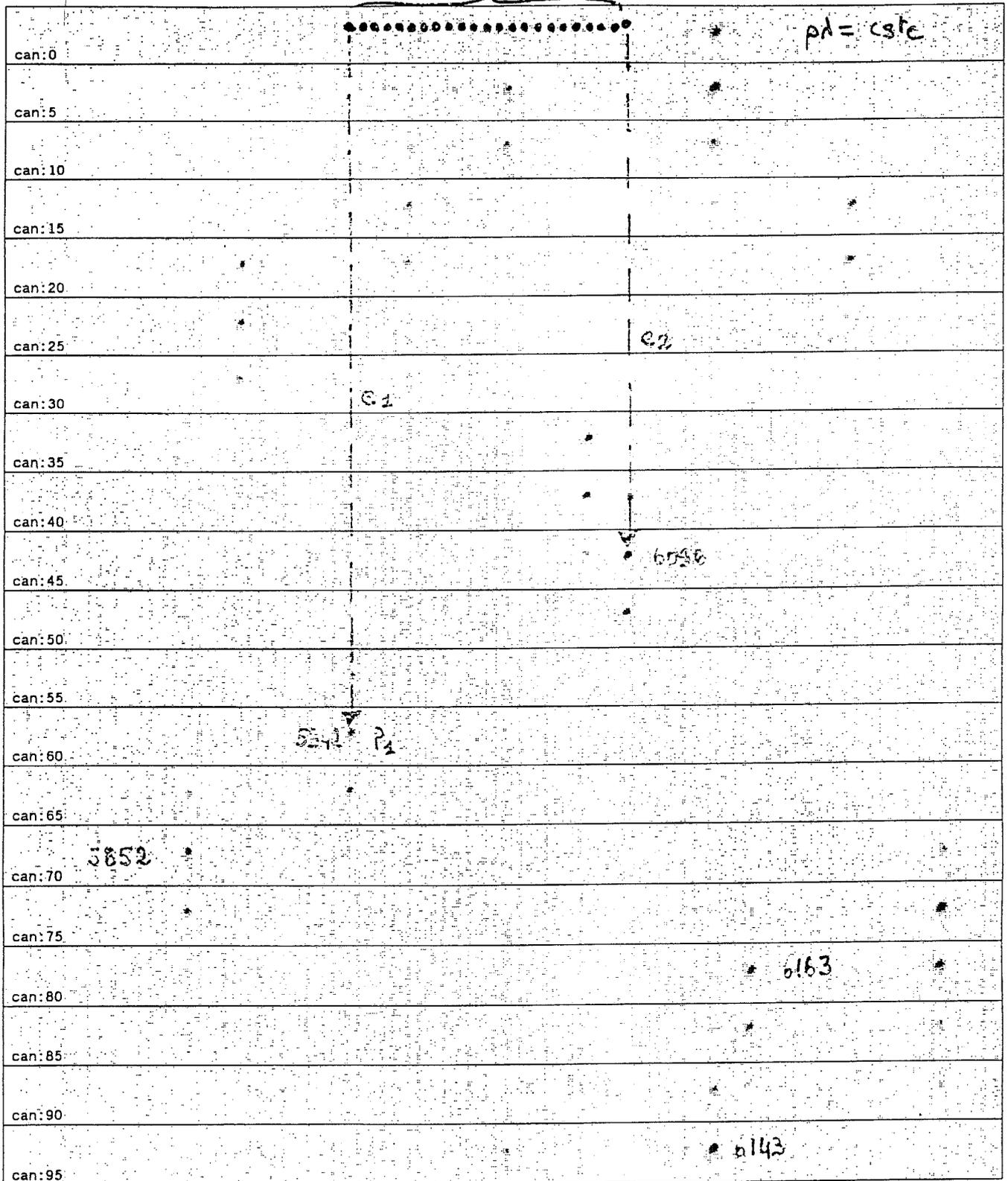
Fig. 10. Un seul spectre de Pythéas mais complet avec le balayage de tout un ordre. Chaque ligne correspond à une épaisseur. Le spectre se lit verticalement, de haut en bas, colonne après colonne



OBSERVATION : Soleil

Fig. 11. Un seul spectre solaire. On remarque la disparition de D_1 et de D_2 dans la partie entourée.

ΔP



ETALONNAGE NEON

$$P_1 = \frac{\Delta p d_2 + e_1 - e_2}{d_1 - d_2}$$

Fig. 12. Un seul spectre complet avec une lampe au néon.

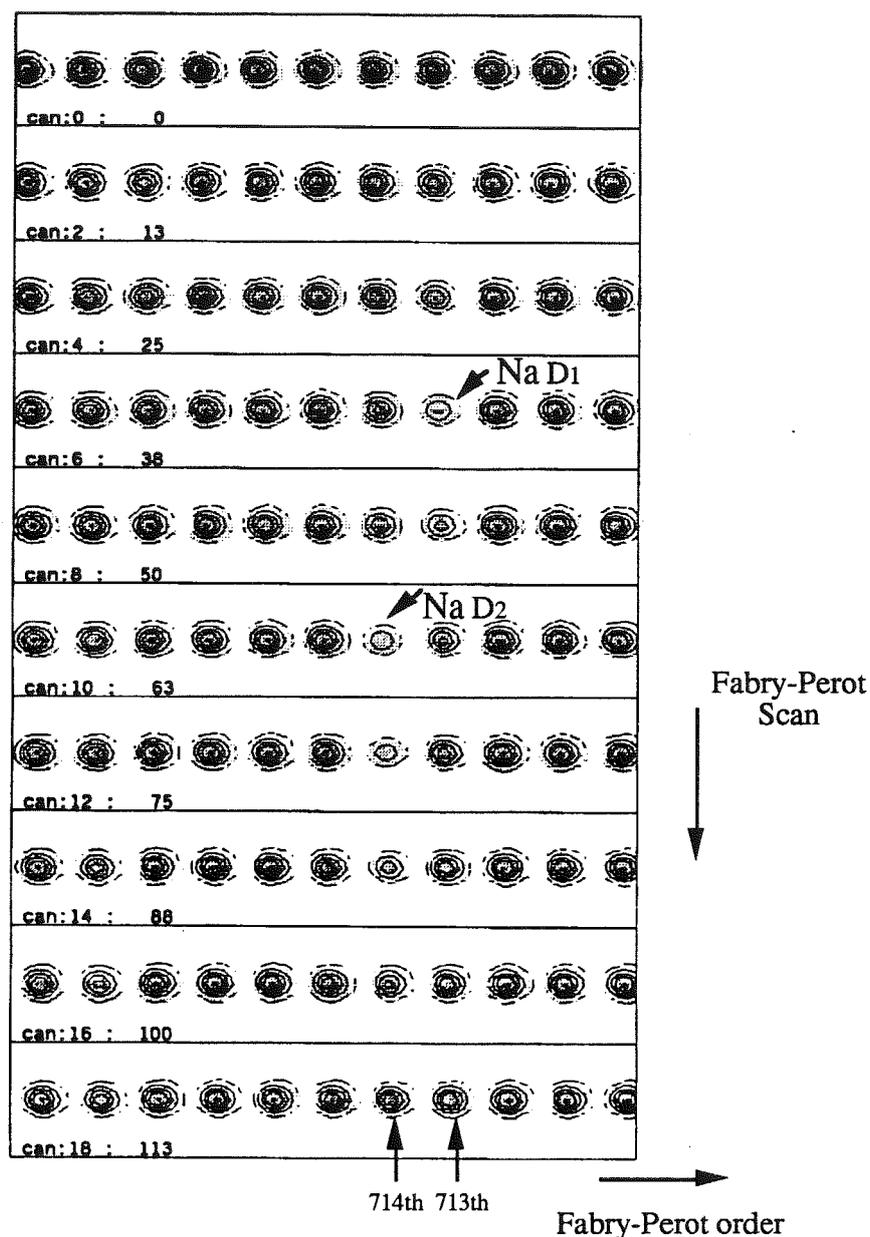


Figure 13. Chaque ligne montre les différents ordres du Pérot-Fabry dispersés par le réseau et observés simultanément. En suivant chaque colonne on a l'évolution fine du spectre au cours du balayage temporel. Ainsi les deux raies D_1 , D_2 en absorption du sodium apparaissent avec un décalage d'un ordre entier et à deux épaisseurs voisines du Pérot-Fabry.

6 Premières observations

Un prototype a été réalisé à l'Observatoire de Marseille avec des éléments de laboratoire: caméra et collimateur Leitz 135mm et 180mm, agrandisseur Foca 50mm, caméra video Thomson CCD 512×512 pixel 23 μ m, trame de 9 lentilles f/5 de 1.2mm de coté, Pérot-Fabry Queensgate Ltd, ordre d'interférence

796 à $H\alpha$ $f=40$, grism 600 tr/mm, et système de numérisation d'image video standard. L'instrument placé au foyer d'un coelostat a donné des spectres de 100 nm de long entre D_1, D_2 et $H\alpha$. La figure 14 montre un de ces spectres, la figure 15 donne un agrandissement autour du doublet du sodium. Plusieurs spectres ont été pris le long de l'équateur solaire et la vitesse de ces différents points a été obtenue par cross corrélation avec un spectre pris au centre du limbe. La figure 16 montre ce pic de corrélation, et la figure 17 la courbe de rotation obtenue. On obtient 1.3 kms^{-1} sur le bord au lieu de 2 kms^{-1} à cause des nombreuses raies telluriques présentes dans l'intervalle spectral concerné et non corrigées pour le moment.

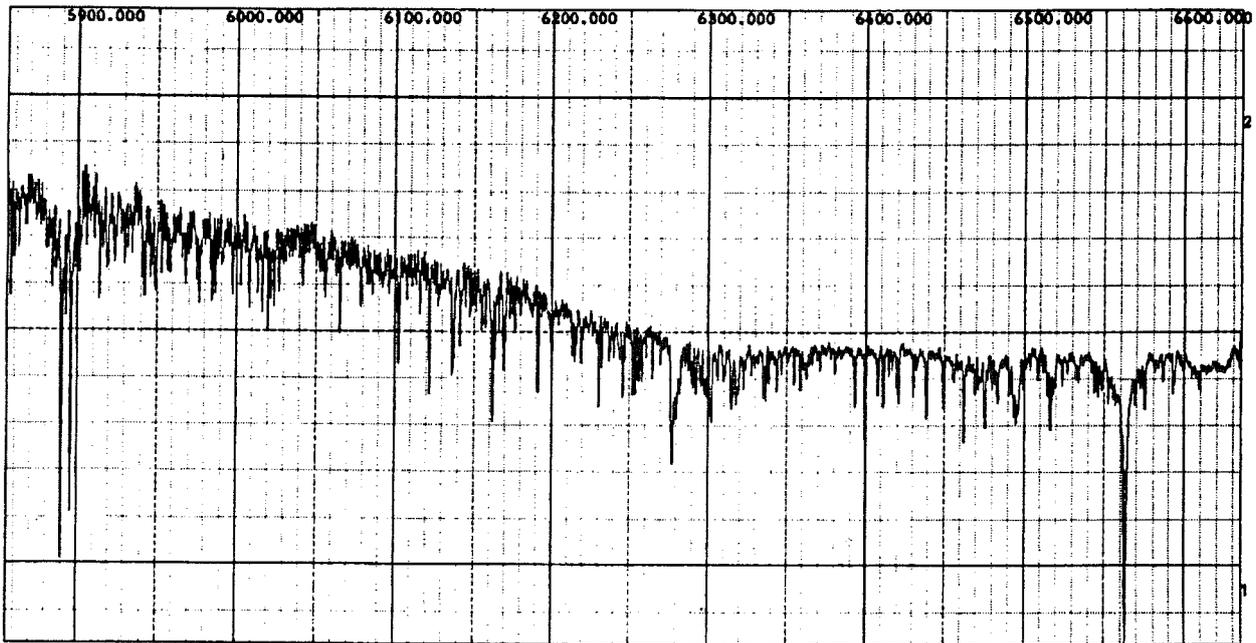


Fig14. Spectre solaire. on aperçoit à gauche le doublet du sodium, et à droite la raie $H\alpha$ en absorption.

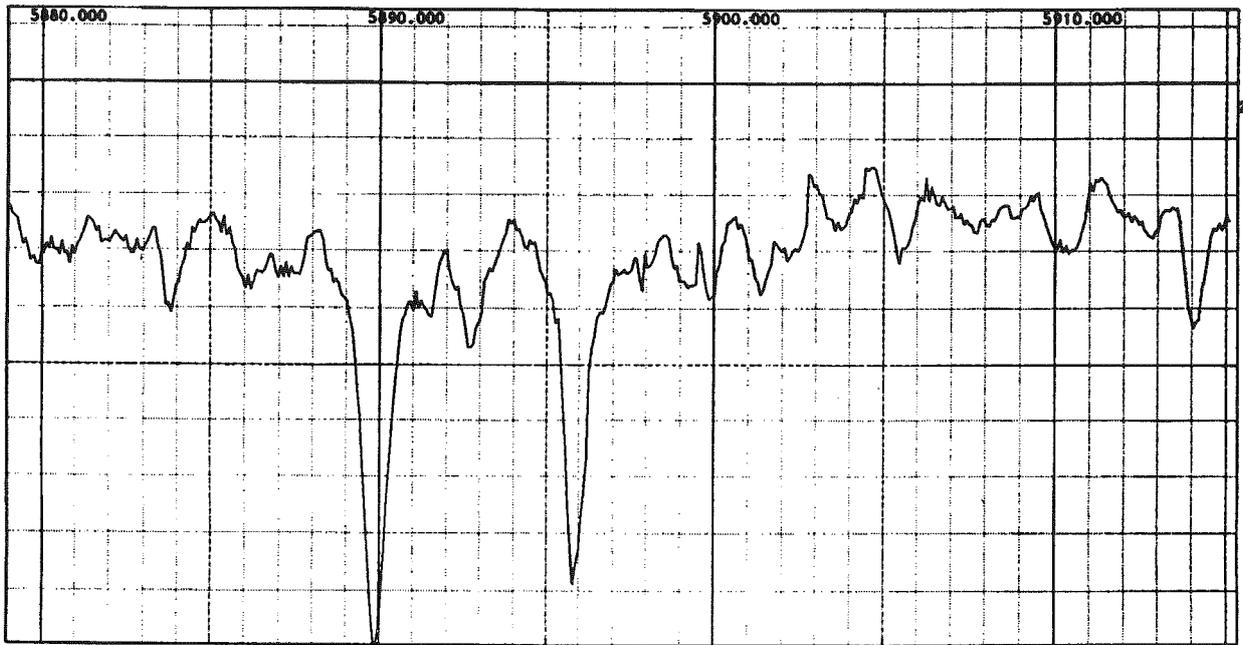


Fig. 15. Doublet du sodium

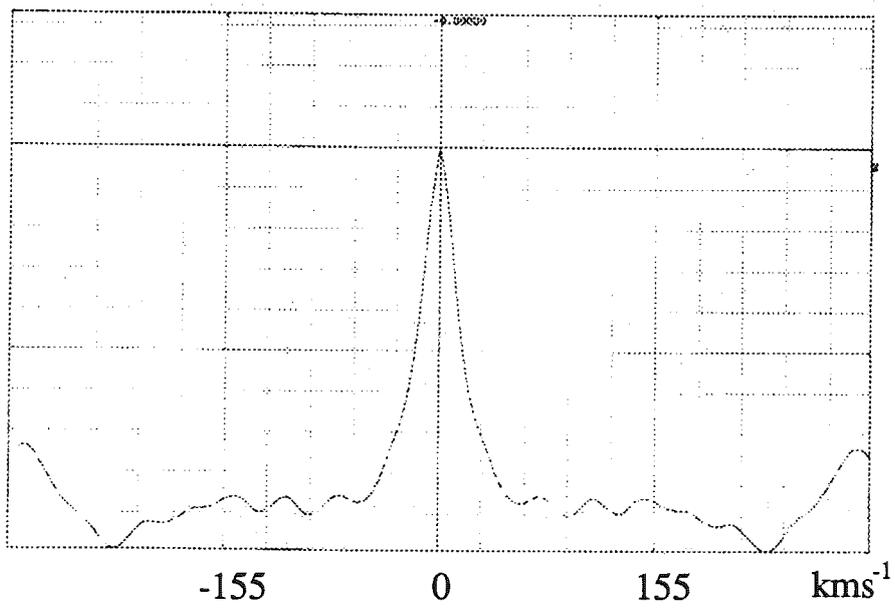


Fig. 16. Pic de corrélation

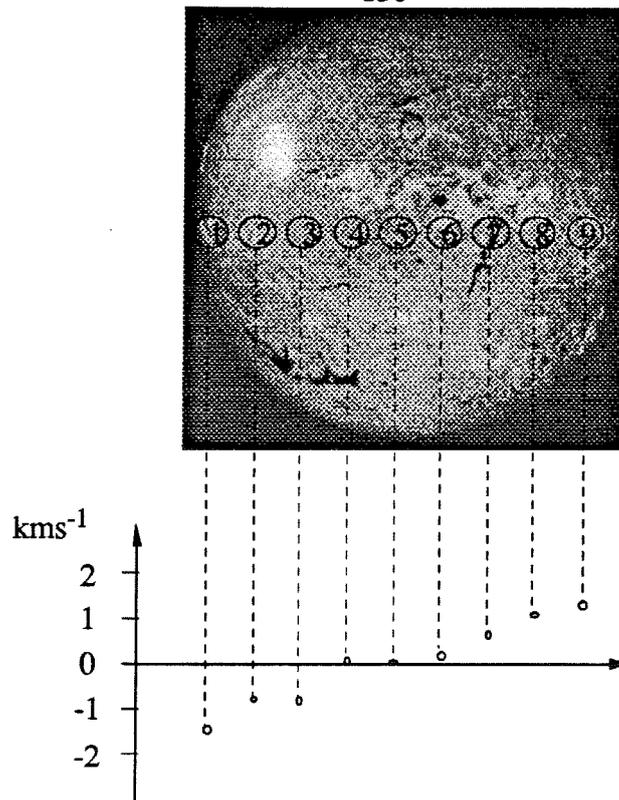


Fig. 17. Courbe de rotation du soleil.

7 Conclusion

La spectroscopie de champ à haute résolution spectrale dans un grand domaine spectral est un mode inhabituel pour les astronomes. La nécessité d'une séquence de balayage de l'interféromètre peut paraître un handicap vis à vis des magnitudes limites que l'on vise. Cependant le couplage associant une spectroscopie à haute résolution et une imagerie de qualité est une chance précieuse surtout dans des champs stellaires encombrés. C'est un enjeu capital pour la recherche d'objets massifs, binaires, à des vitesses anormales, dans le coeur des amas globulaires effondrés. Au delà d'un nouvel instrument, c'est une philosophie de réduction des données qui autorise des regroupements d'information dans un grand cube de données. En effet, il ne faut qu'un faible rapport signal sur bruit pour déterminer une vitesse radiale précise, mais il est très important de connaître la dispersion de vitesses points par points dans le champ. Inversement, un problème d'abondance primordiale qui exige un très haut rapport signal sur bruit peut être traité globalement en sommant les spectres de toutes les étoiles d'une même famille dont la classification peut être faite à résolution spectrale dégradée. Seule la haute résolution spatiale et spectrale simultanée permet de tels regroupements.

Références bibliographiques

- Boulesteix J., Georgelin Y.P., Marcelin M., Monnet G., 1983, Proc. SPIE, International Society Optical Engineering, Instrumentation in Astronomy, V, 37.
- Buisson H., Fabry Ch., Bourget H., 1914 ApJ 40, 241.
- Chabbal R., Pelletier R., 1964, Proc. of Conf. on Phot. and Spectro. Optics, Tokyo, Jap. J. Appl. Phys. 4, Suppl. I, 1965, 445.
- le Coarer E., Georgelin Y., Monnet G., 1992, Compt. Rend. Acad. Sciences, Paris (in press)
- Courtès G., 1964, A.J. 69, 325.
- Courtès G., Georgelin Y.P., Bacon R., Monnet G., Boulesteix J., 1987, Santa Cruz summer workshop, Univ. of California, July 1987.
- Edser E., Butler C.P., 1898, Phil. Mag. 46, 207.
- Fabry Ch., Perot A., 1897, Ann. Chim. Phys. 12, 459.
- Jacquinet P., 1954, J. Opt. Soc. America 44 n° 10, 761.
- Jacquinet P., 1958, le Journal de Physique et le Radium, t. 19, 223.
- Mack J.E., McNutt D.P., Roesler F.L., Chabbal R., 1963, Applied Optics, Vol. 2, No. 9, 873.
- Perot A., Fabry Ch., 1899, ApJ 9, 87.
- Tully R.B., 1974, ApJS 27, 449.

Ce projet de publication dans A. and A. va être profondément remanié pour inclure les nouveaux résultats que je viens d'obtenir au 3m60 ESO.

Cela pourrait évoluer vers 2 articles:

- un article Pythéas proprement dit avec une description (chapitres 3.1, 3.2, et 3.3 de cette thèse), les premiers résultats astronomiques et une perspective sur les programmes de recherches possibles (chapitre 3.4 de cette thèse),
- un article plus général sur les spectromètres astronomiques (chapitre 3.5 de cette thèse).

Dans une démarche à la fois expérimentale et historique j'ai approfondi certains points afin de tester la validité du concept et préparer la réalisation d'un premier instrument

3.3. Commentaires Pythéas

- 1 Les premiers spectres cannelés, Foucault et Fizeau - 1845 -
- 2 Premières cannelures dans l'infra-rouge, Foucault et Fizeau - 1847
- 3 Premières cannelures à ondes multiples - Fabry et Pérot - 1897 -
- 4 Spectre cannelé comme source de calibration.
- 5 Décalage de phase à la réflexion - Couches métalliques -
- 6 Décalage de phase à la réflexion - Couches diélectriques -
- 7 Calcul théorique de la réflexion et du décalage de phase dans un P.F.
- 8 Modélisation d'un multi-couches pour Cigale et pour Pythéas.
- 9 Mesure du décalage de phase avec des raies spectrales.
- 10 Mesure du décalage de phase avec des cannelures.
- 11 Espacement des cannelures.
- 12 Stabilisation des cannelures.
- 13 Pythéas pour mesurer la bande passante des filtres interférentiels.
- 14 Pythéas comme photomètre absolu.
- 15 Essais Pythéas au 3^m60 CFHT.
- 16 Caractéristiques de l'optique utilisée.
- 17 Mode imagerie et séquences de réglage.
- 18 Essais Morgane au 3^m60 ESO.
- 19 Essais Pythéas IR au 3^m50 NTT.

...des anneaux...

238

Cl.
Br. Cl.
Fag.
Hr.
Pauk. (m. Paukschl.)
Pauk. Fis.
ALBR.
Voc.
CB.

ster Gruss! Wie durch Fluch er mir ge. rieth, ver. flucht sei die. ser Ring! Gab sein Gold

Wagner R. Das Reingold, 1864, Ed. Shott p238

Alberich maudit l'anneau ...

... on ne le verra plus qu'en pointillé....

...aux cannelures...

1 LES PREMIERS SPECTRES CANNELES, FOUCAULT ET FIZEAU - 1845 -

Il s'agit bien ici de franges monochromatiques alternativement brillantes et obscures, d'ordre d'interférence élevé, et non pas de franges irisées à teintes plates, comme les anneaux de Newton ou comme les franges données par les miroirs de Fresnel. Il ne s'agit pas non plus des franges d'égale épaisseur appelées franges de Fizeau.

Ces cannelures sont obtenues en lumière blanche. Foucault et Fizeau réussirent à les observer avec un spectroscopie à 5 prismes permettant de séparer ces cannelures monochromatiques même à ordre élevé ($p \sim 8000$). Il s'agit d'interférence à 2 ondes; la différence de marche est produite par les deux faces d'une lame de verre à faces parallèles éclairée en incidence quasi perpendiculaire et vue par réflexion. La visibilité des franges est meilleure par réflexion que par transmission car dans ce cas de réflexion vitreuse les deux faisceaux réfléchis ont des amplitudes comparables. Le contraste des cannelures était d'une "ténuité extrême" puisqu'il s'agissait d'une modulation sinusoïdale et non d'une fonction d'Airy.

Voici des extraits des notes aux Comptes Rendus de Fizeau et Foucault 1845 et 1846 et des rapports d'Arago et Babinet. Il est assez curieux de voir que Foucault passa à côté des interférences à ondes multiples lui qui réussit les premières argentures semi-réfléchissantes de qualité optique sur des objectifs astronomiques en améliorant avec Power et Robert le procédé Drayton. C'est cette méthode que Fabry et Perot utilisèrent 50 ans plus tard.

"Dans les expériences antérieures de Fresnel et de Thomas Young, cette différence de marche correspondait à un petit nombre de longueurs d'onde; MM. Fizeau et Foucault, par une disposition ingénieuse et simple, l'ont portée jusqu'à huit mille longueurs d'onde, en ajoutant une preuve nouvelle et brillante à la parfaite précision de la théorie. Arago, si bon juge de ces matières, et glorieusement mêlé lui-même à l'histoire de ces mémorables découvertes, fit à cet élégant travail le plus chaleureux accueil et commença à espérer que Fresnel aurait des successeurs." (extrait du rapport de l'Académie des Sciences sur les deux mémoires de Fizeau et Foucault relatifs à l'observation des interférences dans le cas des grandes différences de marches entre les rayons interférents).

FOUCAULT ET FIZEAU 1846

Au lieu d'augmenter la différence de marche en faisant avancer l'un des miroirs parallèlement à lui-même, nous avons placé, suivant la méthode de M. Arago, une lame mince sur le trajet de l'un des faisceaux, et nous avons vu de même notre spectre se couvrir de bandes d'autant plus nombreuses que la lame était plus épaisse; cependant, n'ayant pas eu à notre disposition une série de lames assez parfaitement travaillées pour cet usage, nous n'avons pas été aussi loin par ce moyen que par le précédent.

Pour une petite glace d'environ 0^m,5 d'épaisseur, nous avons trouvé pour le nombre de bandes, toujours entre E et F, le nombre 48.

INTERFÉRENCES PRODUITES PAR RÉFLEXION SUR DES LAMES MINCES.

Si l'on fait tomber perpendiculairement sur une lentille cylindrique à court foyer un faisceau de lumière solaire, il se produit derrière la lentille, et à la distance focale principale, une sorte d'image linéaire du soleil; mais si l'on place derrière la lentille, parallèlement à son plan, et à la moitié de sa distance focale, une lame mince transparente, chacune des surfaces de cette lame réfléchit vers la lentille une portion du faisceau convergent. La lumière provenant de ces deux réflexions va converger vers l'intérieur de la lentille, la traverse en formant deux foyers linéaires situés l'un devant l'autre; et très-voisins si la lame est très-mince, puis continue sa route en sens contraire du faisceau incident, comme si elle émanait de ces foyers mêmes. Si donc un observateur pouvait se placer dans ce faisceau de lumière solaire qui tombe sur la lentille, il apercevrait à l'intérieur même de cette lentille un foyer linéaire rayonnant, qui résulterait de la superposition des deux images très-voisines situées l'une devant l'autre.

En inclinant un peu le faisceau incident, l'observation devient possible; on peut donc aussi former un spectre avec la lumière émise par ce foyer rayonnant; et comme ce foyer est constitué par deux faisceaux réfléchis aux deux surfaces d'une lame mince, le spectre devra se couvrir de bandes d'interférences dont le nombre dépendra de l'épaisseur et de la nature de la lame réfléchissante. Nous avons observé, à l'aide de cette disposition, les interférences produites par la réflexion aux deux surfaces d'une petite glace dont l'épaisseur était 0^m,537.

Les bandes d'une ténuité extrême, mais très-distinctes, entre les raies F et G, n'ont pu être comptées, à cause de leur finesse extrême; mais on peut calculer le nombre d'ondulations qui constitue la différence de marche, au moyen de l'épaisseur de la lame qui a été mesurée très-exactement: la formule est dans ce cas, $n = \frac{2er}{\lambda}$.

On trouve alors pour la raie F, $n = 3406$, et pour la raie G, $n = 3859$.

FOUCAULT ET FIZEAU 1846

Pendant les beaux jours qui ont marqué la fin de cet hiver (1846), nous avons pu faire de nouvelles observations sur les interférences dans le cas de grandes différences de marche, et nous sommes parvenus à des nombres encore plus élevés que ceux que nous avons cités dans la première partie de ce travail. Pour obtenir ce résultat, nous avons cherché observer les bandes d'interférence dans un spectre plus pur encore que celui que nous avons pu produire. Ce but est facile à atteindre par l'emploi de plusieurs prismes au lieu d'un seul.

Nous avons observé, par ce moyen, les interférences produites par la réflexion aux deux surfaces de petites glaces à faces parallèles, dont les épaisseurs en millimètres ont été trouvées, telles qu'elles sont dans le tableau ci-dessous.

Les différences de marche calculées d'après les épaisseurs, et pour les raies F et G, entre lesquelles les bandes sont le plus nettement aperçues, par suite de la dispersion de cette région du spectre, sont les suivantes, en nombre d'ondulations :

	N° 1.	N° 2.	N° 3.
Épaisseur des lames en millimètres.....	0,674	0,903	4,029
Pour la raie F.....	4 256	5 728	6 527
Pour la raie G.....	4 824	6 489	7 394

RÉSUMÉ.

Il résulte des faits rapportés dans la première et la seconde partie de ce travail, que l'influence mutuelle que deux rayons de lumière exercent l'un sur l'autre a pu être manifestée par l'analyse prismatique dans les circonstances importantes où cette influence n'avait pas été constatée.

Le phénomène des interférences, qui n'était observable que pour les différences de marche d'un petit nombre d'ondulations, a pu être constaté lorsque la différence s'élevait à plus de sept mille ondulations.

2 PREMIERES CANNELURES DANS L'INFRA-ROUGE

- FOUCAULT ET FIZEAU - 1847 -

Après avoir observé les raies de Fraunhofer dans la partie visible du spectre solaire, Foucault et Fizeau utilisèrent la même méthode pour les rayons calorifiques. Ils réussirent ainsi à détecter le rayonnement infra-rouge jusqu'à 2 microns grâce à un thermomètre à eau dans une enceinte. En faisant interférer ces rayons calorifiques ils montrèrent qu'ils étaient de même nature ondulatoire que les rayons visibles.

LONGUEURS D'ONDES

DES RAYONS CALORIFIQUES

(Société Philomathique, 11 décembre 1817)

M. FIZEAU fait une communication relative aux longueurs d'ondes des rayons calorifiques invisibles qui prolongent le spectre solaire au delà des rayons rouges. La mesure directe de ces longueurs n'a pu être tentée jusqu'ici et présenterait d'ailleurs les plus grandes difficultés; l'auteur a cherché à déduire cet élément de la considération des spectres à bandes d'interférence qui ont été décrits et étudiés dans un précédent travail fait avec M. Foucault sur les interférences des rayons calorifiques. Dans ce travail, les auteurs ont constaté que les bandes d'interférence qui sillonnent les spectres dans toute leur étendue sont communes à la chaleur et à la lumière; ils ont trouvé, de plus, qu'il existe des bandes semblables dans la partie invisible du spectre située au delà du rouge, et ont fixé la position de ces bandes invisibles en mesurant leurs distances aux bandes visibles; la position de ces dernières a été fixée elle-même par rapport aux raies du spectre. En considérant ces phénomènes, d'après les principes des interférences posés par Fresnel, on trouve une relation entre les longueurs d'onde de trois rayons, et le nombre des bandes qui les séparent; ces longueurs ayant été mesurées très-exactement par Fraunhofer pour sept rayons

du spectre B, C, D, E, F, G, H, on peut introduire dans la formule ces valeurs pour deux rayons; elle donne alors la longueur d'onde d'un rayon en fonction du nombre des bandes que l'on peut compter dans le spectre entre ce rayon et l'un des deux pour lesquels cette valeur est regardée comme connue.

L'auteur donne les résultats du calcul pour les points principaux de la région obscure: ceux qui présentent un maximum, un minimum ou une raie; parmi ces nombres, nous rapporterons les suivants: ce sont des millièmes de millimètre; la longueur pour le violet extrême H était, d'après Fraunhofer, 393, et pour le rouge B, 688; on trouve pour les rayons calorifiques invisibles, 1 011, 1 196, 1 320, 1 445; ce dernier nombre correspond au point occupé par une raie remarquable; pour un point plus éloigné: 1 745; enfin, pour la limite de la chaleur sensible, lorsque le spectre est formé au moyen d'un prisme de flint: 1 940.

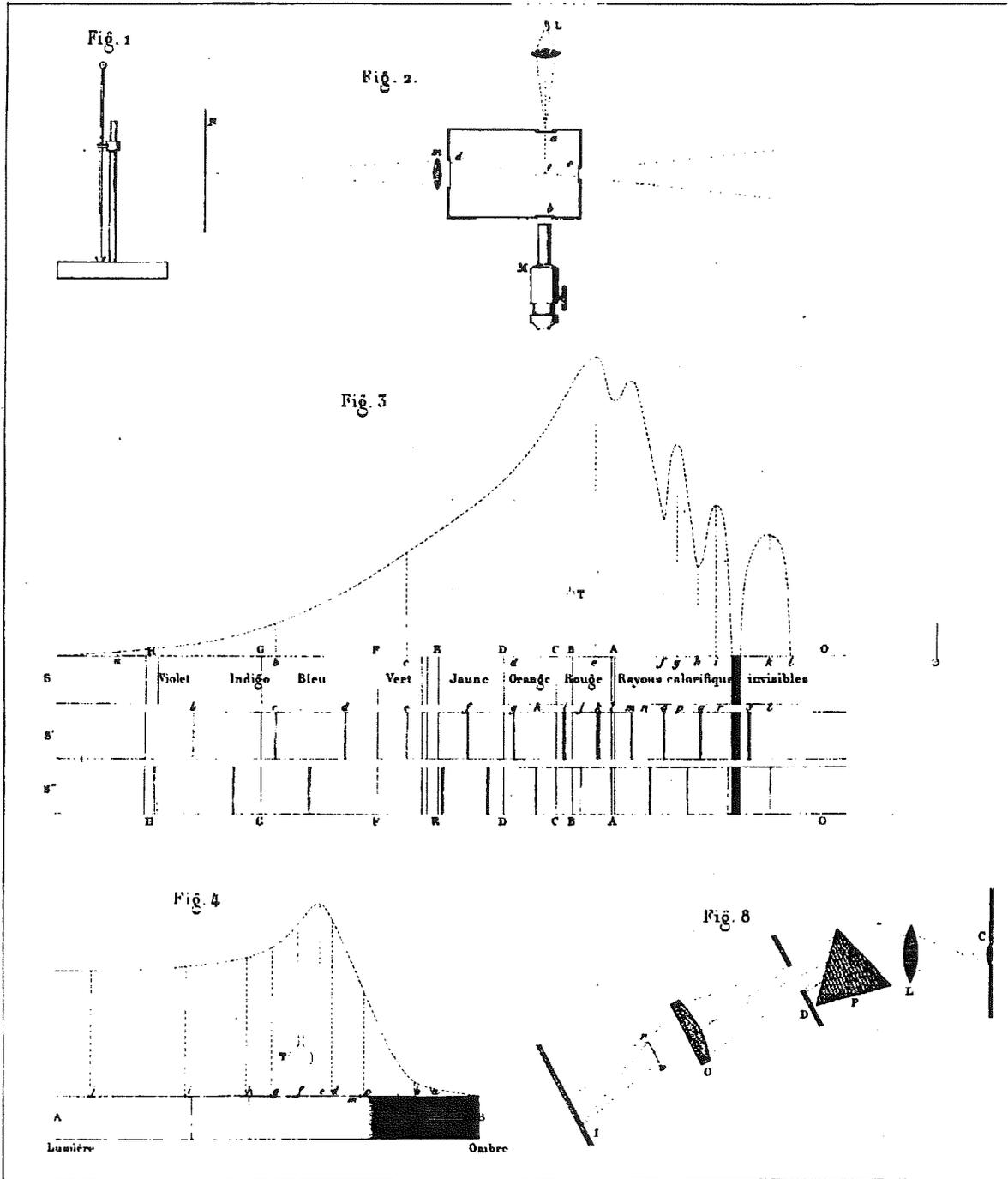


Fig. 1. Interférences des rayons calorifiques Foucault-Fizeau

3 PREMIERES CANNELURES A ONDES MULTIPLES : FABRY ET PEROT.

L'histoire des interférences depuis Newton et leur débouché sur les interférences à ondes multiples a été magistralement traitée par Connes 1986. L'histoire plus récente de l'interféromètre de Fabry-Pérot a été analysée exhaustivement dans le traité de Vaughan 1989. Parmi les quarante papiers de Fabry, Perot et Buisson publiés dans les Annales de Chimie et Physique, l'Astrophysical Journal, le Bulletin Astronomique et les Comptes Rendus de l'Académie des Sciences nous dégagerons seulement ici les six articles qui incluent tous les concepts nécessaires à l'application Pythéas :

- la thèse de Fabry, 1892, qui contient la théorie de visibilité des franges et qui pour la première fois établit et explique le lien entre le grand contraste des franges à ondes multiples, fonction d'Airy, et le pouvoir de réflexion élevé avec en exemple les franges d'Herschel,

- l'article fondamental de Fabry et Perot, 1897, dans les Annales de Chimie et Physique. C'est le plus complet : argentures semi réfléchissantes, théorie des lames minces argentées, méthode des coïncidences, observation des franges en faisceau fermé (i.e. cannelures dans le spectre), observation des franges en faisceau ouvert (i.e. anneaux d'interférences dans le champ), premières franges de superposition dues à deux interféromètres en série (i.e. extension des franges de Brewster), enfin décalage de phase à la réflexion sur les couches métalliques,

- le premier interféromètre : Perot et Fabry, 1899, dans l'Astrophysical Journal, Fabry et Perot 1899 dans les Annales de Chimie et Physique. C'est la flexion d'une tige d'acier qui supporte l'une des lames qui effectue le balayage de l'interféromètre; cette flexion est provoquée par des soufflets en caoutchouc pleins d'eau reliés à des entonnoirs à eau dont on contrôle la hauteur. Pour une variation de hauteur de 1 mètre de l'entonnoir on déplace la lame de 5 μ . C'est grâce à cet interféromètre dû au talent expérimental de Perot que Fabry et Perot effectuèrent leurs nombreuses mesures de longueur d'onde et d'épaisseur en valeur absolue,

- le premier spectre cannelé à haute résolution montrant le décalage spectral de 0.01 Å du centre au bord du soleil par Fabry et Buisson, 1910,

- le premier interférogramme de la nébuleuse d'Orion montrant le champ de vitesses radiales et donnant une estimation de la largeur des raies du nébulium par Buisson et Fabry, 1914.

FABRY ET PEROT 1897: FRANGES DES LAMES MINCES ARGENTÉES.

1. — FRANGES DES LAMES MINCES ARGENTÉES.

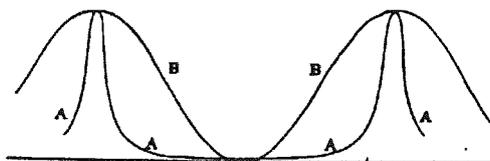
Quand on examine par transmission en lumière monochromatique une mince lame d'air, comprise entre deux surfaces de verre, on obtient un système de franges noyées dans un éclaircissement uniforme intense.

Si f est le pouvoir réflecteur du verre, le rapport de l'intensité minimum à l'intensité maximum est $\rho = \left(\frac{1-f}{1+f}\right)^2$.

Pour un verre d'indice 1,52, sous l'incidence normale, f a la valeur 0,042, et par suite $\rho = 0,84$.

Le phénomène change complètement d'aspect si les surfaces qui limitent la lame mince ont un pouvoir réflecteur élevé. Cela se produit, en particulier, lorsque la lame mince est comprise entre deux surfaces de verre légèrement argenté, lame que nous appellerons simplement une *lame mince argentée*. Si l'on suppose, par exemple, que le pouvoir réflecteur f ait la valeur 0,74, le rapport ρ devient égal à 0,02 seulement, et les minima sont par suite presque rigoureusement noirs.

Ces franges présentent en outre un aspect tout particulier : on les voit sous forme de lignes brillantes très fines, séparées par de larges intervalles obscurs. Ce phénomène est dû aux réflexions multiples, qui prennent une importance considérable lorsque le pouvoir réflecteur est élevé ; on a alors à considérer à la sortie, outre l'onde directement transmise, des ondes qui émergent après avoir subi 2, 4, 6, ... réflexions. Le raisonnement suivant permet de se rendre compte, en gros, de l'effet produit par la superposition de toutes ces ondes.



en fonction de $\frac{x}{\lambda}$. A une distance du maximum égale à $\frac{1}{16}$ de frange, l'intensité n'est que $\frac{1}{16}$ de sa valeur maximum.

On voit que la répartition de la lumière est tout à fait différente de ce qu'elle est dans un phénomène d'interférence ordinaire, où l'on a seulement deux ondes interférentes ; la courbe d'intensité est alors une sinusoïde, dont les ordonnées minima sont nulles si les deux ondes ont même intensité (*). Dans le cas de lames argentées, la faible quantité de lumière que laissent passer les deux argentures se répartit, lorsque l'éclairement est monochromatique, sur des lignes très fines, dont l'intensité lumineuse peut être forte. Même lorsque la distance qui sépare deux franges est relativement grande, le pointé de chaque frange peut se faire avec une très grande exactitude. La précision d'un pointé isolé peut dans de bonnes conditions atteindre $\frac{1}{1600}$ de frange. Cet aspect des franges est bien visible sur les dessins (fig. 5) dont nous expliquerons tout à l'heure l'origine.

Fig. 2. Sinusoïde: interférence à 2 ondes.

Fonction d'Airy: interférences à ondes multiples.

FABRY ET PEROT 1897 SPECTRES CANNELES

Spectre cannelé. — Si l'on projette sur la fente d'un spectroscope l'image d'une lame mince argentée, traversée normalement par un faisceau de lumière blanche, on obtient un spectre cannelé, comme on l'obtiendrait avec une lame mince ordinaire. Les franges de ce spectre sont rectilignes et parallèles aux raies spectrales si l'épaisseur de la lame mince est la même en tous les points dont l'image se fait sur la fente; dans le cas contraire, les franges sont courbes ou inclinées.

L'aspect des franges est ici le même qu'en lumière monochromatique; les lignes brillantes sont très fines et séparées par des intervalles presque complètement sombres. La fig. 5 (n° 2) permet de se faire une idée de leur aspect et de juger de la précision avec laquelle on peut faire le pointé de ces franges.

Fig. 5.

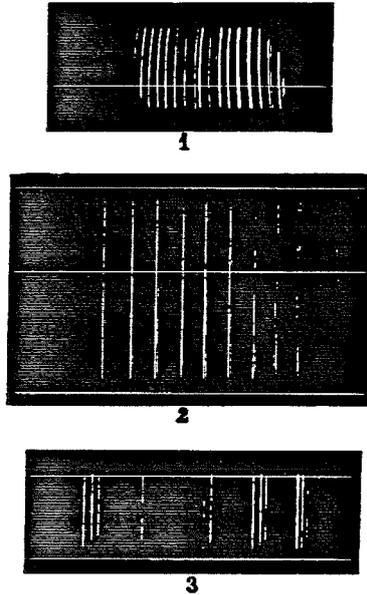


Fig. 5. Fabry et Perot 1897: Spectres cannelés.

EDSER ET BUTLER 1898

COMPARISON SCALE FOR REDUCTION OF SPECTRA.

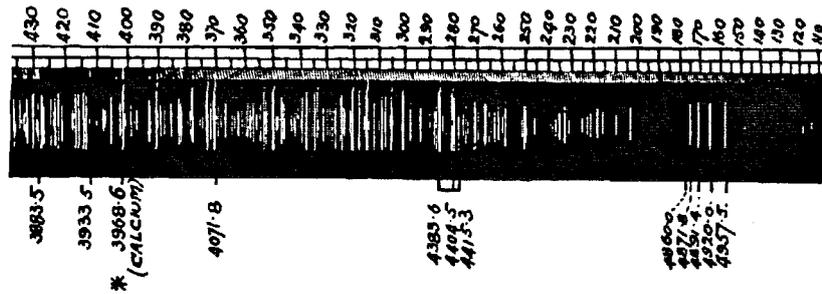


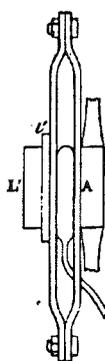
Fig. 4. Edser et Butler 1898 Utilisation d'un spectre cannelé comme référence spectrale.

PEROT ET FABRY 1899 LE PREMIER INTERFEROMETRE

Le patin principal p porte la lame L par l'intermédiaire d'une pièce susceptible de petites flexions pour le réglage exact en orientation. Dans une pièce de cuivre C liée au patin est encastrée une forte tige horizontale d'acier T , de 5^{mm} de diamètre, de 10^{cm} de longueur. A son extrémité libre est soudée une plaque verticale carrée de laiton I , largement percée en son centre, sur laquelle est mastiquée la lame argentée. Deux petits soufflets en caoutchouc pleins d'eau appuient vers le milieu de la tige par l'intermédiaire d'un cube en bronze et tendent à la faire fléchir l'un dans le sens vertical, l'autre dans le sens horizontal; chacun d'eux communique par un tube de caoutchouc fin avec un tube à entonnoir et le tout est plein d'eau. En faisant varier la hauteur des entonnoirs, on fait fléchir plus ou moins la tige d'acier et on obtient les déplacements angulaires voulus. Il faut une variation d'environ 12^{mm} dans le niveau de l'eau pour obtenir une rotation de $1'$. Ce procédé très délicat a cet avantage que le réglage se fait en agissant sur une pièce pour ainsi dire indépendante de l'appareil, sans lui imprimer de trépidations, ce qui permet de suivre dans la lunette l'effet produit par chaque déplacement et d'obtenir rapidement un réglage parfait.

La seconde lame L' est susceptible du mouvement d'orientation à grande amplitude et d'un très petit déplacement parallèle sans jeu. Le premier est donné par la monture d'un ancien petit théodolite de Gambey possédant deux axes de rotation perpendiculaires. La lunette qui était placée au centre de l'axe horizontal a été enlevée et remplacée par une forte pincette double en acier plat de

Fig. 3.



15^{mm} sur 3^{mm} de section, représentée *fig. 3*, portant une pièce de cuivre carrée I échancrée en son centre, sur laquelle est mastiquée la seconde lame. Un soufflet en caoutchouc plein d'eau, communiquant par un tube en caoutchouc avec un entonnoir à hauteur variable est placé entre les branches de la double pincette et permet, en faisant fléchir celle-ci, de donner à la lame de petits déplacements sensiblement parallèles. La course totale est d'environ 5^{mm} pour une variation de hauteur de l'entonnoir de 1^{cm} ; on peut ainsi amener facilement au centre du système un anneau déterminé. Ce dispositif nous a été par-

4 SPECTRE CANNELE COMME SOURCE DE CALIBRATION

Edser et Butler, 1898, eurent les premiers l'idée d'utiliser ces cannelures pour calibrer les spectrographes classiques. Le gain est bien entendu d'un ordre de grandeur en-dessous puisque le spectrographe n'a alors que la résolution des prismes et des réseaux et ne profite pas de la haute résolution spectrale des Perot-Fabry. On obtient quand même un gain en précision car la référence de position du spectre est désormais un vernier complet et régulier en intensité - le spectre cannelé donné par l'étalon de Perot-Fabry - et non plus des raies spectrales, peu nombreuses, réparties au hasard et d'intensité très variable de la sous-exposition à la sur-exposition. Cette calibration est obtenue à prix réduit puisqu'il suffit d'un étalon de Perot-Fabry et non d'un interféromètre. Pour faire le zéro de ce peigne cannelé une seule raie suffit. Si l'on travaille dans un grand domaine spectral il faut corriger du décalage de phase.

Cette bonne vieille méthode de calibration revient à la mode. Elle est déjà utilisée à Kitt Peak sur divers spectrographes. Monnet (1990) vient de l'introduire au 3^m60 CFHT sur le spectrographe Tigre à basse résolution spectrale avec une cannelure tous les 30 Å environ. Dans le cadre du projet Fuegos (ESO) j'ai fait avec Y. Georgelin, J. Czerny et P. Felenbok des essais à haute résolution spectrale au spectrographe Sharmor de l'Observatoire de Meudon. Ce spectro de résolution $R = 390.000$ est un montage Czerny-Turner avec un réseau Bausch and Lomb de 63° d'angle de blaze. Le récepteur est une longue barette Thomson de 2048 diodes mais à cette résolution spectrale elle ne couvre que 4,1 Å à 6530 Å et 5,4 Å à 5460 Å. Dans des domaines aussi étroits, pris au hasard, il est difficile de trouver des raies spectrales assez nombreuses et assez intenses même avec des lampes comme le Thorium. Avec une lampe continue, halogène, et un étalon de Perot-Fabry d'ordre assez élevé on peut couvrir ce domaine par 10, 20, ou 50 cannelures régulièrement espacées, et toutes de même intensité. Avec un vieil étalon de fortune nous avons obtenu les résultats suivants :

	$\lambda = 5461$	$\lambda = 6530$
ordre d'interférence	$p = 18.300$	$p = 15.200$
espacement des cannelures	0.31 Å	0.43 Å
largeur de raies	0.077 Å	0.54 Å
nombre de cannelures	17	10

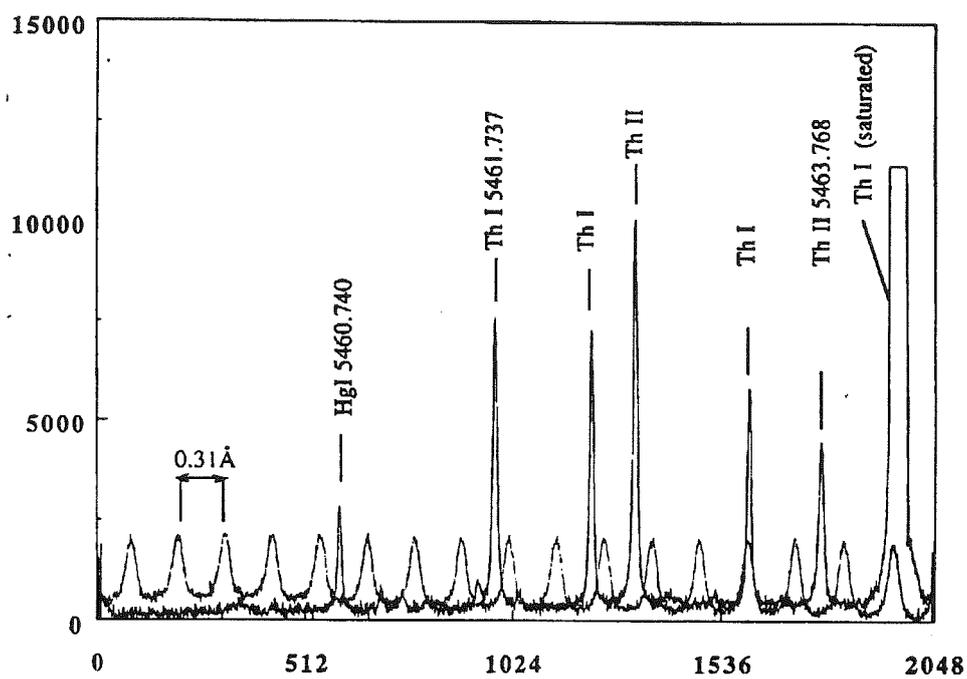


Fig. 6. Spectre cannelé de calibration. Projet Fuegos.

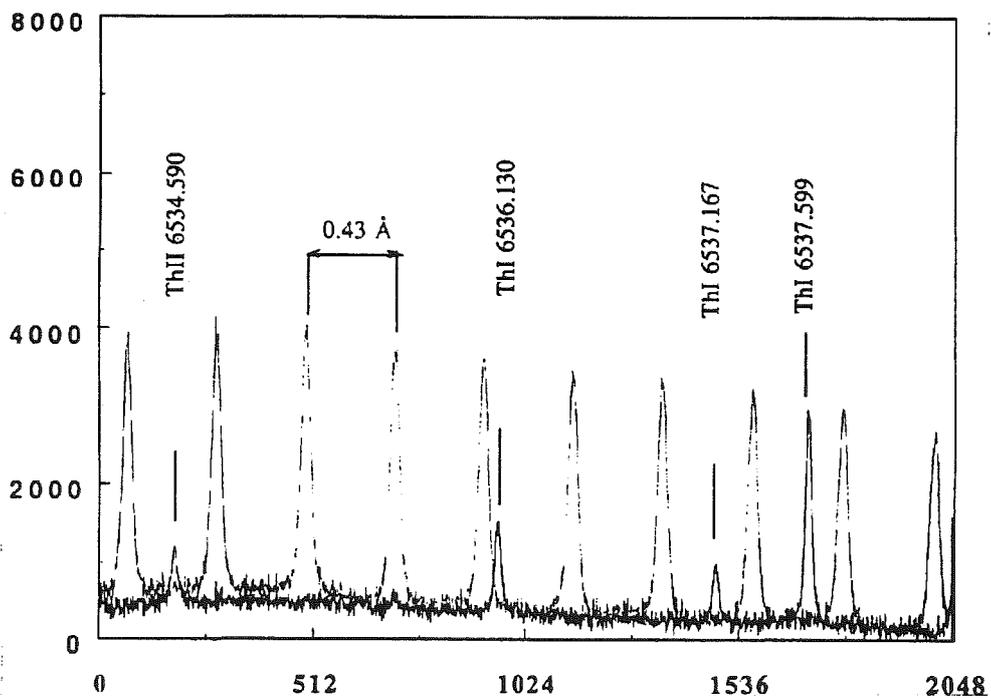


Fig. 7. Spectre cannelé de calibration. Projet Fuegos.

5 DECALAGE DE PHASE A LA REFLEXION - COUCHES METALLIQUES -

Le changement de phase à la réflexion sur les couches métalliques est connu depuis Wiener, 1887, et Macé de Lépinay. Drude 1890, en a fait la théorie. Fabry et Pérot 1897 en tinrent compte dès leurs premières mesures. Ils traitaient ainsi le problème:

Lorsqu'une onde plane se réfléchit normalement à la surface de séparation de deux milieux transparents, les vibrations incidente et réfléchie sont, à la surface de séparation, ou concordantes ou complètement discordantes; les équations de ces mouvements peuvent s'écrire

$$x = \sin \alpha \pi \frac{t}{\tau} \quad \text{et} \quad x' = h \sin \alpha \pi \frac{t}{\tau}$$

h étant une constante, positive ou négative.

Il n'en est pas de même si la surface réfléchissante est métallique. Ces deux mouvements ne sont, à la surface, ni concordants, ni complètement discordants. En d'autres termes, la réflexion se fait avec un *changement de phase* qui n'est égal ni à zéro, ni à π . Le mouvement réfléchi sera, à la surface de séparation,

$$x' = h \sin \left(\alpha \pi \frac{t}{\tau} - \varphi \right).$$

Nous supposons que le milieu qui se trouve au-dessus du métal est de l'air. La phase de l'onde réfléchie est la même que si la réflexion s'était opérée sur une surface transparente A' , située à une certaine distance ϵ de la surface A du métal (fig. 8). Si A' est au-dessous de A la perte de phase φ sera donnée par

$$\varphi = 2\pi \left(\frac{\epsilon}{\lambda} \right),$$

λ étant la longueur d'onde de la lumière dans l'air.

La longueur ϵ peut être, à volonté, augmentée ou di-

Fig. 8.



minuée d'un nombre entier quelconque de demi-longueurs d'onde, du moins tant que l'on ne considère qu'une seule radiation.

Il n'en est pas de même si la lumière incidente est complexe; nous verrons qu'il existe un plan A' tel que toutes les radiations aient la même phase que si elles se réfléchissaient sur une surface transparente occupant cette position; c'est ce plan que l'on doit considérer comme étant la surface optique du métal, et sa distance à la surface réelle A sera la longueur ϵ , qui est ainsi définie sans ambiguïté, et sera considérée comme positive si A' est au-dessous de A .

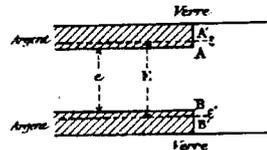
Dans une lame mince à faces argentées, observée en lumière monochromatique, l'épaisseur optique de la lame mince est égale à la distance des plans analogues à A' qui correspondent aux deux faces. L'épaisseur optique est donc égale à l'épaisseur réelle (distance des surfaces métalliques), augmentée de la somme des distances ϵ qui correspondent aux deux faces; si donc on désigne par e l'épaisseur réelle AB (fig. 9), par E l'épaisseur optique $A'B'$, on aura

$$E = e + \epsilon + \epsilon'.$$

Les distances ϵ et ϵ' sont égales si les argentures ont la même épaisseur, ce qui est, au moins à très peu près, le cas habituel dans nos expériences.

La correction $\epsilon + \epsilon'$ doit dépendre des épaisseurs des argentures et peut-être aussi des propriétés de l'argent déposé, propriétés qui ne sont peut-être pas toujours iden-

Fig. 9.



tiques à elles-mêmes. Aussi avons-nous eu soin, après toute détermination d'épaisseur, de mesurer directement cette correction, d'ailleurs très petite, sur les argentures mêmes dont nous nous étions servis.

Pour les couches métalliques, ces changements de phase dépendent de l'épaisseur de la couche et évoluent au cours du temps. Les phénomènes observés ne sont pas simples. Rouard, 1937, a fait pour l'or et l'argent une étude complète théorique et expérimentale, il en conclut "Lorsque la réflexion s'effectue dans l'air sur le métal la variation de phase relative, quand l'épaisseur de métal croît, est d'abord une avance qui peut atteindre $0,045 \lambda$. Elle s'annule ensuite et devient un retard qui croît très rapidement et passe par un maximum vers $7 \text{ m } \mu$ pour l'or, $9 \text{ m } \mu$ pour l'argent".

Dufour (1950) a montré que pour obtenir le pouvoir de réflexion assez élevé d'un Perot-Fabry il faut une couche d'argent de 20 à 40 $\text{m } \mu$ d'épaisseur. Le décalage de phase à la réflexion est alors $\varphi = 137^\circ$ pour une couche de 29 $\text{m } \mu$ et $\varphi = 134^\circ$ pour une couche de 22 $\text{m } \mu$.

Aujourd'hui pour les Perot-Fabry on n'utilise plus guère les lames argentées ni aluminées mais des couches multidiélectriques. Le problème du déphasage est alors différent : on n'est plus dans le cas d'une réflexion métallique mais d'une réflexion vitreuse.

6 DECALAGE DE PHASE A LA REFLEXION - COUCHES DIELECTRIQUES -

□ Fonctionnement des couches diélectriques

. Les couches métalliques (Ag, Al ou Cr) minces semi-transparentes avaient toujours une absorption notable (supérieure à 10% pour l'Al) ce qui limitait le facteur de réflexion donc la finesse du Perot-Fabry. Depuis 1950 elles ont été remplacées par des couches multidiélectriques. On sait en effet réaliser des facteurs de réflexion élevés par empilement de miroirs semi-transparentes convenablement espacés. Chacun de ces miroirs élémentaires sera une surface de séparation de deux milieux transparents d'indice aussi différents que possible. Nous devons donc avoir des couches alternées de matériaux "haut indice" et "bas indice" de réfraction.

C'est en 1892 qu'un opticien anglais Taylor s'aperçut que certains verres très vieux paraissent irisés et sales quand on les regarde par réflexion mais qu'en réalité leur transparence est accrue. En 1942 Jacquinot expliqua que cette action était due à un phénomène d'interférence dans la couche mince altérée. Si l'on a une couche mince transparente d'indice n déposée sur un verre d'indice n_0 , des réflexions successives se produisent à l'intérieur de la couche comme dans un interféromètre de Perot-Fabry, le calcul est analogue. Il faudra donc considérer chacune de ces couches transparentes multi-diélectriques comme un Perot-Fabry élémentaire.

. Avec ces couches transparentes on est maintenant dans le cas de la réflexion *vitreuse* et non pas de la réflexion *métallique*. La théorie électro-magnétique montre que la réflexion à la limite de séparation de deux couches transparentes se fait avec un changement de phase qui n'est autre que zéro ou π . Lorsque la réflexion s'effectue du milieu le plus réfringent sur le milieu le moins réfringent, verre sur air, il n'y a aucun changement de phase. Lorsque la réflexion se produit dans le milieu le moins réfringent sur le milieu le plus réfringent, air sur verre, la réflexion se fait avec un changement de phase égal à π .

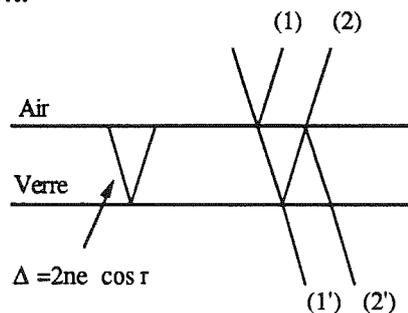


Fig 10. Changement de phase de π à la réflexion vitreuse.

Tout se passe pour le faisceau n° 1 comme si le chemin optique était diminué de $\lambda/2$. La différence de marche entre les rayons réfléchis 1 et 2 est $\delta_2 - \delta_1 = \Delta + \frac{\lambda}{2} = 2 ne \cos r + \frac{\lambda}{2}$. La différence de marche entre les rayons transmis 1' et 2' est $\delta_2' - \delta_1' = \Delta = 2 ne \cos r$.

Dans les couches multiples d'un Perot-Fabry un changement de phase π intervient alors à une réflexion sur deux. Fig. 11.

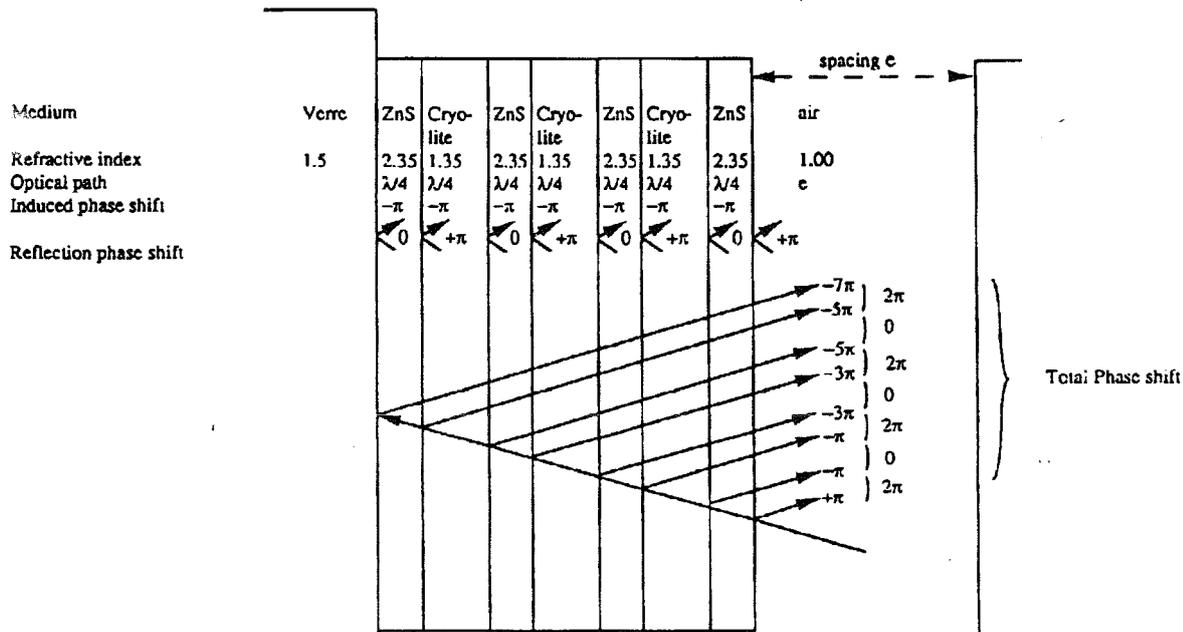


Fig. 11. Détails du décalage de phase à la réflexion.

. La couche en contact avec le verre a un haut indice. Les couches sont en nombre impair. L'addition d'une couche bas indice au contact du verre n'apporterait qu'un faible facteur de réflexion supplémentaire par rapport à la simple couche de haut indice.

. L'épaisseur des couches doit être $\lambda/4$. En effet les faisceaux réfléchis doivent être en phase à 0 ou 2π près pour interférer. Mais comme on le voit en Fig. 11 on a déjà un changement de phase π à la réflexion lors de 1 réflexion sur 2; il faut donc avoir au cours de la transmission dans une couche un chemin optique aller + retour égal à π , ou $(2k + 1)\pi$, soit une couche d'épaisseur $\lambda/4$. Les couches diélectriques, haut indice et bas indice, sont donc plus épaisses ($\sim 125 \text{ m}\mu$) que les couches d'Argent qui ont de 20 à 40 $\text{m}\mu$.

. Les matériaux haut-indice utilisés sont en général la stibine Sb_2S_3 , le bioxyde de titane TiO_2 et le sulfure de zinc ZnS . Pour notre premier interféromètre, $p = 798$, c'est la spharélite ZnS et pour le deuxième, $p = 2600$, c'est le rutile TiO_2 .

. Les matériaux bas-indice utilisés sont SiO_2 ou des fluorures CaF_2 , LiF , MgF_2 plus généralement la cryolithe Na_3AlF_6 . C'est la cryolithe pour le Perot-Fabry $p = 798$, 9 couches; c'est la silice SiO_2 pour le $p = 2600$, 5 couches.

□ Allure générale de ce décalage de phase chromatique à la transmission.

On voit donc que si l'on travaille à une longueur d'onde λ différente de λ_0 pour laquelle la couche $\frac{\lambda_0}{4}$ a été réalisée on a un décalage de phase car le chemin optique à l'aller et retour dans l'épaisseur de la couche n'est plus $\frac{\lambda}{2}$. Ce décalage de phase est une fonction linéaire de $1/\lambda$. Cet effet chromatique à la transmission est le facteur le plus important du décalage de phase dans un Perot-Fabry multi-diélectrique, mais il n'est pas le seul citons aussi les défauts d'épaisseur des couches, les

variations de l'indice avec λ pour les couches de haut indice, l'utilisation en incidence oblique, et les variations d'épaisseur et d'indice des couches avec la température.

Soit ψ' la correction de phase introduite dans la formule générale du Perot-Fabry

$$I = \frac{1}{1+m \sin^2(\frac{\phi}{2}+\psi')}$$
 pour tenir compte de cet effet. On exprime ψ' en fonction de λ ou même en

fonction de la phase ϕ d'une couche élémentaire avec: $\phi = \frac{\pi \lambda_0}{\lambda}$.

□ Dufour, 1952, a introduit la notion d'*étalon équivalent d'épaisseur stationnaire* dans un certain domaine de longueur d'onde : $n \epsilon_s' = n_e + 2 n \epsilon_s$

Il exprime $n \epsilon_s$ l'épaisseur supplémentaire de cet étalon fictif et ψ_s' le décalage de phase à la réflexion sur un miroir de cet étalon fictif en fonction de λ ou de ϕ .

$$n \epsilon_s = -\frac{\lambda_2}{4r} \frac{d\psi'}{d\lambda} \qquad n \epsilon_s = -\frac{\lambda_0}{4} \frac{d\psi'}{d\phi}$$

$$\psi_s' = \psi' + \lambda \frac{d\psi'}{d\lambda} \qquad \psi_s' = \psi' - \phi \frac{d\psi'}{d\phi}$$

La fig. 12 donne la variation de R et de ψ en fonction de ϕ pour un étalon de Perot-Fabry à 7 couches. On voit que dans un assez grand domaine au voisinage du point d'inflexion ψ reste linéaire en ϕ . Le déphasage dépend du nombre et des indices des couches diélectriques. Dufour donne les valeurs $\frac{d\psi'}{d\phi} = 0,72, 0,94$ et $1,01$ pour 3,5 et 7 couches. Il tend vers une limite quand le nombre de couches tend vers l'infini : $\frac{d\psi'}{d\phi}$ tend vers $\frac{n_{air}}{n_H - n_B} \sim 1,05$.

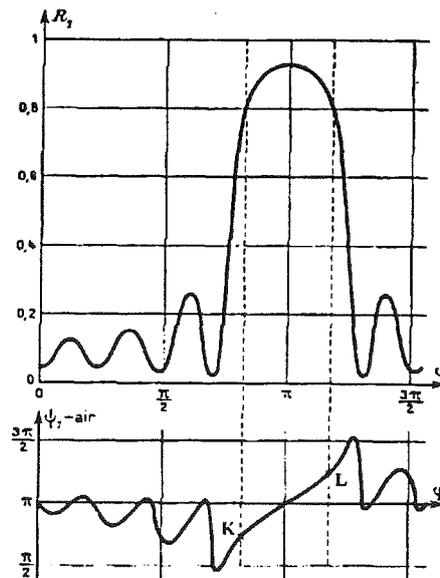


Fig. 12. Dufour 1952. Variation de R et de ψ avec ϕ pour un 7 couches.

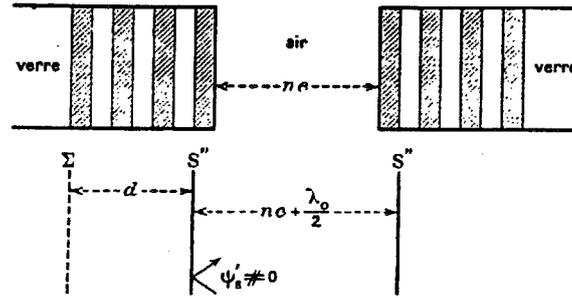


Fig. 13. Dufour 1952. Etalon équivalent d'épaisseur stationnaire pour un 7 couches.

Dufour, 1952, a schématisé (fig 13) un étalon équivalent d'épaisseur stationnaire dans un certain domaine de longueur d'onde, et ceci dans le cas d'un Perot-Fabry classique 7 couches HBHBHBH en ZnS ($n_H = 2,3$) et cryolithe ($n_B = 1,38$):

l'épaisseur de l'étalon reste très voisine de $ne + \frac{\lambda_0}{2}$ puisque $\frac{d\psi'}{d\phi} \neq 1$ donc $n \epsilon_s \neq \frac{\lambda_0}{4}$,

d'autre part comme $d \neq \frac{\lambda_0}{4} \left(\frac{q+1}{2n_H} + \frac{q-1}{2n_B} - 1 \right)$ on trouve $d \neq \frac{3}{4} \lambda_0$.

□ Abelès (1948, 1958) a fait une étude exhaustive du décalage de phase quand on travaille à des longueurs d'onde λ différentes de λ_0 . Il a même tenu compte d'effets secondaires comme les variations d'indice des couches avec la longueur d'onde et la sur-évaluation d'épaisseur due à la méthode du maximètre (0.2795λ au lieu de 0.25λ), les variations d'indice avec λ n'étant pas symétriques.

Abelès (1958) a fait une application numérique dans le cas représentatif d'un Perot-Fabry 7 couches, ZnS-cryolithe, réalisé pour $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ et utilisé à 2 longueurs d'ondes extrêmes $\lambda = 4258$ et $\lambda = 6055$:

- le décalage de phase dû uniquement à la différence de longueur d'onde est :

$$\pm 37^\circ 53' \quad \text{pour} \quad \lambda = 4258 \text{ et } \lambda = 6055$$

- en tenant compte en plus de la variation des indices avec λ il obtient :

$$- 38^\circ 57' \text{ à } \lambda = 4258 \quad \text{et} \quad + 40^\circ 46' \text{ à } \lambda = 6055$$

- en tenant compte en plus des défauts de la méthode du maximètre il obtient :

$$- 51^\circ 08' \text{ à } \lambda = 4258 \quad \text{et} \quad + 43^\circ 54' \text{ à } \lambda = 6055$$

7 CALCUL THEORIQUE DE LA REFLEXION ET DU DECALAGE DE PHASE

Pour calculer les propriétés d'un empilement de lames quart-d'onde, Lichten (1986) revient aux expressions que l'on trouve dans *Principles of optics*, Born et Wolf, en supposant une série de N doubles couches ayant chacune une couche d'indice élevé et une couche d'indice bas d'épaisseur $\lambda/4$. La suite des indices sera donc: n_{air} , H, B, H... H, n_{verre} . Nous suivrons la démarche de Born et Wolf, hormis la convention de signe de Bennett selon laquelle l'onde suivant l'axe x a une phase qui s'exprime par $\exp i(\omega t - kx)$; cela revient à prendre les conjugués complexes des expressions de Born et Wolf.

La figure 14 indique l'évolution de la matrice de transfert au travers des différentes couches:

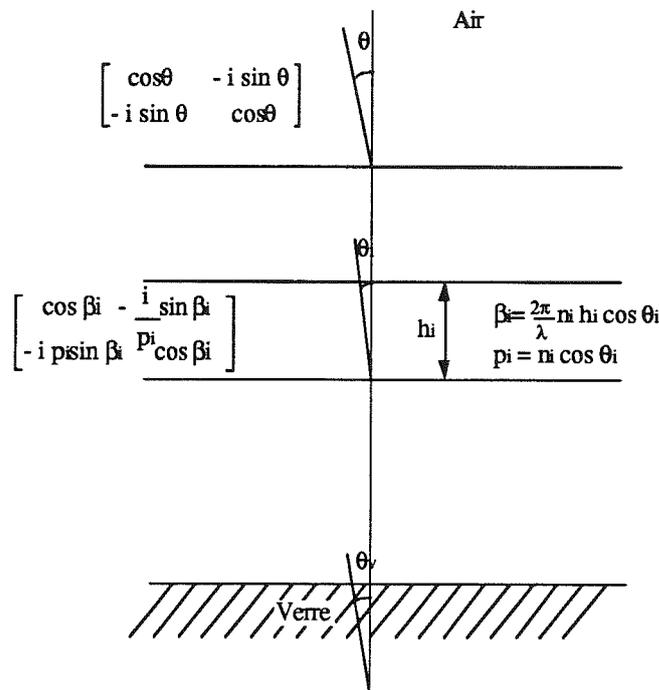


Fig. 14. Matrices de transfert.

La matrice de transfert de l'ensemble des couches est le produit de toutes ces matrices sauf la dernière:

$$\begin{pmatrix} M_5 & iM_6 \\ iM_7 & M_8 \end{pmatrix}$$

avec

$$M_5 = M_1 \cos(\beta) - M_2 n_h \sin(\beta)$$

$$M_6 = M_1 \sin(\beta) / n_h - M_2 \cos(\beta)$$

$$M_7 = M_3 \cos(\beta) + M_4 n_h \sin(\beta)$$

$$M_8 = -M_3 \sin(\beta) / n_h + M_4 \cos(\beta)$$

la réflectivité complexe r pour l'ensemble de l'empilement est donnée par:

$$r = \frac{(M_5 - M_8 n_v) + i(M_6 n_v - M_7)}{(M_5 + M_8 n_v) + i(M_6 n_v + M_7)} = r e^{i\phi}$$

où n_v est l'indice du substrat.

Le coefficient de réflexion est alors donné par $R = |r|^2$ et la phase par ϕ .

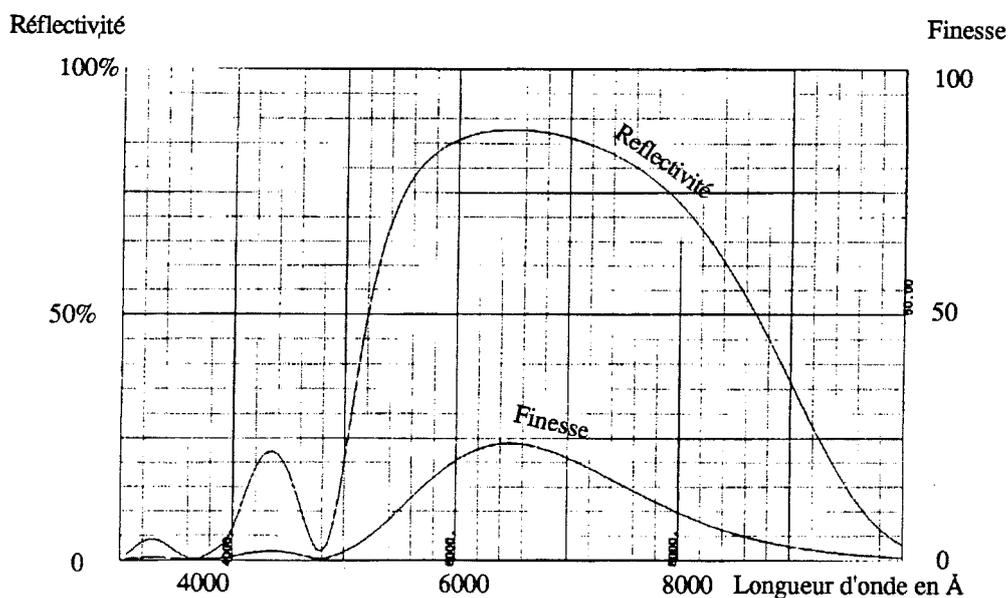
J'ai généralisé le programme de Lichtein 86 pour traiter tous les cas d'indice et d'angle ce qui nous a permis de faire les différents calculs.

J'ai pu ainsi modéliser des traitements de Pérot-Fabry donnant une réflectivité moyenne et régulière dans un grand domaine spectral qui correspond mieux à l'utilisation astronomique. Le fabricant Queensgate a pu en tenir compte pour notre dernier interféromètre. Pour Pythéas nous espérons obtenir une finesse proportionnelle à λ comme j'ai pu le modéliser de 3900 Å à 7000 Å.

8 MODELISATION D'UN MULTICOUCHES

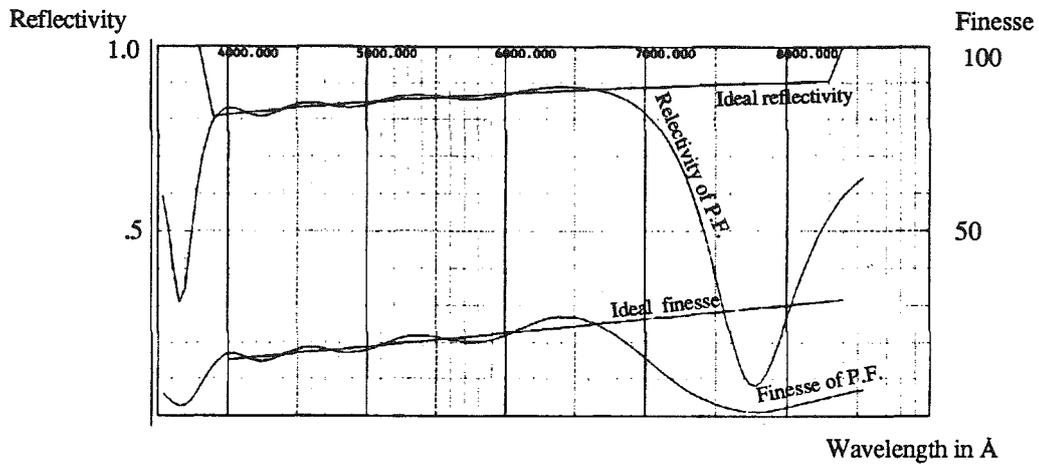
J'ai appliqué le programme du §7 dans les deux cas suivants:

- Pérot-Fabry 5 couches classique optimisé pour H alpha



Epaisseur × 4	Indice
6562	2.35
6562	1.35
6562	2.35
6562	1.35
6562	2.35
∞	1.48

□ Pérot-Fabry 9 couches avec une finesse proportionnelle à lambda (3900-7000)



Epaisseur × 4	Indice
7745	2.3
4178	1.35
6316	2.3
4548	1.35
4954	2.3
5660	1.35
11337	2.3
3913	1.35
11117	2.3

9 MESURE DU DECALAGE DE PHASE AVEC DES RAIES SPECTRALES.

En 1990 j'ai dirigé sur ce sujet le stage de Laurent Segretain étudiant de l'Ecole Normale Supérieure de Lyon. Nous ne reprendrons pas ici l'ensemble de ce travail mais seulement un très bref résumé.

La méthode utilisée était classique et assez longue puisque l'on analysait successivement par balayage diverses raies spectrales sélectionnées par un monochromateur. Nous nous sommes limités à 40 raies. Parmi les difficultés citons : la non-simultanéité des balayages, les incertitudes de la méthode des coïncidences, et la nécessité de connaître à 1 unité près l'ordre d'interférence ce qui nous a conduit à examiner plusieurs cas dans une fourchette donnée d'épaisseur. Le décalage de phase est, bien sûr, totalement indépendant de l'ordre d'interférence mais la méthode utilisée consistait à mesurer des variations relatives de l'interfrange, lequel dépend directement

de l'ordre d'interférence.

Nous donnons ici les valeurs expérimentales obtenues pour le Perot-Fabry $p = 796$ qui est un 9 couches ZnS-cryolithe. Cet interféromètre a été calculé pour couvrir tout le domaine $H\alpha$ - $H\beta$, il a une excellente finesse réfléchrice $\mathcal{F} = 100$ à $\lambda = 5700$ calculée à partir de $R = 97\%$.

La fig. 17 donne le décalage de phase mesuré en fonction de la longueur d'onde. L'unité portée en ordonnée est exprimée en dixième de fraction d'ordre. Pour cet interféromètre 1 ordre = 360 km/s, soit $\Delta\lambda = 8,2 \text{ \AA}$ à $H\alpha$. Le zéro origine a été pris ici à $H\alpha$, longueur d'onde favorite de travail des astronomes, et non à la longueur d'onde λ_0 pour laquelle les couches ont été optimisées.

Le tableau suivant donne les valeurs obtenues

Longueur d'onde	Décalage de phase (en fraction d'ordre)
435,8337	-1,37
467,8149	-1,05
479,9912	-0,963
508,5822	-0,798
546,0753	-0,605
585,2488	-0,408
588,1895	-0,396
594,4834	-0,369
597,5534	-0,348
602,9997	-0,330
607,4338	-0,303
609,6163	-0,286
614,3063	-0,266
616,3594	-0,259
621,7281	-0,232
626,6495	-0,207
630,4789	-0,187
633,4428	-0,171
638,2992	-0,141
640,2246	-0,129
650,6528	-0,065
653,2882	-0,045
659,8953	0,000
667,8276	0,066
671,7043	0,099

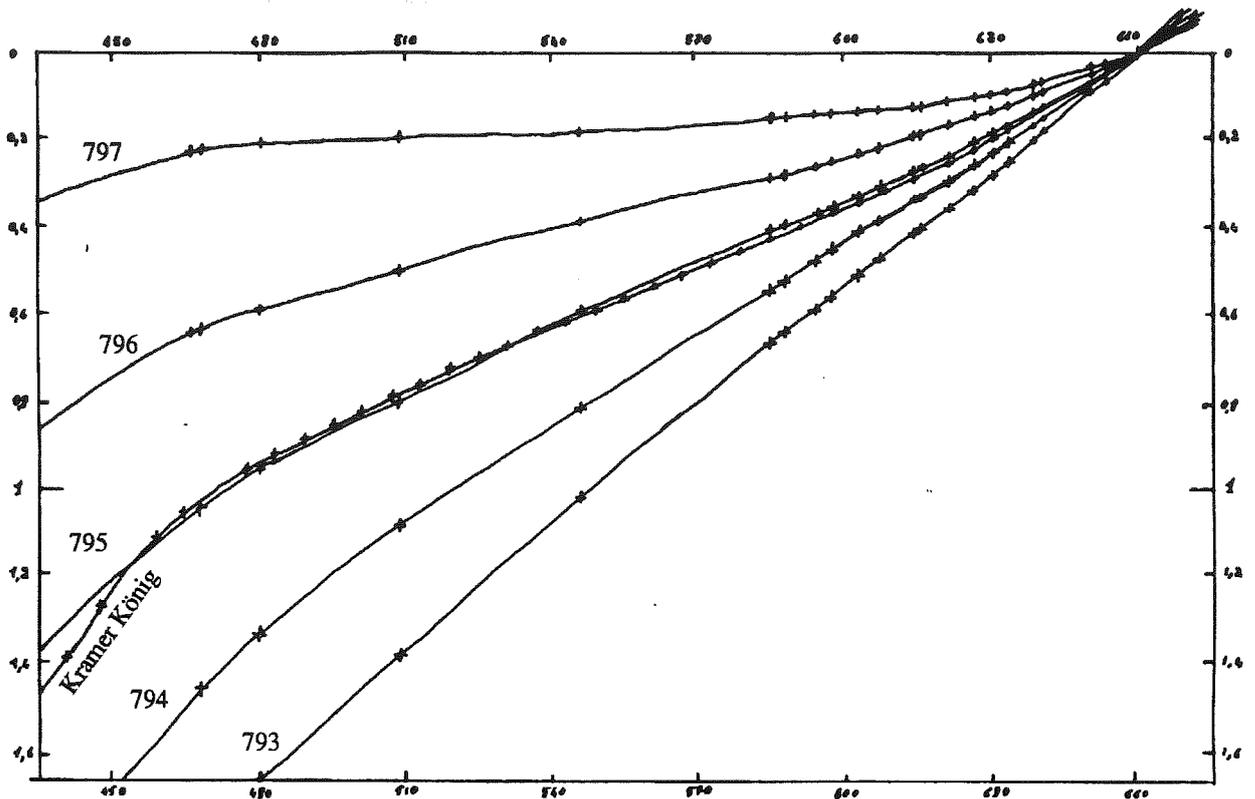


Fig 17. Réseau de courbes donnant le décalage de phase dans le Pérot-Fabry OM 796 à partir de la mesure des raies du néon. L'ordre exact ne peut pas être connu. La formule de Kramers-Krönig établit une relation entre le décalage de phase à la réflexion et la réflectivité. La concordance remarquable entre les deux courbes lève l'ambiguïté.

10 MESURE DU DECALAGE DE PHASE AVEC DES CANNELURES.

Depuis Wemicke (1878) et Wiener (1887) les spectres cannelés ont été fréquemment utilisés pour mesurer le décalage de phase dans les couches d'un Perot-Fabry. Cette méthode est en effet très supérieure puisqu'en un seul et même balayage on analyse simultanément tout le spectre. On détermine avec précision pour chaque cannelure le Δe qui permet de faire défiler exactement un intervalle spectral libre $(ISL)_\lambda$ pour cette longueur d'onde. Dès que nous avons pu disposer de Pythéas nous avons donc entièrement repris toutes les mesures faites auparavant au monochromateur.

11 ESPACEMENT DES CANNELURES.

Dans le spectre cannelé de Pythéas, les ordres successifs sont beaucoup plus resserrés dans le bleu que dans le rouge, avec une loi de la forme $\Delta\lambda = k\lambda^2$. Or le réseau possède plutôt une loi uniforme de dispersion en fonction de la longueur d'onde. Les ordres bleus seront donc plus difficiles à disperser que les ordres rouges entraînant ainsi une perte de place sur le récepteur. Les prismes ont cette faculté mais dispersent difficilement d'autant plus que nous préférons rester dans une configuration en ligne. A Baranne a essayé de coupler des réseaux et des prismes pour obtenir cette loi. Les figures 18 à 21 analysent différentes solutions. Ces montages n'utilisent que des réseaux avec 75 traits/mm et on peut être gêné par la superposition des autres ordres du réseau.

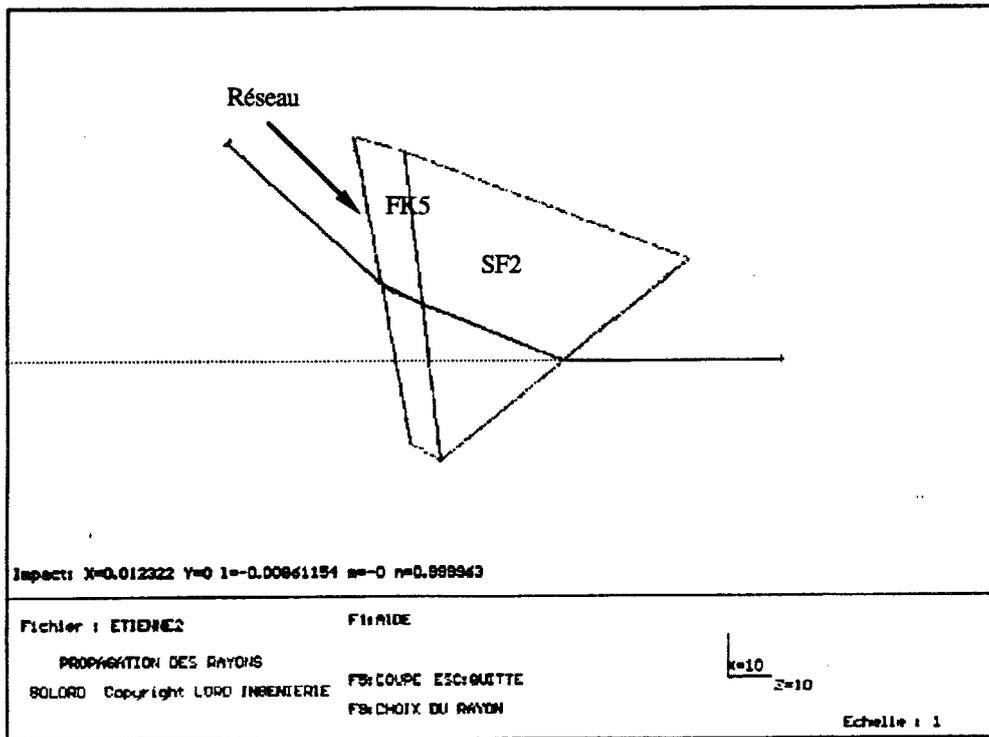


Fig. 18. Assemblage Prisme + Réseau assurant une meilleure dispersion dans le bleu que dans le rouge. Ce montage hors de l'axe est le plus simple optiquement. Mécaniquement, il suffit de prévoir une rotule dont l'axe passe dans le plan pupillaire, elle permet d'aligner le bloc caméra+détecteur et de choisir le domaine spectral (projet MOUSE 1986 A. Baranne).

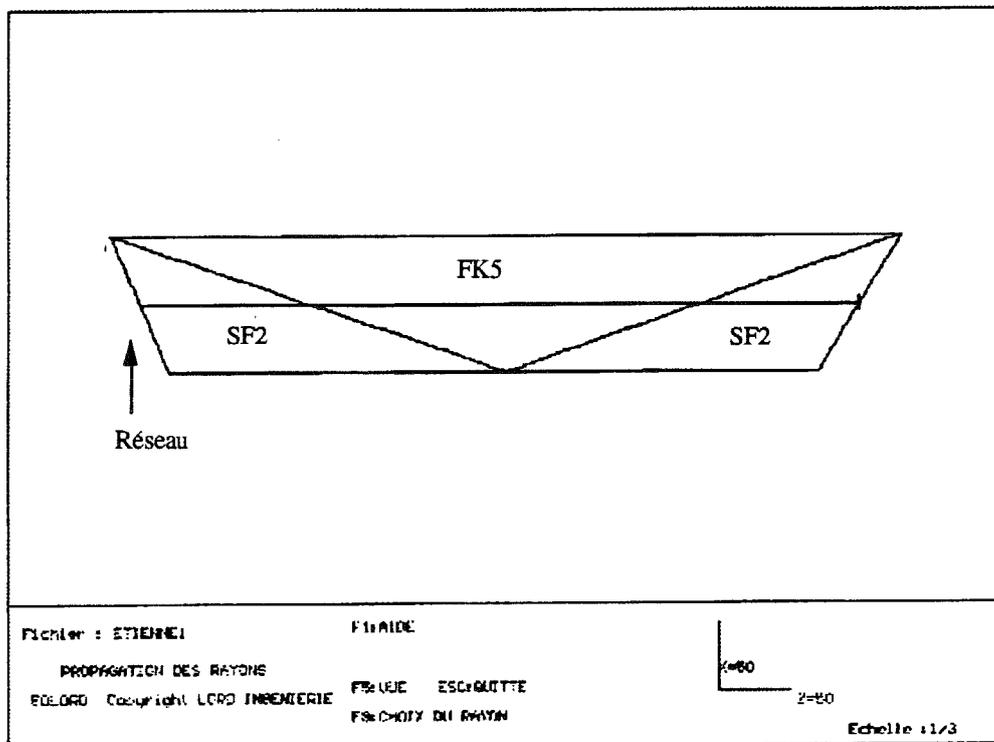


Fig. 19. Assemblage en ligne de 3 prismes et d'un réseau. Les ordres du Pérot-Fabry sont répartis uniformément. Ce montage très long nécessite de très bons collages et des verres transparents.

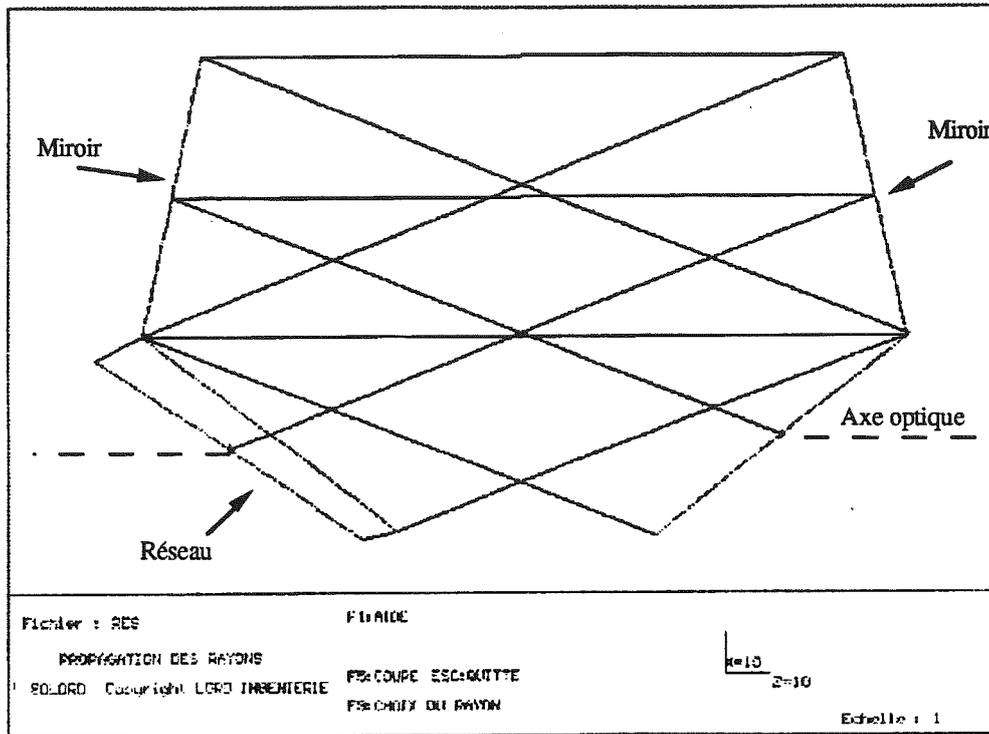


Fig. 20. Assemblage d'un réseau sur un bloc de SF2.

Il assure la même dispersion que le montage précédent. Il est beaucoup plus court. Deux faces sont aluminées pour assurer la réflexion totale. La longueur totale du trajet dans le verre peut poser un problème de transmission aux extrémités du spectre.

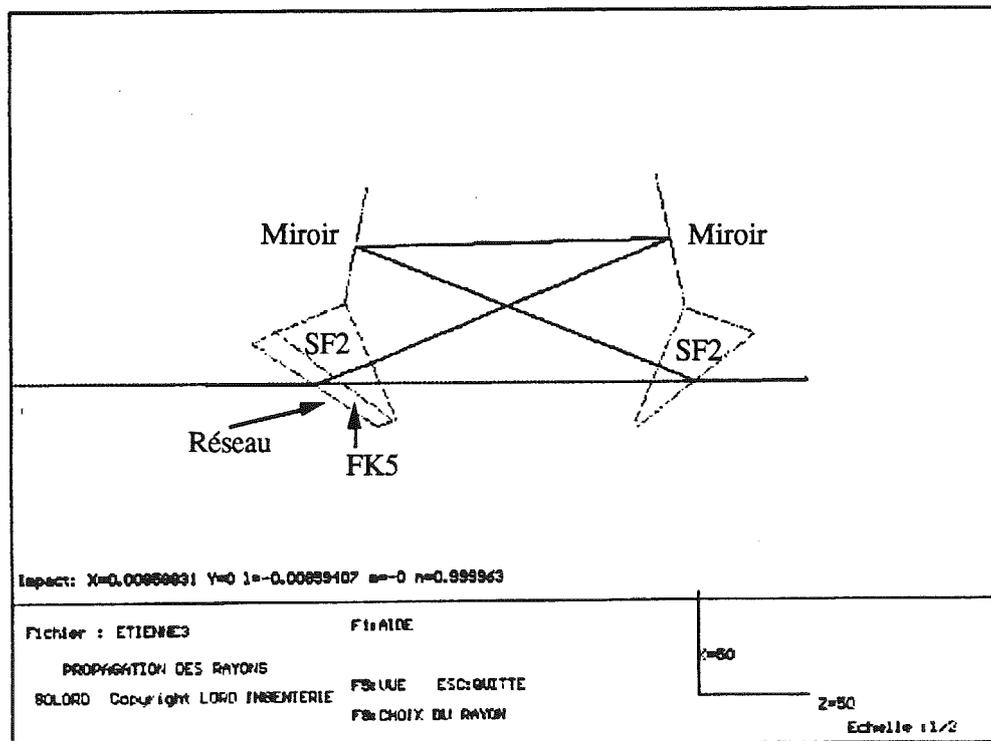


Fig. 21. Ce montage est identique au précédent avec un trajet plus court dans le verre. Les miroirs sont plus exposés au vieillissement on reperdra alors en transmission.

12 STABILISATION DES CANNELURES

□ Glissement latéral des cannelures

En cours de balayage, à chaque canal, la même plage se déplace d'une petite quantité par rapport aux pixels car chaque élément spectral se déplace de $\delta\lambda$, et ce $\delta\lambda$, si petit soit-il vis-à-vis de la dispersion du réseau, n'en produit pas moins à la longue un déplacement latéral sensible. Quand un ordre entier du Pérot-Fabry a été balayé, alors, la plage initiale s'est décalée jusqu'à la suivante. Si l'on considère des plages de 2 pixels à mi-hauteur, espacées de 5 pixels entre elles, chaque plage aura donc glissé de 5 pixels après les 40 ou 80 canaux de balayage.

Ce phénomène de glissement latéral est-il un avantage ou un inconvénient ? Deux écoles s'affrontent. Pour les uns, le fait de ne pas toujours mesurer le flux exactement par le même pixel est un défaut, d'ailleurs commun à tous les spectrographes. Pour les autres, un glissement progressif par rapport aux pixels permet d'affiner l'échantillonnage et de super-échantillonner. Ici on a le choix entre les deux options puisque l'on peut, si on le désire, stabiliser les cannelures.

□ Stabilisation par une lame oscillante

On dispose une lame à faces parallèles juste derrière la trame de lentilles. Un mécanisme d'oscillation de cette lame produit un déplacement latéral des images des micropupilles. L'ensemble des plages monochromatiques de Fabry se déplace latéralement. La lame oscille autour d'un axe x perpendiculaire à la dispersion y du Grism. L'épaisseur de la lame et son angle de débattement sont calculés de manière à entraîner un glissement latéral égal à la différence de déviation donnée par le grism pour deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 correspondant à l'intervalle spectral libre $\Delta\lambda$ du Pérot-Fabry. Le balayage de la lame est synchronisé en fréquence avec celui de l'interféromètre. Il s'effectue également pas à pas. En fin de balayage on effectue une boucle de retour à la position initiale de départ ou alors on décide de balayer en sens inverse.

13 PYTHEAS POUR MESURER LA BANDE PASSANTE DES FILTRES INTERFERENTIELS.

Nous avons vu, pour le Survey H α , à quel point cette méthode de détection de sources très faibles dépendait de la capacité à soustraire proprement des raies du ciel nocturne souvent situées en marge de la bande passante. La détermination précise des caractéristiques du filtre interférentiel en tous les points du champ est donc nécessaire.

Les méthodes classiques, monochromateur à diaphragme, sont certes précises spectralement mais fastidieuses quand il faut cartographier point par point tous les filtres. Le défaut majeur des filtres interférentiels est essentiellement un gradient centre-bord qu'il convient de déterminer rigoureusement.

Le spectromètre Pythéas, grâce à son atout bidimensionnel, et grâce à sa haute

résolution spectrale permet de résoudre parfaitement le problème. On obtient en moins d'une minute une cartographie complète de la bande passante d'un filtre. Les résultats sont en plus homogènes. Voici, en fig. 22, deux exemples de mesure de bande passante pour des filtres de: $\Delta\lambda = 4 \text{ \AA}$ et $\Delta\lambda = 13 \text{ \AA}$.

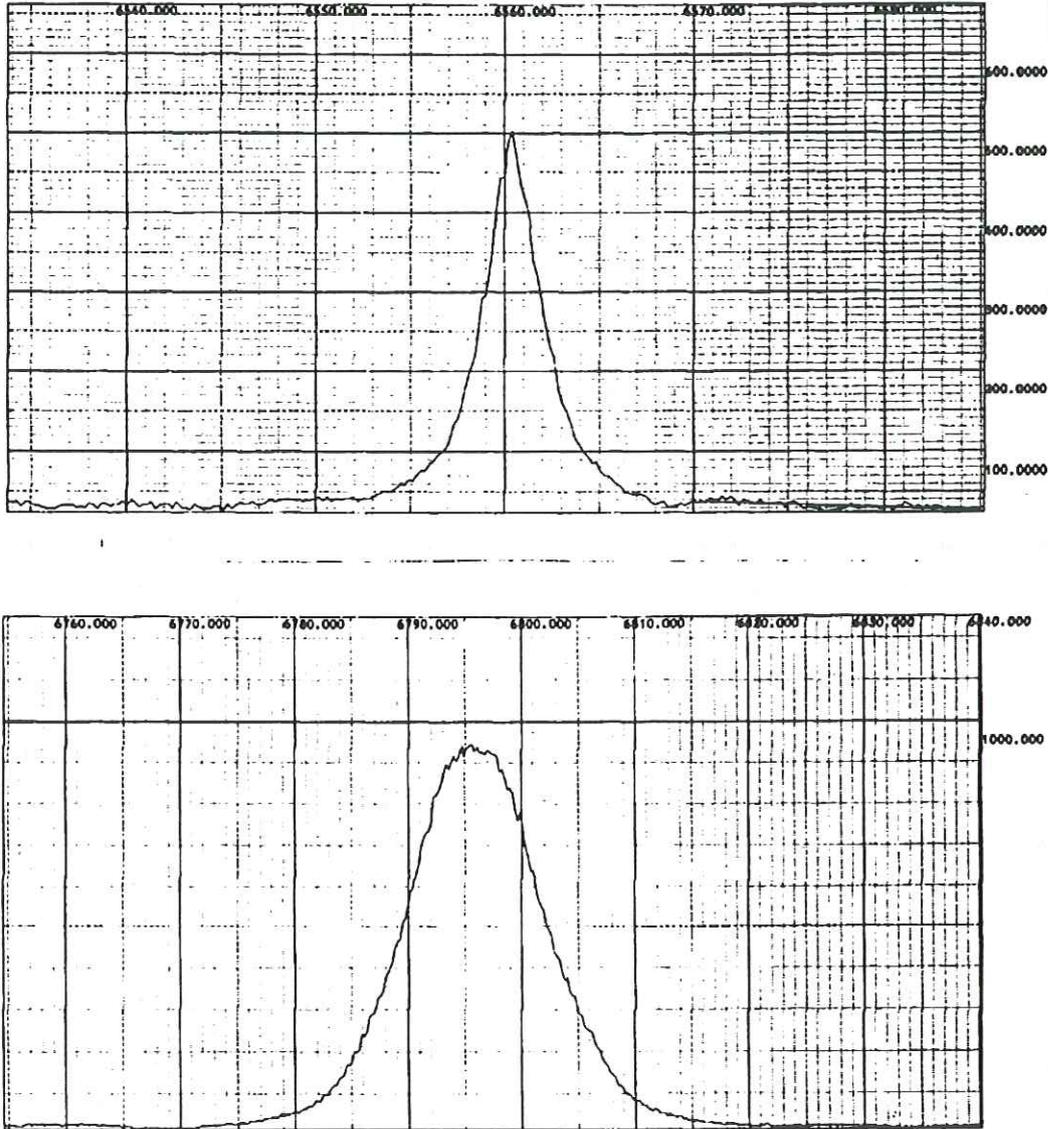


Fig 22. Bande passante de deux filtres interférentiels mesurée avec Pythéas. La transmission est donnée en fonction de la longueur d'onde.

14 PYTHEAS COMME PHOTOMETRE ABSOLU.

La photométrie nébulaire est très difficile dans la mesure où elle doit raccorder des flux de sources étendues à spectre monochromatique à des flux d'étoiles ponctuelles à spectre continu. Le meilleur spectrophotomètre nébulaire actuel est celui de Caplan et Grec (1976) c'est un spectromètre de Jacquinet-Dufour adapté pour l'astronomie.

Mais les CCD sont maintenant des récepteurs de flux dont les qualités photométriques se rapprochent de celles des photomultiplicateurs. Ils ont surtout l'avantage d'être 2D et d'avoir un

grand nombre d'éléments récepteurs ce qui permet de faire l'analyse simultanée d'un grand nombre d'éléments du champ. Le mode Pythéas, à trame de lentilles et à dispersion croisée réseau + Perot Fabry, permet l'analyse simultanée d'un champ. Pour chaque point de ce champ il donne un grand nombre d'éléments spectraux : haute résolution spectrale pour les profils de raies, et grand domaine spectral pour le continu.

En faveur du photomètre nébulaire classique on peut compter la supériorité photométrique des PM sur les CCD. En fait, les défauts de pointage et les incertitudes d'étalonnage des filtres interférentiels ne doivent permettre que quelques pour 1000, et un CCD doit pouvoir faire aussi bien. Ce n'est pas le cas pour les sources ponctuelles (exemple sismologie des naines blanches) où l'on recherche et obtient $\frac{1}{10000}$ avec des PM.

En faveur de Pythéas :

- avantage 2D simultanée d'observation des différents points du champ, plus grande efficacité, meilleurs raccordements photométriques et meilleure identification dans l'analyse d'un champ 2D,

- nette supériorité photométrique de la bande passante des réseaux sur celle des filtres interférentiels. On a une plus grande stabilité dans le temps alors que les filtres interférentiels se détériorent en quelques années. On est insensible aux fluctuations de température alors que la bande passante d'un filtre de 10 Å se déplace de 2 Å pour 12°C. Enfin avec Pythéas on a bien meilleure homogénéité dans le champ,

- avantage vis-à-vis du fond de ciel. Avec un diaphragme on prend 5' de ciel quand on se réfère sur une étoile. Avec Pythéas au contraire on n'en prend que le minimum, celui qui est devant l'objet.

15 ESSAIS PYTHEAS AU 3M60 CFHT.

Avec un montage de fortune et un CCD de poche j'ai fait en quelques semaines les tests essentiels de Pythéas sur le soleil et sur des étoiles brillantes au coelostat de l'Observatoire de Marseille et à la tour solaire de Meudon. Cela m'a permis de mettre au point les algorithmes et les programmes de dépouillement. Ils se rapprochent d'ailleurs beaucoup plus de la photométrie d'un champ stellaire que de l'analyse des positions dans un spectrographe multi-objets ou à dispersion croisée.

L'étape suivante est l'utilisation au foyer d'un télescope mais là il faut disposer d'un excellent système de pointage et de guidage, d'une bonne mécanique, d'une très bonne optique et d'un récepteur très performant. C'est pour ces raisons plus facilement remplies sur un grand télescope que sur un petit télescope que nous avons pensé au 3^m60 CFHT, où l'on aura en plus l'appui de G. Monnet. Mais Pythéas dans son principe est aussi bien adapté aux petits télescopes qu'aux grands; on aurait en plus la chance d'avoir le nombre suffisant de nuits d'observation nécessaires à la mise au point d'une méthode nouvelle et d'un instrument nouveau.

Notre premier essai au 3^m60 CFHT doit avoir lieu le 24 Avril 1992. On profitera donc du système de pointage et de guidage du télescope et des meilleurs CCD. L'ensemble mécanique et les fonctions seront le réducteur focal de Marseille construit en 1981, il a déjà servi aux essais des multi-spectrographes Puma et Tigre. Le schéma optique est montré au chapitre 3 (fig. 3. p.103.) L'optique

spectrographique collimateur et caméra est celle calculée par A. Baranne (1987) : c'est une optique dioptrique en ligne, apochromatique de 3700 Å à 9000 Å, ouverte à F/4.2 → F/3 avec des focales 194 et 138 mm. Les champs de pleine lumière objet et image de 28,4 mm et 20 mm sont télécentriques (Pythéas est pourtant moins sensible aux défauts de télécentrisme que les spectrographes qui mesurent des positions). Cette optique spectrographique est particulièrement simple et élégante, les verres sont peu nombreux et les rayons de courbure sont grands. L'optique qui ramène l'ouverture du télescope F/7,9 à l'ouverture de Pythéas F/208 a été calculée par G. Monnet (1992) : elle comprend une lentille de champ au foyer F/7,9, un agrandisseur $\gamma = 26,3$ à 2 verres, et une lentille de champ juste devant le Perot-Fabry pour l'attaquer de façon télécentrique afin de respecter les critères d'utilisation du Perot-Fabry en faisceau normal. La trame de lentilles est celle qui avait déjà permis à Courtès et Georgelin de faire les essais de "l'oeil d'insecte" en 1967 et de "Tigre" en 1987. L'interféromètre sera soit celui de Marseille $p = 796$ soit celui du CFHT H β $p = 233$ (6563), les grisms seront ceux du CFHT.

La résolution spatiale sera 0''65 par lentille avec cette trame et le nombre de spectres 130. La résolution spectrale de 5.000 à 15.000. Nous comptons essayer une étoile connue assez brillante mag 8 pour pouvoir avancer jusqu'au détail les programmes de dépouillement. Nous observerons ensuite un amas globulaire pour contrôler les performances de l'instrument.

16 CARACTERISTIQUES DE L'OPTIQUE UTILISEE

Cette optique comprend (chapitre 3.2 figure 3. p.103.) :

- un agrandisseur achromatique à 4 verres calculé par G. Monnet 1992 et constitué d'une lentille de champ objet, d'un doublet agrandisseur, et d'une lentille de champ image,
- l'ancienne trame en silice de la thèse de Y. Georgelin 1969,
- une optique spectrographique apochromatique à grand champ calculée par A. Baranne et comprenant un collimateur à 3 groupes de verre (3 doublets) et une caméra à 4 groupes de verres (2 doublets + 2simples) . Le chromatisme à été optimisé de 3727 à 8523 Å et le traitement Matra entre 3700 et 10.000 Å

□ Etage agrandisseur:

	agrandisseur Pythéas	agrandisseur d'imagerie
focale	f=9,9mm	f=40mm
distance objet	p=10,3mm	p=48,3mm
distance image	p'=270,7mm	p=232,7mm
distance objet-image	p+p'=281mm	p+p'=281mm
grandissement	$\gamma=26,3$	g=4,82
macropupille	$\phi=1,25$ mm	$\phi=5,06$ mm
ouverture	F/7,9 -> F/208	F/7,9-> F/38
champ objet	$\phi=1,1$ mm	$\phi=5,9$ mm
champ image	$\phi=28,4$ mm	$\phi=28,4$ mm
pupille élémentaire sur le PF	$\phi=2,4$ mm	
surface utile totale sur le PF	$\phi=28,4$ mm	
ordre d'interférence du PF	p=233 à H α	

Trame de lentilles:

caractéristiques	lentilles circulaires disposées en géométrie hexagonale
nombre	130 dans le champ (de 10 à 12 par 12)
focale	f=10mm
diamètre	$\phi=2,4\text{mm}$
ouverture, d'entrée	F/208
ouverture de sortie	F/4.16
finesse	50
micropupille	$\phi=48\mu$

 Collimateur:

focale	f=194,04mm
champ de pleine lumière	$\phi=28,4\text{mm}$
ouverture	F/4,21
micropupille projetée	$\phi=48\mu$
tache image (80%)	$\phi=40\mu$

 Ensemble spectrographique:

pupille sur le réseau	$\phi=46\text{mm}$
grandissement	$\gamma=0,713$
réseau CFHT	bleu 600 tr/mm

 Caméra:

focale	f=138,44mm
champ de pleine lumière	$\phi=20\text{mm}$
ouverture	F/3
micropupille projetée	$\phi=34\mu$
tache image (80%)	$\phi=28\mu$

 Détecteur:

CCD SAIC	1024 × 1024
pixels	18 μ

 Echelles:

échelle spatiale :	0''65/lentille
échelle spectrale:	39 kms ⁻¹ / canal

17 MODE IMAGERIE ET SEQUENCES DE REGLAGE

□ Mode imagerie

On peut avoir un mode imagerie dans le montage Tigre-Pythéas en enlevant la trame de lentilles (et bien sûr les analyseurs spectraux). Mais les conditions d'ouverture des faisceaux optiques sont alors fortement changées et l'on se retrouve en situation de super-échantillonnage spatial. Dans notre cas, avec une trame de finesse $f=50$, on passe d'une configuration spectrographique ouverte à $F/3$ et ayant $0''65$ pour deux pixels à une configuration imagerie ouverte à $F/147$ et donnant une échelle de $0''013$ pour deux pixels. Ce mode n'est guère utilisé car cet excès d'échantillonnage est inutile.

□ Mode identification de champ

Le mode imagerie peut être adapté en changeant d'agrandisseur à l'entrée de manière à gagner en champ par rapport au mode spectrographique. Cette configuration est très utile pour l'identification du champ. Cet agrandisseur, de plus longue focale, monté sur une roue est facilement interchangeable. Par rapport au montage spectrographique on gagne 5.5^2 sur le champ et 9^2 sur l'échelle. On retrouve donc bien la valeur 50^2 de la finesse de la trame. Evidemment on a perdu toute l'information spectrale dispersée.

□ Caractéristiques des 3 modes.

étage	• étage spatial grandissement	• trame finesse $f=50$	• Etage spectral grandissement
mode	$\gamma=26.3$ ou $\gamma=4.82$		$\gamma=0.713$
mode spectrographique	$F/7.9 \rightarrow F/208$ $0''65$ échantillonné	$F/208 \rightarrow F/4.16$ $0''65$ / lentille	$F/4.16 \rightarrow F/3$ $0''65$ / 2pixels
mode imagerie	$F/7.9 \rightarrow F/208$ limité par le seeing	sans trame	$F/208 \rightarrow F/147$ échelle $0''013$ / 2 px
mode identification de champ	$F/7.9 \rightarrow F/38$ $0''65$ échantillonné	sans trame	$F/38 \rightarrow F/27,1$ échelle $0''07$ / 2 px

□ Séquence de réglage dite tout CCD.

L'idée a été trouvée par Y Georgelin pour Tigre. Le but est d'enregistrer sur le CCD, in situ, durant la mission, le maximum d'information sur la fonction d'appareil et sur l'état des réglages. Cette méthode utilise ces trois modes que nous venons de décrire: spectrographique, imagerie et identification de champ.

De plus, elle utilise en mode imagerie, un relais optique permettant de ré-imager la macropupille "mère" située à la sortie de l'agrandisseur sur le plan des micropupilles données par la trame. Elle utilise aussi en mode imagerie, à la place de la trame, une lame à face parallèles épaisses qui a pour but de reculer le plan image agrandi situé à l'entrée de la trame jusqu'au plan de sortie de la trame où se trouvent les micro-pupilles. Ces différents outils permettent de visualiser et d'enregistrer sur le même récepteur:

- l'ensemble des multi-spectres,
- l'ensemble des micropupilles blanches non-dispersées avec éventuellement l'image de la grille de sortie anti-reflets,
- l'image agrandie de la macro-pupille "mère" avec éventuellement la position de son masque limiteur,
- l'image du champ,
- une image grand-angulaire du champ extérieur qui l'encadre.

C'est à dire, en résumé, l'ensemble des plans images et des plans pupillaires. Ce fait est assez exceptionnel pour un spectrographe et c'est un cas unique principalement dû à la configuration en deux étages et à la structure de la trame de lentilles.

En utilisant des lampes à spectre continu ou des lampes spectrales on peut effectuer tout ces réglages dans des conditions différentes de chromatisme.

18 ESSAIS MORGANE AU 3M60 ESO.

Lors de ma mission survey H α de septembre 91 j'ai obtenu de la direction de La Silla, J. Melnick et D. Hofstadt, 4 nuits techniques au 3^m60 ESO du 20 au 24 Mai 92. Le réducteur focal sera Efosc 1 en mode Puma dans les conditions classiques de bonnette et de récepteur. La seule modification est d'introduire l'interféromètre dans l'espace pupillaire après le collimateur et avant le grism. Lors de ma mission de Mars 92 j'ai pu tester l'adaptation mécanique qui avait été faite par l'atelier de La Silla. J'ai obtenu les premiers spectres de calibration en laboratoire et j'ai pu les dépouiller sur place avec les moyens informatiques locaux. Les résultats sont montrés en fig. 23 et fig. 24.

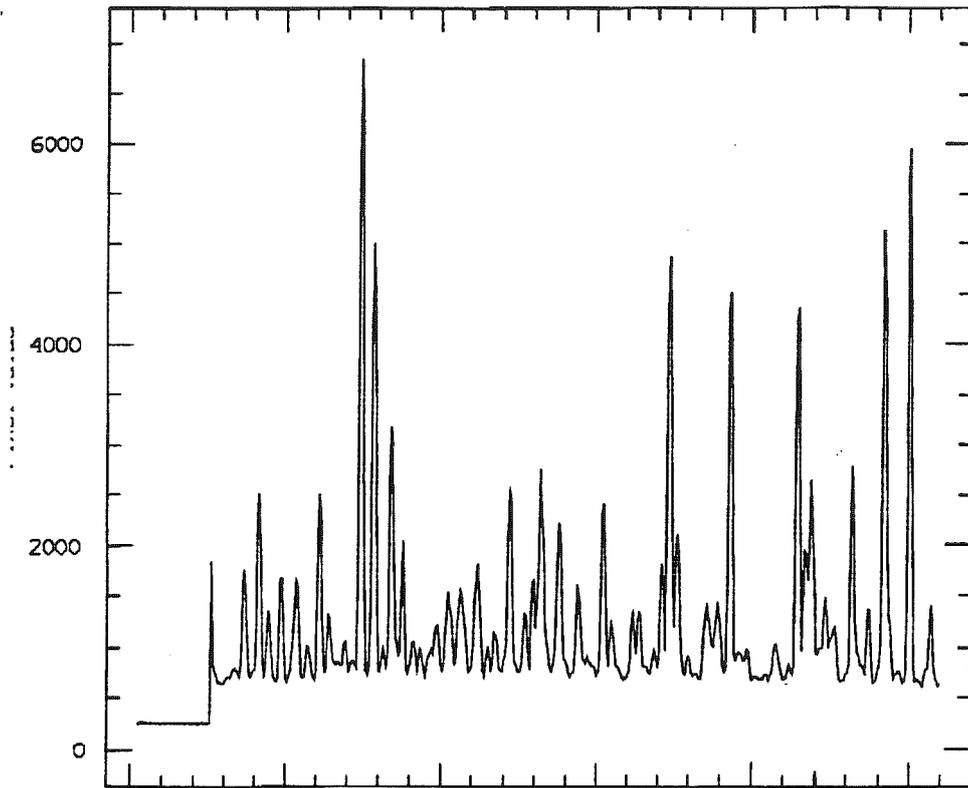


Fig 23. Spectre du xénon obtenu avec réseau seul.

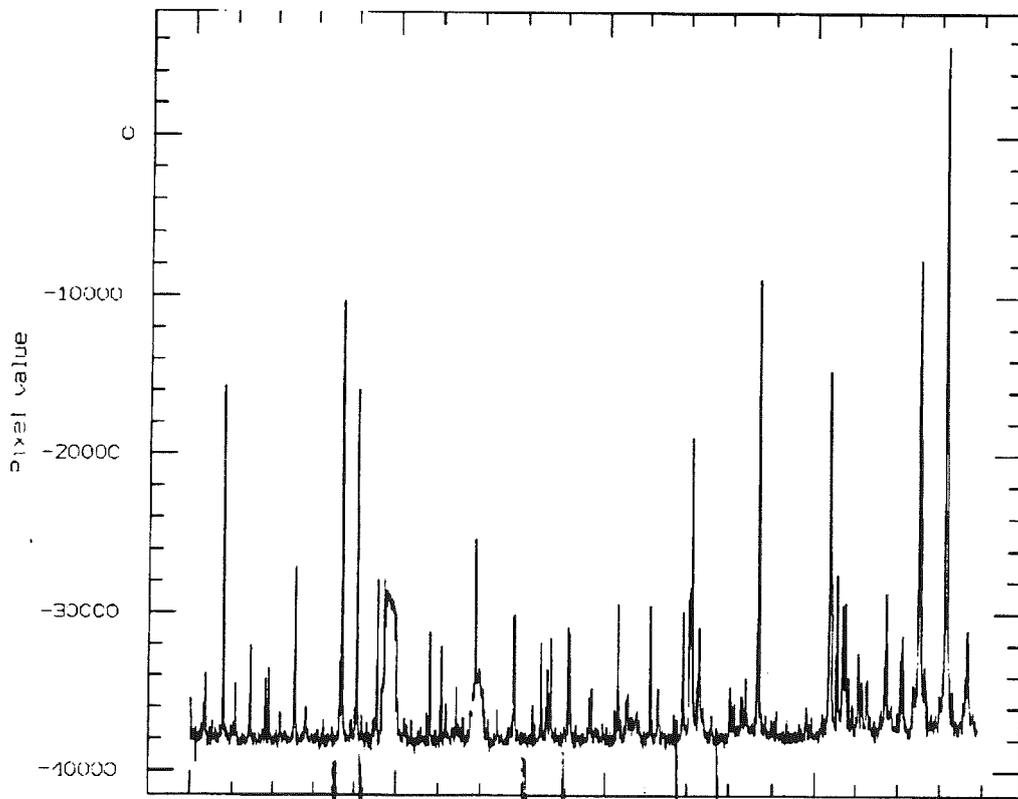


Fig 24. Spectre du xénon obtenu avec Morgane, réseau + Pétrot-Fabry.

19 ESSAIS PYTHEAS IR AU 3M50 NTT.

Dès Juillet 1991 j'avais vu qu'un des créneaux Pythéas les plus prometteurs était probablement le domaine spectral infra-rouge. En effet malgré les progrès très rapides des récepteurs leur format reste très réduit ce qui est un handicap rédhibitoire à la multispectrographie avec un grand nombre d'éléments spectraux. C'est pourtant l'objectif astronomique le plus excitant.

Pythéas, grâce à la dispersion en z du Perot-Fabry, permet d'accroître le nombre d'éléments spectraux analysés et qui reste très limité (~ 256) avec les spectrographes classiques. Il n'est pas dit que la trame de lentilles - type Tigre - soit plus intéressante que le faisceau de fibres - type Argus - car avec un petit récepteur la trame donne beaucoup de spectres tronqués. Il est aussi fortement probable que dans l'infra-rouge on utilisera comme séparateur d'ordres plutôt des réseaux par réflexion que des grisms, à la fois pour gagner en résolution spectrale et pour replier le faisceau et en limiter l'encombrement.

En Décembre 1991 S. Bensammar, convaincu qu'il ne fallait pas attendre d'avoir un spectrographe IR complètement refroidi pour commencer les essais d'un Pythéas IR, m'a proposé de faire des essais préliminaires au 3^m50 NTT sur Irspec. On utiliserait ainsi la très haute résolution spatiale de ce télescope et un spectrographe IR refroidi équipé d'un bon détecteur.

L'adaptation opto-mécanique se ferait selon un montage optique inspiré de Courtès 1982 avec l'enchaînement "agrandisseur + interféromètre + trame + fibres optiques" permettant de ramener un petit champ 2D à haute résolution spatiale sur la fente du spectro Irspec, et de profiter de la haute résolution spectrale de Pythéas. On aurait dans un premier temps 18 spectres.

Voici un tour d'horizon des programmes scientifiques possibles pour Pythéas. Il a été rédigé par G. Comte à partir des discussions que l'on a pu avoir autour des propriétés générales de cet instrument. En retour les caractéristiques spatiales et spectrales ont été déterminées pour un grand télescope en fonction du programme sur les amas globulaires.

3.4 Programmes scientifiques pour Pythéas

Georges COMTE

- projet INSU -

PYTHEAS est un instrument complémentaire à la fois de PALILA (Pérot-Fabry à balayage destiné à l'obtention de cubes de données x , y , λ sur un champ assez important et à moyenne ou grande résolution spectrale (mais sur une raie d'émission à la fois), et de TIGRE, spectrographe intégral de champ à moyenne résolution spectrale et haute résolution spatiale. Les programmes scientifiques qui peuvent être conduits avec PYTHEAS utilisent essentiellement le couplage des propriétés essentielles:

- une grande capacité spectrale: la grande résolution spectrale du Perot-Fabry dans le grand domaine spectral donné par le grism.

- une grande résolution spatiale grâce à la trame de lentilles qui permet l'échantillonnage à l'entrée du spectrographe. Le champ est petit c'est le nombre d'éléments de la trame de lentilles comme dans TIGRE et non pas le nombre de pixels du récepteur comme dans le PALILA à grand champ.

Notons que les performances attendues ne sont pas indépendantes du choix du détecteur: un détecteur de type CCD implique des poses de l'ordre de une à plusieurs minutes par "canal" sur le Pérot-Fabry, et peut amener à des limitations liées au bruit de lecture; un détecteur à comptage de photons, bien que d'un rendement quantique inférieur, ne souffre pas de ces limitations, et peut s'avérer meilleur pour certaines applications.

Du fait de l'utilisation de l'échantillonnage spatial à l'entrée, PYTHEAS ne dégrade pas la résolution spatiale offerte par l'optique du télescope. Il s'ensuit que, tout comme TIGRE, c'est l'instrument idéal à utiliser en sortie d'une bonnette d'optique adaptative. Une version infrarouge proche serait parfaitement adaptée aux images diffraction-limite facilement produites par une bonnette adaptative.

On doit donc envisager deux instruments selon le domaine spectral visé:

- un instrument "visible" (4 000-9 000Å) utilisant CCD classiques ou IPCS (comptage) avec une résolution spectrale élevée (4 000 à 60 000 avec l'étalon Queensgate d'ordre "800")

- un instrument "proche IR" (1-2.5 μ) utilisant les cibles Rockwell 256x256 de type "nicmos" comme détecteur. Cet instrument doit pouvoir utiliser facilement la future caméra IR proche du CFHT.

1. EVALUATION GROSSIERE DE PERFORMANCES SUR UNE SOURCE STELLAIRE, DANS LE VISIBLE.

Un calcul très élémentaire de rendement dans le visible (5500 Å) a été fait pour un télescope de diamètre 2m 2 et de transmission globale 0.75: (la transmission atmosphérique est négligée).

Une étoile de magnitude 15 donne, à l'entrée du télescope, 27 photons par angström et par seconde; à travers l'ensemble d'un PYTHEAS de transmission globale 0.46 (lentilles de champ, Perot-Fabry au pic de transmission, trame non traitée, collimateur, grism transmettant 60%, caméra et fenêtre de cryostat), on obtient 9 photons par seconde et par angström sur le détecteur.

Supposons :

- que le détecteur soit un CCD de rendement quantique 50% avec un bruit de lecture de 6 électrons

- que l'échantillonnage soit "optimum" sur le détecteur, c'est-à-dire que les taches-image correspondant aux éléments spectraux occupent chacun une surface assimilable à 2 x 2 pixels sur le détecteur

- qu'on utilise un Perot-Fabry ayant une finesse de 25 associé à un grism " passant" 200 nm de 4 500 Å à 6 500 Å. Pour échantillonner correctement la fonction d'Airy, on fera 50 canaux de balayage, donc 50 poses élémentaires sur le CCD, (qui sera lu 50 fois); chaque canal produit alors 160 taches images de 4 pixels. Les conditions de seeing imposent malheureusement d'échantillonner aussi spatialement les images stellaires sur deux microlentilles de la trame. On aura donc, finalement, par canal spectral, le flux de l'étoile distribué sur 160 x 2 x 4 pixels du détecteur. Ce flux, vu par canal, correspond aux cannelures du spectre que le Perot-Fabry transmet, c'est-à-dire à l'intervalle spectral du grism divisé par la finesse, soit 80 Å. Le nombre de photons, distribué dans une tache de 2 x 4 pixels par canal, est alors de:

$$\begin{array}{rcccl}
 9 \times 120 & \times & 80/160 & = & 540 \\
 \text{temps de pose en} & & \text{intervalle spectral} & & \text{nombre de} \\
 \text{secondes par canal} & & \text{exploré} & & \text{taches de} \\
 & & & & 2 \times 4 \text{ pixels}
 \end{array}$$

qui produisent 270 électrons de signal dans le détecteur. Le signal sur bruit de la tache élémentaire est:

$$\sigma \frac{270}{\sqrt{270+(6 \times 8)}} = 15.2$$

Ce signal/bruit est celui du continuum du spectre final après reconstruction, chaque tache étant en fait une "brique" de spectre d'une fraction d'angström.

Ce s/b est obtenu avec un temps de pose global (50 poses de 120 secondes plus les temps morts de lecture) d'environ deux heures.

L'évaluation des performances dans l'Infrarouge est traitée en annexe.

2. PLANETOLOGIE.

L'étude des surfaces planétaires par spectro-imagerie est bien développée en France, notamment grâce à de nombreux travaux effectués avec le Spectrographe à Transformée de Fourier, (FTS) du CFH et avec la caméra IR "CIRCUS".

L'une des applications évidentes de PYTHEAS à ce domaine d'investigations est l'étude de phénomènes transitoires: aurores sur Jupiter et Saturne, à observer essentiellement dans les raies de l'ion H^+3 vers 2.09μ . Les planètes géantes ayant des diamètres apparents de 20 à 40", la spectro-imagerie avec PYTHEAS est bien adaptée, sous réserve de respecter les échelles de temps des phénomènes naturels au cours des cycles de balayage du PF ou de la rotation de la planète.

Noyaux cométaires: ce sont des objets \pm diffus de quelques secondes d'arc à quelques dizaines de secondes d'arc pour lesquels une spectrographie intégrale de champ à haute résolution sur diverses bandes moléculaires serait très intéressante.

Prolongement dans l'IR de l'étude, en mode TIGER, des signatures spectrales des surfaces des planètes telluriques, déjà commencée dans la bande I.

3. ETOILES ET AGREGATS STELLAIRES.

Le créneau principal de PYTHEAS est certainement la spectrographie haute résolution d'objets stellaires assez faibles (magnitude visible 13-16) dans de petits champs encombrés où il est utile:

- d'avoir un moyen plus puissant que la spectrographie multi-objet (multi-trou ou multi-fente) pour séparer et/ou identifier les objets: le spectrographe intégral de champ à trame de lentilles s'impose alors,

- de travailler à une résolution spectrale élevée

Deux applications évidentes sont les amas globulaires et le bulbe de la Galaxie vu dans les "fenêtres de Baade".

3.1. Population II: Amas globulaires

Les amas globulaires ont toujours été considérés comme les "laboratoires" de l'évolution stellaire, pour les étoiles de faible masse formées il y a environ $15 \cdot 10^9$ ans. La plupart des problèmes astrophysiques qui demeurent non résolus aujourd'hui exigent des observations:

- à bonne résolution spectrale (au moins 20 000), pour les abondances fines et pour des vitesses radiales de précision

- à bon "échantillonnage" spatial pour pouvoir explorer le coeur, ou les parties à haute densité stellaire, des amas les plus concentrés, qui sont les plus intéressants au point de vue dynamique. Voici une liste (non exhaustive) de ces problèmes astrophysiques: les performances nécessaires (s/b de continuum et magnitude limite, sont données dans le tableau en annexe).

a) abondances chimiques :

- abondances différentielles de certains isotopes cruciaux pour l'étude de l'évolution de la population II. Etude de ces abondances à la fois dans les atmosphères des sous-géantes, des géantes rouges et des géantes de branche asymptotique. Formation des étoiles carbonées.
- anomalies et hétérogénéité d'abondances, connues dans plusieurs amas (ω Cen) et sans explication à l'heure actuelle. Ces anomalies ne sont connues que sur quelques éléments, et parfois discutées par certains auteurs!
- abondances le long de la branche horizontale.
- problème du ${}^7\text{Li}$: le comportement du lithium, d'un intérêt cosmologique fondamental n'est connu, dans la population II, que dans quelques naines assez proches du halo galactique. Il est nécessaire de pouvoir suivre l'abondance du ${}^7\text{Li}$ dans les sous-géantes d'amas globulaires, pour une séquence d'amas de métallicités différentes.

b) Liens entre les géantes rouges et la matière interstellaire: perte de masse et identification de matière intra-amas.

- La perte de masse est un phénomène connu des dernières phases de l'évolution le long de la branche des géantes. Elle est observée par un profil P Cygni de l'aile bleue de la raie d'absorption $\text{H}\alpha$ dans une gamme de magnitudes absolues assez restreinte (Pilachowski, Cohen, Spite.....). Elle mérite une étude beaucoup plus approfondie, notamment au niveau statistique (combien d'étoiles sont atteintes, estimation précise du "seuil évolutif" de visibilité de la perte de masse, estimation plus fine de la perte totale pour un amas, différences éventuelles entre le tip des RGB et les AGB...). Une telle étude nécessite bien entendu une confortable résolution spectrale pour résoudre le profil de la raie $\text{H}\alpha$ et la simultanéité sur un nombre suffisant d'objets pour une statistique sérieuse.
- Le problème de l'existence de la matière diffuse intra-amas reste controversé. La détection de raies interstellaires (CaII ou Na I) à la vitesse radiale de l'amas prouverait sans aucune ambiguïté l'existence de cette matière. Les meilleures étoiles candidats seraient de préférence les étoiles de branche horizontale bleue. Un résultat négatif bien délimité quantitativement conduirait à des contraintes sérieuses sur l'évolution de la matière éjectée par les GR et AGB.

c) "Sismologie" des variables.

L'essentiel de nos connaissances sur les RR Lyrae provient de la photométrie. La spectrographie des RRLyr n'a guère abordé que les RR Lyr de halo suffisamment proches pour être assez brillantes. Le problème en effet est qu'une étude sérieuse des variations de VR de raies-diagnostic sondant à diverses profondeurs l'atmosphère de ces étoiles doit être capable d'isoler des modes de pulsation en les échantillonnant correctement. La période des RR Lyr d'amas étant, selon le groupe d'Oosterhoff, de l'ordre de 0,2jour à 1.2jour, la résolution temporelle est assez cruciale, et ne doit pas être moins bonne qu'une heure environ. Si on utilise une VR "moyenne" sur toutes les raies du spectre observé (c'est-à-dire le type de mesure que Coravel fait sur les Céphéides), on peut, en utilisant des mesures par corrélation croisée, se contenter d'un S/E de 2 à 5 sur le continuum et

donc des temps de pose brefs, même avec CCD (~ 15 min pour $V = 15$ avec $\Phi = 4m$). Il faut souligner que dans certains amas très pauvres en métaux (d'un groupe Oo très intéressant!), le contraste des raies d'absorption s'effondre et les méthodes de corrélation croisée perdent assez vite leur puissance.

Les outils théoriques sur les RR Lyr (ou les BL Her) sont très élaborés à l'heure actuelle (Cox, Hodson, King, Stellingwerf, etc...); il serait dommage de ne pas ajouter à l'étude des variations photométriques une étude approfondie des variations de vitesse radiale, qui peut permettre des tests plus fins de la théorie.

d) Binarité et dynamique des effondrements centraux.

Le problème astrophysique crucial peut être formulé ainsi: "les coeurs d'amas globulaires denses sont-ils effondrés? Y a-t-il formation de binaires massives (par capture gravitationnelle dans les zones à très forte densité stellaire) qui pourrait ralentir cet effondrement?"

La seule vraie "preuve" de l'existence de binaires massives est la présence de sources X compactes dont une a été identifiée dans M15 (AC211). Deux autres identifications sont très probables. Si des binaires se forment, elles ne se forment pas "isolément" ou "accidentellement", mais on doit observer un "spectre" de masses de binaires et de distances orbitales. La densité stellaire favorisant les captures, un gradient, ou au moins une ségrégation des binaires devrait s'observer vers les coeurs d'amas. Il faut donc:

- mettre en évidence la binarité dans un certain nombre de spectres: le moyen le plus simple est d'observer la variation des vitesses radiales au cours du temps. Une résolution spectrale de l'ordre de 30 000 est souhaitable (précision $< 1\text{kms}^{-1}$)

- observer dans des zones (les coeurs d'amas concentrés) où le seul pointage d'une étoile est d'une difficulté extrême. Le spectrographe intégral de champ résout ce problème puisque l'identification des objets est faite à posteriori sur l'image reconstituée, tout en assurant l'observation simultanée de nombreux objets.

Récemment une étoile à très grande vitesse (plus de 5 fois le σ de l'amas) a été découverte dans l'amas 47 Tuc. Un tel objet peut avoir été éjecté (ou capturé!) par le coeur de l'amas. Des mesures de vitesse sur un grand nombre d'étoiles, y compris dans les zones denses, peu abordées jusqu'à présent à cause des difficultés de pointage de Coravel ou Caspec, doivent permettre d'approfondir nos connaissances et de tester les simulations N-corps qu'on peut calculer aujourd'hui sur 10^5 objets, ce qui représente une population comparable à la totalité de celle d'un gros amas globulaire.

e) Blue stragglers.

Découverts il y a 2-3 ans dans les amas globulaires, on en connaît fort peu de choses. On ignore en particulier si ce sont des binaires, à l'instar des Blue Stragglers d'amas ouverts. La spectrographie de détail et notamment la mesure répétée des VR s'impose.

3.2. Bulbe galactique.

Le bulbe galactique n'est visible, depuis le Système Solaire, qu'à travers les "fenêtres de Baade", deux champs de qq dizaines de min. d'arc² où la densité d'objets est extrêmement élevée. La distance au Soleil fait que la branche des géantes n'atteint qu'environ 17 en V. Un gros effort d'observation a été fait au début des années 80 et a permis d'élucider certains problèmes, mais en a soulevé de nombreux autres, non résolus faute de spectrographes multiobjet à résolution spatiale et spectrale adéquate. Les difficultés de pointage sont énormes, et un spectrographe intégral de champ les simplifierait grandement. Les problèmes astrophysiques à résoudre sont essentiellement liés à:

- l'hétérogénéité des abondances (que sont exactement les étoiles apparemment "supermetal-rich"?)
- la dynamique de la ou des populations présentes sur la ligne de vue.

De nombreux problèmes peuvent être abordés dans le visible, mais la couleur des objets favorise les observations en bandes JHK : $\langle V \rangle = 17$, $\langle K \rangle = 14$ (limite extrême).

AMAS GLOBULAIRES: performances nécessaires (4000 - 8000 Å)

Problème Astrophysique	S/B sur le continuum	mag limite	Mesure à faire
1 Abondances (incl. isotopes, dans GR, AGB)	200	13	Equiv Width
2 Abondances dans HB	100	15	EW
3 ⁷ Li dans SG ms	50-100	17-18	EW (6707 Å)
4 Sismologie des RR/Lyr	5 ~10	16	Vitesses Radiales
5 Binarité Formation de binaires vers le centre	5~20	14-17	VR
6 Blue stragglers nature et binarité possible	5 - 20	14 - 17	VR EW
7 Perte de masse GR AGB	100	14	profil de H α (P Cyg)

Bulbe Galactique géantes rouges: points 1,4,5,7	100 - 10	16 - 18	EW et VR

4. POPULATION I EXTREME: ETOILES EN FORMATION ET SOURCES IR ASSOCIEES.

La formation d'étoiles de masse intermédiaire à faible au sein des nuages moléculaires est un sujet en véritable "explosion" à l'heure actuelle, grâce aux détecteurs IR panoramiques d'une part et aux interféromètres millimétriques d'autre part. Mais:

- les "cartographies" IR (qui ne sont actuellement que des "photographies") IR ne donnent qu'indirectement une information dynamique, souvent ambiguë ou difficile à interpréter, faute de champs de vitesses dans les raies observées, et d'une difficile décontamination du continuum de diffusion.

- les interféromètres millimétriques, qui produisent une information dynamique extrêmement fine grâce à des résolutions en vitesse de l'ordre du kms^{-1} ou mieux, sondent essentiellement les raies de CO (et de OH à 18cm, mais à moindre résolution angulaire, ou NH₃ sur quelques objets) et, selon les profondeurs optiques atteintes, ne donnent qu'une vision partielle des phénomènes.

Un complément très attendu aux cartes CO de l'IRAM ou du Caltech est une spectroscopie fine, à haute résolution spectrale (1 kms^{-1}) et spatiale ($0''.5$) en raies de la molécule H₂ (2.12μ) et de l'hydrogène recombinant (Br γ à 2.2μ). D'autres raies d'émission sont attendues dans l'environnement immédiat des objets en formation, notamment au voisinage des disques d'accrétion. Un spectrographe intégral de champ très résolvant spectralement et travaillant avec un détecteur de type NICMOS est l'instrument idéal pour ces observations. Associé à un système d'optique adaptative, une résolution spatiale de l'ordre de 25 UA à 2μ est envisageable sur une région située vers 160 pc (cas des nuages du Taureau et de Rho Ophiucus) ce qui ouvre des perspectives séduisantes.

Parmi les programmes possibles citons:

- étoiles massives jeunes:

- cartographie à haute résolution spectrale dans des raies sélectionnées des flots à l'origine de la structure bipolaire de ces objets encore enfouis dans le nuage moléculaire parental.

- étude de la duplicité des étoiles jeunes dans ces régions de formation stellaire, sujet est lié à notre connaissance de la fonction initiale de masse, des masses intermédiaires aux plus grandes masses.

- étoiles T Tauri:

- imagerie directe et spectroscopie des disques d'accrétion, étape fondamentale de l'évolution des étoiles dans la phase T Tauri

- étude de la duplicité des étoiles T Tauri (complément du programme précédent pour les étoiles de masses petites à intermédiaires)

- étoiles jeunes de la Séquence Principale:

- étude des disques d'accrétion (sur les objets de type Beta Pictoris)

- tentatives de détection de systèmes protoplanétaires

- identification d'étoiles de l'extrémité rouge du diagramme HR.

5 - OBJETS EVOLUES, ENVELOPPES CIRCUMSTELLAIRES, PROTO-NEBULEUSES PLANETAIRES,...

Les problèmes observationnels sont tout à fait analogues à ceux évoqués pour les étoiles en formation; le domaine le plus intéressant est aussi l'IR proche.

étude de la structure de l'environnement circumstellaire d'étoiles évoluées; la possibilité d'accès à de nombreuses raies d'origine diverses (nature, excitation, ...) devrait permettre de trancher parmi les différentes hypothèses utilisées dans la modélisation du transfert radiatif dans ces enveloppes (un grand nombre de nébuleuses planétaires dans différents stades d'évolution peut être accessible).

étude de la dynamique des flots moléculaires et caractérisation physique et chimique

étude des sources d'apparence bipolaires: lien entre certaines sources symbiotiques d'aspect bipolaire et les nébuleuses bipolaires protoplanétaires

étude des structures de type disque et de leur importance dans les schémas d'évolution.

6. MILIEU INTERSTELLAIRE, REGIONS HII .

Ici aussi, associé à un système d'optique adaptative, une résolution spatiale de l'ordre de 45 UA dans la bande J est envisageable sur certaines particularités morphologiques de la nébuleuse d'Orion comme, par exemple la barre d'ionisation.

Régions HII ultra-compactes: comme il s'agit de régions très jeunes l'interaction avec le milieu moléculaire parental est largement dominant. L'étude de la zone d'interaction du gaz ionisé en expansion dans le milieu neutre, à haute résolution angulaire et spectrale, sera riche en informations nouvelles (composition chimique et évolution des poussières, extinction...)

Interfaces HI-HII: l'étude fine des fronts d'ionisation dans les régions les plus proches (barre d'Orion, Nébuleuse de la Rosette, front dans M17,...) est rendue possible; étude de la structure des zones traversées par une onde de choc à partir des raies de vibration-rotation de la molécule d'hydrogène, étude des mécanismes de destruction des grains de poussières au passage de l'onde de choc à partir des raies de recombinaison de l'hydrogène...

7. RECHERCHES EXTRAGALACTIQUES.

a) Populations extragalactiques résolues.

De nombreuses applications aux Nuages de Magellan peuvent être évoquées, mais elles recouvrent pratiquement ce qui a été dit plus haut, soit à propos des amas globulaires, soit à propos du Bulbe Galactique.

Pour les galaxies plus distantes (au sein du Groupe Local) le problème est essentiellement l'identification de types spectraux dans des populations de supergéantes. Les difficultés sont importantes, les objets devenant vite faibles (-8 à la distance de M31 = 16.25). Par ailleurs, la haute résolution spectrale n'est pas nécessaire pour ce type de problème et donc un TIGRE est intrinsèquement supérieur à PYTHEAS.

Une application très particulière où la haute résolution spectrale est nécessaire est l'étude de raies interstellaires en absorption autour des superassociations (en utilisant les supergéantes bleues comme sources de continuum). Couplées à des champs de vitesse HII à haute résolution, ces mesures doivent améliorer la compréhension dynamique de ces "monstres" de formation stellaire que sont NGC 604, NGC 595, NGC 2363, etc...

b) Dynamique des coeurs de galaxies

Dans quelques galaxies normales proches et elliptiques naines nucléées, une analyse plus fine des raies d'absorption que celle donnée par la mesure de la simple largeur est nécessaire (outil de diagnostic des trous noirs centraux). Ce programme est très ponctuel, mais TIGRE ne peut fournir qu'une résolution spectrale insuffisante.

c) Autres programmes

Dans les autres domaines de l'extragalactique, la supériorité d'un TIGRE, d'un spectro multiobjet à réseau de type MOS-SIS d'un multifiltre de type SILFID ou d'un PALILA, selon le problème abordé, est manifeste: PYTHEAS, du fait de sa grande résolution spectrale dans un champ petit, n'est pas vraiment adapté à l'extragalactique profond.

d) Conclusion

Les créneaux planétaire, stellaire et circumstellaire sont suffisamment riches et passionnants pour mériter pleinement le développement complet d'un tel instrument.

de CIGALE	...	à PYTHEAS
du gaz	...	aux étoiles
de l'émission	...	à l'absorption

Cette annexe est un rappel de généralités sur le sujet. Ce texte s'adresse aux étudiants qui s'intéressent à l'optique instrumentale astronomique. Il ne fait appel à aucune formulation mathématique difficile. C'est, sur le sujet des spectromètres, le minimum de connaissances de culture générale que doit connaître tout astronome d'une commission des programmes ou d'une commission d'instrumentation astronomique. Le lecteur verra vite que le coeur de l'auteur penche en faveur des interféromètres de Pérot-Fabry et de certaines traditions Françaises et Marseillaises. Le livre de P. Bousquet, 1968, "spectroscopie instrumentale" a été notre référence et notre guide.

3.5. Les spectromètres astronomiques

- 1 Spectroscopes: spectrographes et spectromètres. Facteur de mérite.
- 2 Spectroscopes pour l'astronomie.
- 3 Cubes de données - Paramètres de base - Invariants.
- 4 Pupilles, champs et inversion champ-pupille.
- 5 Fonctionnement des trames de lentilles.
- 6 Principe de conservation de l'étendue.
- 7 Equivalence des instruments.
- 8 Récepteurs 2D ou 3D - Techniques de balayage.
- 9 Analyseurs spatiaux et spectraux.
- 10 De l'art et la manière d'utiliser un Pérot - Fabry: Anneaux ou cannelures.
- 11 Dispersion croisée "réseau + Pérot - Fabry".
- 12 Seize spectroscopes de référence.
- 13 Echantillonnage spatial et spectral, à l'entrée et à la sortie.
- 14 Discrétisation de l'image et du spectre.
- 15 Organisation de l'information spatiale et spectrale sur le récepteur.
- 16 Spectromètre Pérot-Fabry à très grand champ - Cigale -
- 17 Spectromètre Pérot-Fabry à grand champ et trame de lentilles - Dahut -
- 18 Spectromètre Pérot-Fabry de champ à grand domaine spectral - Pythéas -
- 19 Spectromètre Pérot-Fabry multi-objets à grand domaine spectral - Morgane -
- 20 Spectres cannelés et corrélation.
- 21 Spectromètre Pérot-Fabry à bande passante multiple.
- 22 Le fond de ciel.
- 23 Les reflets.
- 24 Quel récepteur pour un spectromètre ?
- 25 Les fibres optiques et les spectromètres Pérot-Fabry.
- 26 Facteur de mérite des spectromètres au foyer d'un télescope à optique adaptative.
- 27 L'avenir des multi-spectromètres Pérot-Fabry.

3.5. Les spectromètres astronomiques

1 SPECTROSCOPES: SPECTROGRAPHES ET SPECTROMETRES. FACTEUR DE MERITE DE JACQUINOT.

□ "Les instruments pour l'analyse des rayonnements peuvent être divisés en deux classes ayant pour types le spectrographe et le spectromètre suivant que les éléments du spectre sont mesurés simultanément ou successivement. Dans un spectrographe le rayonnement dispersé est focalisé sur un détecteur d'image, par exemple une plaque photographique et le spectre entier peut être simultanément mesuré. Dans un spectromètre le spectre se forme sur un mécanisme comportant une fente qui laisse un seul élément spectral atteindre le détecteur. Le spectre est mesuré en l'explorant avec la fente de sorte que tous les éléments spectraux tombent successivement sur le détecteur et sont mesurés un par un" (Fellgett 1958).

□ La terminologie admise de 1950 à 1980 séparait:

- les récepteurs d'images: plaque photographique, caméra électronique, ... qui enregistraient l'éclairement en chaque point de la surface sensible,
- les récepteurs de flux: cellule photo-électrique, photomultiplicateur, bolomètre... qui fournissaient un signal proportionnel au flux reçu,

alors les spectroscopes, ensemble des instruments permettant l'analyse des rayonnements, étaient séparés en

- spectrographes, instruments équipés d'un récepteur d'image,
- spectromètres, instruments équipés d'un récepteur de flux.

□ Les récepteurs modernes, CCD à lecture de charge ou IPCS à comptage de photons, sont à la fois récepteurs d'images et récepteurs de flux, ce qui entraîne un certain glissement dans la terminologie.

On nommera l'instrument:

- spectrographe, si l'on mesure *la position des maxima* de flux - raies ou franges - sur la surface du récepteur. Mesure spatiale en x,y
- spectromètre, si l'on mesure *le passage de maxima* de flux - raies ou franges - au cours du temps en fonction des créneaux de balayage. Mesure temporelle en z .

Pour les spectrographes, le CCD est le seul récepteur possible car les pixels du CCD sont stables (pixels physiques), seule solution pour une détermination précise des positions.

Pour les spectromètres les IPCS concurrencent les CCD comme récepteurs en raison de leur absence de bruit de lecture et en raison de leur rapidité de lecture permettant des séquences temporelles rapides. Les mérites réciproques des IPCS et des CCD pour les spectromètres seront discutés en § 24.

□ Enfin on peut aussi associer:

- le *spectrographe*, à une *image finale unique* avec une seule lecture du récepteur
- le *spectromètre*, à une *séquence de balayage* qui nécessite plusieurs lectures du récepteur, et donc un plus long temps d'observation,

mais les deux catégories d'instruments auront le même rendement puisque, à tout moment, tout le récepteur est utilisé.

Pour les astronomes, la différence finale de la terminologie associera:

- les *spectrographes avec un petit cube de données* obtenu en une seule pose
- et les *spectromètres avec un grand cube de données* obtenu en plus de temps.

□ Dans la situation ancienne, les spectrographes étaient équipés de récepteurs permettant l'acquisition simultanée d'un grand nombre d'éléments spectraux, tandis que les spectromètres étaient munis d'un récepteur unique, PM ou bolomètre. ne permettant l'analyse que d'un élément spectral à la fois, ce qui augmentait le temps T d'observation et diminuait le facteur de mérite. Jacquinet (1958) a défini un facteur de mérite des spectromètres :

$$W = \frac{MR}{TL\alpha}$$

avec:

R le pouvoir résolvant,

M le nombre d'élément spectraux analysés durant le temps T,

T le temps d'enregistrement de l'ensemble des éléments spectraux, t le temps d'enregistrement d'un élément spectral avec $t = \frac{T}{M}$ si on enregistre à vitesse constante,

L la luminance de la source et α est un exposant,

$\alpha = 1$ si le bruit de photons est prépondérant,

$\alpha = 2$ si le bruit de récepteur est prépondérant.

Le rapport signal sur bruit dont dépend la précision de la mesure est, toutes choses égales par ailleurs, proportionnel à la racine carrée du temps utilisé pour la mesure de chaque élément spectral:

$$\frac{s}{b} = \sqrt{t}$$

Jacquinet a démontré que ce facteur de mérite était proportionnel:

- à l'angle solide Ω sous lequel le diaphragme peut être vu depuis l'élément dispersif pour que le pouvoir résolvant \mathcal{R} soit obtenu,

- à la transparence τ (ou τ^2 dans le cas du bruit de récepteur) du système,
- au nombre n_λ d'éléments spectraux analysés simultanément.

Bien qu'ayant un facteur de mérite très inférieur, les spectroscopistes de laboratoire préféraient les spectromètres en raison de l'excellente qualité photométrique et de la meilleure détectivité des photomultiplicateurs comparés aux performances des plaques photographiques.

□ Aujourd'hui le paysage est complètement bouleversé. Les récepteurs des spectromètres ne sont plus à 1 seul pixel (le PM) mais 2000 x 2000 pixels dans le visible et à 256 x 256 pixels dans l'infrarouge. En astronomie l'étendue élémentaire observée est déjà très petite par rapport aux sources de laboratoire, elle ne fait d'ailleurs que diminuer puisque le gain en résolution spatiale des télescopes augmente plus vite que leur diamètre grâce à l'effort effectué sur l'optique adaptative et à la meilleure utilisation des sites astronomiques. Cette diminution de l'étendue élémentaire sur le ciel permet de concevoir un type nouveau de spectromètre à dispersion croisée réseau Pérot-Fabry comme le SIMAC de Chabbal-Pelletier (1964). *Les performances de ces spectromètres sont désormais idéales dans les nouvelles conditions d'utilisation astronomique : faible étendue élémentaire, grands récepteurs à lecture assez rapide, et capacité informatique d'acquisition de grands cubes de données α, δ, λ .*

Nous sommes ainsi amenés à remettre à jour le facteur de mérite de Jacquinot et à définir dans le cas d'un *télescope adaptatif* à très haute résolution spatiale une nouvelle grille d'efficacité des spectroscopes. Enfin les programmes astronomiques sont extrêmement variés et la *densité de l'information spatiale* comme la *densité de l'information spectrale* varient dans des gammes très étendues, de $d = \frac{1}{5000}$ à $d = 1$ ce qui conduit à imaginer des solutions instrumentales différentes pour chaque cas.

2 SPECTROSCOPES POUR L'ASTRONOMIE.

□ Les spectroscopes doivent être adaptés à la morphologie des sources astronomiques. On peut distinguer 5 familles morphologiques:

- 1 - source ponctuelle *unique*: étoiles,
- 2 - sources ponctuelles *éclatées*: amas d'étoiles, amas de galaxies,
- 3 - sources ponctuelles *serrées* : binaires, multiples, étoiles supermassives, amas globulaires denses,
- 4 - sources étendues *contiguës*: galaxies, matière interstellaire,
- 5 - sources étendues *pures*: les raies parasites du ciel nocturne.

□ Pour ces 5 familles l'*étendue élémentaire résolue* est identique puisqu'elle est déterminée par le même seeing et le même télescope. L'*étendue globale* également puisque déterminée par le même récepteur. Par contre l'*étendue* sur le ciel dépend de la nature du disperseur, réseau ou interféromètre.

□ La *densité d'information spatiale* des objets est très différente en astronomie, elle varie de $d = \frac{1}{6000}$ à $d = 1$. Elle est $d_{\text{spatiale}} = \frac{1}{6000}$ pour une observation d'un amas d'étoiles ou de galaxies avec par exemple 60 objets de 1" dans un champ de 10'. Ce serait une mauvaise utilisation du récepteur de vouloir prendre le spectre de tous les éléments de ce grand champ. Elle est $d_{\text{spatiale}} = 1$ avec un objet étendu dont tous les points contigus seraient observés avec un spectroscopie de champ.

□ On peut de même définir en astronomie une *densité d'information spectrale*. Pour le spectre d'une étoile G, avec toutes les raies métalliques, la densité d'information spectrale est $d = 1$ même à haute résolution spectrale. Mais pour le spectre du gaz ionisé dans les galaxies on a, même pour un seuil élevé de détection, très peu de raies : 10 raies fines de 1 Å sur 3500 Å soit $d \sim \frac{1}{300}$ pour un spectre de raies fines observable à résolution spectrale intermédiaire. Ce serait alors une mauvaise utilisation de disperser sur le récepteur toutes les zones spectrales vierges intermédiaires.

□ La gamme de luminosité des sources qui varient depuis les 1^{ères} magnitudes jusqu'aux 20^{èmes} magnitudes est aussi un paramètre majeur.

□ En ce qui concerne les performances spectrales, les astronomes sont heureusement moins exigeants que les spectroscopistes de laboratoire. On est en astronomie, sauf pour le soleil, loin des très hautes résolutions spectrales de 500 000, ou davantage, fréquentes en laboratoire. Les résolutions spectrales utilisées en astronomie sont classées par les utilisateurs dans les 4 catégories suivantes :

1 - *basse résolution spectrale* $R < 5000$

2 - *résolution spectrale intermédiaire* $5000 < R < 20\ 000$

3 - *haute résolution spectrale* $20\ 000 < R < 100\ 000$

4 - *très haute résolution spectrale* $R > 100\ 000$

L'exigence des astronomes est en fait de vouloir simultanément une bonne information spectrale pour un grand nombre d'objets célestes.

□ L'*étendue* U est le produit $S\Omega$ de la surface d'un élément pupillaire, ou de champ, du montage optique (télescope ou spectroscopie) par l'angle solide sous lequel il est éclairé. Par exemple :

- la surface S du télescope par le champ Ω accepté au foyer et enregistré par le récepteur,
- la surface du réseau S par l'angle solide Ω sous lequel il voit la fente.

pour tous les montages optiques:

$$U = S\Omega = \text{Constante}$$

C'est le principe de la conservation de l'étendue qui lui-même dérive de manière plus générale du principe de conservation de l'énergie et du second principe de la thermodynamique.

On peut distinguer :

$u = S\omega$	Etendue élémentaire définie pour l'élément spatial résolu au foyer du télescope,
$U_{\text{ciel}} = n_{\alpha} \cdot n_{\delta} \cdot u$	Etendue sur le ciel définie comme le nombre $n_{\alpha} \cdot n_{\delta}$ de points du champ α, δ dont on fera simultanément la spectroscopie,
$U = S\Omega$	Etendue globale définie sur l'ensemble du récepteur.
récepteur	

□ On sait le rôle important que joue l'étendue dans la luminosité d'un spectroscopie, et l'on voit vite le clivage qui se crée entre les spectroscopes de laboratoire et les divers spectroscopes astronomiques suivant les différentes étendues analysées. Dans les spectroscopes de laboratoire, la source est une source étendue rayonnant dans tout l'espace, et traitée globalement. L'étendue initiale, même réduite par le condenseur, reste très grande. La luminosité des spectroscopes de laboratoire dépend de leur capacité à accepter cette grande étendue globale. Selon la résolution spectrale à laquelle on travaille, l'étendue acceptée est différente pour les réseaux, les interféromètres de Pérot-Fabry et de Michelson. Dans les conditions d'étendue des sources de laboratoire, Jacquinet (1954, 1958) a montré la supériorité des interféromètres qui procèdent par division de luminance alors que les réseaux agissent par division de l'étendue. Les interféromètres de Pérot-Fabry et de Michelson, qui ont l'avantage de la symétrie de révolution, acceptent une étendue beaucoup plus grande d'où leur supériorité très importante (gain de 40 à 400 en luminosité).

□ En astronomie, l'étendue élémentaire sur le ciel est souvent très réduite et, selon la résolution spectrale, c'est souvent elle qui limite et non le spectroscopie et son disperseur. Il faut examiner ce qui se passe selon la résolution spectrale et selon l'étendue sur le ciel des différentes familles d'objets :

. Les raies parasites du ciel nocturne en classe morphologique 5, sources étendues *pures*, uniformes dans le champ et homogènes spectralement, sont des conditions idéales de détection pour les interféromètres. Dans cette catégorie de source étendues pures, on peut citer surtout la première détection de nuages d'hydrogène ionisé à haute latitude galactique faite par Reynolds (1980). Dans ce cas, on intègre la raie observée dans un très grand champ sur le ciel, ce qui est possible, car les caractéristiques spectrales de ce gaz varient très lentement à l'échelle du ciel entier et pratiquement pas à l'échelle du champ observé. Ce travail remarquable fait avec un Pérot - Fabry a su profiter de la grande étendue du faisceau accepté par l'interféromètre; avec un petit télescope équipé d'un tel interféromètre, Reynolds a détecté des régions HII galactique et de l'hydrogène géocoronal

extrêmement faible (de l'ordre de 1 rayleigh). C'est une performance car l'on évalue à 50 rayleigh les astres les plus faibles observés avec le Sky Atlas Survey, et même avec les plus grands télescopes, on ne peut atteindre faute de temps un niveau de détection de quelques Rayleigh. La physique de la haute atmosphère bénéficie aussi de cet avantage de la grande étendue du Pérot-Fabry.

. La classe morphologique 4, sources étendues contiguës, nébuleuses et galaxies, est intermédiaire. Théoriquement on cherche à obtenir un spectre, ou à mesurer un effet Doppler Fizeau, pour chacun des éléments spatiaux du champ. L'étendue élémentaire pour chacun de ces éléments est limitée par le télescope et par le site et non par le spectromètre lui-même. Le grand avantage de l'interféromètre de Pérot-Fabry qui procède par division de luminance (filtre) et non par division d'étendue (disperseur) est alors d'obtenir le champ maximum au prix d'une séquence de balayage. En effet avec un Pérot-Fabry on a $U_{\text{ciel}} = U_{\text{récepteur}} = n_{\alpha} n_{\delta} u$ (avec \mathcal{F} balayages $\mathcal{F} \sim 20$) tandis qu'avec un réseau on a $U_{\text{ciel}} = \frac{U_{\text{récepteur}}}{M} = n'_{\alpha} n'_{\delta} u$ (avec M éléments spectraux ~ 1000) soit une étendue sur le ciel beaucoup plus petite.

Mais très souvent, surtout pour la matière interstellaire ionisée, les caractéristiques spectrales et la vitesse radiale varient peu ; l'interférométrie Pérot-Fabry permet en cas de très faible rapport S/B de dégrader progressivement la résolution spatiale pour gagner en S/B. Sur les galaxies également, où le champ de vitesses varie davantage mais de façon assez régulière on est amené à utiliser en différé cette même technique de *binnage progressif et contrôlé* qui permet d'atteindre la résolution spatiale maximale pour le seuil limite de détection. Mais pour cette classe d'objets la détection ultime dépend de la possibilité de soustraction du ciel nocturne et pour cela l'interférométrie de Pérot-Fabry est idéale. Sa haute résolution spectrale permet de résoudre toutes les raies des bandes moléculaires de OH du ciel nocturne et d'aller détecter la raie de l'objet entre ces raies du ciel nocturne. Sa grande étendue permet d'intégrer le ciel nocturne sur tout le champ donc d'obtenir une valeur très précise de ce qu'il convient de soustraire sur chacun des spectres individuels. Pour un spectrographe à réseau de même résolution spectrale mais ayant un champ plus petit on ne pourrait pas estimer avec assez de précision l'intensité de la raie du ciel nocturne à soustraire qui peut pourtant être beaucoup plus intense que la raie que l'on cherche à détecter. Par contre le spectrographe à réseau reste le meilleur choix pour l'étude, dans un domaine spectral large, de la matière stellaire et de la matière gazeuse ionisée :

si une analyse partielle du champ suffit, et si une basse résolution spatiale est acceptable, alors le spectrographe classique à fente est tout à fait suffisant; exemples: le comportement à grande échelle des composantes stellaires bulbes, barres, disques, etc.... dans les galaxies,

si l'on veut la meilleure résolution spatiale dans un petit champ, alors la spectrographie intégrale de champ s'impose. Exemples: le centre des galaxies et l'étude détaillée des galaxies lointaines. Pour ce dernier exemple soulignons l'importance des CCD à grand format, à grand rendement quantique et à très faible bruit qui permettront d'atteindre la limite du bruit de photons sur les objets les plus faibles avec des résolutions spectrales $R \sim 2000 \times 3000$, et donc de bien éliminer le fond de ciel.

. Les classes morphologiques 1,2,3 sont des objets stellaires ponctuels, individuels ou en agrégats. Ils ont des caractéristiques spectrales très différentes entre eux et les spectres doivent être traités de façon totalement indépendante. Il s'agit presque toujours de spectres d'absorption à étudier dans un grand domaine spectral et à résolution intermédiaire ou haute. Ici c'est vraiment l'étendue élémentaire très faible des grands télescopes qui intervient. Pour les très hautes résolutions spectrales ce sera l'étendue du réseau qui limitera, le Pérot-Fabry sera alors supérieur. Pour les résolutions spectrales intermédiaires et hautes, les spectromètres Pérot-Fabry à spectres cannelés croisés avec un réseau seront très supérieurs aux spectrographes à échelles croisés avec un réseau. Avec une séquence de poses, leur grande étendue permettra d'observer simultanément plusieurs étoiles du champ alors qu'avec les spectro-échelles à dispersion croisée on restera limité à un seul point du champ.

3 CUBES DE DONNEES - PARAMETRES DE BASE - INVARIANTS.

Les méthodes d'observation sont très variées suivant la morphologie des objets étudiés (classe 1 à 5) et suivant la résolution spectrale souhaitée.

En classe 1, sources ponctuelles, le problème est simple: on construit les spectroscopes stellaires pour obtenir la meilleure résolution spectrale dans le domaine spectral que l'on choisit.

Les classes 2,3,4,5 correspondent à de la multi-spectroscopie. Le choix de l'astronome observateur ou instrumentaliste réside dans la part relative qu'il veut accorder sur le récepteur à l'information spectrale et à l'information spatiale.

On peut citer deux exemples extrêmes de spectroscopes:

- le spectroscopie stellaire à dispersion croisée qui permet l'analyse d'un seul point du champ mais avec un très grand nombre d'éléments spectraux,
- le spectromètre de Pérot-Fabry qui permet d'obtenir pour un très grand nombre de points du champ un nombre très réduit d'éléments spectraux ; en fait souvent une seule raie.

3.1 Cubes de données.

On appelle *cubes de données* l'ensemble de l'information spatiale et spectrale donnée par les multi-spectroscopes. On peut appeler leurs axes de coordonnées :

α ascension droite	avec n_α le nombre d'éléments spatiaux en α ,
δ déclinaison	avec n_δ le nombre d'éléments spatiaux en δ ,
λ longueur d'onde	avec M le nombre total d'éléments spectraux analysés.

C'est un abus de langage de les appeler cubes puisqu'ils peuvent prendre toutes les formes parallélépipédiques possibles avec :

$n_\alpha = n_\delta = 1$	et $M \sim 50\,000$	pour l'exemple 1,
$n_\alpha = n_\delta = 2000$	et $M \sim 20$	pour l'exemple 2.

La terminologie *3D*, trois dimensions, n'est pas non plus toujours heureuse car *deux* des dimensions sont de nature *spatiale* et la *troisième* dimension de nature *spectrale*.

Le but du jeu est même d'adapter au mieux les proportions de chaque cube à l'objet observé selon le programme scientifique.

3.2 Paramètres de base.

Pour un spectroscopie astronomique, les paramètres de base sont :

. le nombre d'éléments spatiaux en $n_x \cdot n_y$ observés simultanément sur le ciel,

. le nombre d'éléments résolus du récepteur $n_x \cdot n_y$,

. le nombre de lectures du récepteur n_z :

$n_z = 1$ pour un spectrographe,

$n_z = n_{cx}$ (ou n_{λ}) pour une séquence où l'on balaye n canaux de longueur d'onde.

. le nombre d'éléments spectraux résolus pour chacun des spectres : M nombre total observé et m nombre d'éléments observés simultanément.

A partir de l'étendue sur le ciel U_{ciel} et du nombre d'éléments spectraux résolus m observés simultanément on retrouve l'étendue sur le récepteur :

- pour un spectrographe où tous les éléments spectraux M sont observés simultanément on a

$$U_{ciel} = \frac{U_{récepteur}}{M} ,$$

- pour un spectromètre où l'on observe seulement m éléments spectraux simultanément, il faut procéder à n_z lectures pour obtenir l'ensemble du spectre $M = m \cdot n_z$ et l'on a $U_{ciel} = \frac{U_{récepteur}}{m}$.

Si l'on observe un seul ordre du Pérot-Fabry, et en balayage, on a $m = 1$ et on arrive à $U_{ciel} = U_{récepteur}$. C'est le champ maximum par excellence avec toutefois la contrainte du balayage.

On introduira des distinctions plus fines entre *élément résolu* et *élément échantillonné*. Et de même quand il faudra séparer sur le récepteur les spectres ou les cannelures, on introduira un coefficient de *séparation* des plages. Il faut par exemple 2 ou 3 pixels pour *échantillonner* un élément spatial résolu et 2 ou 3 canaux pour *balayer* un élément spectral résolu. Il faut 5 à 7 pixels pour *séparer* deux spectres ou deux plages de 2 pixels de largeur à mi-hauteur.

Il faut surtout noter le prix très cher à payer pour avoir sur le récepteur des spectres ou des plages bien *séparées*, *ne se polluant pas* les unes les autres. Avec les montages multi-spectres ou à plages de Fabry (Pythéas) nous verrons qu'il est difficile sur un récepteur de 1000 x 1000 éléments de dépasser 20.000 éléments indépendants.

3.3 Invariants.

On voit vite sans démonstration que: $n_{\alpha} \cdot n_{\delta} \cdot M = n_x \cdot n_y \cdot n_z$

- En imagerie, $n_{\alpha} \cdot n_{\delta} = n_x \cdot n_y$, puisque l'on ne fait qu'une seule lecture ($n_z=1$) et qu'il n'y a pas d'information spectrale $M=1$ (image blanche).

- En spectrographie, $n_{\alpha} \cdot n_{\delta} \cdot M = n_x \cdot n_y$

dans le cas particulier d'une étoile $n_{\alpha} \cdot n_{\delta} = 1$ d'où $M = n_x \cdot n_y$ c'est le cas du spectrographe échelle avec en x l'information de l'échelle dispersive et en y l'information du réseau pré disperser. On dit communément que *c'est une dispersion croisée en xy* .

- En spectrométrie, $n_{\alpha} \cdot n_{\delta} \cdot M = n_x \cdot n_y \cdot n_z$.

Le rapport $\frac{\text{spatial}}{\text{spectral}} = \frac{n_{\alpha} \cdot n_{\delta}}{M}$ est guidé par le programme scientifique :

n_x et n_y sont imposés par le récepteur et n_z par le nombre de lectures,

M le nombre d'éléments spectraux peut être réparti au choix sur n_x , n_y ou n_z ou sur plusieurs axes simultanément.

Exemple 1 : spectromètre interférentiel de Pérot Fabry à très grand champ (type Cigale) :

$n_{\alpha} \cdot n_{\delta} = n_x \cdot n_y$ c'est le champ maximum

$M = n_z$ le nombre d'éléments spectraux = le nombre de lectures.

Exemple 2 : spectromètre Pérot-Fabry de champ à grand domaine spectral (type Pythéas) :

$n_{\alpha} \cdot n_{\delta} \ll n_x \cdot n_y$ le nombre d'éléments spatiaux observés est défini par le nombre de lentilles de la trame et non pas par le nombre de pixels du récepteur,

$n_{\alpha} \cdot n_{\delta} \cdot M = n_x \cdot n_y \cdot n_z$ avec m éléments spectraux observés simultanément en y (dispersion du grism) et $M = m \cdot n_z$ observés en tout après balayage en z d'un ordre (dispersion fine du Pérot-Fabry). Par analogie avec les spectrographes stellaires échelle (réseau + échelle) qui ont une *dispersion croisée en xy* dans le plan du récepteur, on dira communément que ces spectromètres réseau + Pérot-Fabry, ont une *dispersion croisée en yz* .

□ G. Monnet, 1970, a montré l'équivalence de montages optiques variés à base de réseaux, Pérot-Fabry ou coin d'air, en montage classique ou à lentille cylindrique, sur le champ ou sur la pupille. Il a trouvé pour tous ces montages spectrographiques un invariant

$$N \cdot n \cdot \xi \cdot \omega^2 = \text{Constante}$$

avec N finesse du codeur définie par $\frac{\text{intervalle spectral libre}}{\text{intervalle spectral résolu}}$,

$n g^2$ aire de l'image obtenue sur le récepteur de grain photométrique g ,

ξ efficacité, possibilité - a priori - que la région donne un signal,

ω rapport d'ouverture sur le récepteur.

Cette formulation était limitée aux spectrographes, et considérait le Pérot-Fabry comme un spectrographe à fentes virtuelles. Nous tenterons de la généraliser au cas des spectromètres.

4 PUPILLES, CHAMPS ET INVERSION CHAMP-PUPILLE.

4.1 Pupilles et champs.

Nous rappelons ces notions d'optique élémentaire en raison de leur implication dans les différents montages et de leur influence sur la pureté de l'information spatiale ou spectrale acquise.

Soit l'enveloppe d'un faisceau quelconque d'un montage imaginaire, considérons les extremas successifs (Fig. 1).

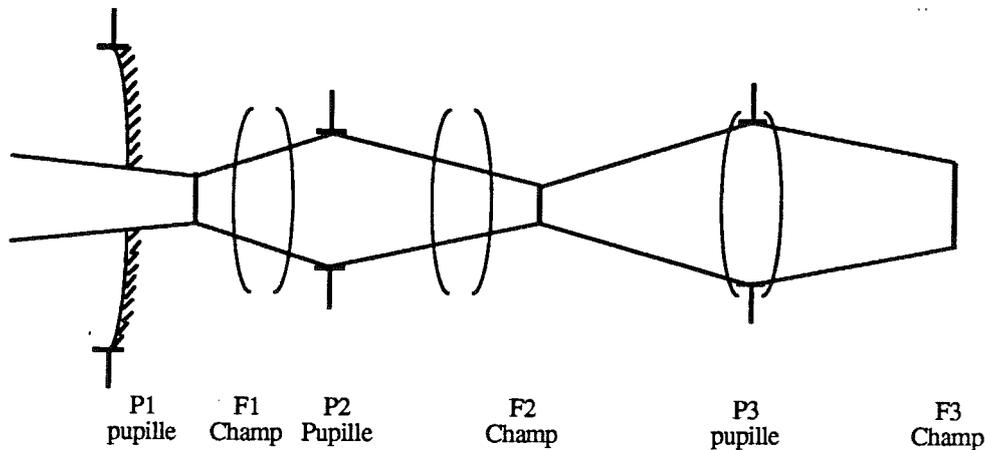


Fig. 1. Alternance des Pupilles et des Champs.

Si l'on fait une coupe aléatoire, on a une image floue.

Il existe deux séries de plans privilégiés:

-1^{ère} série les *pupilles*, ce sont les plans qui ont un *contraste minimum*. En fait ce sont des plages uniformément éclairées par les astres, on les appelle souvent plages de Fabry.

Exemple: l'image du miroir primaire du télescope avec son obturation centrale, ombre du miroir secondaire.

-2^{ème} série les *champs* ou plans focaux, ce sont les plans qui ont un *contraste maximum*. En fait ce sont les plans images successifs.

On voit que:

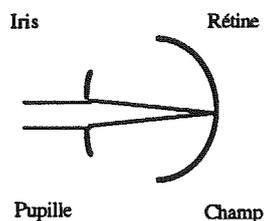
toutes les pupilles sont *conjuguées* entre elles P1, P2, P3...

tous les champs sont *conjugués* entre eux F1, F2, F3...

Entre les images pupillaires comme entre les images du champ, il y a un facteur de grandissement ou de réduction. Pupilles et champs sont *alternés* le long du faisceau optique P1, F1, P2, F2, P3, F3.

Voici quelques exemples :

☐ Oeil.



Pupille uniformément éclairée

Champ contraste maximum

Fig. 2. Oeil.

☐ Plage de Fabry.

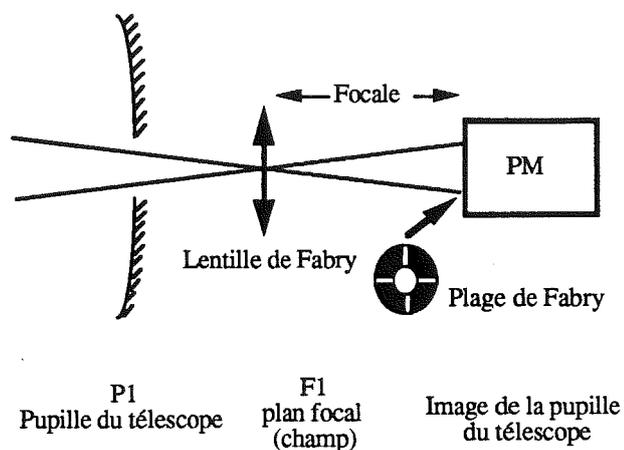


Fig. 3. Plage de Fabry.

☐ Spectrographe à fente (montage §.12.1).

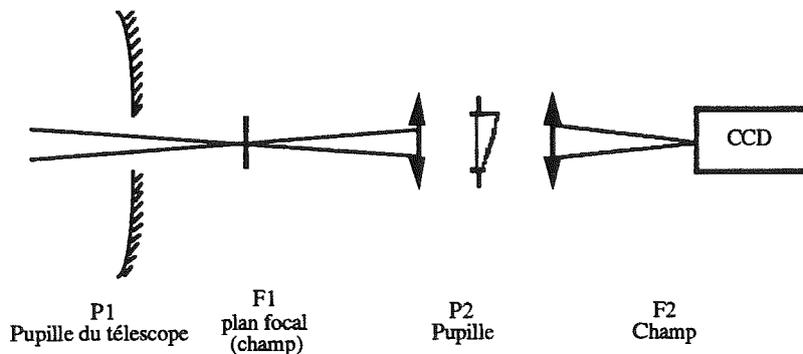


Fig. 4. Spectrographe à fente.

□ Spectrographe de champ à trame de lentilles (montage § 12.3).

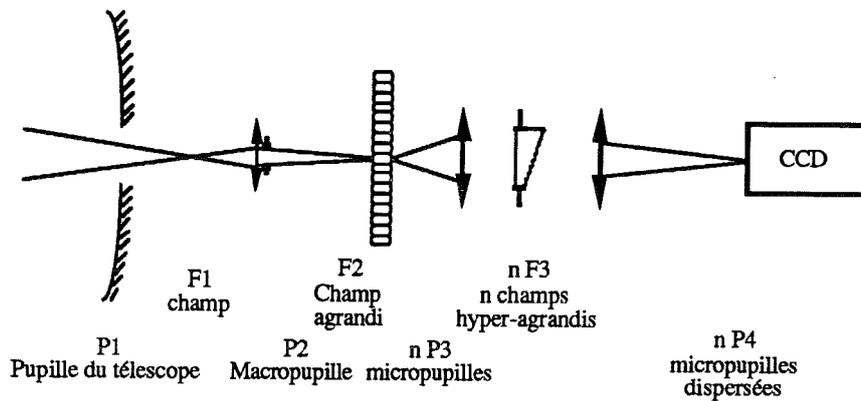


Fig. 5. Spectrographe de champ à trame de lentilles.

□ Filtre à bande passante multiple (B.P.M.).

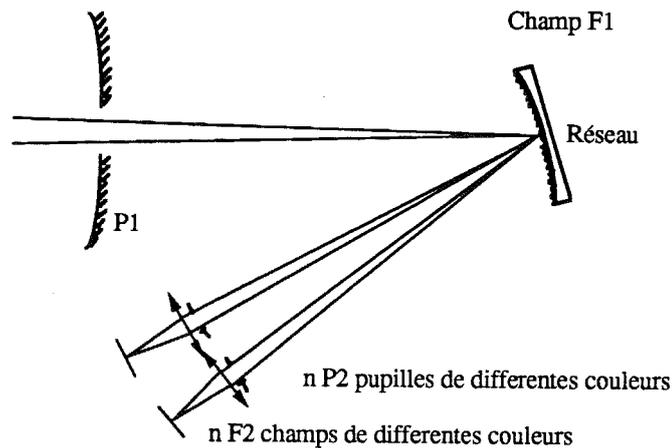


Fig. 6. Filtre à bande passante multiple.

Remarque. Le cas devient plus compliqué dans le cas des montages à lentilles cylindriques, il faut alors raisonner indépendamment pour les deux axes x et y : selon le premier axe la lentille cylindrique agit comme une lentille normale par exemple en formant une pupille, selon l'axe perpendiculaire elle agit comme une lame à faces parallèles (quasiment sans effet) en conservant la position du champ. On peut se retrouver dans le même plan avec une *pupille sur l'axe des x* et avec *un champ sur l'axe des y* .

Les montages à lentilles cylindriques sont très utilisés avec les interféromètres de Pérot-Fabry en coin et parfois avec certains montages réseau à fente. Fabry et Pérot (1902) utilisaient des montages de ce type pour la mesure du spectre solaire.

4.2 Inversion Champ-Pupille

□ Le miroir du télescope est toujours une pupille puisqu'il observe des objets situés à l'infini et qu'il est donc lui-même uniformément éclairé par ces objets. Ces objets, situés à l'infini, sont focalisés par le télescope en son plan focal où l'on observe leur image avec le contraste maximum.

Dans les méthodes classiques, les éléments analyseurs (fentes, diaphragmes...) et les récepteurs sont mis directement sur le champ (ou sur son conjugué). De manière moins courante on peut utiliser dans le plan focal du télescope une lentille de Fabry qui reforme une image pupillaire dite *plage de Fabry*. Sur cette plage de Fabry uniforme (ou sur son conjugué), on peut placer les éléments analyseurs et enregistreurs (PM, CCD ...). Fabry, 1910, utilisa cette méthode optique pour déterminer photographiquement le gradient de brillance intrinsèque de la distribution stellaire entre la Voie Lactée et le pôle galactique. Il put ainsi préciser les mesures visuelles de Newcomb. Le télescope objectif avait 5 cm de diamètre et 48 cm de focale. Il "découpait" sur le ciel un champ stellaire de $3^{\circ}5$. La lentille de Fabry alors appelée "microscope objectif" était très ouverte $f/d = 1$ pour des raisons de luminosité. C'était un doublet de $f = 30$ mm qui formait une pupille de 3 mm de diamètre sur la plaque photographique.

Exemples pour les spectroscopes :

- Montages classiques: spectro à fente, à multi-fentes:

on forme l'image du champ sur la fente et donc sur son conjugué le récepteur,

on forme l'image de la pupille sur les analyseurs spectraux: prisme, réseau ou Pérot-Fabry.

- Montage à inversion champ-pupille:

on forme l'image de la pupille (ou des micro-pupilles) sur la fente du spectrographe, le récepteur se trouve également sur une image conjuguée de la pupille,

on forme l'image du champ sur les analyseurs spectraux: prisme, réseau ou Pérot-Fabry.

□ Ce type de montage à *inversion champ-pupille* a été très développé par G. Courtès (1964) qui a ainsi imaginé un spectrographe de champ à œil d'insecte, un filtre à bande passante multiple et un spectrographe à réseau à trame de lentilles. Ces montages ont un avantage photométrique important puisque le diaphragme-fente est éclairé uniformément ainsi que les plages résolues du récepteur.

- Ceci n'est malheureusement pas respecté dans le cas classique: une source stellaire n'éclaire pas uniformément la fente du spectrographe pourtant éclairée uniformément par le diffuseur au cours de la séquence de calibration. La fonction instrumentale est alors perturbée quand on observe le ciel, les vitesses radiales et les profils observés en sont affectés. On dit qu'il y a *pollution de l'information spectrale par l'information spatiale* dans les montages classiques.

- Les montages à inversion champ-pupille ont le mérite de *déconnecter l'information spectrale de l'information spatiale*. Puisque les disperseurs sont alors sur le champ, le "défaut symétrique", est un éclairage non uniforme du réseau dans le cas d'une source stellaire par exemple. Le filtre à bande passante multiple présente cet inconvénient. Ce défaut totalement négligeable dans le cas d'une source

étendue, pourrait devenir sensible dans le cas d'une source ponctuelle qui n'éclairerait plus que quelques traits du réseau, si l'on ne prenait pas la précaution de défocaliser systématiquement l'image du champ en deçà du réseau et si l'on utilisait le BPM à haute résolution spectrale avec une bande passante de l'ordre de grandeur des défauts de bande passante du réseau. Les spectrographes à réseau ou à Pérot-Fabry qui échantillonnent le seeing avec une trame de lentilles très serrée n'ont pas ce défaut et leurs analyseurs spectraux sont alors toujours correctement éclairés.

4.3 Lentilles de champ et télécentrisme

Les spectroscopes étudiés ici ont tous en commun d'avoir du champ puisque destinés à l'étude de sources étendues ou d'amas d'étoiles. Il va de soi que dans tous ces montages on place toujours une *lentille de champ* au voisinage du plan focal pour traiter de la même façon tous les points du champ. La lentille de champ a pour effet, au bord du champ, de ramener le cône enveloppe des faisceaux vers l'axe optique de manière à ce que tous les rayons en provenance de la pupille-objet passent bien par le collimateur et donnent une pupille-image intacte sans interception de rayons (vignetting). La lentille de champ assure ainsi les mêmes conditions de transmission optique du centre au bord du champ. Placée sur le champ sa distance focale est alors égale à la distance champ-pupille image.

Exemple 1. Il est souhaitable de mettre une lentille de champ juste devant le récepteur et de s'assurer d'un bon télécentrisme : le cône des rayons optiques en tout points du champ doit arriver avec son axe perpendiculaire au récepteur :

- c'est indispensable pour les spectrographes. Si l'optique n'était pas télécentrique le cône incliné viendrait illuminer le récepteur en un point xy différent selon la position longitudinale du récepteur et donc affecterait les mesures de position, but de tous les spectrographes. C'était très critique autrefois avec les plaques photographiques car on déplaçait le récepteur entre l'exposition sur le ciel et la calibration en longueur d'onde; c'est moins critique aujourd'hui car on relit le CCD sans le bouger.

- le télécentrisme n'est pas critique pour les spectromètres puisque l'on ne mesure plus des positions mais des flux.

Exemple 2. Cas de l'utilisation des trames de lentilles.

Si l'on utilise une trame de lentilles au foyer d'un spectrographe on dispose une lentille de champ juste derrière comme pour les autres instruments : imagerie, multi-masques, multi-fibres.... Mais il est souhaitable d'en mettre aussi une avant la trame (cas du montage Tigre) de manière à ce que chaque lentille de la trame soit éclairée de manière télécentrique. Dans le montage Pythéas cette lentille est même avancée avant l'interféromètre qui lui aussi est alors éclairé en incidence normale, sur la tache centrale, donc avec le minimum de dégradation de la résolution spectrale en fonction de l'incidence (pour $R > 1.000.000$).

5 FONCTIONNEMENT DES TRAMES DE LENTILLES.

La terminologie anglaise "réseau de lentilles" dans le sens d'un réseau cristallographique est d'ailleurs plus exacte, mais nous continuerons par habitude de parler de trames de lentilles.

La face avant d'une trame de lentille se met en général dans un plan focal, sur le champ. La trame de lentilles découpe alors cette image en $n_{\alpha} \cdot n_{\delta}$ éléments et donne pour chacun d'entre eux une micropupille, plage de Fabry. La trame de lentilles effectue donc un échantillonnage spatial et donne en son plan focal, voisin de la face de sortie, une image tramée (ou codée) constituée de plages de Fabry. Les deux avantages de la trame de lentille sont donc:

- de permettre un bon échantillonnage spatial,
- de donner des plages photométriques.

Applications

Les lentilles peuvent être à section carrée ou hexagonale. Dans les deux cas 100% du champ est analysé. Les lentilles hexagonales permettent un meilleur échantillonnage que les lentilles carrées (Bijaoui 1990) et évitent des phénomènes secondaires comme la diffraction. Pour des raisons pratiques et financières les lentilles circulaires restent les plus utilisées. Elles sont alors arrangées en quinconce selon une géométrie hexagonale. Seulement une partie est alors analysée: c'est le rapport entre le cercle et l'hexagone soit 90,7%. En pratique avec des lentilles de diamètre toujours inférieur à l'image d'une source ponctuelle - dégradée par l'atmosphère et le télescope - le champ reste bien analysé et échantillonné, de façon dense. Nous prendrons le cas de lentilles Stanhope ayant l'épaisseur maximale puisque le plan focal se retrouve sur la face de sortie. Cette grande épaisseur permet un sertissage mécanique latéral ce qui évite ainsi tout collage des faces optiques sur un support. On y gagne une meilleure transmission dans l'ultra-violet et dans l'infrarouge.

Ces lentilles Stanhope sont *symétrisées*. Leurs faces de sortie sont bombées et jouent le rôle de *lentilles de champ*, on peut alors utiliser la trame à pleine ouverture, à plein champ, si nécessaire. On a ainsi le bénéfice de deux trames de lentilles en série, l'une au foyer de l'autre; la première faisant fonction collimatrice, et la seconde lentille de champ à fonction télécentrique. Les lentilles plan-convexes collées sur une lame de verre faisant fonction de support n'ont pas ces avantages et ne peuvent être utilisées qu'en faisceau fermé.

La trame que nous prendrons en référence aura les caractéristiques suivantes:

- lentilles circulaires en quinconce,
- diamètre $\varnothing = 2,4$ mm,
- focale $f=10$ mm donc ouverture $F/4.2$,
- épaisseur $e=15$ mm, en silice,
- 271 lentilles réparties en hexagone (19 lentilles sur le grand axe).

Pour les premiers essais de Pythéas (§ 18), nous avons aussi utilisé la trame suivante :

- lentilles carrées $1,2 \times 1,2$ mm,
- focale $f=5$ mm donc ouverture comprise entre $F/5$ et $F/3.5$,
- épaisseur 5 mm, en silice,
- 9 lentilles carrées +1 fond de ciel.

1^{er} mode: utilisation en faisceau ouvert : montage *œil d'insecte*

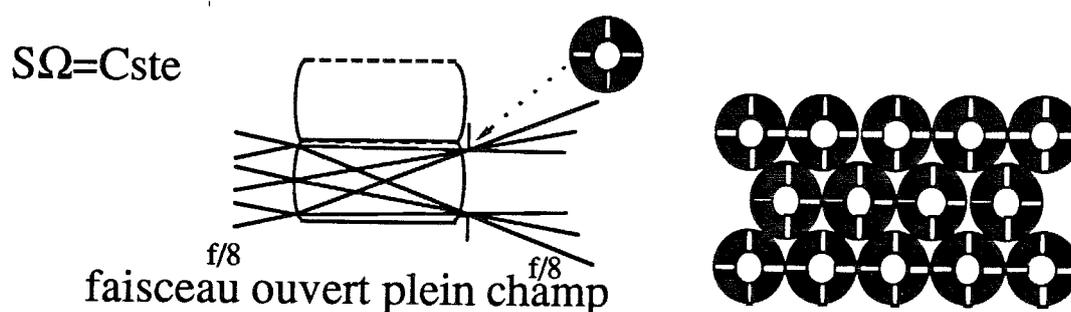


Fig. 7. Trame de lentilles en faisceau ouvert.

A la sortie de la trame, on obtient des plages de Fabry contiguës adjacentes. Cette utilisation en faisceau ouvert est le mode choisi dans le premier spectrographe intégral de champ à étalon de Pérot-Fabry, dit *œil d'insecte* (Courtès Georgelin 1967), voir fig(7). Un étalon de Pérot-Fabry situé avant la trame de lentilles sélectionne les longueurs d'onde selon leurs incidences (c'est-à-dire selon leur direction de provenance du miroir du télescope). Chaque lentille donne alors un petit interférogramme parfaitement éclairé. La mesure du diamètre des anneaux donne de manière redondante une vitesse radiale intégrée sur chaque lentille de la trame. Le flux monochromatique de la source tombé sur une lentille, c'est-à-dire un élément spatial analysé, est réparti sur plusieurs pixels du récepteur, il alimente uniformément une plage sur laquelle on projettera les anneaux d'interférence.

Résultats astronomiques. Cette méthode a permis à Courtès et Georgelin (1967) d'obtenir le premier interférogramme de Pérot-Fabry sur une galaxie extérieure M33. Depuis le premier interférogramme astronomique effectué par Buisson, Fabry et Bourget (1914) sur la nébuleuse d'Orion, la spectrographie Pérot-Fabry avait été limitée en astronomie à des nébuleuses galactiques; nombre d'entre elles, même très faibles, avaient été observés par Courtès(1960), Mais toutes ces nébuleuses avaient un grand diamètre apparent donc se prêtaient bien à la méthode de Fabry et Buisson (1911) qui projette des anneaux d'interférences sur la nébuleuse. L'observation des régions HII extragalactiques se heurtaient à une difficulté: leur faible diamètre apparent. Pour la galaxie la plus proche M33 le diamètre apparent des régions HII les plus significatives est 20" environ. Alors avec un télescope de 1,93 m (OHP) et avec une résolution spectrale $R \sim 10.000$ la région ne couvrait guère plus qu'une largeur d'anneau à mi-hauteur et ne couvrait pas l'interfrange de l'étalon de Pérot-Fabry; la probabilité que l'anneau d'interférence découpe la région HII était seulement $\xi \sim 0,2$ avec cette méthode classique de Fabry-Buisson. La solution imaginée par Courtès, 1964, fut ce montage à trames de lentilles : la région HII illumine complètement une toute petite lentille qui en donne un petit interférogramme complet. La probabilité d'obtenir l'information est alors de 1. Grâce à la haute résolution spectrale du Pérot-Fabry, ces interférogrammes donnaient 25 Å/mm à une époque où les spectrographes nébulaires ne donnaient que 250 Å/mm. La précision obtenue a permis de montrer que la rotation du bras sud de la Galaxie M33 ne suivait pas la "décroissance Képlérienne" mais se prolongeait par un plateau (Courtès et Georgelin 1966).

Mais si la région observée était plus petite (5" à 10") par rapport à chacune des lentilles de la trame alors on perdait en luminosité et aussi en contraste par rapport au fond de ciel. Ce travail fut complété par la méthode classique de Fabry-Buisson qui permettait d'atteindre par hasard ($\xi \sim 0.1$ à 0.2), mais avec une luminosité optimum, ces régions HII de 5" à 10": on effectuait des poses successives légèrement décalées sur le ciel pour augmenter les chances de succès. Cette méthode était par contre très efficace pour les sources étendues et a permis la première détection du gaz ionisé interbras dans M33 (Courtès et al. 1968). La seule solution moderne à ce problème de spectrographie totale d'un grand champ est aujourd'hui le spectromètre Cigale (§ 16) avec un Pérot-Fabry à balayage.

Ce montage oeil d'insecte utilise une trame de lentilles qui effectue l'échantillonnage spatial et un étalon de Pérot-Fabry qui travaille en sélecteur d'incidence. C'est un spectrographe intégral de champ puisque chaque lentille intègre sur sa surface (ici 20" carré) toute l'information spatiale. La trame de lentille et le Pérot-Fabry travaillent en faisceaux ouverts.

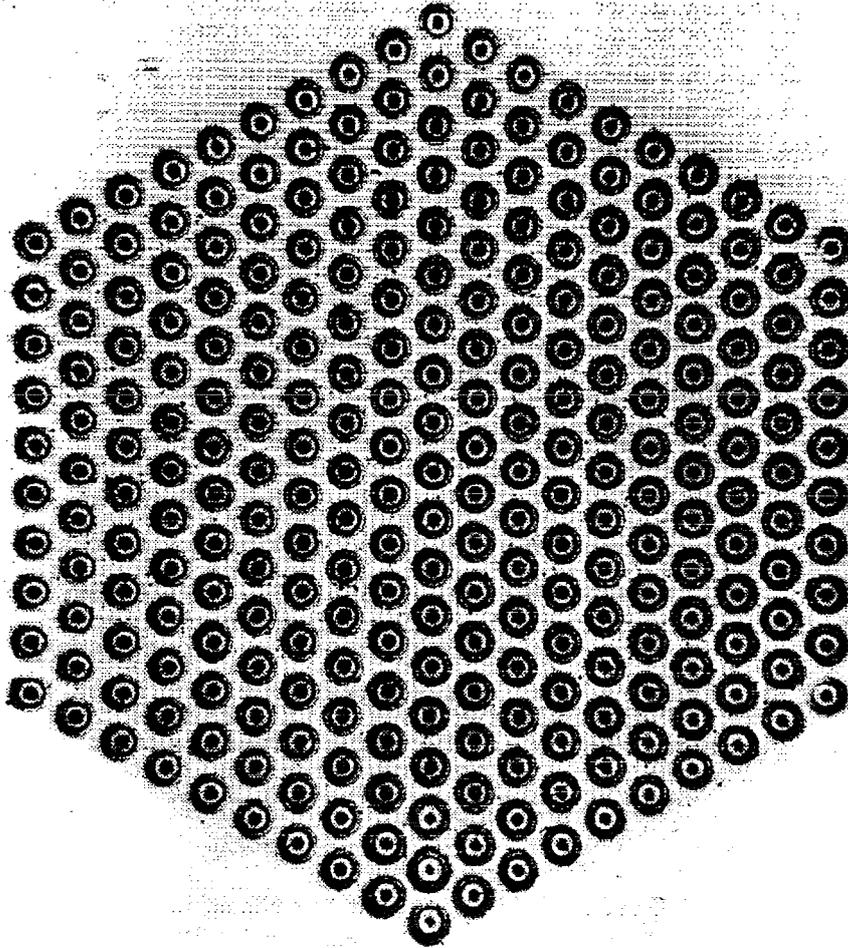


Fig. 8. Utilisation de la trame de lentilles en faisceau ouvert.
Chaque lentille donne un petit interférogramme.

2ème mode Utilisation en faisceau fermé : montage spectrographe de champ.

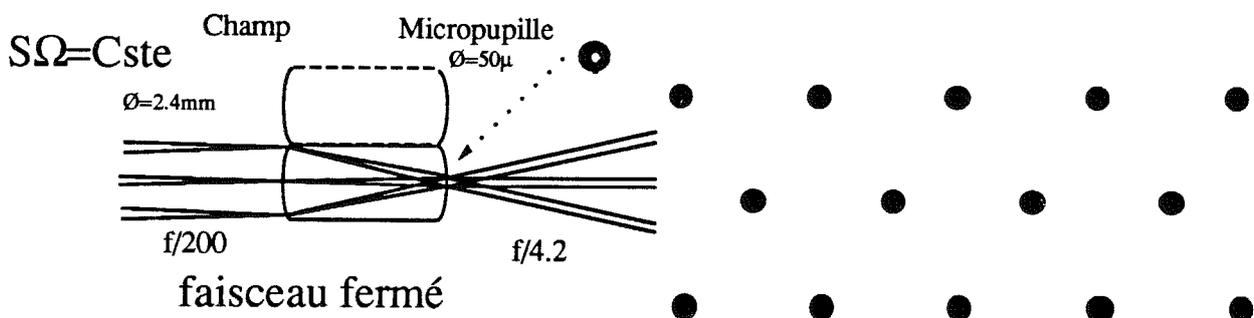


Fig. 9. Trame de lentilles en faisceau fermé

□ A l'entrée de la trame, on forme une image de la galaxie sous un faisceau très agrandi. Chaque lentille est éclairée sur toute sa surface mais en faisceau fermé ; elle donne à sa sortie une micropupille très réduite mais éclairée sous un angle très ouvert. On obtient à la sortie de la trame un

réseau de micropupilles très espacées, ce qui permet de loger de l'information spectrale dispersée, par un grism.

□ Par analogie de terminologie avec le Pérot-Fabry, on peut appeler *Finesse de la trame* le rapport

$$f = \frac{D}{d} = \frac{\alpha}{\alpha'} = 40 \text{ avec}$$

D : diamètre d'entrée d'une lentille	D=2,4mm
d : diamètre de la micropupille à la sortie	d=50μ
α : ouverture à l'entrée de la trame	α= 1/200
α' : ouverture à la sortie de la trame	α' = 1/4.2

□ Ce rapport n'est pas un *grossissement* au sens strict. En effet, le grossissement est défini comme $G = \frac{\alpha}{\alpha'}$, et pour une loupe le grossissement se définit de manière arbitraire en fonction du punctum

proximum : $G = \frac{\alpha}{\alpha'} = \frac{D_p}{f}$, avec D_p la distance du punctum proximum = 250 mm.

Pour une loupe Stanhope on utilise la formule du dioptre :

$$\frac{n}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{n-1}{R} \quad \text{avec } p' = \infty \text{ et } p = \frac{n \cdot R}{n-1} \text{ dans notre cas, } f=10 \text{ mm, le grossissement est } G = \frac{250}{f} = 25 .$$

□ On peut dire:

- $f = \frac{D}{d}$ est le rapport entre la dimension d'un champ et celle d'une pupille.

- la trame agit un peu comme un réducteur focal mais avec inversion champ-pupille,

- la finesse de la trame $f = \frac{D}{d}$ dépend de la façon dont on l'éclaire et non pas du grossissement de la trame elle même,

- la finesse de la trame gère le rapport : *information spectrale/information spatiale*,

$$f = \left(\frac{D}{d} \right)^2 = \frac{\text{nombre total de pixels du récepteur}}{\text{nombre d'éléments de la trame}} \# \frac{\text{nombre d'éléments spectraux}}{\text{nombre d'éléments spatiaux}}$$

Dès que l'on a défini son programme scientifique et choisi la part du récepteur que l'on veut réserver à l'information spectrale et celle que l'on veut réserver à l'information spatiale, alors, la manière dont on va utiliser la trame de lentilles est définie. Son échelle l'est alors par le grandissement du spectrographe et la dimension du pixel.

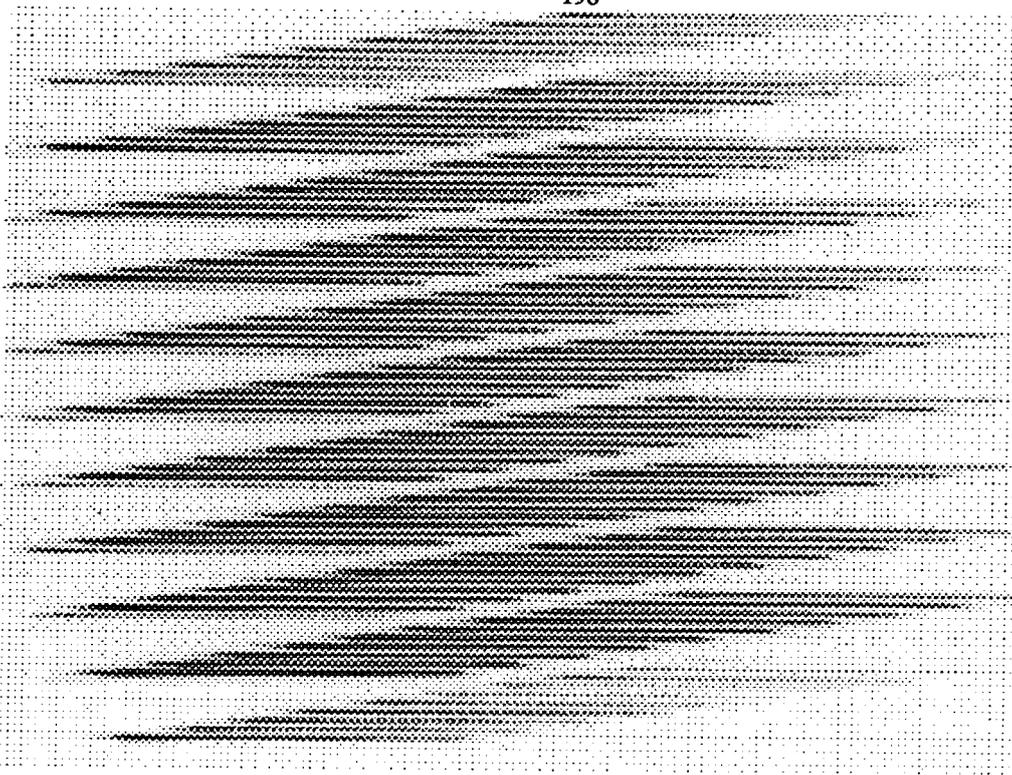


Fig. 10. Trame de lentilles éclairée en faisceau fermé micro-pupilles dispersées par un réseau

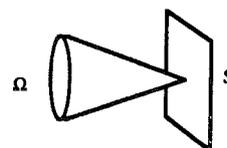
6 PRINCIPE DE CONSERVATION DE L'ETENDUE.

On appelle *étendue* le produit $S\Omega$ une surface S étant éclairée sous un angle solide Ω

On a déjà défini

- l'*étendue élémentaire* résolue $S\omega$

- l'*étendue globale* $S\Omega$



Dans les exemples suivants, voyons la conservation de l'étendue élémentaire

Exemple 1 : Montage spectroscopie de champ à trame de lentilles

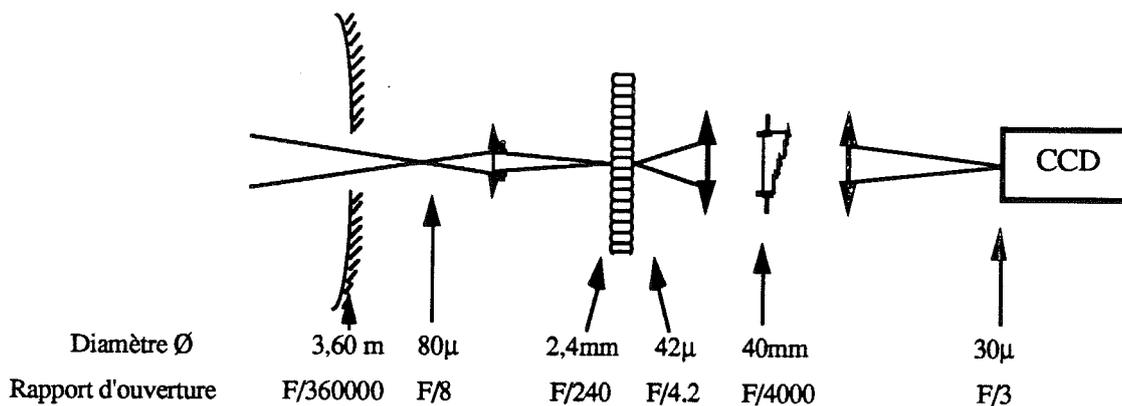


Fig. 11. Spectroscopie de champ à trame de lentilles

En raison de la symétrie de révolution du montage $S\omega = C^{te}$ se simplifie en $D\alpha = C^{te}$

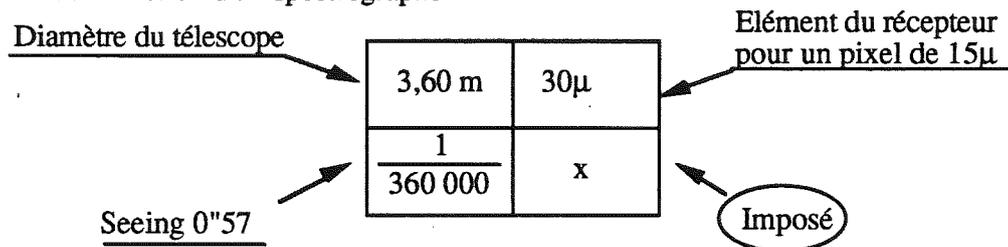
Pour un télescope de 3,60 m et une résolution élémentaire de $0''57 = \frac{1}{360000}$ rd on obtient à différents

niveaux les valeurs suivantes:

miroir primaire	3,60 m	$\times \frac{F}{360\ 000}$	= 10^{-5} m.rd
plan focal Cassegrain	80 μ	$\times \frac{F}{8}$	= 10^{-5} m.rd
entrée de la trame, foyer agrandi	2,4mm	$\times \frac{F}{240}$	= 10^{-5} m.rd
sortie de la trame, micropupilles	42 μ	$\times \frac{F}{4,2}$	= 10^{-5} m.rd
sur le grism	40mm	$\times \frac{F}{4000}$	= 10^{-5} m.rd
sur le récepteur	30 μ	$\times \frac{F}{3}$	= 10^{-5} m.rd

Il y a donc conservation de l'étendue $S\omega$ le long du faisceau
sur le champ et sur la pupille

Exemple 2 : Construction d'un spectrographe



Comme conséquence du principe de conservation de l'étendue:

- si on connaît le diamètre du télescope: 3,60 m,
- si on connaît la résolution spatiale des meilleurs nuits: $0''57$,
- et si on connaît l'élément résolu du récepteur: 30 μ ,

alors, comme $S\omega$ est connu, le rapport d'ouverture de la caméra est *imposé*. Tous les paramètres du spectrographe sont déterminés, le rapport d'ouverture du collimateur sera celui du télescope ou de la trame de lentille, le grandissement du spectro (f collimateur / f caméra) en découlera et la largeur de la fente également puisque la dimension du pixel est connue,... et le prix du spectrographe fixera en général le diamètre de la pupille donc le volume et le poids.

Une fente de spectro ne peut être variable, elle est fixée une fois pour toutes
par le pixel en vertu de la règle d'échantillonnage.

Si l'un des paramètres change, il faut changer tout le spectro :

- si l'on change la dimension du pixel du récepteur, le spectro n'est plus optimisé et devient mal échantillonné,
- si le seeing se dégrade, le spectro n'est plus optimisé,
- un même spectrographe n'est pas transportable d'un télescope donné à un autre télescope de diamètre différent, ni même sur un télescope de même taille dans un site différent.

Aucun paramètre n'est libre, tout est imposé

7 EQUIVALENCE DES INSTRUMENTS.

Toutes choses égales par ailleurs, les instruments sont tous équivalents, c'est aussi une conséquence du principe de conservation de l'étendue. Avec les instruments 3 D si l'on cherche à gagner en information spatiale on perdra en information spectrale et réciproquement. Si l'on gagne en résolution spatiale, on perd en champ; aujourd'hui en spectrographie on parle de 0"2 comme on parlait de 2" il y a dix ans. Il est donc naturel de retrouver des champs de 20" quand on avait des champs de 200". Il faut savoir l'admettre. Si l'on gagne en étendue spectrale, on perd en résolution spectrale à nombre égal d'éléments spectraux bien sûr. Si l'on prend un spectromètre pour obtenir un cube de données beaucoup plus important qu'avec un spectrographe, il faut admettre de consacrer plus de temps d'observation mais on a le même taux d'information par heure. Voici quelques exemples bien connus d'équivalence:

Exemple 1 : Petit télescope et grand télescope

Dans le cas d'une source étendue ($>10''$), on peut comparer le même spectromètre Pérot-Fabry à très grand champ situé au foyer d'un télescope de 3,60 m (Cigale) ou au foyer d'un télescope de 3,6 dm (Survey H α):

Survey H α	0,36m	avec 10"/px
Cigale	3,60m	avec 1"/px

Dans les deux cas pour cette source étendue $S\Omega = \text{Cte}$ par pixel et pour le même $\Delta\lambda$:

$$(0,36\text{m} \times 10'')^2 = (3,6\text{m} \times 1'')^2$$

- on a le même nombre de photons par pixel,
- on a la même limite de détection de l'astre,
- on a la même détection de fond de ciel.

D'ailleurs c'est avec des tout petits télescopes que les raies les plus faibles du ciel nocturne ont pu être détectées grâce en plus à la sûreté de la comparaison dans le champ. En plus avec un petit télescope on peut poser très longtemps, plusieurs nuits, sans scrupules puisqu' à coût très réduit et à intérêt scientifique égal (dans ce cadre $>10''$).

En fait, aujourd'hui, on commence enfin à considérer un grand télescope comme un moyen de *gagner en résolution spatiale* et non plus, comme il y a 10 ans, comme un moyen de *collecter plus de photons*.

Exemple 2 : Spectro à fente ou miroir fente

Dans les mêmes conditions d'étude d'une source étendue (classe 4) on peut comparer :

- 1 télescope de 3,60 m de diamètre équipé d'un spectro à fente découpant 1" \times 100" sur une nébuleuse imagée au foyer du télescope,

$$\text{soit : } (3,60\text{m} \times 3,60\text{m}) \times (1'' \times 100'')$$

- et un miroir diaphragmé par une longue fente (3,60 m \times 0,036 m) et équipé d'un spectro sans fente prenant tout le champ de la nébuleuse 100" \times 100",

soit : $(3,60\text{m} \times 3,60\text{m}) \times (100'' \times 100'')$.

Les deux montages sont équivalents au niveau du flux et l'on a le même nombre de photons sur le même récepteur.

- dans le premier cas, le miroir est utilisé à plein mais la fente au foyer limite le champ (donc l'étendue).
- dans le deuxième cas il n'y a plus de limitation dans le plan focal mais le diaphragme fente sur le miroir primaire limite l'étendue au niveau du miroir.

Le deuxième montage est tout aussi sérieux, ou aussi peu sérieux que le premier. Mais il n'a pas qu'un intérêt pédagogique ou provocateur. Il a été utilisé en mode spectro à réseau par G. Monnet (1970) et en mode spectrographe à étalon de Pérot-Fabry par Louise (1970). L'intérêt était de comparer dans les mêmes conditions de lobe (\emptyset 6' sur Orion) la température électronique d'une région HII obtenue à partir des longueurs d'onde visibles et à partir des observations radio en raies de recombinaison. Dans ce dernier montage, le Pérot-Fabry travaillant en sélecteur d'incidence sélectionne sur la pupille d'entrée, confondue avec le miroir, des fentes circulaires concentriques.

Exemple 3 : Spectro à fente et spectro de champ.

En raison du principe de conservation de l'étendue, et toutes choses égales par ailleurs (téléscope, seeing, récepteur), ces deux modes ont le même champ.

Le champ d'un spectrographe ou d'un spectromètre est *le nombre d'éléments spatiaux indépendants que l'on analyse simultanément* :

- spectro à fente : $1 \times 400 = 400$ éléments indépendants en ligne le long de la fente soit un champ de $0''5 \times 200''$ pour le télescope de 3m60 du CFHT,
- spectro à champ : $20 \times 20 = 400$ éléments indépendants en carré, sur un champ 2D, soit un champ de $10'' \times 10''$ pour le même télescope.

Le spectro de champ 2D est mieux adapté à la morphologie des sources astronomiques que le spectro à fente 1D. Pour le reste, les instruments ont le même champ et sont équivalents.

Exemple 4 : Spectrographe à réseau et spectrographe à étalon de Pérot-Fabry

Toutes choses égales par ailleurs -téléscope, seeing et récepteur - la quantité d'information sera équivalente. Prenons par exemple un récepteur de 1000×1000 éléments spectraux et un Pérot-Fabry de finesse 20 :

dans le premier cas, spectrographe à fente :

- le champ = 1×1000 éléments spatiaux,
- le domaine spectral = 1000 éléments spectraux par spectre,

dans le deuxième cas, spectrographe Pérot-Fabry:

- le champ = $\frac{1000 \times 1000}{\mathcal{F}}$ nombre d'éléments du champ *découpés* par les anneaux,
- le domaine spectral = \mathcal{F} nombre d'éléments spectraux.

La différence entre ces deux montages est que l'un donne plus d'éléments spectraux mais dans un champ plus petit, et l'autre plus d'information spatiale mais dans un domaine spectral plus étroit. Les autres différences sont dues aux propriétés des analyseurs spectraux eux-mêmes. Par exemple le Pérot-Fabry permet d'obtenir aisément une haute résolution spectrale.

8 RECEPTEURS 2D OU 3D - TECHNIQUES DE BALAYAGE.

On parle beaucoup d'instruments 3D en astronomie mais malheureusement les récepteurs ne sont actuellement que 2D en attendant, à faible résolution spectrale, le traitement d'une plaque Lippmann "idéale", solution théoriquement parfaite pour ce problème. Fondamentalement, les spectrographes imageurs sont des instruments qui ramènent les trois dimensions $(\alpha, \delta, \lambda)$ sur une seule image 2D (x, y) du récepteur lu une fois. Pour les spectromètres imageurs, au contraire on effectue n lectures du récepteur, ce qui permet de ramener $(\alpha, \delta, \lambda)$ sur les trois dimensions (x, y, z) et ainsi de constituer un cube de données beaucoup plus important.

8.1 Technique de Balayage.

Les techniques de balayage utilisées dans les spectroscopes ont pour but d'obtenir une *information complémentaire* spatiale ou spectrale, essentiellement couvrir tout le champ de l'objet ou tout le domaine spectral, et ce, évidemment au prix d'un accroissement de la durée de l'observation :

□ Pour les spectrographes la technique consiste essentiellement:

- à refaire d'autres poses, après avoir décalé le télescope, pour obtenir l'information spatiale manquante,
- à refaire le même champ, après avoir modifié les caractéristiques spectrales (roue à grism), pour obtenir une information spectrale complémentaire.

□ Pour les spectromètres :

- pour l'information spatiale manquante on procède de la même manière. Même pour les spectromètres à très grand champ comme Cigale, on est obligé parfois de recourir à ces techniques, mais le raccordement des données est d'autant plus facile que le champ est grand,
- pour obtenir l'information spectrale manquante, les techniques sont très nombreuses et ne peuvent être toutes citées. Elles agissent sur des miroirs de Michelson, sur l'indice de l'air ou sur l'épaisseur entre les lames d'un Pérot-Fabry, sur le déplacement latéral d'un faisceau, sur la rotation d'un réseau, sur l'inclinaison d'un Pérot-Fabry, sur l'oscillation d'un masque ou d'un récepteur...

8.2 Raccordement des observations en spectro-imagerie.

Etant donné l'importante disproportion entre le cube $(\alpha, \delta, \lambda)$ cherché et les dimensions limitées du récepteur 2D (x, y) , on est obligé dans tous les cas et de manière incontournable de, *raccorder* entre eux soit de l'information spatiale, soit de l'information spectrale, soit même les deux. On n' imagine pas en effet quand on étudie une galaxie de déconnecter l'étude du noyau et de son environnement. Cette opération de "raccordement" est toujours très difficile, et il n'y a jamais de solution parfaite. Bland, Tully & Cecil (1990) ont montré qu' "*il est plus facile de reconstituer l'intégrité spectrophotométrique que l'intégrité spatiale des données*".

9 ANALYSEURS SPATIAUX - ANALYSEUR SPECTRAUX - MONTAGES OPTIQUES.

9.1 Analyseurs spatiaux en astronomie.

Les plus anciens sont le diaphragme du photomètre ou du spectrographe, mais ni l'un ni l'autre ne permettent une information spatiale 2D simultanée; ils ne correspondent bien qu'aux études stellaires proches (objets de classe 1). Le mode fente, en version *fente-longue*, survit mieux parce qu'il permet au moins l'étude simultanée d'un champ selon 1 dimension (grand axe d'une galaxie par exemple); techniquement c'est une extension très facile d'un spectrographe à petite fente.

Les analyseurs actuels 2D ou multi-points nP sont :

- en multi-objets (classe 2) :

- le masque à multi-trous ou à multi-points (type Puma ou Lama § 12.2),
- les fibres optiques, individuelles ou en groupe de quelques fibres, qui ramènent les points éparpillés dans le champ en un arrangement régulier sur la fente du spectrographe (type Méduse § 12.2),

- en spectrographie de champ (objets de classe 3 ou 4) :

- la trame de lentilles qui découpe l'image en micropupille (type Tigre et Pythéas § 12.3 et 15),
- le faisceau de fibres, compact coté champ, et se redistribuant en éventail linéairement le long de la fente du spectrographe (type Argus § 12.3),

- en imagerie spectrale (objets de classe 4 surtout). C'est le récepteur lui même qui effectue alors l'analyse et l'échantillonnage spatial.

Exemple: le multi spectromètre interférentiel Cigale qui donne un spectre pour chaque pixel du récepteur. C'est également le récepteur qui effectue l'analyse spatiale dans le cas particulier de l'imagerie à bande large.

9.2 Analyseurs spectraux en astronomie.

Les analyseurs spectraux classiques, prismes et réseaux, sont des disperseurs. En astronomie on utilise beaucoup les *grisms* qui, comme leur nom l'indique, GRating + prISM, sont des réseaux par transmission gravés sur un prisme de déviation inverse. Leur avantage principal est d'être à déviation nulle pour une longueur d'onde λ_0 et donc de permettre l'emploi commode de *montages optiques en ligne* aux foyers des télescopes. Comme ils sont invariants pour une faible rotation (contrairement aux réseaux par réflexion) il est de plus aisé de les échanger entre deux observations, par exemple par utilisation d'une roue à grism. Les grisms sont très utilisés dans les montages à basse résolution spectrale type Efosc* et peuvent être utilisés comme séparateurs d'ordres dans les montages à dispersion croisée. Dans ces montages, avec un télescope de 3m60 dans un site de 1" et avec un CCD de 26μ de pixel, il faut (principe de conservation de l'étendue) travailler à F/3 soit 135mm de focale pour une pupille raisonnable de 45 mm qui permet encore l'usage de roues à grism. Les grisms permettent alors d'atteindre une résolution spectrale $R=3000$ en gardant une bonne efficacité du réseau. Au delà, de $R=3000$ à $R=5000$, il faut des grisms à 900 traits/mm dont l'efficacité est nettement moindre.

Nous verrons aussi (§ 15) qu'en mode *prédisperseur*, dans les montages croisés grism+Pérot-Fabry, les grisms vont limiter la résolution spectrale du Pérot-Fabry à $R = 40\ 000$ environ. Leur faible résolution spectrale même si on les limite à ce rôle de prédisperseur n'arrive pas à suivre celle d'un Pérot-Fabry.

Dans les spectrographes stellaires à haute résolution spectrale à dispersion croisée (type Caspec*), on utilise des réseaux par réflexion avec un angle de Blaze élevé $\sim 60^\circ$. Ces réseaux *échelettes* sont souvent appelés *échelle*; à tort d'ailleurs puisque la terminologie d'origine, donnée par Harrison, la réserve à des réseaux dont le pas est de l'ordre du dixième de millimètre (au lieu de quelques microns) et éclairés quasiment sous un angle de 90° .

Les interféromètres de Pérot-Fabry sont des analyseurs spectraux qui agissent, suivant leur mode d'éclairage, soit comme des sélecteurs d'incidences particulières soit comme des sélecteurs de longueurs d'onde. Leurs caractéristiques seront discutés aux §10 et 11.

9.3 Montages optiques en astronomie.

Nous allons essayer maintenant du §10 au § 25 de discuter les mérites réciproques des différents montages afin de saisir le montage le plus approprié pour un programme scientifique donné et pour la gamme de résolution souhaitée. Nous essayerons aussi de définir la "niche écologique" de chaque instrument: là où il est imbattable et là où il commence à avoir des rivaux sérieux. C'est très important dans une période où l'on cherche à définir l'instrumentation du Very Large Telescope: les astronomes ont en effet toujours tendance à essayer d'enfler les possibilités de leur instrument favori

* EFOSC spectrographe objets faibles de l'ESO, Observatoire Européen Austral, qui est en fait un réducteur focal équipé d'un réseau (Courtès 1964).

mais à ce moment là on les affadit et ils perdent alors leur originalité.

10 DE L'ART ET LA MANIERE D'UTILISER UN PEROT - FABRY : ANNEAUX OU CANNELURES ?

☐ Etalon et Interféromètre

Nous utiliserons la terminologie de Perot et de Fabry:

Etalon : l'épaisseur entre les lames est fixe (e et n constants)

Interféromètre : le chemin optique est variable (e ou n varient)

La terminologie "Interféromètre à balayage" est un pléonasme traduit de l'anglais "scanning interferometer".

☐ La formule du Pérot Fabry est bien connue:

$$p = \frac{2 n e \cos i}{\lambda}$$

e épaisseur entre les lames
 i angle d'incidence
 λ longueur d'onde cherchée

p entier

i angle d'incidence des radiations transmises caractérise l'information spatiale

λ longueur d'onde cherchée caractérise l'information spectrale

e épaisseur entre les lames est le paramètre sur lequel on peut agir

(n l'indice, joue le même rôle que e , on peut parler du chemin optique ne)

La condition nécessaire et suffisante de visibilité des franges d'interférences est:

p entier

On observe alors:

soit des *anneaux* dans le champ,

soit des *cannelures* dans le spectre.

Ces nombres entiers successifs, qu'il s'agisse d'anneaux ou de cannelures, sont la seule référence fixe du paysage, c'est l'atout du Pérot-Fabry. Les autres paramètres i, λ, e sont liés entre eux et tout bouge en même temps. Ainsi i et λ , information spatiale et information spectrale, sont liées puisque l'on ne peut déterminer λ pour tous les i sauf en jouant avec e le paramètre libre. Mais la résolution spatiale sur le ciel et la résolution spectrale sont indépendantes.

□ Les différentes manières d'éclairer un Pérot-Fabry: faisceau ouvert ou faisceau fermé.

Au lieu d'éclairer le Pérot-Fabry sous une grande ouverture comme dans le cas général, on peut se placer dans le cas particulier où i est fermé, voisin de la tache centrale. On se retrouve alors dans un mode d'utilisation intéressant.

Jacquinot (1954) a montré que lorsqu'on éclaire le Pérot-Fabry par un diaphragme placé au foyer d'un collimateur, on peut trouver une dimension assez petite du diaphragme telle que la variation d'incidence entre le centre du diaphragme $i=0$ et le bord extérieur $i = i_{ext}$ introduise une variation correspondante $\delta\lambda$ de la longueur d'onde au plus égale à la résolution spectrale du Pérot-Fabry.

On démontre aisément que $i = \sqrt{\frac{2}{R_0}}$ (3) critère de Jacquinot

La formule générale du Pérot-Fabry devient alors $p = \frac{2ne}{\lambda} \cos i$ comme n est constant et que p reste entier sur la même frange alors λ est proportionnel à e . Nous allons examiner maintenant trois manières d'utiliser un Pérot-Fabry.

9.1 Utilisation d'un étalon en faisceau ouvert.

C'est le montage classique (Pérot-Fabry 1897). La formule générale est toujours $p = \frac{2ne \cos i}{\lambda}$ avec p entier, mais ici, avec l'étalon, n et e sont désormais constants.

C'est la méthode utilisée par Pérot et Fabry pour leur détermination des longueurs d'ondes. En astronomie, elle fut utilisée pour la première fois par Buisson, Fabry et Bourget en 1914, à l'Observatoire de Marseille sur la lunette de 26 cm puis sur le télescope de Foucault de 80 cm de diamètre.

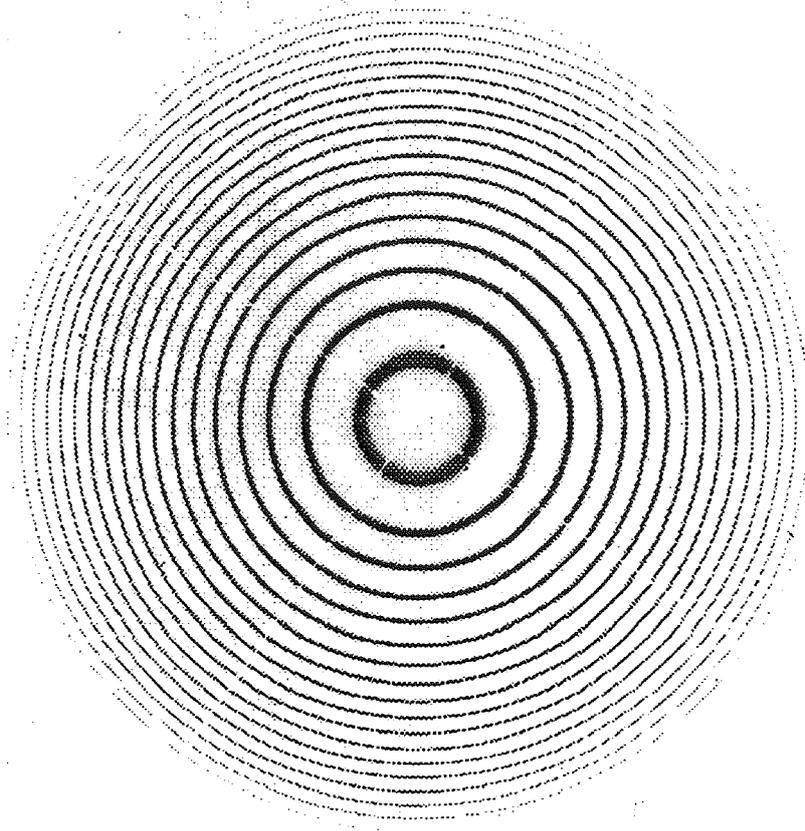


Fig. 12. Anneaux d'étalonnage donnés par une lampe à hydrogène

Ces observations de la nébuleuse d'Orion permirent à Buisson et Fabry de mesurer point par point la vitesse radiale de cette nébuleuse avec une précision de 1 km s^{-1} ($\frac{1}{60} \text{ \AA}$). Ils mesurèrent aussi la largeur des raies du *nébulium* le doublet violet 3726-29 et la forte raie verte 5006 afin de contraindre la masse atomique de cet élément inconnu. Ils ne purent toutefois l'identifier à l'oxygène et le mystère des raies interdites ne fut éclairci qu'en 1927 par Bowen.

□ Si on éclaire l'étalon en lumière monochromatique λ et selon un faisceau ouvert alors cette longueur d'onde λ sera transmise seulement pour différents p entiers c'est-à-dire pour les incidences privilégiées i_1, i_2, \dots, i_n correspondant à ces entiers successifs. L'optique ayant une géométrie de révolution, ces incidences correspondent dans le plan focal de l'objectif de chambre à des anneaux d'interférence de rayon R_1, R_2, \dots, R_n .

Si on éclaire par une deuxième longueur d'onde monochromatique voisine $\lambda' = \lambda + \delta\lambda$, cette longueur d'onde sera également transmise mais seulement pour de nouvelles incidences permises i'_1, i'_2, \dots, i'_n correspondant donc à d'autre partie de la nébuleuse, et qui donneront un nouveau système d'anneaux dont les rayons R'_1, R'_2, \dots, R'_n seront légèrement décalés. C'est la mesure de ces rayons qui donnera la longueur d'onde; l'instrument est un spectrographe puisque l'on mesure des positions sur le récepteur (alors la plaque photographique). Ainsi pour chaque longueur d'onde le Pérot-Fabry découpe un système d'anneaux concentriques, *fentes virtuelles circulaires variables en fonction de cette longueur d'onde elle-même cherchée*.

On appelle *finesse* du Pérot-Fabry : $\mathcal{F} = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} = \frac{\text{distance entre deux franges successives}}{\text{largeur d'une frange à mi-hauteur}}$:

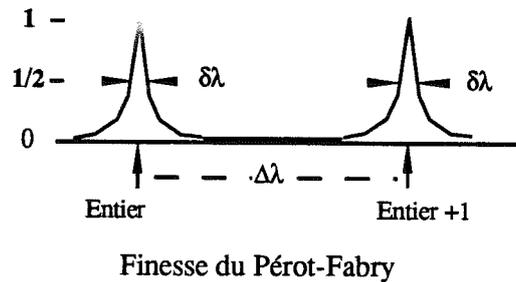


Fig. 13.

$\Delta p = 1 \text{ unité} \Rightarrow \Delta\lambda$ avec

$\Delta\lambda$ intervalle spectral libre

$\delta\lambda$ élément spectral résolu

□ Si on éclaire l'étalon en lumière blanche. Considérons alors les longueurs d'ondes successives:

λ

$\lambda' = \lambda + \delta\lambda$

$\lambda'' = \lambda + 2\delta\lambda$

...

$\lambda''' = \lambda + \mathcal{F}\delta\lambda$

seront toutes transmises pour des valeurs d'incidence croissantes jusqu'à atteindre pour λ''' l'incidence sous laquelle la longueur d'onde λ de l'ordre inférieur avait déjà été transmise. Ces différentes longueurs d'ondes sont toutes présentes simultanément mais pour une fraction $\frac{1}{\mathcal{F}}$ du champ seulement. Pour un même point du champ, le spectre transmis par le Pérot-Fabry comprend donc plusieurs longueurs d'ondes: $\lambda, \lambda + \Delta\lambda, \lambda + 2\Delta\lambda, \dots$ et ainsi de suite pour tout le domaine spectral. Il y a donc *recouvrement d'ordres*. Le récepteur classique ne permet pas de trier toute cette information superposée et il faut procéder à des limitations extérieures.

Plusieurs solutions sont possibles :

- Limiter par un filtre interférentiel prémonochromateur le domaine spectral observé à un seul ordre, c'est-à-dire à un intervalle spectral libre du Pérot-Fabry. Cette solution est particulièrement brutale puisque l'on décide de se priver de toute une information spectrale. C'est la solution adoptée pour les instruments comme Cigale (§ 16 et 17). Elle garde un intérêt scientifique évident. La baisse d'information spectrale est compensée par une augmentation de l'information spatiale, situation intéressante car tous les programmes de cinématique des galaxies et des nébuleuses peuvent se faire avec une seule raie mais exigent un grand nombre de points sur le ciel.
- Garder l'information de tout le domaine spectral et *séparer les ordres du Pérot-Fabry avec un réseau séparateur d'ordres*. C'est la solution adoptée par le montage à dispersion croisée réseau + Pérot-Fabry de Fabry, 1905 (voir § 12). Dans ce spectrographe à dispersion croisée, la fente du

spectro-présélecteur limite alors le champ sur le ciel; on a gagné en domaine spectral et on a perdu en information spatiale.

- Choisir de travailler sur une source dont le *nombre de raies est limité*. En effet si l'information spectrale est peu dense le montage avec filtre donne une vaste information spatiale très supérieure à celle du réseau classique. C'est ainsi que la structure fine et hyperfine de la raie du mercure a été découverte et mesurée pour la première fois. En astronomie le spectre en émission peu dense des régions HII est aussi idéal. Par exemple l'étude du rapport des raies de [SII] qui donne la densité électronique, ou l'étude du rapport [OIII]/H β qui renseigne sur le degré d'ionisation des nébuleuses. Ces raies peuvent être en effet observées simultanément avec un spectrographe Pérot-Fabry même si l'épaisseur de l'étalon les situe dans deux ordres différents.
- Utiliser un montage à bande passante multiple dont le réseau concave, pré-disperseur de pupilles chromatiques, permet d'isoler les quelques raies observables du spectre et de les analyser, en parallèle, à haute résolution spectrale avec un Pérot-Fabry.
- Utiliser *un autre Pérot-Fabry comme sélecteur d'ordres*. On obtient alors des franges de superposition qui ont une grande analogie avec les franges de Bragg. Les deux étalons ont alors des épaisseurs dans un rapport simple $\frac{e}{e'} = \frac{1}{2}, \frac{1}{3}, \frac{1}{4}, \frac{3}{2}, \frac{4}{3} \dots$ Mach et Chabbal (1963), avec le Pepsios généraliseront ce principe à l'interféromètre.

9.2 Utilisation d'un étalon et d'un interféromètre en faisceau fermé.

Dans les méthodes plus récentes, spectromètre interférentiel de Jacquinet-Dufour (1948) et spectroscopie intégrale spectrale de Chabbal (1958) le Pérot-Fabry est utilisé en faisceau fermé, sur la tache centrale, de manière à respecter le critère de Jacquinet $i = \sqrt{\frac{2}{R_0}}$

La formule générale du Pérot-Fabry se simplifie et devient $p = \frac{2ne}{\lambda}$ avec p entier évidemment.

On voit vite que si l'on utilise un étalon (n et e fixes) en faisceau fermé, seules les longueurs d'ondes $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$ correspondant à des entiers p_1, p_2, \dots, p_n sont transmises, elles sont alors transmises simultanément. L'étalon éclairé en faisceau fermé se comporte comme un filtre sélecteur de longueur d'onde, $\frac{1}{F}$ des λ , mais cette fois-ci le flux incident de toute la source à cette longueur d'onde est transmis. On dit que l'on a un *spectre cannelé* :

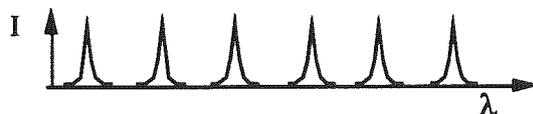


Fig.14. Spectre cannelé.

On voit la symétrie, due au principe de conservation du flux, par rapport à l'utilisation précédente :

- 9.1 toutes les longueurs d'ondes sont transmises mais pour $\frac{1}{\mathcal{F}}$ du champ seulement,
- 9.2 $\frac{1}{\mathcal{F}}$ des longueurs d'ondes sont transmises mais pour toute l'étendue du champ.

Dans le premier cas, spectrographe de Pérot-Fabry, on peut dire que le Pérot-Fabry agit comme sélecteur d'incidence c'est-à-dire comme un **filtre spatial**.

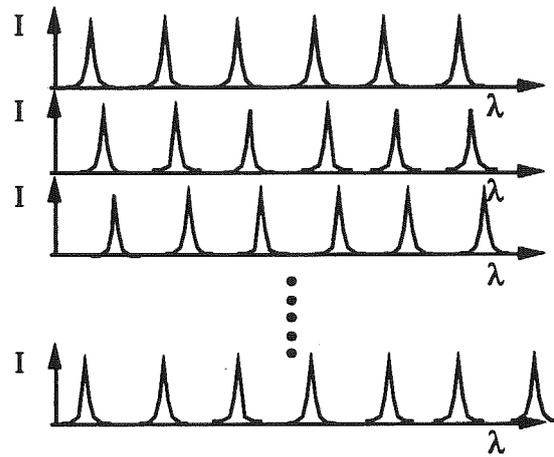
Dans le deuxième cas, spectromètre de Jacquinot-Dufour, on peut dire que le Pérot-Fabry agit comme sélecteur de longueur d'onde c'est-à-dire comme un **filtre spectral**.

□ **En étalon.** Ce mode i fermé, $i \leq \sqrt{\frac{2}{R_0}}$, avec un étalon est peu employé car les spectroscopistes cherchent à analyser toutes les longueurs d'onde. Une application très particulière est de servir de système d'étalonnage en longueur d'onde pour les spectrographes classiques. Les lampes spectrales sont en effet une piètre solution. Même avec plusieurs lampes, on n'arrive jamais à avoir assez de raies spectrales ni à couvrir uniformément le domaine spectral. C'est déjà vrai pour les spectrographes à basse résolution mais le manque de raies est encore plus dramatique à haute résolution spectrale. Il faut ajouter à cela le manque de flux pour de nombreuses raies, surtout à haute résolution, et une dynamique très variée, raies inutilisables car sur-exposées ou sous exposées. Une source continue intense, halogène par exemple, éclairant la tache centrale d'un Pérot-Fabry donnera un *spectre cannelé de raies de même intensité régulièrement espacées* dans tout le spectre. Selon la résolution du spectrographe, on choisit l'espacement (la fréquence) des cannelures en choisissant l'épaisseur e entre les lames du Pérot-Fabry. On peut dire que les spectrographes jouent le rôle de séparateur d'ordres du Pérot-Fabry puisqu'ils dispersent ces longueurs d'ondes **filtrées** par l'étalon. Cette méthode est très ancienne elle a été imaginée par Fabry et Perot (1897), et indépendamment par Edser et Butler (1898), elle connaît actuellement un regain d'intérêt.

□ **En interféromètre.** Il est évident que si l'on remplace l'étalon par un interféromètre, on va pouvoir modifier e . Pour e de départ, l'interféromètre donnera un spectre cannelé: pour $e + \delta e$ l'ensemble du spectre cannelé se déplacera légèrement et ainsi de suite à $e + \mathcal{F}\delta e$ chaque cannelure aura rejoint la place qu'occupait la cannelure précédente ($p+1$) au départ. En balayant 1 seul ordre on aura couvert tout le domaine spectral. Tout se passe comme si les longueurs d'ondes transmises étaient un "peigne" de longueur d'onde et que l'on glisse lentement "le peigne" dans le spectre. Quand on a déplacé le "peigne" d'une dent - 1 ordre - alors tout le spectre a été obtenu.

Fig. 15. Glissement d'un spectre cannelé:

m éléments spectraux sont analysés simultanément, après balayage de 1 ordre du Pérot-Fabry de finesse \mathcal{F} , c'est-à-dire ayant \mathcal{F} éléments spectraux par intervalle spectral libre, on aura analysé $M=m\mathcal{F}$ éléments spectraux.



Cette utilisation suppose que le récepteur et la méthode d'analyse n'introduisent pas d'autres limitations. Il faut surtout pouvoir séparer les ordres.

- En 1948 pour le premier spectromètre interférentiel, Jacquinot-Dufour, les seuls récepteurs de flux disponibles étaient les photomultiplicateurs. On ne pouvait acquérir simultanément qu'un seul élément spectral, et il n'était pas possible d'enregistrer l'ensemble.
- En 1958, Chabbal eut la possibilité d'utiliser un des premiers récepteurs de flux 2D: la caméra électronique. Un réseau pré-disperseur permettait de séparer les ordres et d'enregistrer le spectre cannelé soit m éléments simultanément. Après balayage d'un seul ordre de l'interféromètre et décalage latéral du récepteur, le spectre cannelé avait balayé la totalité des M éléments du spectre d'où le nom de Pérot-Fabry *intégral* donné par Chabbal (1958). Le spectrographe était *multi-canal* d'où le nom de S.I.M.A.C Spectroscopie Intégral Multicanal Aimé Cotton (Chabbal et Pelletier 1964) § 11.2 et 12.9. C'est ce mode d'utilisation que nous reprendrons avec le spectromètre de champ à grand domaine spectral (Pythéas §18).

9.3 Utilisation d'un interféromètre en faisceau ouvert.

C'est le cas du spectromètre Pérot-Fabry à très grand champ (§ 16).

On revient ici dans le cas le plus général où tout varie : i , e et λ .

La condition nécessaire et suffisante pour explorer tout le ciel (c'est-à-dire toutes les incidences) est de balayer en épaisseur un intervalle Δe ,

$$\text{tel que } \frac{\Delta e}{e} = \frac{1}{p} = \frac{i_n - i_{n-1}}{i_n} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda}.$$

ce balayage s'effectue par pas élémentaires résolus δe tels que $\frac{\Delta e}{\delta e} = \mathcal{F}$ la finesse.

A chaque instant on observe toutes les longueurs d'onde mais pour $\frac{1}{\mathcal{F}}$ seulement du champ. A la fin du balayage l'interféromètre aura analysé toutes les longueurs d'ondes et pour tous les points du champ. A chaque δe le système d'anneaux se sera dilaté un petit peu et, à la fin, chaque anneau sera

venu prendre la place qu'occupait le précédent (p-1) au départ. Tout le champ aura été ainsi analysé; pour cette raison on dit parfois que l'interféromètre est à **balayage de champ** *comme si cette série de fentes circulaires virtuelles avait balayé et exploré tout le plan focal du télescope.*

La difficulté maintenant est la limitation introduite par le récepteur 2D qui ne peut accepter toute cette information 3D transmise par l'interféromètre qui travaille à grande étendue et à grand domaine spectral. Il faut se limiter :

- Le spectromètre Pérot-Fabry à très grand champ (Cigale § 16 et 17) choisit de garder toute l'information spatiale sur tout le champ, mais de limiter brutalement, par un filtre interférentiel, le domaine spectral à un seul ordre. Le nombre d'éléments spectraux résolus est \mathcal{F} la finesse, ils sont acquis simultanément: on acquière certains λ pour certains points i du champ puisque i et λ sont liés et il faut \mathcal{F} canaux pour obtenir toute l'information spectrale sur tout le champ.
- Le spectromètre multi-objet à haute résolution spectrale et à grand domaine spectral (Morgane § 19) choisit d'étudier simultanément un nombre plus limité d'objets mais de garder pour chacun toute l'information spectrale. Un masque multi-trous sélectionnera dans le champ les objets étudiés et une dispersion croisée avec réseau permettra de séparer les ordres du Pérot-Fabry; m ordres du Pérot-Fabry seront ainsi analysés simultanément et après le balayage d'un seul ordre les M éléments spectraux des n objets du champ auront été analysés.

Dans ces deux montages i varie suivant le point du champ analysé. Selon le point i du champ considéré, la longueur d'onde de référence λ_0 n'apparaît pas sur le même canal de balayage. Ceci oblige à définir dans le champ une **carte des longueurs d'ondes origines λ_0** souvent appelée *carte des phases*.

11 DISPERSION CROISEE "RESEAU + PEROT-FABRY"

Les astronomes utilisent couramment des spectroscopes à dispersion croisée. Le prédisperseur, moins résolvant, est un prisme ou un réseau, il a pour but de séparer les ordres du second disperseur plus résolvant, qui est souvent un réseau échelle. Chaque réseau disperse selon 1 direction, on croise les deux directions de dispersion en x et en y et *la totalité de l'information spectrale est répartie en x y sur le récepteur.*

Les astronomes utilisent très rarement les dispersions croisées "Réseau + Pérot-Fabry" qui sont plus difficiles à manier: le Pérot-Fabry ne disperse pas et sa géométrie est de révolution. Nous distinguerons les deux utilisations possibles: le Pérot-Fabry travaillant en *filtre spectral* et le Pérot-Fabry travaillant en *filtre spatial*. Il n'existe en astronomie très peu d'exemples de dispersion croisée "réseau + Pérot-Fabry": Fabry (1905), Saint John et Babcock (1917) Chabbal et Pelletier (1964), Serkowski (1978), Bates et al (1978). Nous allons reprendre cette tradition avec les montages Pythéas

et Morgane (§ 18 et § 19).

Pour des raisons géométriques évidentes s'appuyant sur la symétrie de révolution du Pérot-Fabry, il est par contre très facile, et très fréquent de croiser un Pérot-Fabry avec autre Pérot-Fabry - c'est le principe des Pepsios (Mack et *al* 1963) - ou avec lui même - c'est le principe des passages multiples -.

Nous distinguerons deux catégories :

- les *spectrographes* pour lesquels la dispersion croisée s'effectue dans le plan du récepteur, en x par le réseau et en y par l'*étalon* de Pérot-Fabry. On dit qu'on a une dispersion croisée en xy ,
- les *spectromètres* pour lesquels la dispersion du réseau est en y (ou en x) sur le récepteur et où le filtrage spectral de l'*interféromètre* de Pérot-Fabry s'effectue en z dans le temps selon plusieurs lectures du récepteur. On dit qu'on a une *dispersion croisée* en yz .

11.1 Les spectrographes "réseau + étalon de Pérot-Fabry".

-Type 5 Fabry (1905), Saint John et Babcock (1917) (§ 12.5)

-Type 7 Bates et *al* (1978)(§ 12.7)

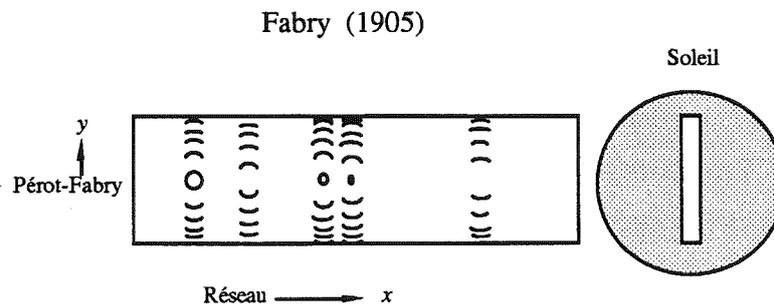


Fig. 16. Fabry 1905.

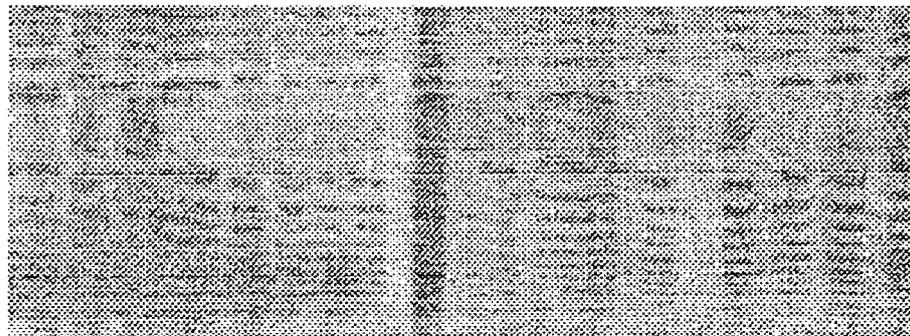


Fig. 17. Spectre du Soleil-Fabry 1905.

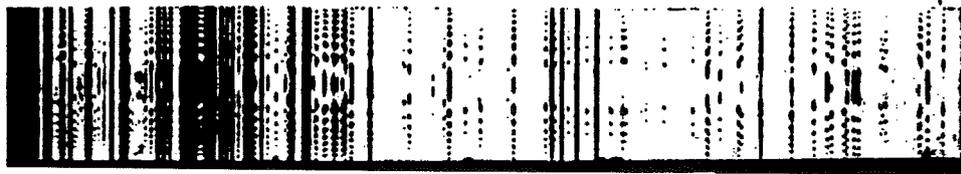


Fig. 18. Raies du fer et du cadmium-Pfund 1908.

Dans les deux cas, l'étalon de Pérot-Fabry est éclairé en *faisceau ouvert* et travaille en *filtre spatial* (sélecteur d'incidence). la source doit être étendue ou à défaut élargie s'il s'agit d'une étoile. Pour Fabry, qui observe le Soleil, c'est la source elle-même qui est étendue. Pour Bates, une lame oscillante balaye l'étoile et l'élargit sur la fente. Pour Fabry on n'observe qu'un seul ordre du réseau concave et une grande hauteur de fente y éclairée par le Soleil. Pour Bates et *al*, la source est stellaire, sans information spatiale, et on peut avoir un échellogramme réseau + échelle, (réseau en y , échelle en x) dont les spectres-échelles sont eux-mêmes légèrement élargis en y par le balayage de l'étoile entre deux anneaux du Pérot-Fabry incliné.

Une raie très fine apparaîtra en x , là où le réseau échelle l'a dispersé mais ne sera visible en y qu'aux hauteurs correspondant aux incidences i sélectionnées par le Pérot-Fabry avec une très grande précision spectrale. Pour avoir un spectre complet, il faut que l'étendue de la source (la hauteur de la fente) permette angulairement le passage d'au moins un intervalle

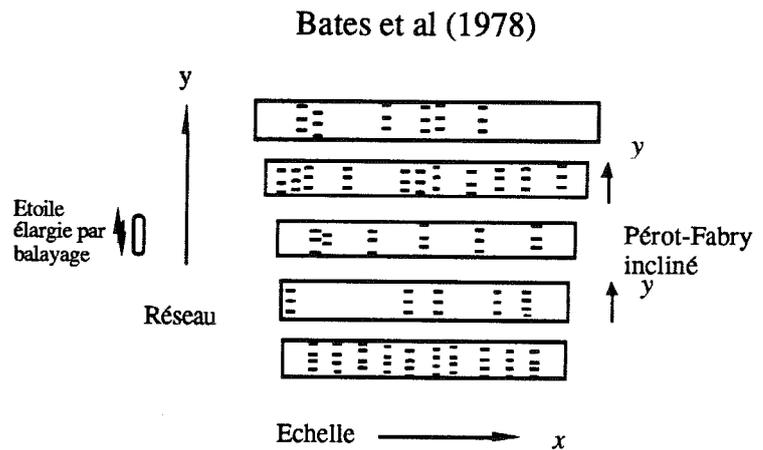


Fig. 19. Montage réseau+échelle+étalon Pérot-Fabry

spectral libre, c'est-à-dire deux anneaux successifs (correspondant à Δp). Pour le montage de Fabry, avec le Soleil, la fente est très haute et l'étalon est centré sur l'axe du spectre.

Les anneaux apparaissent symétriquement et on peut observer plusieurs ordres (redondance d'information). Pour le montage de Bates et *al*, le balayage de l'étoile sur la fente est réduit au minimum pour ne pas perdre trop de flux; l'étalon de Pérot-Fabry est incliné et il défile l'équivalent d'un ordre dans la partie rouge du spectre dans la direction y de l'élargissement.

Dans les deux montages, on analyse simultanément tous les éléments spectraux à très grande résolution spectrale ($\sim 300\ 000$ à $500\ 000$) et dans un grand domaine spectral, mais le flux monochromatique, à λ donné, n'est transmis que pour une fraction $\frac{1}{f}$ du champ.

• Le montage de Fabry n'est pas 2D, car la fente du réseau limite à 1D la grande étendue du Pérot-Fabry; ce problème du couplage réseau + Pérot-Fabry a parfaitement été analysé en termes d'étendue par Chabbal (1958). On voit très intuitivement cette limitation:

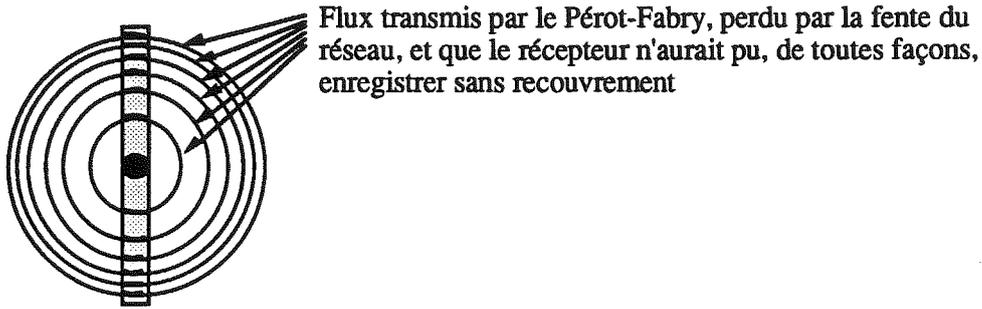


Fig. 20. Montage réseau fente longue + étalon de Pérot-Fabry

On ne peut pas dire non plus que ce montage soit totalement 1D, il est en fait $1D/F$ puisque pour une longueur d'onde donnée ne sont analysés que les points de la fente correspondant aux incidences permises par le Pérot-Fabry. On obtient toute l'information spectrale mais seulement pour une partie $\frac{1D}{F}$ du champ elle-même fonction de λ . C'est un handicap, à cette très haute résolution spectrale, $R \sim 300000$, on détecte en effet des variations spectrales à l'échelle de qq 10" sur le soleil. Ce montage est tout de même très intéressant par sa très haute résolution spectrale dans un grand domaine spectral et parce qu'il utilise tout le temps tout le récepteur. Il a permis à Fabry et Buisson (1910) de montrer un élargissement des raies dans le spectre du bord du disque solaire. Le spectrographe identique du Mont Wilson Observatory, 1917, a permis à Babcock (1927) d'identifier dans le spectre solaire infra-rouge, sur 507 raies, 176 raies d'origine solaire le reste étant principalement d'origine tellurique.

• Le montage de Bates est au départ mono-spatial comme un spectro-échelle puisque son diaphragme limite le champ à une seule étoile. La lame de balayage élargit l'image de l'étoile et étale le flux sur le récepteur. En cours de balayage, à un instant donné, seule une partie du récepteur est utilisée. D'une autre manière; on peut dire que le Pérot-Fabry ne transmet une radiation élémentaire $d\lambda$ que lorsqu'elle est recue sous la bonne incidence, en cours de balayage, soit $\frac{1}{F}$ du temps de balayage de l'étoile. Le flux monochromatique de l'étoile sera alors totalement transmis. Par rapport au spectro-échelle classique, ce montage a donc un handicap. Il devient intéressant pour les très hautes résolutions spectrales quand le pouvoir de réflexion des échelles s'effondre, quand il faut recourir à de très grandes focales donc faible luminosité, et que la fente du réseau échelle n'accepte plus angulairement tout le flux de l'étoile. Il devient aussi intéressant pour les expériences spatiales embarquées, car le Pérot-Fabry permet d'atteindre une très haute résolution spectrale avec de très courtes focales, l'instrument est très compact.

11.2 Les spectromètres " réseau + interféromètre de Pérot-Fabry".

- Type 9 Chabbal et Pelletier (1964) (§ 12.9)
- Type 13 Serkovsky (1978) (§ 12.13)
- Type 15 et 16 montages Pythéas et Morgane (§ 18 et 19)

Dans ces spectromètres, le Pérot-Fabry travaille en *faisceau fermé*, sur la tache centrale, en *filtre spectral*. Les plages de Fabry monochromatiques obtenues se combinent géométriquement avec la dispersion linéaire d'un réseau plus aisément que les anneaux d'interférences des montages

spectrographiques précédents. Le jumelage réseau + interféromètre de Pérot-Fabry est plus harmonieux géométriquement (plages en ligne); mais il ne conserve pas la géométrie de révolution du Pérot-Fabry. Scientifiquement, *on a le grand domaine spectral du réseau et la grande résolution spectrale du Pérot-Fabry.*

Ces spectromètres sont très compacts car la résolution spectrale des interféromètres est indépendante de la dimension pupillaire, ce n'est pas le cas des échellogrammes. A résolution spectrale égale, il faudrait un réseau échelle de grande dimension (~ 200 mm) et une caméra de grande focale ($\sim F/10$); les spectrographes échelles atteignent 5 à 8 mètres de long alors qu'ici on est inférieur à 1 mètre. Une deuxième manière d'exprimer la compacité de ces montages a été donnée par Jacquinet (1958): le **Pérot-Fabry procède par division de luminance alors que le réseau procède par division d'étendue.** On dit souvent que le montage profite de l'avantage de Jacquinet. On peut dire avec moins d'élégance que les éléments spectraux d'un spectrographe réseau + échelle sont tous "aiguillés" spatialement dans des directions différentes ce qui exige de grandes focales pour les séparer et un grand récepteur pour les enregistrer, tandis que les interféromètres, filtres spectraux, peuvent successivement envoyer différents λ sur un même pixel du récepteur qu'il convient alors de relire séquentiellement.

Alors que dans un spectrographe échelle à dispersion croisée le deux dispersions ont lieu en xy dans le plan du récepteur, ici, par analogie de langage, on peut dire que la dispersion croisée s'effectue dans le plan yz (fig § 24).

Les contraintes spectrales sont de même nature que dans un spectrographe à dispersion croisée réseau + échelle où il convient d'ajuster la dispersion du premier réseau avec la dispersion de l'échelle de manière à éviter un recouvrement des différents ordres de l'échelle. La figure 21 montre la répartition du spectre optique, et la limitation en champ par le récepteur, pour un des échellogrammes actuels de l'AAT et du LPO (Walker et Diego 1985).

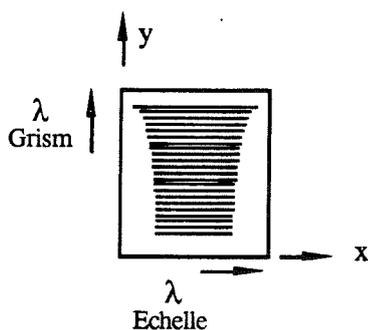


Fig. 21. Spectrographe à dispersion croisée réseau + échelle.

Le critère de séparation des ordres est le même avec les spectromètres à dispersion croisée réseau + Pérot-Fabry. Deux éléments spectraux extrêmes d'un même ordre du Pérot-Fabry doivent être *séparés* par le séparateur d'ordres. *

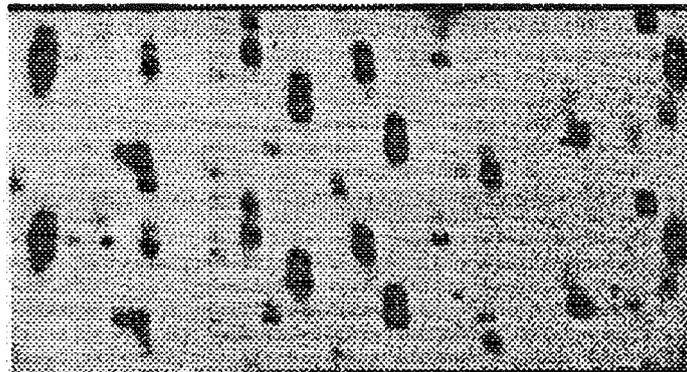
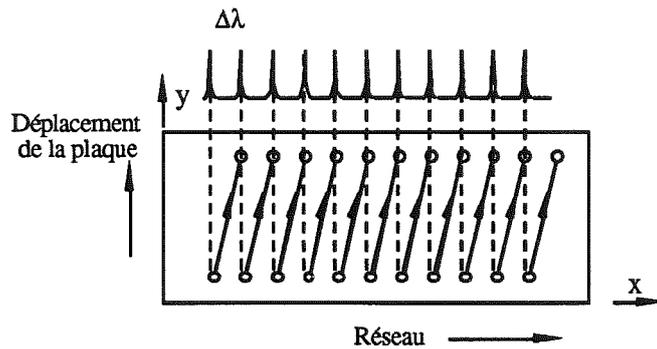
On peut dire de *façon imagée* que le réseau donne la *partie entière* des longueurs d'onde et l'*interféromètre* de Pérot-Fabry en donne la *partie décimale*. La précision de la mesure ne dépend

* Il n'y a pas de limite à la résolution spectrale du Pérot-Fabry puisque sa différence de marche peut être infinie; dans la pratique le montage est limité par la résolution spectrale du prédispenseur. Une autre limite beaucoup plus élevée serait celle imposée par la diffraction comme on l'a vu au chapitre 3.2 fig 6 de cette thèse. Il serait cependant possible d'aller plus loin avec un Pérot-Fabry sphérique de Connes (1958).

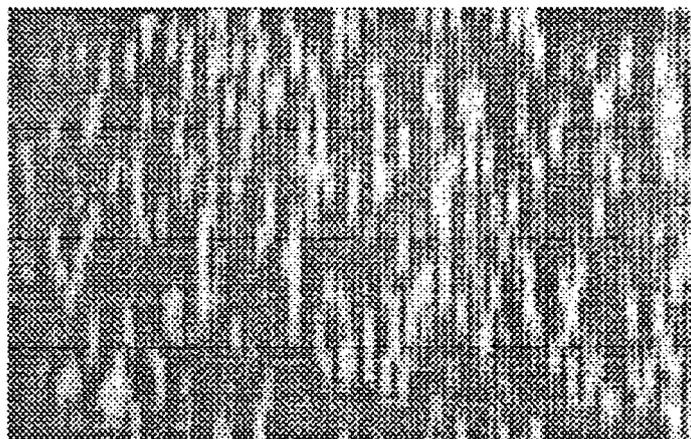
que du Pérot-Fabry, c'est-à-dire du balayage en épaisseur.

□ Le montage de Chabbal et Pelletier 1964 (cf fig § 12.9)

Le Pérot-Fabry éclairé en faisceau fermé travaille en filtre spectral. L'étage du spectrographe à réseau sépare sur le récepteur les cannelures filtrées par le Pérot-Fabry. Le récepteur de flux était une caméra électronique qui ne permettait pas une lecture séquentielle. Le balayage continu d'un ordre du Pérot-Fabry était synchronisé avec le déplacement du récepteur dans son plan afin de pouvoir ainsi enregistrer F fois les m cannelures et obtenir les M éléments spectraux ($M = m \times F$).



SIMAC spectre en emission
portion 1/17 du spectre total



SIMAC raies en absorption
portion de 1/17 du spectre total

Fig. 22. Le spectromètre multi-canal de Chabbal et Pelletier 1964.

□ Le montage Serkowsky 1978 (cf Fig § 12.12)

Ce montage a été utilisé par le Laboratoire Lunaire et Planétaire d' Arizona et permet de mesurer les vitesses radiales d'étoiles de 6^{ème} magnitude avec une précision de 10 m.s⁻¹ ($R \sim 75000$). Ici encore le Pérot-Fabry est éclairé en faisceau fermé. Le balayage se fait en changeant légèrement l'inclinaison du Pérot-Fabry: la tache centrale oscille très légèrement de part et d'autre du diaphragme mais reste une tache centrale, ce n'est pas un défilement d'anneaux derrière un diaphragme. Ce montage n'est donc pas aussi pur que le montage Jacquinot et le Pérot-Fabry travaille un peu en filtre spatial avec léger changement d'incidence.

Les figures suivantes a,b et c, montrent les spectres obtenus (spectre continu, spectre d'émission, spectre d'absorption):

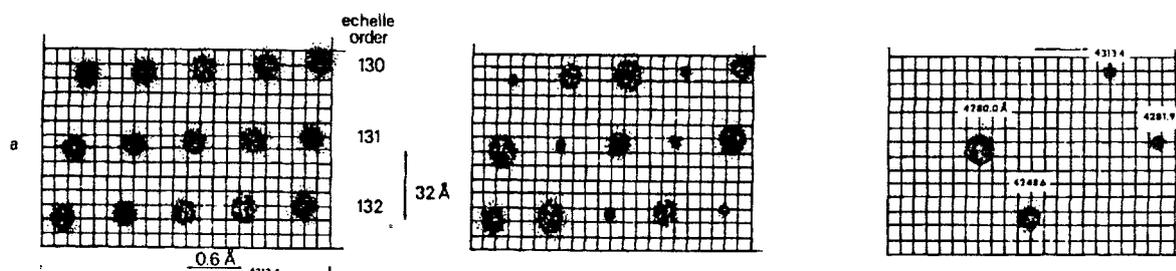


Fig. 23. Le spectromètre réseau + Pérot-Fabry de Serkowsky 1978.

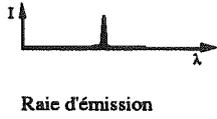
C'est un spectromètre; Serkowsky effectuait plusieurs lectures du récepteur qui était un CID 342×342. C'est une triple dispersion: réseau en y, échelle en x, et Pérot-Fabry en z.

□ Pythéas et Morgane

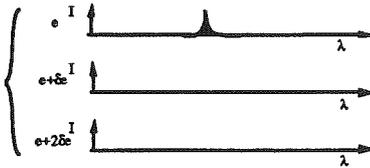
Aujourd'hui, on a commodément des récepteurs de flux de grand format à lecture assez rapide et des interféromètres à balayage d'épaisseur. On peut donc faire avec réseau et Pérot-Fabry des dispersions croisées yz, très propres, et qui vont laisser de la place, en x, sur le récepteur pour analyser simultanément d'autres points du champ. Pythéas est un montage de champ, Morgane est un montage multi-objets.

Les figures 24 qui suivent décrivent ce qui se passe en un point du champ pour des raies d'émission et pour des raies d'absorption.

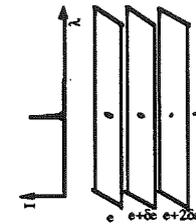
Lumière incidente



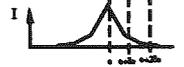
Lumière transmise par le Perot-Fabry



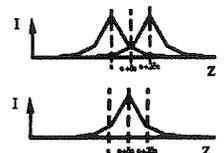
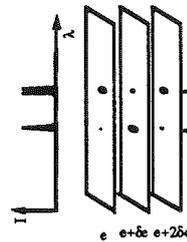
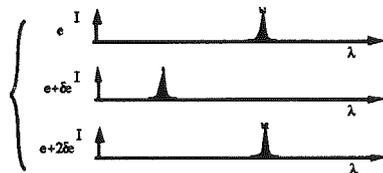
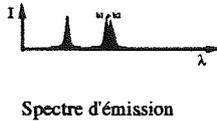
Un spectre sur le CCD au cours du balayage



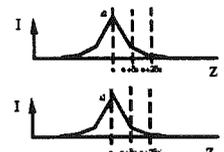
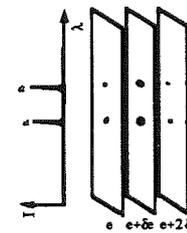
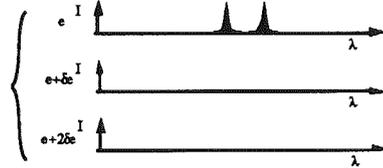
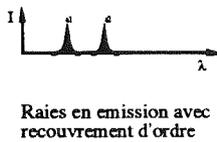
Lumière sur un pix CCD au cours du balayage



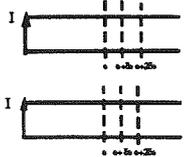
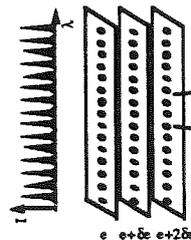
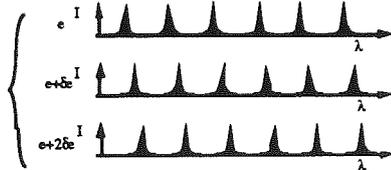
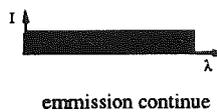
Une raie unique en émission. Elle n'est transmise que si le Pérot-Fabry a la bonne épaisseur e , donc sur le canal e . Cette plage sera localisée sur le récepteur là où le grism la positionnera compte tenu de sa longueur d'onde.



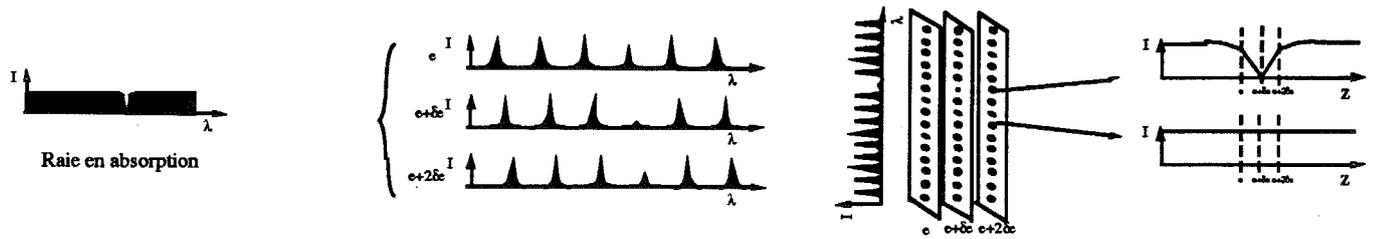
Une raie "a" bien séparée et un doublet " b_1, b_2 " serré. Ces 3 raies en émission seront transmises pour des épaisseur différentes du Pérot-Fabry. La raie "a" sera isolée des autres sur le récepteur grâce au grism. Les deux raies " b_1 " et " b_2 " du doublet ne seront pas résolues par le grism. C'est le Pérot-Fabry qui permettra de séparer les composantes b_1 et b_2 sur les canaux e et $e+2\delta e$ dans notre exemple.



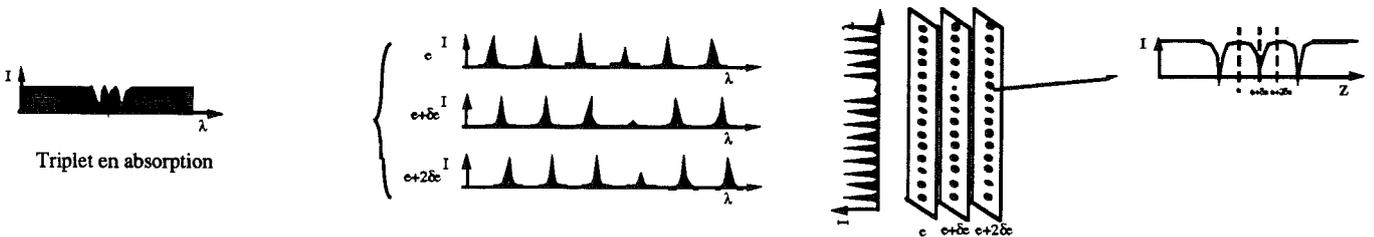
Deux raies bien séparées en émission. Ces deux raies peuvent être par hasard à exactement 1 (ou exactement plusieurs) ordres du Pérot-Fabry, elles apparaissent alors en coïncidence sur le même canal. C'est le grism cette fois-ci qui séparera les deux raies en position sur le récepteur.



Un spectre continu uniforme. Pour une épaisseur e , le Pérot-Fabry transmet un spectre cannelé de grande finesse (par exemple $\mathcal{F} \sim 40$). Sur le récepteur, le spectre se présente comme une suite de plages de Fabry juste séparées par la basse résolution du grism.



Un spectre continu avec une raie en absorption. Pour l'épaisseur $e + \delta e$ du Pérot-Fabry correspondant à la longueur d'onde de la raie d'absorption on n'aura plus de lumière incidente. Dans un spectre prédispersé et pour le canal $e + \delta e$ la plage de Fabry correspondante disparaîtra.



Un spectre continu avec un triplet en absorption. C'est la même chose. Une plage de Fabry disparaîtra au canal $e - \delta e$, puis une deuxième fois au canal $e + \delta e$, et enfin au canal $e + 3\delta e$.

Fig. 24. Fonctionnement d'une dispersion croisée en y z réseau + Pérot-Fabry.

11.3 Conclusion sur la dispersion croisée réseau + Pérot-Fabry

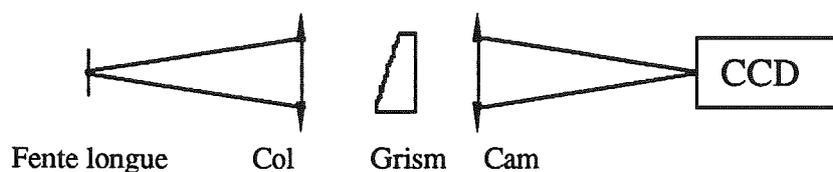
En spectrographe la dispersion croisée réseau + étalon de Pérot-Fabry n'est pas recommandée. Ce mode ne donne pas une information spatiale et spectrale homogène et exhaustive, en i et en λ , et ne permet pas d'utiliser toujours tout le récepteur à tout moment.

En spectromètre la dispersion croisée réseau + interféromètre de Pérot-Fabry est efficace. Le réseau donne une information spectrale linéaire, et le Pérot-Fabry fonctionnant sur la tache centrale discrétise à haute résolution des cannelures dans ce spectre.

12 SEIZE SPECTROSCOPES DE REFERENCES.

Type 1 Spectrographe à fente longue à réseau.

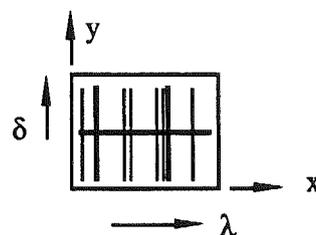
C'est le cas de tous les spectros à fente classique exemple Carelec.



- Information spatiale : 1D (n points le long de la fente).
- Information spectrale :
 - tous les éléments spectraux analysés simultanément,
 - résolution spectrale: basse ou intermédiaire,
 - grand domaine spectral.
- Type d'objets: classe 4 et 5 sources étendues.

Remarque:

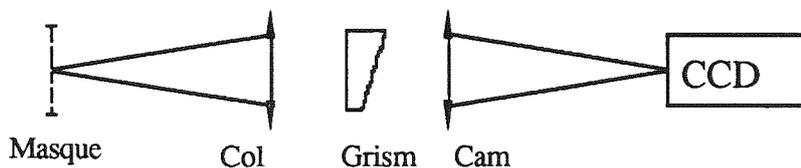
- la fente longue n'est pas toujours utilisée à plein même sur les galaxies, il y a une mauvaise utilisation du récepteur.



Type 2 Spectrographe multi-objets à réseau.

Ils peuvent être :

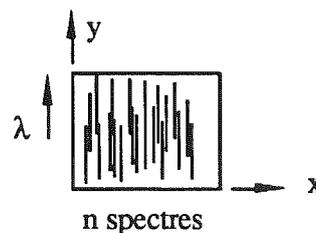
- à masque, type Efosc, Puma, Lama, Essefem, Mos-Sis,
- à fibres, type Méduse, Octopus.



- Information spatiale : n points
- Information spectrale :
 - tous les éléments spectraux analysés simultanément,
 - résolution spectrale: basse ou intermédiaire,
 - grand domaine spectral.
- Types d'objets: classe 2 multi-objets ponctuels éclatés.

Remarques :

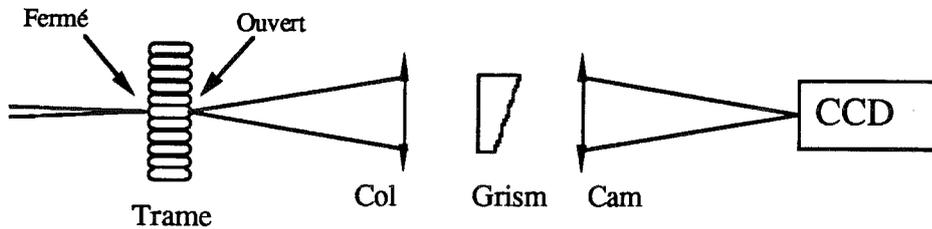
- perte géométrique sur le récepteur, arrangement désordonné (en mode masque),
- spectres tronqués sur le bord (en mode masque).



Type 3 Spectrographe de champ à réseau.

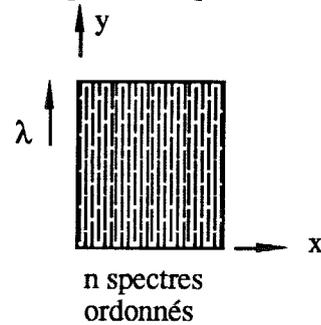
Ils peuvent être:

- à fibre optique (mode Argus)
- à trame de lentilles (mode Tigre):



- Information spatiale : 2D, $n_{\alpha}n_{\delta}$ nombre de lentilles de la trame ou de fibres du faisceau
- Information spectrale :
 - tous les éléments spectraux analysés simultanément,
 - résolution spectrale: basse ou intermédiaire,
 - grand domaine spectral.
- Type d'objets:
 - classe 3, sources binaires et multiples ponctuelles serrées.

- classe 4, sources étendues contigües mais à petit champ.



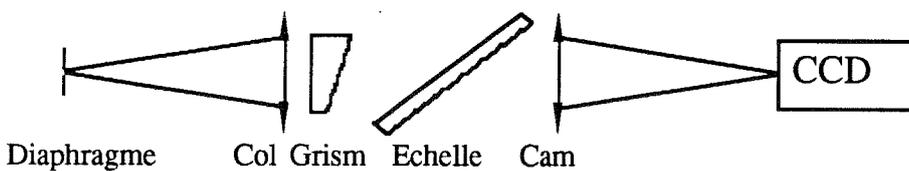
Remarque :

- spectres répartis régulièrement sur le récepteur,
- spectres tronqués sur le bord du récepteur (Tigre).

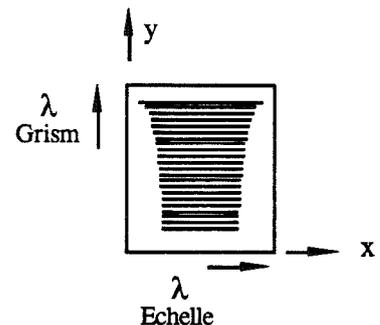
Type 4 Spectrographe stellaire à haute résolution spectrale.

Dispersion croisée réseau + échelle

Exemple :- Echelec, Caspec, Emmi, Elodie.



- Information spatiale : 1 seul point.
- Information spectrale :
 - M éléments spectraux analysés simultanément,
 - résolution spectrale: intermédiaire et haute,
 - grand domaine spectral.
- Type d'objets: Classe 1, étoiles proches.

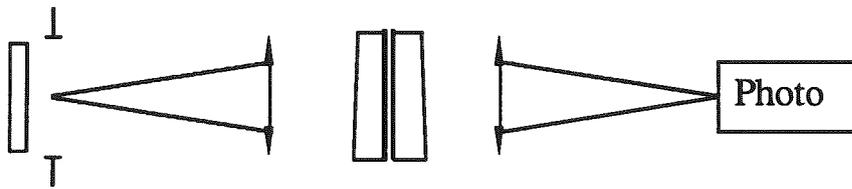


Remarque :

- Le récepteur n'est pas toujours utilisé au mieux.

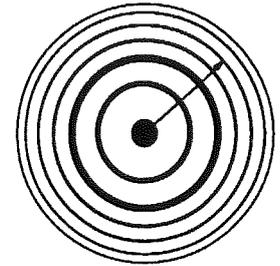
Type 5 Spectrographe à grand champ avec étalon de Pérot-Fabry.

Exemples : - Pérot et Fabry 1899, Buisson Fabry et Bourget 1914.



F.I. G.C. Col Perot -Fabry Cam

- Information spatiale : $n_x \cdot n_y = n_x \cdot n_y$ grand champ
- Information spatiale, grand champ : nombreuses fentes circulaires virtuelles dont la position dépend de la longueur d'onde cherchée.
- Information spectrale :
 - quelques éléments spectraux, pour spectre en émission peu dense,
 - les éléments spectraux sont enregistrés simultanément mais correspondent à des points du champ différents,
 - grande résolution spectrale.
- Type d'objets: sources étendues classe 4 et 5.

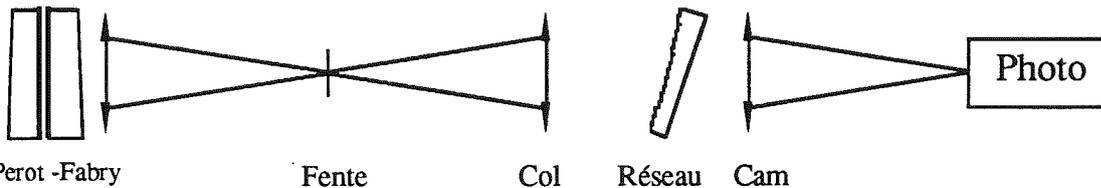


Mesure du rayon $r=f(\lambda)$

Type 6 Spectrographe à fente à très haute résolution spectrale.

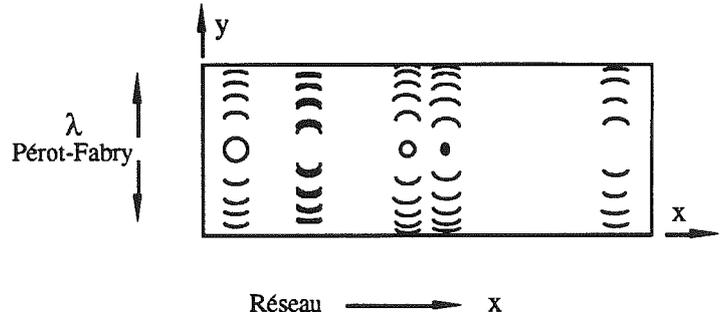
Dispersion croisée "réseau + Pérot-Fabry"

Exemple : - Fabry 1905 sur le Soleil,



Perot -Fabry Fente Col Réseau Cam

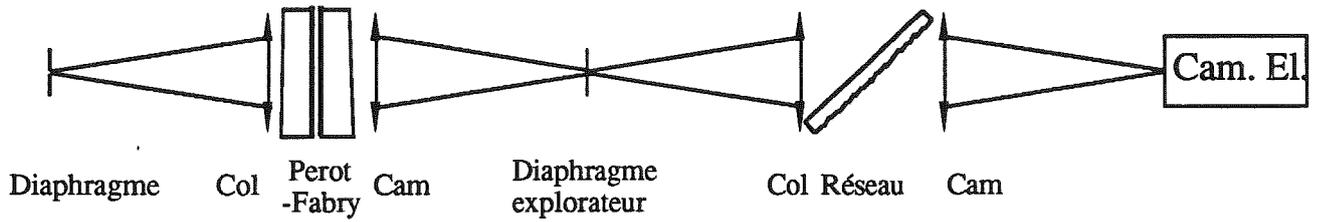
- Information spatiale : 1 dimension le long de la fente, en fait $\frac{1D}{\mathcal{F}}$.
- Information spectrale :
 - M éléments spectraux analysés simultanément,
 - très grande résolution spectrale: $R \sim 300000$,
 - grand domaine spectral.
- Type d'objets : le Soleil.



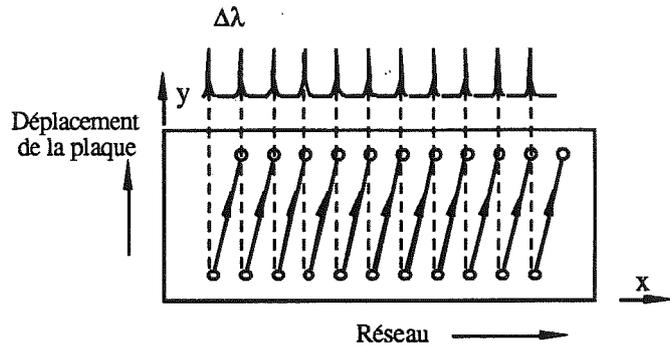
Remarque :- On a une très grande information spectrale, pour $\frac{1D}{\mathcal{F}}$ points le long de la fente, mais pour des points différents de l'objet, suivant λ .

Type 9 Spectromètre Pérot-Fabry à diaphragme à grand domaine spectral. dispersion croisée réseau + Pérot-Fabry

Spectrographe Interférentiel Multi-Canal Aimé Cotton de Chabbal et Pelletier (1964)



- Information spatiale : 1 diaphragme.
- Information spectrale :
 - m éléments spectraux simultanément,
 - M éléments spectraux après balayage d'un ordre,
 - haute résolution spectrale,
 - grand domaine spectral.
- Type d'objets: Classe 1, étoiles proches

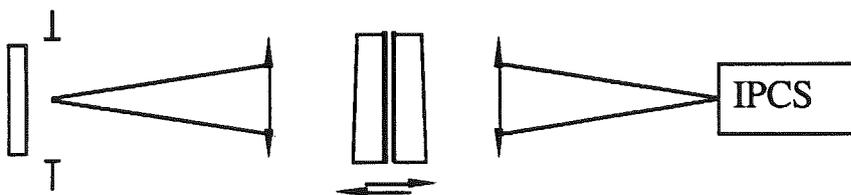


Remarques :

- le balayage du Pérot-Fabry est continu, il est synchronisé avec le déplacement lent du récepteur,
- à un instant donné on n'utilise qu'une partie du récepteur, qui n'est lu qu'une fois,
- c'est un spectrographe: on mesure des positions sur le récepteur.

Type 10 Spectromètre de Pérot-Fabry à très grand champ - Cigale.

Tully (1974), Atherton et *al* (1982), Boulesteix et *al* (1983).

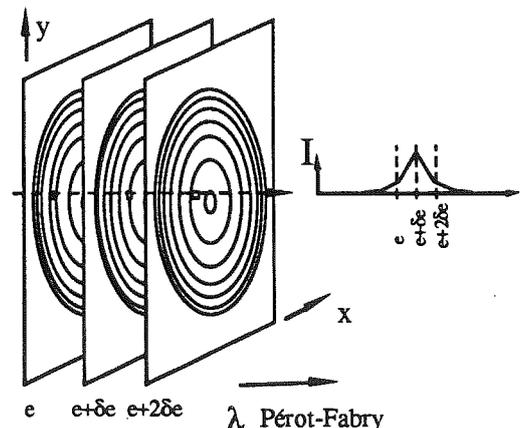


F.I. G.C. Col Perot -Fabry Cam
• Information spatiale : $n_\alpha \cdot n_\delta = n_x \cdot n_y$ grand champ.

- Information spectrale :
 - 1 seul élément spectral observé à la fois,
 - haute résolution spectrale,
 - petit domaine spectral.
- Type d'objets: Classe 3,4 et 5

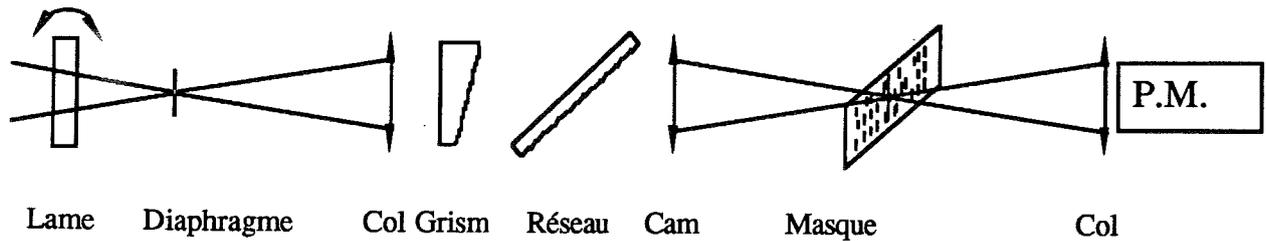
Remarque:

- c'est en fait un multi-spectromètre de Jacquinot-Dufour équipé d'un récepteur 2D,
- c'est l'instrument idéal pour l'étude d'une seule raie dans un grand champ.



Type 11 Spectromètre à corrélation Coravel.

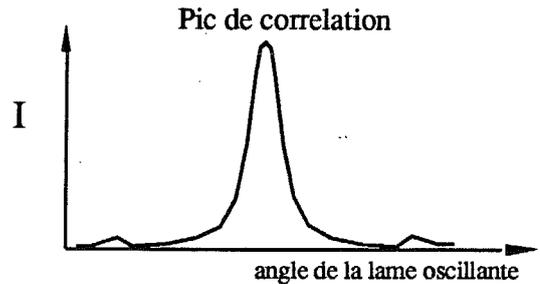
dispersion croisée "grism + échelle" Baranne et al (1979).



- Information spatiale : 1 élément du champ
- Information spectrale :
 - M éléments spectraux simultanément,
 - haute résolution spectrale,
 - grand domaine spectral.
- Type d'objets : Classe 1, étoiles.

Remarque:

Grâce à un grand nombre de raies (~ 3000), le Coravel permet de mesurer une vitesse radiale à ± 1 km/s avec un rapport S/B voisin de 1. Avantage multiplex.



Type 12 Spectromètre multiplex à transformée de Fourier.

- Transformée de Fourier : Jacquinot 1954, Fellgett 1958, Ingelstam 1958, Strong et Vanasse 1958, Connes 1958, Mertz 1958.
- Michelson-Fourier : Connes (1958), Maillard (1990) en 2D.

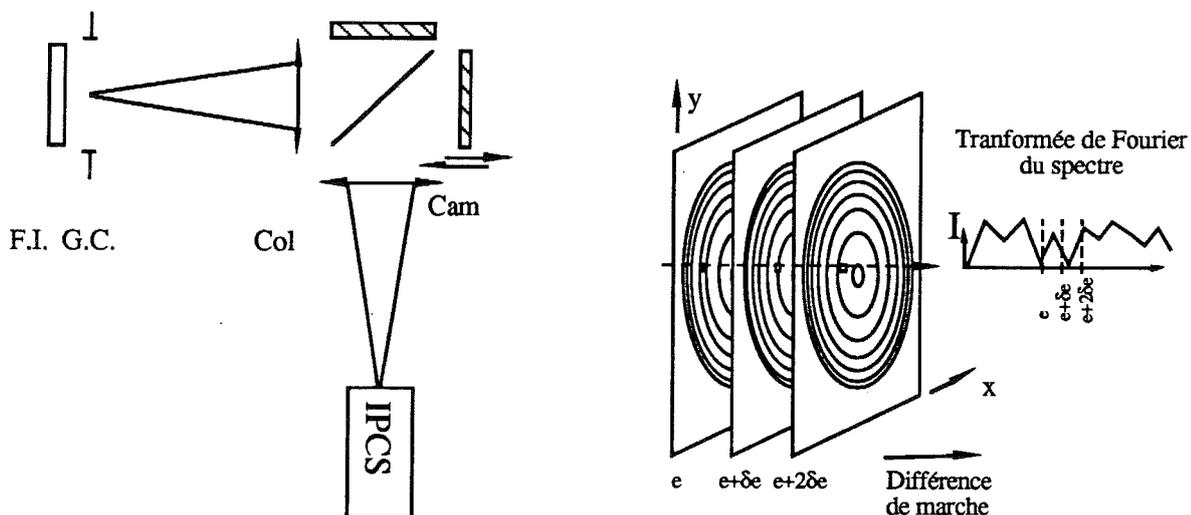


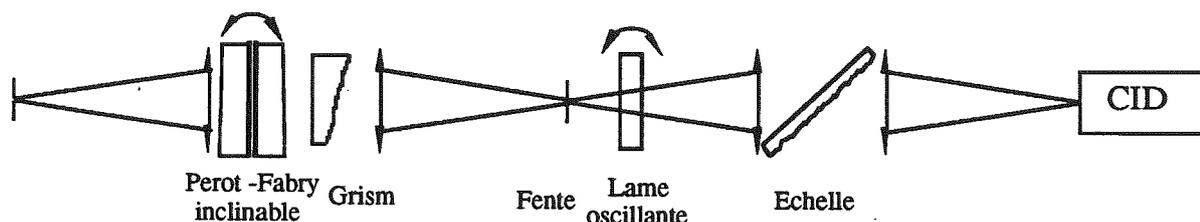
Schéma de principe: il est possible de doubler le récepteur afin d'obtenir le spectre complémentaire, tous les photons sont donc utilisés.

- Information spatiale : 2D, champ limité par le vignetting
- Information spectrale :
 - très haute résolution spectrale,
 - grand domaine spectral atteint par un grand nombre de pas de balayage,
 - un certain nombre d'éléments spectraux acquis simultanément par l'intermédiaire de leur T.F.
- Type d'objets: Classes 2,3,4,5.

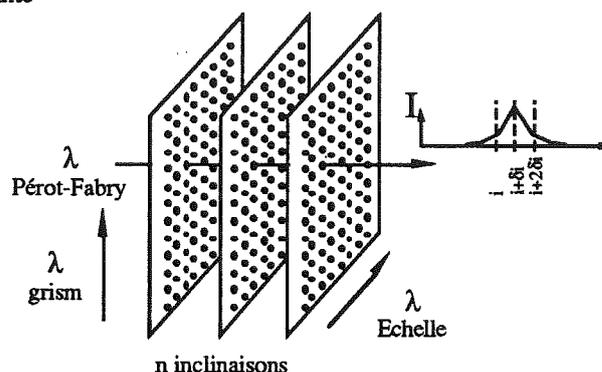
Remarque : idéal dans l'infrarouge. L'instrument perd l'avantage multiplex dès que le bruit de récepteur baisse et si l'on devient limité par le bruit de photon (Jacquinot 1958)

Type 13 Spectromètre à très haute résolution spectrale et grand domaine spectral.

dispersion croisée "Réseau + Pérot-Fabry" Serkowski (1978) Lab. lunaire et planétaire, Arizona.



- Information spatiale : 1 élément du champ
- Information spectrale :
 - m éléments spectraux simultanément,
 - M après balayage,
 - haute résolution spectrale,
 - grand domaine spectral.
- Type d'objets: Classe 1, étoiles.



Remarque :

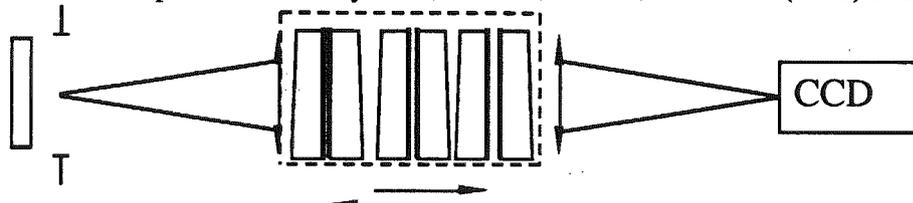
Le Pérot-Fabry est un étalon éclairé en faisceau fermé (diaphragme).

On fait défiler les longueurs d'onde par variation de l'inclinaison du Pérot-Fabry.

Type 14 Spectromètre Pepsios à très haute résolution spectrale.

3 Pérot-Fabry en série

- Spectromètre: Mack, Mc Nutt, Roesler et Chabbal (1963) avec un PM.
- Multispectromètre: Reynolds, Roesler, Scherb, Harlander (1990) avec un CCD.



F.I. G.C. Col Perot-Fabry Cam

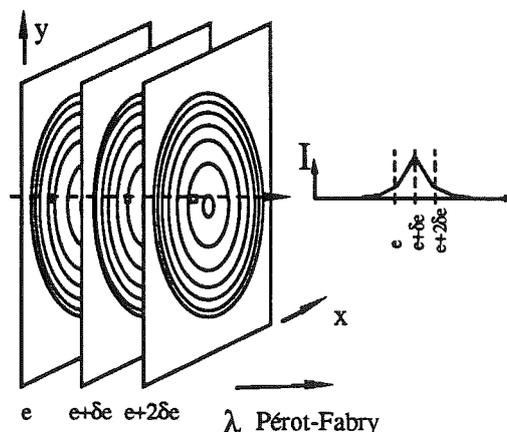
- Information spatiale :
 - 1 seul point du champ,
 - plusieurs points pour le multi-spectromètre.
- Information spectrale :
 - haute résolution spectrale $R \sim 350000$,
 - grand nombre d'éléments spectraux,
 - domaine spectral limité.
- Type d'objets: Classe 1,4 et 5 brillant Soleil, planètes, haute atmosphère.

Remarques :

Les trois Pérot-Fabry ont des ordres d'interférence en progression de manière à éviter les recouvrements d'ordre. La résolution spectrale est celle du Pérot-Fabry le plus épais, le domaine spectral est celui du Pérot-Fabry le plus mince.

Le balayage des trois Pérot-Fabry s'effectue simultanément par variation de pression.

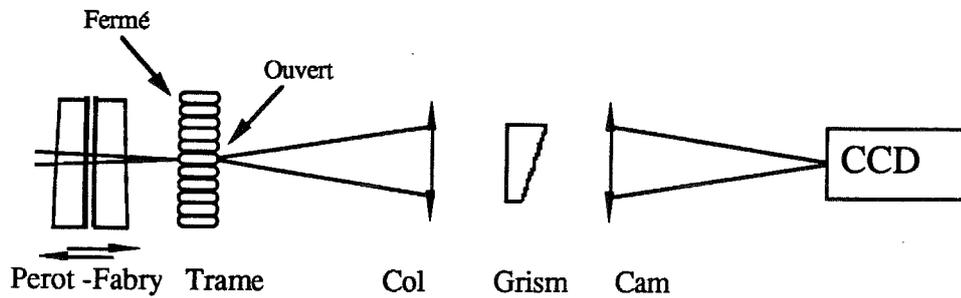
L'ensemble a une luminosité 50 à 100 fois plus grande que le spectrographe à réseau de même résolution spectrale. Il profite de l'avantage de Jacquinot. La symétrie de révolution commune à ces trois analyseurs spectraux permet d'accepter une très grande étendue.



Type 15 Spectromètre Pérot-Fabry de champ à grand domaine spectral (Pythéas).

Dispersion croisée réseau + Pérot-Fabry

Exemple : - le COARER et al. 1992 (a et b).



- Information spatiale :

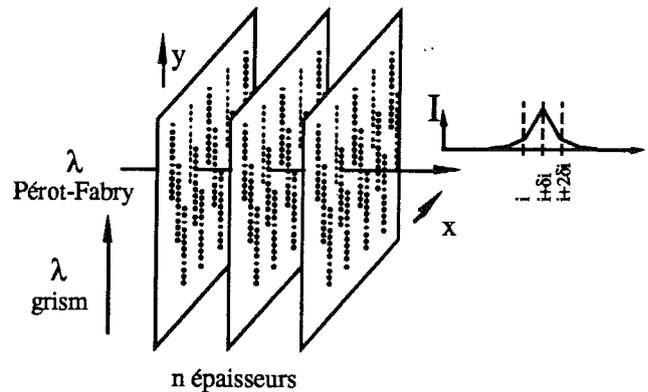
- n points contigus simultanément ~ 400 (le nombre de lentilles de la trame).

- Information spectrale :

- m éléments spectraux simultanément,
- M en tout après \mathcal{F} canaux de balayage,
- haute résolution spectrale (~ 50000),
- grand domaine spectral ($\sim 2000\text{\AA}$).

- Type d'objets:

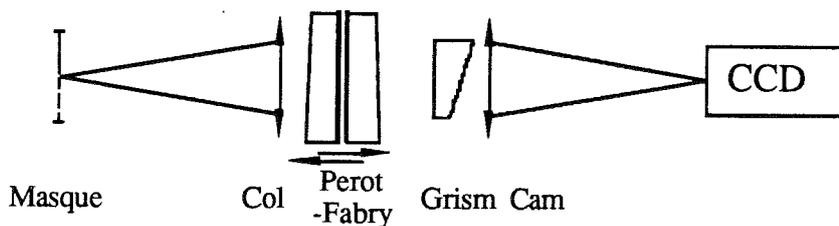
- Classe 3 (20 étoiles),
- Classe 4 (400 points).



Type 16 Spectromètre Pérot-Fabry Multi-objets à grand domaine spectral (Morgane).

Dispersion croisée réseau + Pérot-Fabry

Exemple : - le COARER et al. 1992 (c).



- Information spatiale :

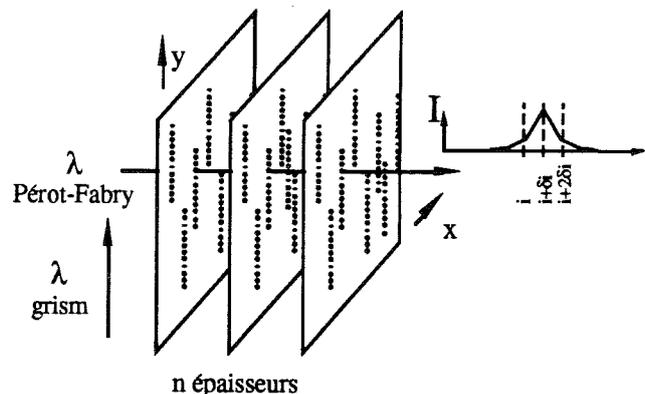
- n points du champ simultanément, là où sont les galaxies et les étoiles.

- Information spectrale :

- m éléments spectraux simultanément,
- M en tout après \mathcal{F} canaux,
- haute résolution spectrale (~ 50000),
- grand domaine spectral ($\sim 2000\text{\AA}$),

- Type d'objets:

- Classe 3 (~ 40 étoiles ou galaxies).



Remarque:

En bord du champ, la résolution spectrale sera limitée à 30000 pour des trous de 1".

13 ECHANTILLONNAGE SPATIAL ET SPECTRAL, A L'ENTREE ET A LA SORTIE.

□ Le principe d'échantillonnage était plus ou moins escamoté en astronomie à l'époque des plaques photographiques. La notion de grain de la plaque photographique était difficile à cerner, pour la même plaque IlaO on parlait d'un grain en résolution de 20μ (distance minimum pour séparer 2 raies très fines) et d'un grain photométrique de 60μ (dimension minimum en dessous de laquelle on perdait en sensibilité).

L'apparition des CCD, avec des pixels physiques, a posé le problème de l'échantillonnage, qui en astronomie a clairement été traité (Léna 1986). Si l'information est bien passée pour l'échantillonnage spectral, très curieusement cette même notion d'échantillonnage transposée au domaine de l'information spatiale n'est pas encore passé dans les mœurs des utilisateurs de spectro-analyseurs 3 D.

□ On a déjà défini un *élément spatial résolu*. Le principe d'échantillonnage impose pour ne pas dégrader cette résolution de l'analyser par au moins 2×2 éléments appelés *élément spatial échantillonné*. L'échantillonnage spatial peut être effectué par les pixels du CCD, les lentilles d'une trame, les fibres d'un faisceau ...

De manière générale les spectroscopistes utilisent beaucoup des photomètres à diaphragmes et des spectro à fente, mais ces méthodes ne sont pas idéales pour explorer un champ :

. *Utilisées sur des étoiles bien séparées* du fond ou sur des étoiles voisines (objets de classe 1 et 2) les dégâts sont limités car on ne cherche aucune information spatiale mais seulement à collecter du flux. La solution n'est pas toutefois parfaite. Dans le cas du spectrographe à fente basse résolution spectrale on acquiert en même temps du fond de ciel autour de l'objet ce qui limite la magnitude limite atteinte. Dans les spectrographes à fentes à haute résolution spectrale on perd en flux : Ring (1978) a montré qu'avec un télescope de 4 mètres et un pouvoir de résolution $R = 100.000$ le spectro échelle devrait avoir une fente de 0.1 arc seconde sur le ciel pour *tenir* la résolution spectrale, alors qu'un Pérot-Fabry de même résolution spectrale accepterait le flux stellaire sur $10''$.

- *Utilisées sur des sources étendues* (classe 4 et 5) ou sur des sources multiples peu séparées (classe 3) le diaphragme et la fente agissent sauvagement et on ne peut pas vraiment parler d'échantillonnage spatial de l'image. Avec un seeing de $1''$ il faut une fente de $1''4$ pour obtenir 80% du flux alors qu'une analyse correcte impose de prendre $0''5$ par élément d'échantillonnage (lentille d'une trame ou fibre d'un faisceau) et d'utiliser tout le flux avoisinant ce qui n'est pas le cas d'une fente qui masque les pieds de la distribution avoisinante. Les méthodes correctes d'échantillonnage de l'information spatiale permettent de gagner un facteur 2 à 3 en résolution spatiale. Les trames de lentilles permettent aussi de garder l'information du pointage grâce à l'analyse de l'ensemble du champ 2D et de constituer une imagerie monochromatique 2D. Elles ont surtout l'avantage d'échantillonner à l'entrée.

□ On a défini de même un *élément spectral résolu* $\delta\lambda$. Le principe d'échantillonnage impose de l'analyser par au moins 2 éléments appelés *élément spectral échantillonné* par exemple 2 pixels du récepteur dans le cas des spectrographes ou 2 canaux de balayage dans le cas des interféromètres.

. Exemple 1 - spectromètre Pérot-Fabry : si la finesse d'un Pérot-Fabry est 12 cela veut dire que l'on va effectuer 24 canaux de balayage. Bland et al. (1990) utilisent un Pérot-Fabry de finesse 100 ce qui entraînerait 200 poses successives si l'on veut analyser tout l'intervalle spectral libre.

. Exemple 2 - spectrographe à réseau : avec un récepteur de 2000 x 2000 pixels on peut au maximum analyser 1000 éléments spectraux en ligne avec un spectrographe à fente.

□ Résolution spatiale - Echantillonnage spatial à l'entrée ou à la sortie.

• Pour tous les spectrographes à fente ou à multi-fentes, l'information spatiale est échantillonnée à la sortie par les pixels du CCD, la résolution spatiale dépend de tous les éléments optiques traversés:

seeing ⊗ télescope ⊗ fente ⊗ collimateur ⊗ réseau ⊗ caméra ⊗ (pixels du CCD).

• Pour les spectroscopes de champ, l'information spatiale est échantillonnée à l'entrée par le faisceau de fibres ou par la trame de lentilles. La résolution spatiale ne dépend alors que de:

seeing ⊗ télescope ⊗ (trame).

Ces derniers spectroscopes sont les seuls qui ne dégradent pas la résolution spatiale c'est-à-dire les qualités du site et du télescope. La résolution spatiale de ces spectro imageurs est, au premier ordre, indépendante de la qualité optique du collimateur, de la caméra ...

□ Résolution spectrale - Echantillonnage spectral à l'entrée ou à la sortie.

• Pour tous les spectrographes à fente ou à multi-fentes utilisant des réseaux l'échantillonnage spectral a lieu à la sortie par les pixels du CCD. La résolution spectrale dépend alors du produit:

fente ⊗ collimateur ⊗ réseau ⊗ caméra ⊗ (pixel du CCD).

c'est à dire d'éléments optiques situés *en amont* et *en aval* du disperseur.

• La situation est même pire pour le spectrographe intégral de champ Tigre à trame de lentilles, si l'on conserve des *micropupilles fentes virtuelles*. La résolution spectrale de ce spectro dépendrait alors de tous les éléments optiques du montage, depuis la pupille du télescope et depuis la pupille du dispositif d'étalonnage jusqu'au récepteur. Pour cette raison il est impératif de délimiter par une fente réelle la macropupille-mère virtuelle donnée par l'agrandisseur. On améliore ainsi la forme de la fonction d'appareil et au prix d'une perte sensible en lumière (~ 15 à 20%) on se ramène au cas précédent du spectrographe à fente où l'on doit avoir toute la qualité optique et mécanique de la fente au détecteur.

• Pour les spectroscopes imageurs Pérot-Fabry la résolution spectrale ne dépend du Pérot-Fabry et de l'optique située *en aval* qui reforme une image des anneaux d'interférence. La résolution spectrale dépend alors du produit:

$$\text{Pérot-Fabry} \otimes \text{caméra} \otimes (\text{pixel du CCD})$$

• Pour les spectromètres Pérot-Fabry utilisés en faisceaux fermés, et pour lesquels le diaphragme de Jacquinot est vu sans optique intermédiaire, la résolution spectrale ne dépend que du produit:

$$\text{Pérot-Fabry} \otimes (\text{canaux de balayage})$$

elle est alors indépendante de tous les éléments optiques.

Nous verrons en plus que dans le spectromètre Pérot-Fabry de champ à grand domaine spectral, Pythéas, la résolution effective du Pérot-Fabry est égale à la résolution théorique, puisqu'il est utilisé sur une petite surface : l'état de lames de l'interféromètre lui-même n'intervient plus, et la *fonction défaut* est nulle.

Pythéas (§ 18) est le seul montage dans lequel la résolution spatiale et la résolution spectrale ne sont affectées au premier ordre ni par les imperfections des éléments optiques ni par les flexions mécaniques du spectroscopie.

14 DISCRETISATION DE L'IMAGE ET DU SPECTRE.

Une image astronomique comme un spectre finit toujours dans un ordinateur, elle apparaît alors non plus sous la forme continue d'un signal analogique mais sous une forme *discrétisée*, un fichier. On a effectué à un moment donné une mise en histogramme. En général c'est le CCD qui effectue cette double discrétisation spatiale et spectrale, mais la trame de lentilles qui donne une *image tramée* effectue aussi une discrétisation de l'image, et le Pérot-Fabry effectue une discrétisation du spectre, *spectre cannelé*. Quels sont les avantages et inconvénients :

Dans le spectrographe de champ à trame de lentilles (type Tigre § 12.3) l'instrument a deux étages : un premier étage effectue l'échantillonnage spatial par 4 lentilles de la trame, le second à son tour échantillonne tous les éléments spectraux sur 4 pixels du CCD. En tout 16 éléments.

On voit donc que dans le cas de sources très faibles et pour un récepteur ayant un bruit de lecture non négligeable, on perd en détectivité. C'est le prix de la pureté spatiale de cet instrument.

Dans le spectromètre Pérot-Fabry de champ à grand domaine spectral, Pythéas § 18, la trame effectue de la même façon l'échantillonnage spatial sur 4 lentilles, mais *l'échantillonnage spectral a déjà été fait par le Pérot-Fabry*, et il n'est pas utile de refaire une deuxième fois cet échantillonnage spectral par les pixels du CCD.

- Le récepteur idéal pourrait être dans ce cas un CCD à gros pixels, soit physiques, soit obtenus par "binning" 50μ par exemple, associé à une optique parfaite donnant des petites plages de Fabry de 30 à 40μ bien centrées sur chacun des pixels. On peut en effet obtenir une répartition géométrique parfaite des cannelures grâce à un réseau gravé sur un demi-prisme d'Amici et stabiliser la position des cannelures avec une lame oscillante à faces parallèles. On aurait un récepteur dont les éléments autonomes traiteraient simultanément autant d'éléments spectraux indépendants, ce serait un spectromètre Jacquinet-Dufour parfait, 2D.

15 ORGANISATION DE L'INFORMATION SPATIALE ET SPECTRALE SUR LE RECEPTEUR.

Le problème est d'arranger géométriquement au mieux les spectres et les plages de manière à utiliser au maximum le récepteur mais sans brouiller l'information.

- Le cas des spectrographes multi-objets à masque est assez défavorable car la répartition des étoiles ou des galaxies dans les amas est désordonnée et donc la répartition des spectres est désordonnée sur le récepteur. Une sélection des objets est nécessaire pour éviter le recouvrement des spectres mais heureusement la dispersion s'effectue selon une seule direction et il suffit de 2 poses sur le même champ avec rotation de 90° de la direction de la dispersion pour analyser une grande proportion des galaxies du champ.
- Le spectrographe à fente longue utilise bien le récepteur dans la direction de la dispersion, par contre, dès qu'on s'éloigne du noyau de la galaxie le long de la fente, on arrive vite dans des zones du champ sans information.
- Les spectrographes stellaires à dispersion croisée réseau + échelle n'utilisent pas non plus très bien le récepteur car le pré-disperseur ne sépare pas régulièrement les différents ordres de l'échelle selon le domaine spectral, et car les spectres n'ont pas non plus la même longueur selon les différents ordres.
- Les spectrographes à trame de lentilles permettent d'organiser régulièrement les spectres et l'on utilise des filtres interférentiels pour limiter la longueur des spectres et éviter des *recouvrements bout-à-bout*. Par contre sur 2 bords du champ on a beaucoup de spectres *tronqués* : d'un côté du récepteur le côté bleu, de l'autre le côté rouge des spectres. Ce défaut est d'autant plus grave si le récepteur est petit, ce qui est encore le cas dans l'infra-rouge, et si les spectres ont un grand nombre d'éléments spectraux. On a le même inconvénient pour les spectromètres Pérot-Fabry utilisant trame de lentilles et grism pré-disperseur (Pythéas); on a néanmoins dans ce cas la souplesse de pouvoir reporter au maximum la dispersion spectrale sur le Pérot-Fabry et de garder des spectres pré-

dispersés très courts.

□ Les spectrographes à fibres optiques, multi-objets ou intégral de champ, sont vraiment supérieurs de ce point de vue : la souplesse mécanique des fibres permet de disposer les spectres comme on veut selon les circonstances. Le prix à payer est la perte d'étendue ainsi qu'une perte en transmission ($\tau \sim 65\%$ au lieu de 92% pour une trame non traitée).

□ Nous avons déjà vu que les cannelures Pérot-Fabry qui correspondent à des nombres entiers sont très régulièrement espacées et utilisent très bien le récepteur.

16 SPECTROMETRE PEROT-FABRY A TRES GRAND CHAMP - CIGALE -

C'est B. Tully, en 1974, qui obtint le premier résultat astronomique sur la galaxie M51 avec un spectromètre équipé d'un tube image intensificateur et prenant une série de \mathcal{F} clichés successifs.

□ Ces multi-spectromètres sont essentiellement dérivés du spectromètre interférentiel de Jacquinet-Dufour dans lequel on effectue un balayage en z de l'épaisseur (ou de l'indice) du Pérot-Fabry au cours du temps. Dans ce mode le flux transmis, enregistré par un photomultiplicateur, correspond à des faisceaux ayant traversé le Pérot-Fabry sous les mêmes incidences délimitées par un diaphragme. Les nouveaux récepteurs de flux, IPCS ou CCD, ayant de nombreux pixels peuvent être assimilés à des photomultiplicateurs les uns à côté des autres. Chacun des pixels de ces récepteurs découpe dans le plan image conjugué (le champ au foyer du télescope) l'équivalent d'un petit *diaphragme virtuel* de Jacquinet. Malheureusement tous ces spectromètres en parallèle n'ont pas rigoureusement les mêmes performances spectrales car selon leur position dans le champ les pixels correspondent à des conditions d'incidence différentes sur le Pérot-Fabry, ce qui a des conséquences sur la résolution spectrale et sur l'origine en λ .

□ Variation éventuelle de la résolution spectrale dans le champ

. Le pixel central est privilégié: il travaille dans des conditions idéales correspondant à des incidences normales sur le Pérot-Fabry avec une résolution spectrale qui peut être quasi infinie, seulement limitée par $\alpha = (\frac{2}{R_0})^{1/2}$ avec α angle d'incidence sous lequel on voit du Pérot-Fabry le bord extérieur du pixel central.

. Application : pour des observations astronomiques classiques - $f = 80$ mm et $1 \text{ px} = 40 \mu$ - on peut atteindre au centre du champ une résolution limite de $R_0 = 400.000$.

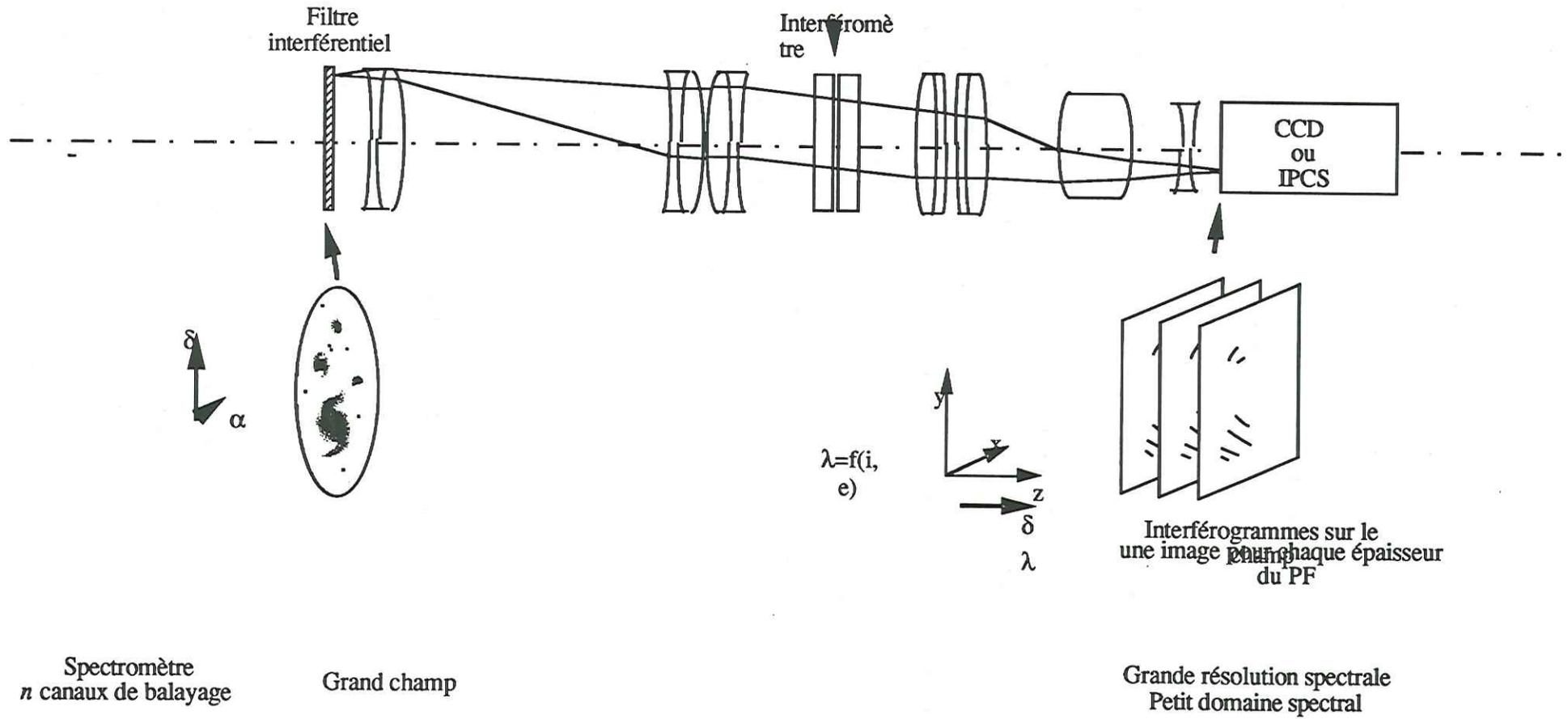
. Dès que l'on s'éloigne du centre du champ, cette limite s'abaisse et peut alors dégrader la résolution de travail. La formule de Jacquinet devient pour ce pixel excentré:

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{\delta(\cos i)}{\cos i} \quad \text{d'où} \quad R = \frac{\cos i}{\cos i (1 - \cos \delta i) + \sin i \sin \delta i}$$

avec i angle de champ et δi angle sous lequel on voit le pixel. L'effet est d'autant plus fort que l'angle d'incidence est fort, et bien sûr en astronomie on cherche à obtenir le plus grand champ possible.

Spectromètre Péro-Fabry à très grand champ montage: CIGALE (Boulesteix et al 1982)

Fig. 25. Spectromètre Péro-Fabry à très grand champ. CIGALE.



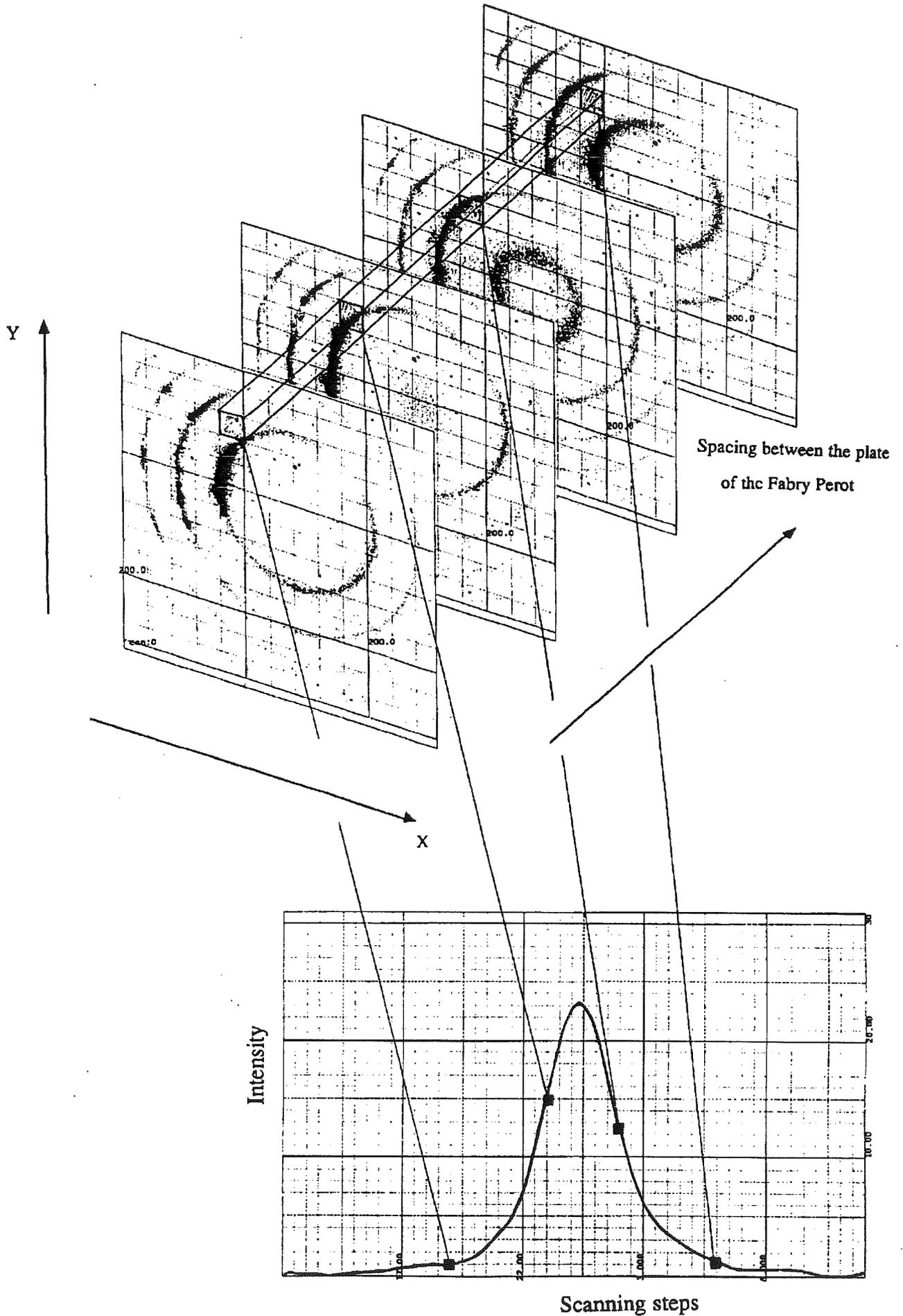


Fig. 26. Spectromètre Pérot-Fabry à très grand champ. CIGALE.

. Application : pour notre ordre d'interférence le plus élevé $p = 2600$ et avec une finesse 12, la résolution théorique de ce Pérot-Fabry sera $R \sim 30.000$ au centre du champ, et elle sera limitée à $R \sim 15000$ au bord du champ (pour un pixel de 40μ situé à 5 mm du centre du champ et vu à 80 mm). On a donc dans cette application à grand champ une fonction d'appareil sensiblement variable dans le champ.

□ Carte des origines en λ

D'un pixel à l'autre i varie, et donc la longueur d'onde transmise à épaisseur donnée. Ainsi la longueur d'onde origine (par exemple $H_{\alpha 0}$) ne sera pas transmise sur le même canal pour les différents pixels. La première opération sera donc de déterminer à l'aide de la longueur d'onde de référence $H_{\alpha 0}$, et pour chaque pixel, le numéro du canal où apparaîtra avec un flux maximum cette longueur d'onde origine ; c'est la *carte des origines en λ* , appelée à tort carte des phases.

□ Résolution spatiale

Le pixel est dans ce montage l'élément d'échantillonnage spatial, et nous avons vu que la résolution spatiale dépend alors de tous les éléments optiques traversés. Pour ces raisons le spectre obtenu en un pixel n'est pas totalement indépendant du spectre enregistré sur les pixels contigus.

□ Les procédures de dépouillement et d'analyse de ces cubes 3 D ont été élaborées et mises au point par J. Boulesteix entre 82 et 85, elles ont été décrites exhaustivement dans la thèse de P. Amram 1991. Parallèlement, pour le traitement en temps réel, nous avons dû introduire de nombreuses variantes décrites dans le chapitre *survey H α* . On voit en fig. 26 comment l'on arrive grâce au balayage du Pérot-Fabry à constituer un cube de données (x, y, λ) et à analyser ces 256×256 petits spectres de 20 éléments spectraux chacun.

□ Créneau astronomique défini par les propriétés optiques. Ces spectromètres ont :

- un grand champ: un très grand nombre d'éléments spatiaux analysés simultanément,
- une résolution spectrale intermédiaire ou haute,
- un nombre limité d'éléments spectraux (à l'échantillonnage près c'est le nombre de pas de balayage),
- une grande luminosité puisque pour chaque pixel du champ il existe un canal où tout le flux incident de cette source est enregistré avec une transmission maximum.

Ils sont adaptés à l'étude des raies d'émission. L'étude des raies d'absorption exige un prémonochromateur à bande passante très propre et à grand champ 2 D. Même les meilleurs filtres interférentiels, 3 cavités, à bande passante quasi-rectangulaire sont insuffisants si l'on veut obtenir un profil en absorption de qualité photométrique ; les filtres interférentiels introduisent une modulation gênante qui influe sur le profil des raies en absorption, et ce d'autant plus que lorsque le Pérot-Fabry balayaie, le filtre interférentiel ne suit pas le balayage.

□ Utilisations astronomiques possibles.

Plusieurs équipes utilisent actuellement ces spectromètres à très grand champ Taurus, Cigale, Hifi. Elles ont optimisé l'instrument en fonction de leurs programmes spécifiques qui tous concernent la matière interstellaire ionisée dans les galaxies.

L'équipe de l'Observatoire de Marseille a optimisé son instrument pour l'étude de galaxies faibles au 3,60 m CFHT et pour l'étude des régions HII faibles dans la Galaxie et les Nuages de Magellan avec le télescope de 36 cm du Survey H α . La résolution spectrale a été choisie entre 12.000 et 24.000, elle est adaptée à la largeur moyenne de la raie d'émission H α dans les régions HII et les galaxies. La finesse a été choisie assez basse \mathcal{F} de 10 à 20 car, en raison du principe d'échantillonnage, elle entraîne automatiquement de 20 à 40 poses successives et donc une longue durée de l'observation totale, ces objets ayant une faible luminosité.

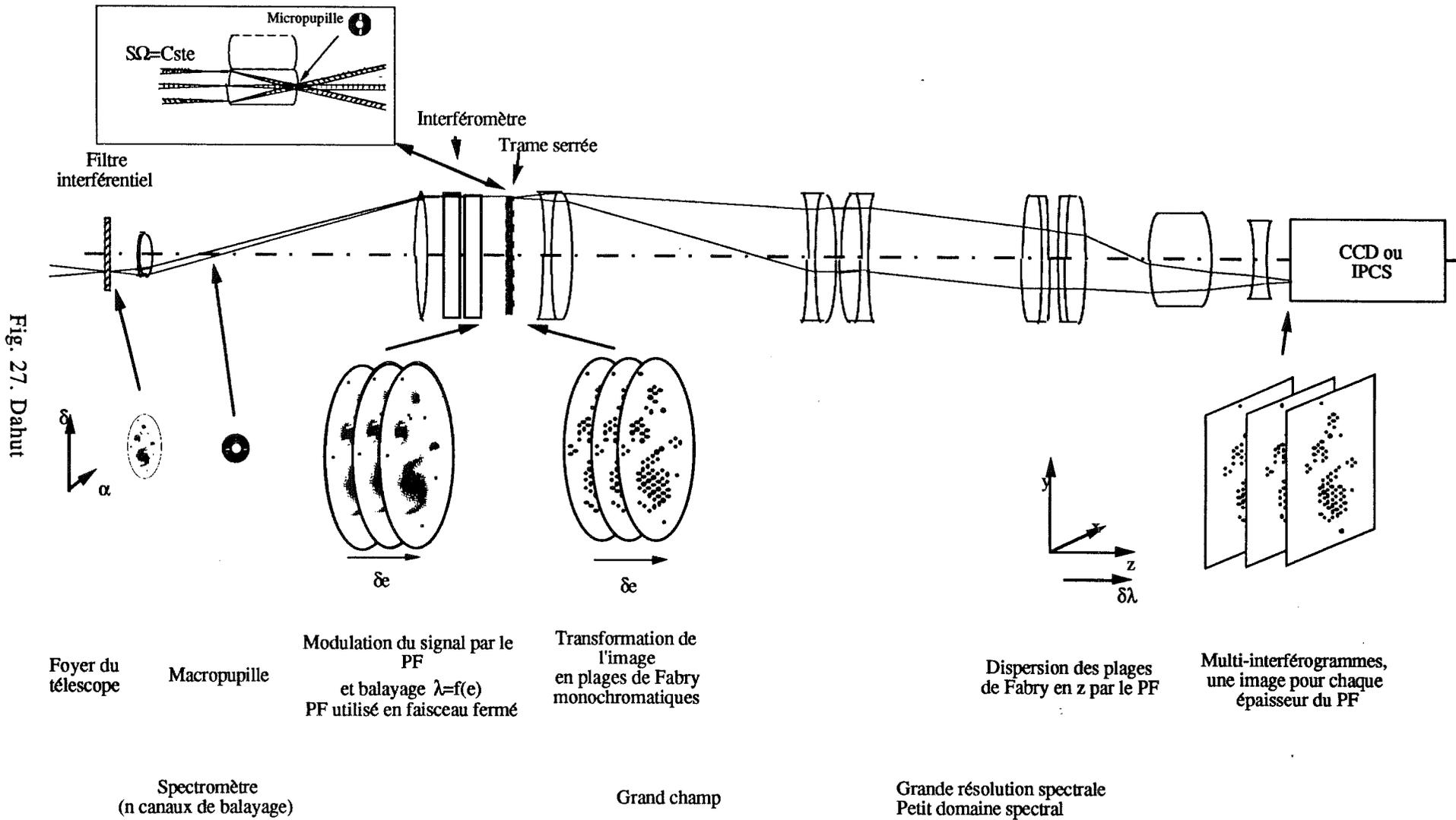
L'équipe de Reynolds et al. étudie la répartition de l'hydrogène diffus dans le plan galactique et hors du plan à haute latitude. Le télescope est petit de manière à avoir un très grand champ. La résolution spectrale est meilleure: $R \sim 20$ à 30.000 ; grâce à deux Pérot-Fabry en série ils obtiennent une grande résolution spectrale (celle du Pérot-Fabry le plus résolvant) dans un intervalle spectral plus grand (celui du Pérot-Fabry à ordre d'interférence le plus bas). Ce programme scientifique commencé en spectromètre avec un photomultiplicateur se poursuit désormais en multi-spectromètre avec un CCD. L'équipe Tully, Bland, Cécil a un programme d'objets assez brillants noyaux actifs de galaxies et objets à fort gradient de vitesses avec des grands télescopes. Ils ont donc choisi de garder une basse résolution spectrale ($R \sim 6.000$) en diminuant l'ordre d'interférence jusqu'à $p = 80$ et en augmentant la finesse jusqu'à $\mathcal{F} = 75$ ce qui supposerait 150 poses successives si l'on voulait balayer tout l'intervalle spectral libre et non juste la raie elle-même. Dans cette configuration Tully et al. peuvent profiter simultanément d'un très grand champ sur le ciel et d'un domaine spectral plus important.

17 SPECTROMETRE PEROT-FABRY A GRAND CHAMP ET TRAME DE LENTILLES - DAHUT -

- Le spectromètre de Pérot-Fabry Cigale que nous venons de décrire, était un montage quasi idéal à très grand champ et grande résolution spectrale. Il a en astronomie un créneau imprenable la cinématique et donc la dynamique du gaz ionisé dans les galaxies. Mais à l'heure où l'effort des grands télescopes porte sur la haute résolution spatiale et où les spectroscopes commencent à échantillonner à l'entrée nous avons cherché à concevoir un spectromètre de Pérot-Fabry qui ait cet avantage.

On reste donc à l'analyseur spectral unique le Pérot-Fabry, donc sans aucune division d'étendue, ce qui permet d'avoir a priori la plus grande étendue sur le ciel puisqu'elle est égale à l'étendue globale du récepteur.

Spectromètre Pérot-Fabry à grand champ à trame de lentilles: DAHUT (le COARER 1992)



• Le montage Dahut est représenté en fig. 27. Il ressemble au montage *Pythéas* mais sans grism et avec une trame bien plus serrée. La bonne utilisation du récepteur est d'avoir cette fois ci des images de micropupilles *juste séparées*, ce qui nous amène à choisir pour la trame de lentilles une finesse faible : $f = 2,5$.

. Application : avec un spectrographe de grandissement 1/2 et des pixels de 15μ on aura des micropupilles de 60μ à la sortie de la trame, chaque lentille de la trame ayant elle-même 150μ de diamètre. Pour un récepteur de 2000×2000 on pourra analyser simultanément 400×400 points de champ = 160.000 points discrétisés. Comme le but *ultime* * est de travailler à haute résolution spatiale à la future bonnette d'optique adaptative au foyer du télescope de 3m60 CFHT, (en prenant $0''2$ par lentille) les ouvertures seront F/8 sur le récepteur, F/16 à la sortie de la trame et F/40 à l'entrée de la trame. L'interféromètre de Pérot-Fabry situé juste avant la trame de lentilles dans le faisceau F/40 sera limité à la résolution spectrale $R = 12.000$. On a ainsi 160.000 spectres à haute résolution spatiale $0''4$ et à haute résolution spectrale $R = 12.000$ dans un domaine de 8 \AA avec 30 canaux de balayage.

• Comme Tully (1990) on peut faire d'autres choix en prenant un ordre d'interférence plus bas $p = 70$ et une finesse plus grande $\mathcal{F} = 40$. Cette dernière version est directement comparable au spectrographe de champ Tigre du 3,60 m du CFHT:

	Tigre	Dahut
R	~ 3000	3000
$\Delta\lambda$	~ 500 Å	~ 100 Å
champ	40 x 40 éléments	400 x 400 éléments
nombre de canaux	1	80

Ces deux montages sont strictement équivalents au point de vue efficacité. Le montage Dahut permet de gagner en champ au prix d'une longue séquence d'observation. En effectuant 80 poses successives sur des champs adjacents décalés avec le spectrographe Tigre on obtiendrait, dans le même temps, la même information totale qu'avec le montage Dahut. En fait Bland Cécil et Tully (1990) ont souligné qu'*il est plus difficile de reconstituer l'intégrité spatiale des données que l'intégrité spectrale*. Raccorder 80 petits champs de $8'' \times 8''$ est un fait très difficile ; plus les champs sont petits, plus il est difficile de les raccorder entre eux.

• Une variante de ce montage Dahut consiste à mettre l'interféromètre de Pérot-Fabry dans le spectrographe entre collimateur et caméra. Le principe de fonctionnement est exactement le même puisque le Pérot-Fabry agit dans les 2 cas en filtre spectral. On peut toutefois dire que :

- dans le montage Dahut le Pérot-Fabry situé devant la trame devra avoir une grande surface utile ~ de 80 mm. Il restera utilisé pour chaque lentille sur une surface minimum. Sa finesse sera la finesse théorique et on aura pour chaque spectre l'origine λ_0 sur le même canal.

* L'appellation Dahut est réservée aux incrédules que ce montage rend sceptiques. Les utopistes qui lui voient un intérêt et même un but ultime pourraient l'appeler ISEULT : Interféromètre SEquentiel ULtime.

- dans la variante le Pérot-Fabry situé dans le spectrographe aura une surface utile plus réduite $\varnothing \sim 40$ mm. Il sera utilisé sur toute sa surface et sa finesse sera donc moins bonne. L'origine λ_0 n'apparaîtra pas sur le même canal pour chaque spectre. On sera alors limité par les défauts du Pérot-Fabry utilisé à pleine ouverture. Il est important de souligner que lorsque les défauts de surface limitent la résolution, il y a non seulement une perte en résolution spectrale mais aussi en transmission $\tau = \frac{\mathcal{F}_D}{\mathcal{F}_R} \text{Arc tg } \frac{\mathcal{F}_R}{\mathcal{F}_D}$ avec \mathcal{F}_R finesse réflectrice et \mathcal{F}_D finesse de défauts.

- La trame de lentilles très serrée pourra être fabriquée globalement par gravure dans une enduction de résine photosensible et non plus lentille par lentille. Les lentilles sont en effet petites 150μ et peu ouvertes (F/16) et il y a peu de matière à enlever.
- Le montage Dahut sera intéressant dans l'infra-rouge où les récepteurs ont des formats limités. Application : avec un récepteur 256×256 on pourra simultanément étudier 50×50 points d'image de $0''2$ chacun. Pour des pixels de 40μ , on sera ouvert à F/20 sur le récepteur, F/40 à la sortie de la trame et donc F/100 à l'entrée de la trame au niveau du Pérot-Fabry. On sera limité à des résolutions de R~80000.

De manière générale l'évolution vers la haute résolution spatiale et l'utilisation de pixels assez gros entraîne des faisceaux très peu ouverts ce qui permet l'emploi facile de trames de lentilles et l'utilisation de Pérot-Fabry dans les meilleures conditions sur la tache centrale. On peut donc imaginer un montage Dahut très simple : foyer optique adaptative + Pérot-Fabry + trame + détecteur (fig. 28).

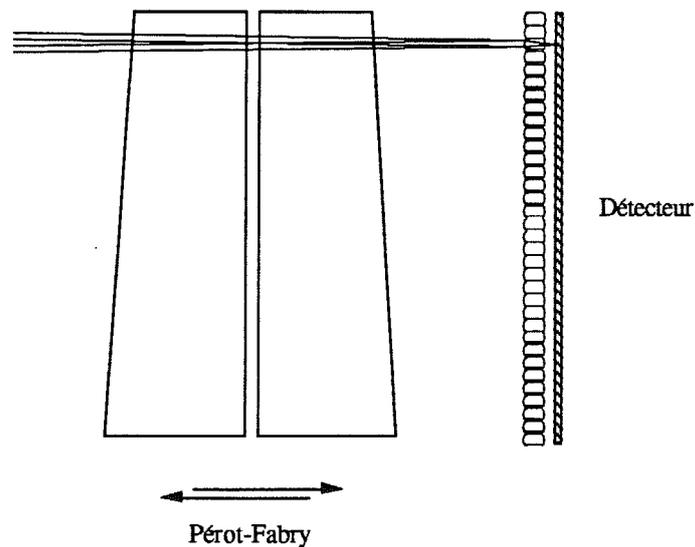


Fig. 28. Dahut montage direct

Ce montage Dahut souffre de la concurrence de Cigale, comme lui il n'est pas bien adapté aux raies en absorption.

18 SPECTROMETRE PEROT-FABRY DE CHAMP A GRAND DOMAINE SPECTRAL - PYTHEAS -

- dispersion croisée Grism + Pérot Fabry

□ Ce spectromètre a été décrit en détail (le COARER et al 1992a et 1992b). Nous résumons ses caractéristiques:

- Du point de vue spatial on peut analyser simultanément tous les points contigus d'un champ . Ici nous utilisons une trame de lentilles (Courtès 1980) mais les fibres optiques, par leur flexibilité, permettent un réarrangement spatial optimum le long d'une fente (Vanderriest 1984).

- Du point de vue spectral on analyse simultanément m éléments spectraux (qq centaines) d' où le nom de *multi-canal* et après avoir balayé un seul ordre on obtient des spectres complets de M éléments (de 5.000 à 10.000). C'est Chabbal (1958) qui le premier perçut l'intérêt de disposer de la haute résolution spectrale du Pérot-Fabry dans un grand domaine spectral.

□ L'ensemble du montage est montré en fig. 29. Nous l'avons surnommé **Pythéas** car il faut des Prismes, des Interféromètres et des Trames de lentilles pour faire l'Holométrie et l'Endoscopie des Astres et des Sources ; prismes et interféromètres pour être intégral spectral au sens de Chabbal (1958) et trames de lentilles pour être intégral de champ au sens de Courtès (1980).

□ Montage optique : information spatiale

Le montage optique utilisé est donc le spectrographe de champ de Courtès (1980). La trame de lentilles est utilisée en faisceau fermé de manière à dégager la place sur le récepteur pour permettre de disperser les micropupilles. Si le foyer du télescope est assez ouvert (par exemple F/8) un agrandisseur permet d'allonger la focale et d'arriver en faisceau fermé ($\sim F/200$) sur la trame de lentilles. On obtient à la sortie de la trame un réseau de micropupilles qui servent de fente. L'ensemble spectrographique classique, collimateur + grism + caméra, donne de ces micropupilles un ensemble de spectres pour tous les points contigus du champ. Un interféromètre de Pérot-Fabry situé en amont de la trame, dans le faisceau fermé, fonctionne comme un filtre de longueur d'onde. L'ensemble du montage est dessiné en fig. 29..

• Ce montage échantillonne à l'entrée avec la trame de lentilles. La résolution spatiale de Pythéas est:

seeing \otimes télescope \otimes (les éléments de la trame)

• Alors que Cigale avait un très grand champ - le nombre de pixels du récepteur -, Pythéas a un petit champ - le nombre de lentilles de la trame -. L'étendue élémentaire est extrêmement limitée 0"5 x 3,60 m ; l'étendue totale sur le ciel, même avec 400 spectres, reste réduite comparée à un imageur. La dimension du récepteur impose la longueur du spectre prédispersé : pour un 2000 x 2000 on aura par exemple 500 éléments d'échantillonnage soit 250 éléments spectraux; au delà on accroît le nombre de spectres tronqués c'est-à-dire que l'on réduit encore le champ utile. La proportion de

Spectromètre Pérot-Fabry de champ à grand domaine spectral, PYTHEAS (le Coarer et al 1992)

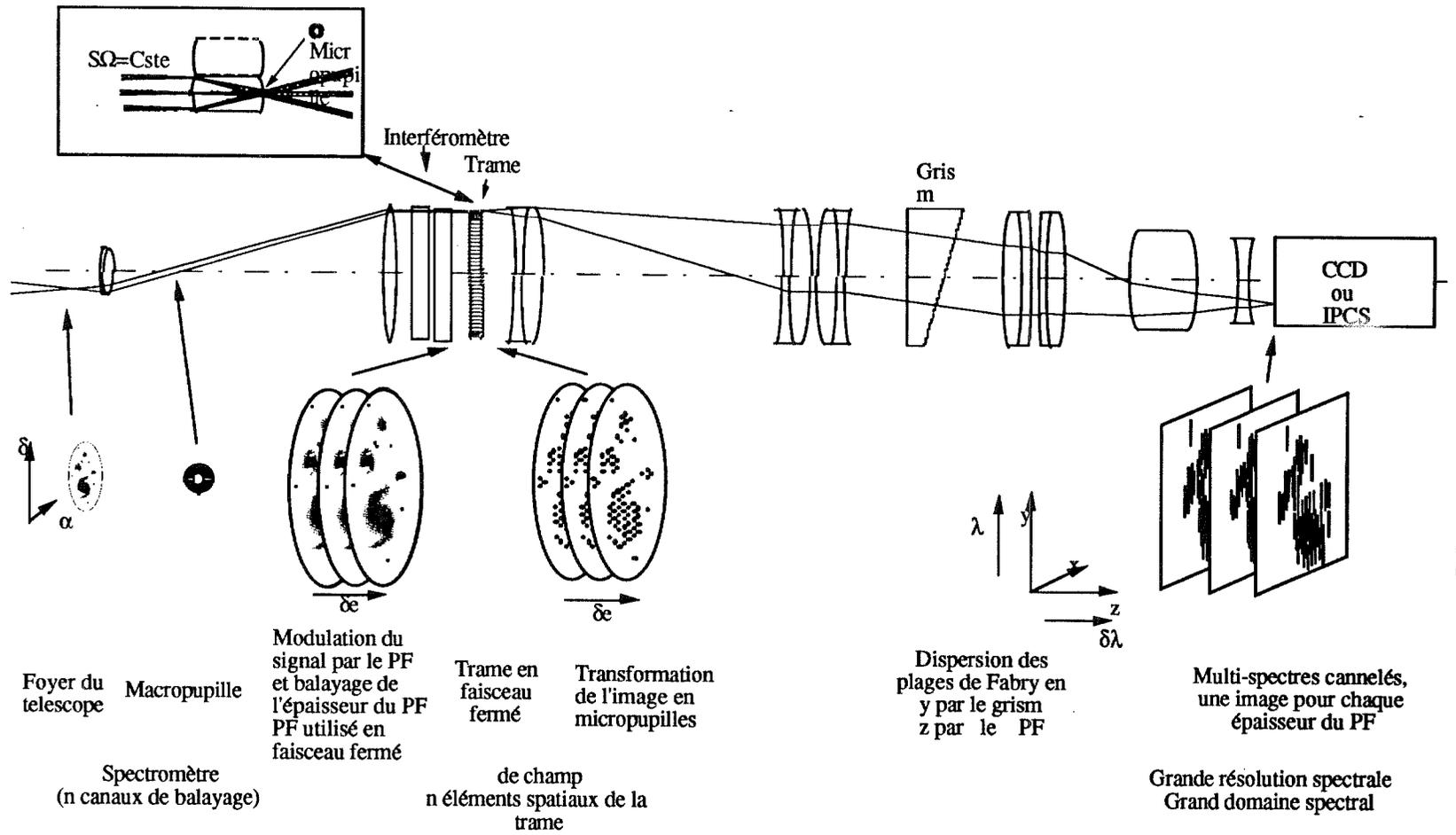


Fig. 29. Pythéas. ... ce n'est plus l'origine des longueurs d'onde...

... Les barbares nous montrèrent où dort le Soleil, c'est à dire l'endroit qui était pour toujours l'origine des nuits. A Thulé, le cercle... (Peri Okeanos)

extrait du Critias

Platon

Pythéas

spectres tronqués devient importante si le récepteur est très petit comme dans l'infrarouge. Le programme scientifique impose le rapport information spatiale/information spectrale que l'on veut enregistrer sur le récepteur. Comme nous l'avons vu ce rapport détermine les caractéristiques de la trame de lentilles en particulier sa *finesse*.

□ Montage spectroscopique : information spectrale

- Ce spectromètre est un spectromètre à dispersion croisée réseau + Pérot-Fabry. La résolution spectrale du Pérot-Fabry est quasiment illimitée, en fait la résolution spectrale est limitée par celle du réseau pré-disperseur séparateur d'ordres. Les grisms sont assez peu dispersifs et les objectifs de chambre ont des focales imposées assez courtes. On ne peut guère dépasser des résolutions spectrales de 3.000 avec ce type de prédisperseur. Avec un Pérot-Fabry de Finesse 30 on pourra porter cette résolution spectrale à $R = 60.000$.

- La résolution spectrale ne dépend que du produit de convolution

Pérot-Fabry \otimes (canaux de balayage),

elle est indépendante de la qualité optique de tous les autres éléments du montage et par analogie de langage on peut dire que le Pérot-Fabry effectue l'échantillonnage spectral à l'entrée. Mieux le Pérot-Fabry étant utilisé pour chaque lentille de la trame sur un petit diamètre et sous un angle fermé, on atteint alors la résolution théorique du Pérot-Fabry (fonction d' Airy).

Le nombre d'éléments spectraux pré-dispersés que l'on choisit d'obtenir du pré-disperseur entraîne la *finesse de la trame* : par exemple avec une finesse $f = 35$ si on entre dans la trame à $F/200$ on sort à $F/5,7$ (soit un collimateur réalisable sans aberrations trop élevées). La résolution limite du Pérot-Fabry utilisé à cette ouverture est $R_0 = 320.000$, résolution utilisée seulement sur le soleil et sur les planètes.

□ En résumé :

Dans ce montage la qualité des éléments optique (collimateur, grism, caméra, pixel du CCD) n'intervient ni sur la résolution spectrale ni sur la résolution spatiale. Elle intervient au 2^{ème} ordre pour la séparation des plages de Fabry monochromatiques.

Ce spectromètre permet d'analyser de l'ordre de 20×20 éléments du champ c'est-à-dire en pratique de 10 à 40 étoiles simultanément avec une grande résolution spectrale et dans un grand domaine spectral.

□ Analyse des plages de Fabry monochromatiques

Chacun des spectres se présente à un instant donné comme une suite de plages de Fabry : chacune est éclairée par un flux monochromatique $\delta\lambda$ et entre deux plages on a un intervalle spectral libre $\Delta\lambda = \mathcal{F} \times \delta\lambda$. Après balayage d'un seul ordre on disposera de \mathcal{F} spectres cannelés de m éléments spectraux, et en imbriquant correctement ces spectres entre eux on disposera de M éléments spectraux successifs de résolution $\delta\lambda$.

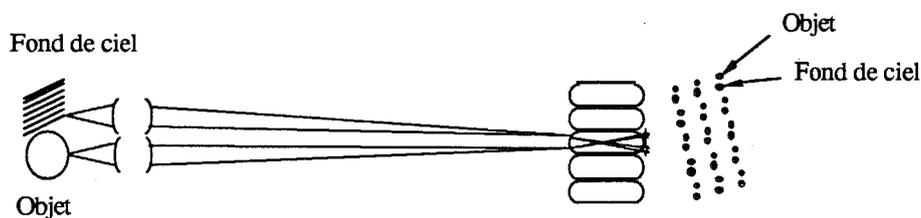
□ Soustraction du fond de ciel

- Avec sa haute résolution spatiale ce spectromètre Pythéas n'est pas trop gêné par le fond de ciel : il échantillonne le seeing, il n'acquiert donc que le *minimum incompressible de fond de ciel*, celui qui est situé devant l'objet lui-même.

- Une soustraction classique de ce minimum est toutefois indispensable. On peut alors utiliser les solutions suivantes :

- décaler le télescope et intégrer le fond de ciel à côté de l'objet. On n'aura pas les mêmes conditions photométriques sur le ciel puisque cette méthode n'est pas simultanée mais on aura les mêmes conditions photométriques sur le récepteur puisque l'on utilisera les mêmes pixels pour les mêmes longueurs d'onde. Le gain en rapport source/fond de ciel sera obtenu au détriment d'un plus long temps d'observation,

- mettre à l'entrée du spectromètre deux agrandisseurs jumeaux en parallèle l'un sur l'objet l'autre à côté sur le fond de ciel. Chaque lentille de la trame a un grand champ et n'est utilisée qu'à très petit champ, elle donnera des deux agrandisseurs deux micropupilles en son foyer. Il suffit en effet de prévoir cette possibilité au départ quand on détermine les caractéristiques de la trame. Pour répartir uniformément les spectres sur le récepteur il suffit que l'angle sous lequel on voit les deux agrandisseurs à partir de la trame de lentilles soit égal au demi-champ d'une lentille de la trame. La distribution des micropupilles sur le récepteur n'est alors plus à géométrie carrée (1 x 1) mais à géométrie rectangulaire (2 x 1) ce qui permet une utilisation plus harmonieuse du récepteur (on disperse spectralement selon le petit côté du rectangle). Ainsi un spectre sur deux est un spectre de fond de ciel, le champ sur le ciel est divisé par deux mais le spectromètre conserve sa *nature intégrale de champ* puisque le demi-champ observé sur la galaxie l'est totalement. Il y a simplement *imbrication* d'un demi-champ de l'objet et d'un demi-champ de fond de ciel enregistrés simultanément dans les mêmes conditions photométriques de transparence mais sur des parties différentes du récepteur.



- L'atout principal de Pythéas pour la soustraction du fond de ciel est sa haute résolution spectrale qui permet de résoudre toutes les raies et bandes moléculaires de OH du ciel nocturne et par suite de les soustraire. Dans la pratique pour les observations stellaires, entre 4000 et 6000 Å, on ne sera pas limité par le fond de ciel; tout au plus le sera-t-on entre 1 et 2 µm pour les sources infra-rouges.

19 SPECTROMETRE PEROT-FABRY MULTI-OBJETS A GRAND DOMAINE SPECTRAL - MORGANE -

- Les spectrographes multi-objets à masque sont fréquemment utilisés en astronomie pour l'étude des amas de galaxies et d'étoiles. En plaçant un interféromètre de Pérot-Fabry juste devant le grism, et en effectuant une séquence de balayage on transforme ces spectrographes en spectromètres multi-objets plus résolvant. On *dope* alors les capacités spectrales du spectrographe d'origine, c'est important pour les études d'amas ouverts et surtout d'amas globulaires dont l'étude dynamique exige une grande précision des vitesses radiales et souvent une bonne connaissance du spectre (études d'abondances). Nous appellerons familièrement cet instrument **Morgane** car c'est un Multi Objet Résolvant pour les Galaxies, Amas, Nébuleuses et Etoiles.
- Ce spectromètre fonctionne comme Pythéas et comme les autres spectromètres à dispersion croisée réseau + Pérot-Fabry et il convient de la même façon d'ajuster les résolutions spectrales du grism et de l'interféromètre.
- Les étoiles ou les galaxies du champ que l'on observe sont isolées par un masque percé de petits trous. Ces trous sont percés par une fraiseuse, une PUnching MACHine (Fort et al. 1986), ou par une LAser MACHine (Di Biagio, le Coarer et Lemaître (1990)) qui sont pilotées par l'ordinateur qui a enregistré le fichier CCD de l'image en lumière blanche du champ. Cette séquence d'observation imaginée par B. Fort, évite d'avoir à percer les multifentes (ou multi trous) à partir des coordonnées qui sont trop imprécises, elle a l'intérêt de corriger toutes les distorsions instrumentales puisque l'image est prise par l'instrument lui-même. On a donc dans le plan focal du télescope, au foyer du collimateur, de 20 à 150 petits diaphragmes. Ils sont généralement répartis de façon non ordonnée, comme les étoiles elles-mêmes; on peut aussi les répartir régulièrement pour l'étude d'une source étendue uniforme. Le grism en donne sur le récepteur des spectres à basse résolution; les objets doivent être sélectionnés de manière à éviter les recouvrements des spectres pré-dispersés entre eux.
- Pour chacune de ces étoiles du champ, l'interféromètre de Pérot-Fabry placé sur l'image de la pupille du télescope, juste avant le grism, est éclairé en faisceau à l'infini sous un angle i différent pour chacun de ces diaphragmes c'est-à-dire pour chacune de ces étoiles. Ici pour Morgane - comme pour Cigale - la même longueur d'onde n'apparaîtra pas au même canal pour les différentes étoiles du champ. L'étalonnage permettra d'établir la carte des origines en λ .
- Le Pérot-Fabry, comme dans Cigale, est ici utilisé sur une grande surface. Les défauts des lames, des couches multidiélectriques et des réglages dégradent alors la finesse; ces deux montages Cigale et Morgane sont donc inférieurs à Pythéas de ce point de vue.
- Limitation en résolution spectrale. Ce montage Morgane (fig. 30) comme le multi-spectromètre classique type Cigale est limité en résolution spectrale par la dimension du diaphragme (ou du pixel correspondant). La formule générale $p = \frac{2 ne \cos i}{\lambda}$ montre qu'une variation δi d'incidence d'un

Spectromètre Pérot-Fabry multi-objets à grand domaine spectral MORGANE (le Coarer 1992)

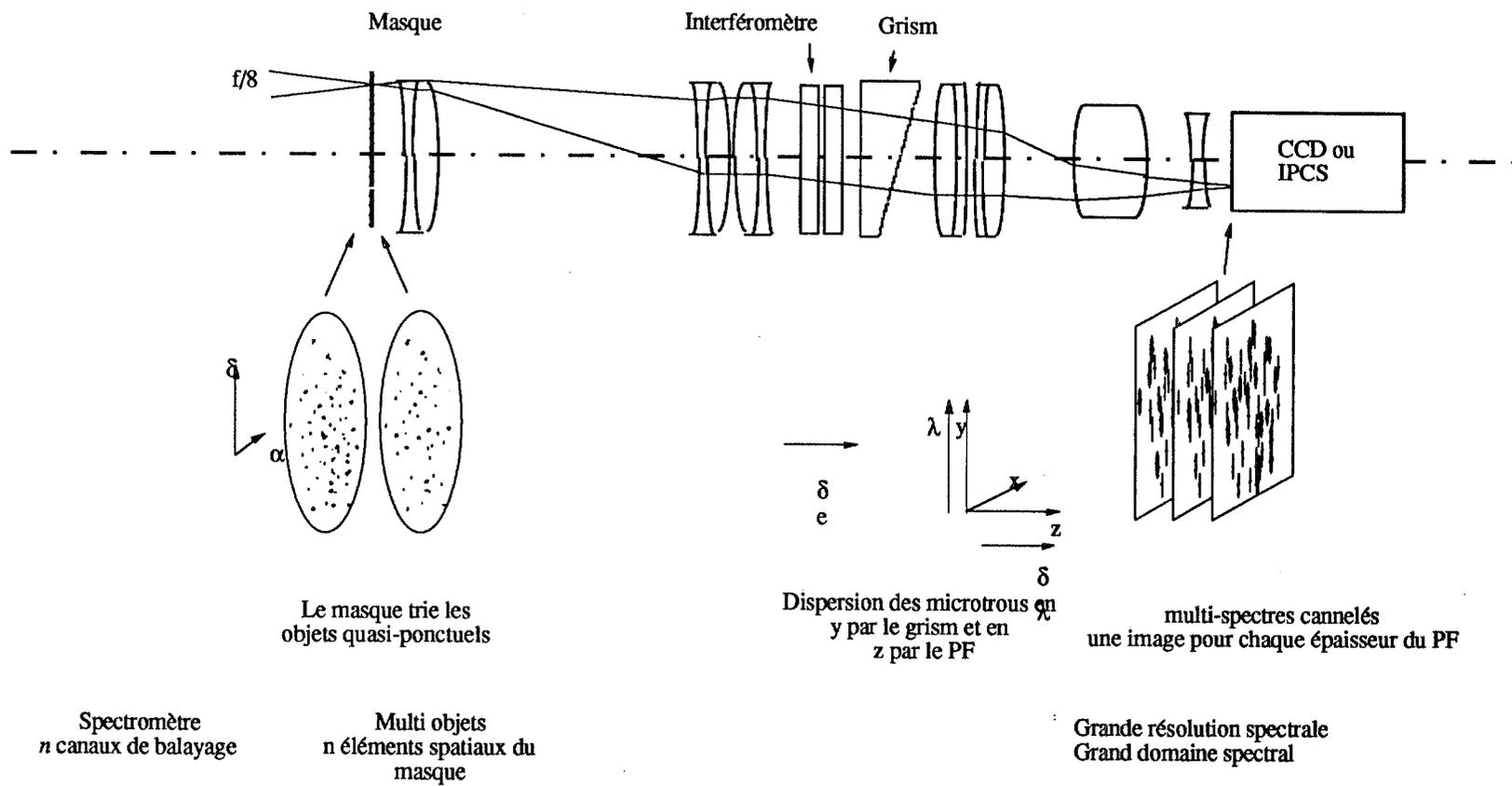


Fig. 30. Morgane

... c'était la femme la plus chaude et la plus luxurieuse de toute la Bretagne, Merlin lui avait enseigné l'astronomie et beaucoup d'autres choses, de sorte qu'elle était devenue bonne clergesse et qu'on l'appela plus tard Morgane la Fée...
Geoffroy de Monmouth...

bord à l'autre de chacun des trous du masque, vu du Pérot-Fabry sous l'angle i , entraîne un élargissement $\delta\lambda$ de la longueur d'onde transmise tel que :

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{\delta(\cos i)}{\cos i} \quad \text{d'où } R = \frac{\cos i}{\cos i (1 - \cos \delta i) + \sin i \sin \delta i}$$

Cette limitation en résolution spectrale dépend de la résolution spatiale (dimension du pixel) et du champ.

Si l'évolution de l'astronomie continue vers la haute résolution spatiale on pourra atteindre des résolutions spectrales de plus en plus hautes: pour 0"5 sur le ciel on atteindra $R = 73.000$ au bord d'un champ de 5' sur le ciel. Mais en fait ce spectromètre Morgane est essentiellement destiné aux étoiles situées à la périphérie des amas globulaires : il est tentant de choisir alors un diaphragme plus grand 2" sur le ciel pour un seeing de 1" de manière à intégrer le maximum de flux stellaire, ce que l'on peut faire puisque le fond de ciel n'est pas gênant pour des objets de 14^{ème} magnitude à cette résolution spectrale. On est alors limité à une résolution spectrale $R = 18.000$ au bord du champ et à $R = 36.000$ à mi-champ, ce qui est encore des plus honorables.

- Dans ce montage Morgane, comme pour le spectrographe d'origine dont il est dérivé, le récepteur est moins bien utilisé dans la mesure où la répartition des trous dans le masque suit la répartition désordonnée des étoiles dans le champ.

Morgane sans fentes, application au prisme-objectif

Enfin une variante intéressante de ce montage multi-objets consiste à travailler sans masque ni fibres, en Prisme Objectif, en choisissant un champ stellaire moyennement dense pour éviter les recouvrements excessifs des spectres entre eux, un amas ouvert par exemple. On se retrouve alors confronté avec certains problèmes chroniques de fond de ciel propres à cette méthode Prisme Objectif. Une différence essentielle toutefois : dans la méthode Prisme Objectif le fond de ciel parasite ramené sur chaque spectre est d'autant plus grand que l'on accroît la résolution spectrale (la dispersion du grism), ici l'interféromètre permet de *doper* par 20 la résolution spectrale sans accroître le fond de ciel. L'interféromètre agit comme un filtre spectral de la même façon sur les étoiles et sur le fond de ciel, tandis que le prisme agit par division d'étendue en ramenant sur une longueur d'onde donnée du spectre de l'étoile toute une série d'autres longueurs d'onde du fond de ciel situées en d'autres points du champ. Dans le prisme objectif classique le fond de ciel augmente proportionnellement à la résolution spectrale; ici avec une cross dispersion il est seulement proportionnel à la pré-dispersion du séparateur d'ordres. A résolution spectrale égale, le montage *Morgane sans fentes* permet de gagner en fond de ciel (et donc en magnitude limite) par rapport au Prisme Objectif classique, tout en limitant fortement la probabilité de recouvrements entre spectres.

20 SPECTRES CANNELES ET CORRELATION.

Tous les spectrographes permettent d'effectuer en différé des corrélations entre les différents spectres observés, c'est à dire rechercher une information commune à toutes les raies d'un spectre: la vitesse

de l'objet, la dispersion des vitesses. Avec un spectrographe multi-objets ou de champ on effectuera des corrélations entre les différents spectres du champ s'ils sont de même nature. Avec un spectrographe monostellaire, on effectuera des corrélations entre les spectres successifs observés et le spectre d'une étoile-type servant de référence. Cependant, cette possibilité requiert certaines conditions sur la fonction d'appareil, sur l'échantillonnage spectral, la régularité de la réponse du spectrographe en fonction de la longueur d'onde. Dans les deux instruments suivants, Coravel et Pythéas, cette adéquation entre l'instrument et la méthode de dépouillement a été optimisée:

□ Coravel

Un des sujets importants de l'astronomie est la mesure des vitesses radiales d'étoiles faibles. Ce problème a été parfaitement résolu par le spectromètre à corrélation Coravel pour des étoiles individuelles de type spectral F5 à M2.

Fellgett (1953) a montré que "if the only object is the measurement of a radial velocity, then it is not economic to observe all the details of a stellar spectrum. As the Doppler-Fizeau shift affects each stellar spectral line, one would like to sum up the radial-velocity information contained in all of the lines. The information peculiar to each individual line is thus lost, but the information in common is more rapidly obtained".

Ainsi on peut mesurer la vitesse radiale d'une étoile avec une grande précision de 1 km/s (1/60 Å) et un rapport signal/bruit voisin de 1, si l'on dispose d'un très grand nombre de raies. C'est le spectromètre analogique Coravel de Baranne et al. (1979) qui a le mieux exploité ces idées de corrélation débattues par Fellgett (1953), Griffin (1967), Walraven (1972) et Mayor (1979). Le spectromètre Coravel utilise 3000 raies simultanément et permet de mesurer avec une précision de 1 km/s la vitesse radiale d'étoiles de 14^{ème} magnitude au foyer d'un télescope de 1,5 mètre de diamètre. La terminologie de spectromètre est ici admise en raison du balayage du spectre devant sa grille et surtout par le fait de son récepteur de flux, un photomultiplicateur; mais en fait Coravel enregistre tous les éléments spectraux simultanément au moment de la corrélation.

Pour Coravel, Baranne (1977) a trouvé une solution optique élégante et presque parfaite au problème du "mismatch". On sait, $\frac{v}{c} = \frac{\delta \lambda}{\lambda}$, que la vitesse radiale cherchée v introduit un décalage $\delta \lambda$ proportionnel à λ ; ce $\delta \lambda$ est lui-même mesuré par l'intermédiaire du déplacement Δx de l'élément spectral observé selon une relation qui dépend des caractéristiques du réseau et du spectrographe:

$$\Delta x = \frac{N.F}{\cos \alpha'} \cdot \frac{v}{c} \cdot K\lambda$$

avec N nombre de trait du réseau, K ordre du réseau, $\cos \alpha'$ angle de diffraction du réseau, F focale de la chambre.

En différenciant on exprime le mismatch, ce fameux facteur de distorsion qui exclut totalement la solution simpliste intuitive qui consisterait à déplacer le masque lui-même devant le spectre de l'étoile.

$$\Delta \frac{(\Delta x)}{(\Delta x)_\theta} = \tan \theta \cdot \Delta \alpha' + \frac{\Delta \lambda}{\lambda \theta}$$

Une solution parfaite pour annuler ces deux termes a été proposée par Walraven, 1972, mais elle est

peu utilisable. Baranne 1977, a utilisé une solution simple approchée qui consiste à déplacer la fente (en fait une lame à faces parallèles oscillante déplace latéralement l'image de l'étoile) ce qui permet d'éliminer le premier terme et d'utiliser un réseau échelle avec un très petit nombre de traits ce qui permet de minimiser le deuxième terme. Coravel est donc optimisé de manière quasi-parfaite pour les corrélations analogiques directes ce qui permet un traitement de données très allégé. Coravel a été en astronomie le premier instrument à permettre l'analyse des données en temps réel. Quinze ans après, *le Survey H α et Pythéas transposent à deux dimensions ce même principe d'analyse en temps réel.*

□ Pythéas

Les spectromètres Perot-Fabry à spectre cannelé ont un avantage intéressant pour une corrélation directe. En effet la relation de base du spectromètre est ici $\frac{\delta e}{e} = \frac{\delta v}{c}$

avec :

- e épaisseur entre les lames de l'interféromètre
- δe variation élémentaire d'épaisseur entre les lames qui correspond à la variation élémentaire observable δv de la vitesse radiale de l'objet
- δv résolution spectrale exprimée en km/s (vitesse radiale)
- c vitesse de la lumière

on appelle $n\delta e$ la variation totale d'épaisseur que nous allons effectuer au cours d'un balayage complet.

Ces 3 paramètres du Pérot-Fabry e , δe , et $n\delta e$ sont indépendants de la longueur d'onde.

Lorsqu'on balaie l'interféromètre avec une résolution δe on a alors le même élément spectral résolu δv exprimé en km/s pour toutes les longueurs d'onde.

La résolution spectrale $R = \frac{e}{\delta e}$ est indépendante de la longueur d'onde.

• Considérons maintenant comment varient les paramètres essentiels du spectromètre quand on passe d'une longueur d'onde λ_1 à une longueur d'onde λ_2

- l'ordre d'interférence $P_2 = P_1 \cdot \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)$
- l'élément spectral résolu $(\delta\lambda)_2 = (\delta\lambda)_1 \cdot \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)$
- l'intervalle spectral libre $(\Delta\lambda)_2 = (\Delta\lambda)_1 \cdot \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^2$
- la variation d'épaisseur pour 1 I.S.L. $(\Delta e)_2 = (\Delta e)_1 \cdot \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)$
- le nombre d'ordres au cours d'un balayage $\left(\frac{n\delta e}{\Delta e}\right)_2 = \left(\frac{n\delta e}{\Delta e}\right)_1 \cdot \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)$
- la finesse $\mathcal{F}_2 = \mathcal{F}_1 \cdot \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)$

• Méthode d'observation

On appelle $n\delta e$ la variation totale d'épaisseur que nous allons effectuer au cours d'un balayage complet, elle est la même pour toutes les longueurs d'onde.

Nous appellerons *finesse de balayage* le rapport: $\mathcal{F} = \frac{n\delta e}{\delta e} = \frac{\text{épaisseur totale balayée}}{\text{épaisseur entre chaque pas}}$

On choisit d'ajuster le balayage de manière qu'un *balayage complet* $n\delta e$ fasse défiler exactement un intervalle spectral libre pour la radiation de plus grande longueur d'onde. On aura un balayage redondant dans le domaine bleu (nous verrons plus tard comment on utilise cette information supplémentaire pour accroître la précision de la mesure).

Pour avoir l'efficacité maximum de l'interféromètre il faut prévoir des couches multidiélectriques dont la *finesse effective* varie proportionnellement à la longueur d'onde :

$$\mathcal{F}_2 = \mathcal{F}_1 \cdot \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \quad \text{alors la finesse de balayage (qui est commune à tous}$$

les λ) sera égale à la finesse effective du Perot-Fabry pour toutes les longueurs d'onde.

Nous avons pu modéliser un revêtement multidiélectrique à 9 couches qui suit très bien cette loi.

Ainsi la finesse effective des couches dans le rouge et dans le bleu est toujours égale à la finesse de balayage.

Dans les spectromètres Pérot-Fabry à grand domaine spectral, à spectre cannelé, on dispose également d'un grand nombre de raies ce qui permet d'envisager ces techniques de corrélation. *On a la chance d'avoir pour une variation d'épaisseur δe du Pérot-Fabry un décalage de vitesses radiales qui est le même pour toutes les longueurs d'onde et un échantillonnage lui-même indépendant de la longueur d'onde.* Le Pérot-Fabry se prête donc bien à des mesures par corrélation. Ce spectromètre à deux dimensions permettra des mesures simultanées très précises de plusieurs objets dans un champ.

21 SPECTROMETRE PEROT-FABRY A BANDE PASSANTE MULTIPLE.

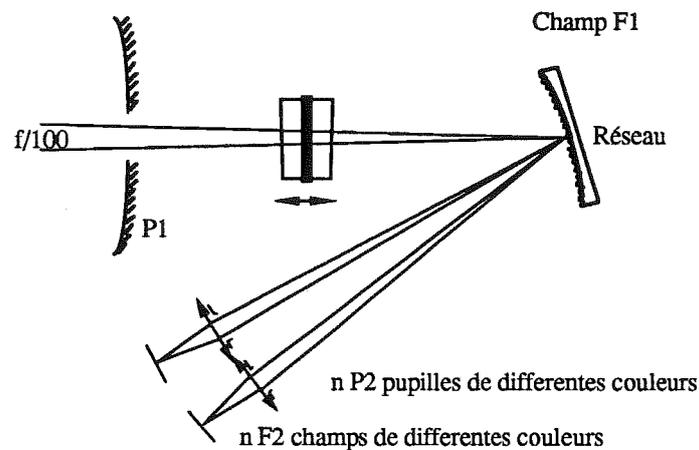
Nous avons déjà parlé du montage à bande passante multiple (Courtès et Viton 1965) lors du paragraphe de l'inversion champ/pupille. On forme l'image du champ observé sur un réseau concave qui disperse et réformé une série d'images en couleur de la pupille du télescope. Sur ces pupilles de différentes couleurs on place des petits objectifs qui chacun redonneront une image du champ initial observé mais dans la bande passante découpée par la position de l'objectif dans le spectre. *C'est de l'imagerie simultanée dans plusieurs bandes passantes.*

Atherton (1982) en calculant les *figures de mérite* des différents instruments a montré qu'il fallait choisir le concept de son spectrographe en fonction de la *densité de l'information spatiale* dans le champ observé et en fonction de la *densité de l'information spectrale*. Ce filtre à bande passante multiple est un instrument intéressant si l'on a assez peu de raies dans le spectre (c'est le cas des régions HII dans les galaxies). Par exemple si l'on considère 9 raies spectrales on peut répartir l'information côte à côte sur un grand récepteur ou sur 9 petits récepteurs séparés.

On peut maintenant imaginer sans peine de transformer ce multi-imageur en spectromètre Pérot-Fabry. L'interféromètre travaillerait en faisceau fermé, comme un filtre spectral très sélectif. *On pourrait scanner simultanément ces 9 images à grande résolution spectrale avec ce spectromètre très bien adapté à l'étude physique des régions III.* Il permettrait d'obtenir des vitesses radiales, des profils de raies, des rapports de raies et d'effectuer de la détection à grand contraste spectral.

Solutions proposées (fig. 31).

Il existe plusieurs variantes possibles selon que l'on utilise un réseau plan ou un réseau concave, de l'optique dioptrique ou catadioptrique, un grand récepteur unique ou plusieurs petits CCD. Voici un exemple de montage possible avec un réseau concave, une optique dioptrique et plusieurs CCD.



Imagerie à très haute résolution spectrale de quelques raies monochromatique

Fig. 31.

Exemple. En prenant au foyer d'un télescope de 3m60 une surface utile de 50 mm limitée par l'interféromètre et par le réseau, et en les éclairant à $F/40$ - ce qui limite la résolution spectrale à $R = 12.800$ -, on couvre alors un champ de $72''$. Si on réimage à $F/4$ pour conserver la résolution spatiale, on obtient des images monochromatiques de 5×5 mm et on peut envisager un détecteur CCD unique avec une optique spécifique intégrée dans le cryostat.

22 LE FOND DE CIEL.

C'est le fond de ciel qui limite en fait le plus souvent les performances des instruments et la capacité à le soustraire peut être un atout décisif. Avec le glissement des programmes astronomiques vers l'infra-rouge et l'amélioration constante du bruit de lecture des détecteurs, ce point ne peut que s'amplifier. Le spectre du ciel nocturne est constitué de raies d'émission de la haute atmosphère. Dans le domaine spectral rouge et plus encore dans l'infra-rouge le spectre du ciel nocturne est dominé par les bandes moléculaires de OH qui sont des raies fines $\sim 0.5 \text{ \AA}$ mais serrées (tous les $\sim 20 \text{ \AA}$).

22.1 Première règle - Ne prendre que le minimum incompressible de fond de ciel.

Le minimum incompressible est le fond de ciel situé devant l'objet lui-même, sur la ligne de vue.

□ *Les spectrographes sans fente* ne respectent pas cette règle. On inclut dans cette catégorie :

- les instruments à vision directe comme les Prismes-Objectifs placés devant des astrographes ou devant des télescopes de Schmidt,
- les Grisms ou les Grens* placés au foyer direct des grands télescopes,
- ou les réducteurs focaux à grism (comme Efosc) utilisés sans fente.

En chaque point λ du spectre de l'étoile on superpose la même λ du fond du ciel situé devant l'étoile plus la $\sum_{\lambda_1}^{\lambda_n}$ des λ de fond de ciel en provenance de points positionnés de 1 à n sur le ciel. En fait chaque pixel du récepteur reçoit tout le spectre du ciel nocturne mais seulement un seul élément spectral de l'étoile. Ces spectrographes sont donc multiplex vis à vis du ciel nocturne. Le rapport fond de ciel/objet sera d'autant plus élevé que la dispersion spectrale sera plus élevée.

Exemple. La magnitude limite pour un prisme objectif de 40 cm de diamètre à 120 Å/mm est la 14ème magnitude, pour un télescope de 3m60 avec un grens donnant 2000 Å/mm c'est la 17ème magnitude. La différence de magnitude limite est ici due à la différence de résolution spectrale et non à la différence de taille des télescopes. A résolution spectrale égale la magnitude limite est exactement la même pour les 2 télescopes puisqu'elle est définie par le fond de ciel, mais elle sera atteinte plus rapidement avec le grand télescope.

□ *Les spectrographes à fente* ou à multifentes constituent un progrès très important. On atteint le *minimum incompressible de fond de ciel* avec les spectrographes à haute résolution spectrale puisque la fente est très fine, plus fine que l'image de l'étoile. Mais on n'atteint pas ce minimum avec les spectrographes multifentes à basse résolution spectrale dont la fente reste large ~ 2" à 3" dans des sites où les images ne sont que ~ 0"5.

Les spectrographes de champ, à trames ou à faisceaux de fibres, bien qu'étant ouverts sur tout un champ et prenant tout ce champ, rentrent ici dans la catégorie des *spectro à fente*. Chaque lentille, comme chaque fibre, comme chaque diaphragme ou fente *isole une fenêtre* qui prend objet + fond de ciel et il n'y a plus aucun passage de fond de ciel d'une lentille de la trame sur le spectre d'une autre lentille de la trame. Le problème est également le même pour le spectromètre Pérot-Fabry à grand champ, type Cigale, dont chaque pixel ne reçoit que le fond de ciel en avant de l'objet lui-même.

• Exemple 1. Le spectrographe multi-objets basse résolution spectrale, type Puma, avec des fentes de 2" est bien optimisé pour les galaxies de l'amas Abell 370 qui ont un diamètre apparent moyen de 2 à 3". Il est encore assez bien optimisé, (type Efosc au 3m60 ESO) pour des galaxies plus lointaines et même pour les étoiles dans un site d'image moyenne 2". Par contre il sera mal optimisé au 3m60 CFHT avec des images de 0"5 pour des objets ponctuels car il prendrait du fond de ciel autour de l'objet.

* GRENS: GRating + IENS, réseau par transmission gravé sur la face arrière de la dernière lentille du correcteur de champ d'un grand télescope.

•Exemple 2. Les spectrographes de champ qui échantillonnent le seeing prennent le minimum incompressible de fond de ciel pour les étoiles comme pour les sources étendues.

22.2 Deuxième règle - Effectuer une soustraction *globale* du fond de ciel.

La méthode consiste à enregistrer un ciel nocturne de référence hors de l'objet puis à soustraire globalement son spectre du spectre de l'objet. Plusieurs méthodes sont utilisées suivant les goûts et les possibilités *mais dans toutes les méthodes on décide de perdre a priori soit une partie du temps d'observation, soit une partie du récepteur pour obtenir un gain en contraste donc en détection.*

Suivant la nature des objets astronomiques on distinguera :

- les sources ponctuelles en structure *éclatées*, amas d'étoiles ou de galaxies, pour lesquelles on peut intercaler sur le récepteur, des ponctions *in situ* de fond de ciel ,

- les sources *étendues* pour lesquelles il faudrait aller *prendre à l'extérieur* le fond de ciel très loin du champ observé.

□ Cas des sources multi-objets : les amas de galaxies ou d'étoiles - avec spectrographes ou spectromètres, à multi-fentes ou à multi-fibres.

• 1er choix. On prend le fond de ciel *en même temps* en intercalant des fentes de fond de ciel juste à côté des fentes situées sur les galaxies étudiées. On enregistre le fond de ciel en même temps, dans les mêmes conditions photométriques du ciel, mais on n'enregistre pas les spectres, galaxies/fond de ciel, sur la même partie du récepteur.

• 2ème choix. On prend le fond de ciel *après*. La stabilité photométrique du ciel a pu changer. On utilise la même partie du récepteur.

• 3ème choix. Solution mixte. On fait 2 poses successives, une première avec les galaxies en position sur les fentes A et le fond de ciel les fentes B, une deuxième pose où l'on inverse A et B. Ainsi la même partie du récepteur aura pu être utilisée et pour les galaxies et pour le fond de ciel.

Un autre élément important est l'échantillonnage du spectre du fond de ciel. Le spectre moyen de fond de ciel que l'on soustraira sera d'autant meilleur s'il est sur-échantillonné. Les spectres fond de ciel obtenus dans l'ensemble du champ sont tous identiques; on peut astucieusement disposer les fentes dans le champ avec un glissement progressif dans le champ par rapport aux pixels et l'on obtiendra, lors de la sommation, un *sur-échantillonnage*. Cette méthode est également utilisée avec les spectromètres de Pérot-Fabry. L'efficacité est prouvée. Pour un spectrographe à fente longue il faudrait imaginer une fente légèrement courbe pour obtenir le même bénéfice.

□ Cas des sources étendues : galaxies, nébuleuses

Ici la nature des objets observés est vraiment défavorable. Pour des galaxies du groupe local il faudrait aller chercher le fond de ciel à 1°, et le champ étudié ne dépasse jamais 10'.

Avec les spectrographes de champ, à trame de lentilles comme à fibres, on peut de la même manière réserver la moitié des fibres pour le fond de ciel, ou doubler l'agrandisseur par un frère jumeau qui donnera des pupilles intercalées donc des spectres intercalés. Cet agrandisseur jumeau peut être alimenté par un télescope auxiliaire plus petit en diamètre mais de même étendue $S\Omega$ qui amènera le

fond de ciel sur cette voie auxiliaire de référence. Par exemple un télescope de 36 cm prenant 10" de fond de ciel par spectre serait équivalent à un télescope de 360 cm prenant 1" de ciel.

Malheureusement cette instrumentation auxiliaire n'est pas en général disponible. Son utilisation alourdirait beaucoup les séquences de pointage et d'observation. Dans la réalité les spectrographes de champ qui travaillent sur des sources étendues n'effectuent pas cette soustraction globale de fond de ciel, pourtant même à 0"4 de fond de ciel par spectre ils doivent normalement détecter les raies de OH même si leur basse résolution spectrale empêche de les résoudre.

22.3 Troisième règle - Effectuer une soustraction *sélective fine* du fond de ciel.

Si l'on a la chance de disposer d'un spectroscopie à haute résolution spectrale on est sauvé dans presque tous les cas car cette haute résolution permettra de bien identifier les raies parasites et de les distinguer des raies de l'objet.

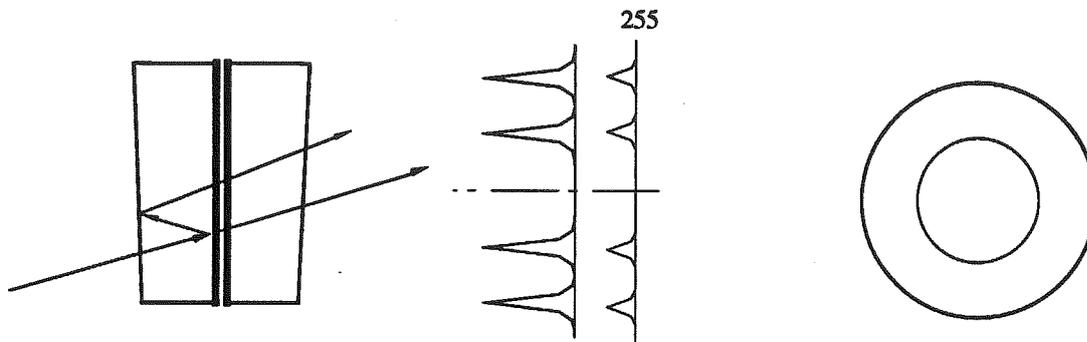
Les spectromètres qui pourront intégrer le ciel nocturne dans le plus grand champ auront bien sûr le meilleur pouvoir de détection du ciel nocturne à résolution spectrale égale. Mais avec certains spectrographes performants à fente longue comme Carelec - à 30 Å/mm de dispersion -, on enregistre et on identifie une à une toutes les raies de OH du ciel nocturne. Ces spectres sont parfaitement connus, théoriquement et observationnellement; on les retrouve toutes les nuits avec plus ou moins d'intensité, leur identification est parfaite, on ne peut pas confondre leur contribution avec le spectre de l'objet étudié. On *travaille donc* entre ces raies du ciel nocturne.

Les différents spectromètres Pérot-Fabry précédemment décrits - Cigale, Pythéas, Morgane, Dahut, BPM - bénéficient de cet avantage par rapport au fond de ciel.

23 LES REFLETS.

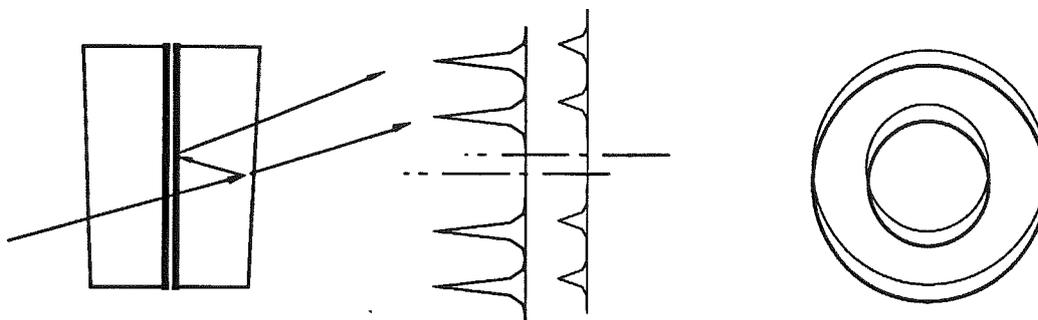
□ Dans le montage classique des spectrographes à étalon de Pérot-Fabry comme pour les multi spectromètres de Pérot-Fabry (Cigale) il y a des reflets importants entre le filtre interférentiel et les lames du Pérot-Fabry mais aussi entre ces surfaces réfléchissantes et la surface partiellement réfléchissante du récepteur.

Si le reflet a lieu *en amont* des faces réfléchissantes de l'interféromètre la lumière de ces reflets repasse selon les mêmes lois du Pérot-Fabry en y ajoutant une modification de l'éclairement du champ.



Reflets en amont du PF: modification du champ

Si les reflets ont lieu *en aval* des faces réfléchissantes les faisceaux qui ont déjà interférés créent un système d'anneaux parasite excentré qui vient brouiller le système principal.



Reflets en aval PF: brouillage des systèmes d'anneaux

Fig. 32. Reflets en amont et en aval du Perot-Fabry.

- *En amont*, le flux qui contribue aux reflets est dû à de la lumière incidente monochromatique, rejetée au premier passage par le Pérot-Fabry comme incidence non permise, mais qui au deuxième passage (3ème trajet) se retrouve sous une incidence permise par simple décalage géométrique. C'est de l'information *complémentaire et parasite* correspondant à du flux monochromatique venant d'autres points du champ. Ces reflets sont très gênants. Le rapport flux parasite/flux principal s'accroît encore si la bande passante du filtre interférentiel est décalée par rapport à la longueur d'onde observée.

- *En aval*, la lumière est réfléchi par la face arrière non traitée de la 2ème lame de l'interféromètre (4%) ou par le récepteur (~ 10 à 20%). Dans ce cas au contraire le reflet est dû au flux monochromatique transmis par le Pérot-Fabry donc *emprunté* au faisceau principal observé.

Dans les montages classiques, les reflets sont nettement visibles si la nébuleuse est brillante; on peut alors mettre une densité entre le filtre interférentiel et le Pérot-Fabry la source est atténué 1 fois et les reflets le sont 3 fois d'où un gain relatif en contraste. De manière générale ces reflets sont inévitables, c'est *la rançon de la grande étendue* de faisceaux acceptée par le Pérot-Fabry. Dans les instruments sans champ, il suffit d'incliner légèrement les lames du Pérot-Fabry et les surfaces réfléchissantes pour renvoyer hors du champ ces reflets.

□ Dans le spectromètre Pythéas, il n'y a pratiquement pas de reflets. La présence d'un faisceau peu ouvert et d'un diaphragme dans le 1er étage entre le filtre interférentiel et le Pérot-Fabry bloque tous les reflets. La présence d'une grille à la sortie de la trame, dans le 2ème étage, bloque également beaucoup de lumière parasite:

- en amont, dans le circuit *filtre interférentiel - agrandisseur - lentille de champ - Pérot-Fabry*, l'interféromètre est éclairé sous une incidence fermée. Si $\lambda = \lambda_{\text{permis}}$ par le Pérot-Fabry alors le flux est transmis. Si $\lambda = \lambda_{\text{non permis}}$ le faisceau se réfléchit mais à moins d'un télécentrisme parfait il est bloqué au retour par le diaphragme; s'il franchissait le diaphragme, la partie réfléchie par le filtre interférentiel serait renvoyée vers le Pérot-Fabry sous la même incidence initiale et ne serait donc pas transmise vers le récepteur.

- en aval, dans le circuit *trame - grille - collimateur - grism - caméra-récepteur* les faisceaux retour en provenance du grism ou du récepteur sont déjà partiellement bloqués par la grille située en arrière de la trame. Les faisceaux qui ont pu repasser par la grille ressortent (passage 2) en faisceau plus ouvert (à l'ouverture de la grille) et le Pérot-Fabry en renvoie une part importante sur la grille. La faible lumière parasite restante, qui aurait pu traverser 3 fois la grille, serait répartie partout sur le récepteur.

24 QUEL RECEPTEUR POUR UN SPECTROMETRE ?

En 1992 le CCD est le meilleur récepteur des spectrographes car il permet de mesurer des positions de manière précise.

Pour les spectromètres, par contre, le problème peut encore se poser. La stabilité de l'image sur le récepteur n'est plus un point crucial, et ce défaut des IPCS n'est donc plus rédhibitoire. L'avantage du balayage rapide des IPCS est un atout qu'il faut savoir apprécier. Mais d'autres arguments: dynamique du récepteur, rendement quantique, rapidité de relecture de l'image sont également importants.

Les performances attendues ne sont pas indépendantes du choix du détecteur. Un détecteur de type CCD implique des poses de l'ordre de une à plusieurs minutes par "canal" sur le Pérot-Fabry, et peut amener à des limitations liées au bruit de lecture. Un détecteur à comptage de photons, bien que d'un rendement quantique inférieur, ne souffre pas de ces limitations, et peut s'avérer meilleur pour certaines applications:

si k est le gain en rendement quantique du CCD/IPCS, et q son bruit de lecture en e^-/px , le rapport S/B de croisement entre la zone de supériorité du CCD (fort rapport S/B) et de l'IPCS (faibles rapports S/B) est

$$(S/B)_{\text{critique}} = \frac{q}{\sqrt{k}(\sqrt{k}-1)} .$$

Exemple

. un CCD épais actuel: $k \sim 4$ en moyenne et $q = 7 e^-/px$

$$\Rightarrow (S/B)_{\text{critique}} = 3.5/px$$

. un CCD "idéal" mince: $k \sim 6$ et $q = 3 e^-/px$
 $\Rightarrow (S/B)_{\text{critique}} = 0.85/px$

24.1 Cas des spectromètres Pérot-Fabry à très grand champ, qui enregistrent un petit domaine spectral - Cigale -

Ce cas a été bien discuté et de manière contradictoire par Bland et al. (1990) et Amram (1991)

- en faveur du CCD plaide sa plus grande efficacité quantique et maintenant son grand champ puisqu'il y a peu d'IPCS à ce jour qui ont 2000 x 2000 pixels physiques.

- en faveur de l'IPCS c'est la grande rapidité de balayage qui permet d'échapper à toute variation photométrique éventuelle de l'atmosphère en cours de balayage, et l'absence de bruit de lecture.

P. Amram a montré, qu'avec un CCD et des poses de 5 minutes par canal, on pouvait avoir des variations photométriques d'un facteur 2 au cours d'un balayage complet. Le contrôle photométrique par une voie auxiliaire est lourd à utiliser. Il est par contre possible d'utiliser le continuum des étoiles brillantes du champ et les raies du ciel nocturne pour corriger ces variations photométriques. Cette procédure de correction des flux à l'inconvénient de multiplier le bruit dans les mêmes proportions.

La solution d'avenir serait peut-être un CCD en mode "transfert" : une partie du récepteur serait réservée à l'acquisition directe, l'image pourrait être rapidement glissée sur l'autre partie et on aurait le temps de la lire pendant l'acquisition du canal suivant. Le balayage sera ainsi plus rapide, et la perte de temps de lecture éliminée, tant qu'elle reste inférieure au temps d'intégration par canal.

24.2 Cas des spectromètres Pérot-Fabry à grand domaine spectral (Pythéas et Morgane).

Les arguments restent les mêmes mais les fluctuations photométriques du ciel sont moins critiques. On n'observe plus ici une raie d'émission unique dans un petit domaine spectral ce qui est le cas le plus difficile car une variation brutale de flux d'un canal à l'autre fausse le profil de la raie. On observe ici des raies d'absorption nombreuses dans un grand domaine de longueur d'onde c'est-à-dire que sur l'ensemble des cannelures on aura un continuum total intégré relativement stable et pouvant servir de référence photométrique. Si, dans quelques cas particuliers, cela s'avérait insuffisant on pourrait toujours, après repérage des raies, réitérer en n'utilisant que la partie continue pour cet étalonnage photométrique.

24.3 Autres problèmes.

- La faible dynamique des IPCS plaide contre ces récepteurs. Les spectromètres qui analysent des raies d'émission à très fort contraste, ou qui ont un grand champ incluant une étoile brillante,

nécessitent des récepteurs à grande dynamique.

- Pour l'étude des raies en absorption, on a besoin d'un grand rapport signal sur bruit, donc d'un grand nombre d'évènement compté sur un même pixel, la rapide saturation des IPCS est également un handicap.

25 LES FIBRES OPTIQUES ET LES SPECTROMETRES DE PEROT-FABRY.

Comment concilier dans les montages optiques les fibres optiques qui travaillent en faisceau ouvert et les Pérot-Fabry qui travaillent en faisceau fermé ?

□ Les fibres optiques permettent de réarranger à volonté à l'entrée du spectrographe le champ observé au foyer du télescope. Exemple : le spectrographe de champ à trame et à faisceau de fibres (Courtès 1982). Les fibres optiques transmettent le flux mais ne conservent pas parfaitement l'étendue. Leur étendue de sortie est assez grande, par exemple 100μ à $F/3$, et comme l'on ne peut guère concevoir de l'optique plus ouverte on est ramené sur le récepteur à une *tache image minimum* de l'ordre de grandeur de la fibre elle-même (80 à 100μ par exemple) ce qui va bien pour des récepteurs à gros pixels de 40 à 50μ mais ce qui conduit avec des pixels de 15μ à un sur-échantillonnage. Cette technique des fibres optiques est aujourd'hui un peu à la limite de ce côté-là. On peut espérer une évolution vers des fibres plus fines à condition que les récepteurs n'évoluent pas en même temps vers des pixels encore plus petits.

□ Comment utiliser un Pérot-Fabry travaillant en faisceau fermé pour doper la résolution spectrale des spectrographes des grands télescopes :

- 1^{er} cas - Spectrographe de champ

On utilise à l'entrée une trame de lentilles + un faisceau de fibres.

On met le Pérot-Fabry à l'entrée dans le faisceau peu ouvert ($\sim F/100$ ou $F/200$). On ajuste la finesse de la trame de lentilles pour retrouver l'ouverture d'attaque des fibres optiques ($F/6$). Le faisceau de fibres sert à réorganiser et transporter les micropupilles sur la fente d'un spectrographe classique. Ce *Pythéas trame + fibres* a toutes les qualités du *Pythéas à trames*, plus une utilisation optimale du récepteur au prix, il est vrai, d'une perte sensible d'étendue et de transmission.

. Il n'y a donc sur les grands télescopes aucune difficulté à doper la résolution spectrale d'un spectrographe de champ avec un interféromètre de Pérot-Fabry.

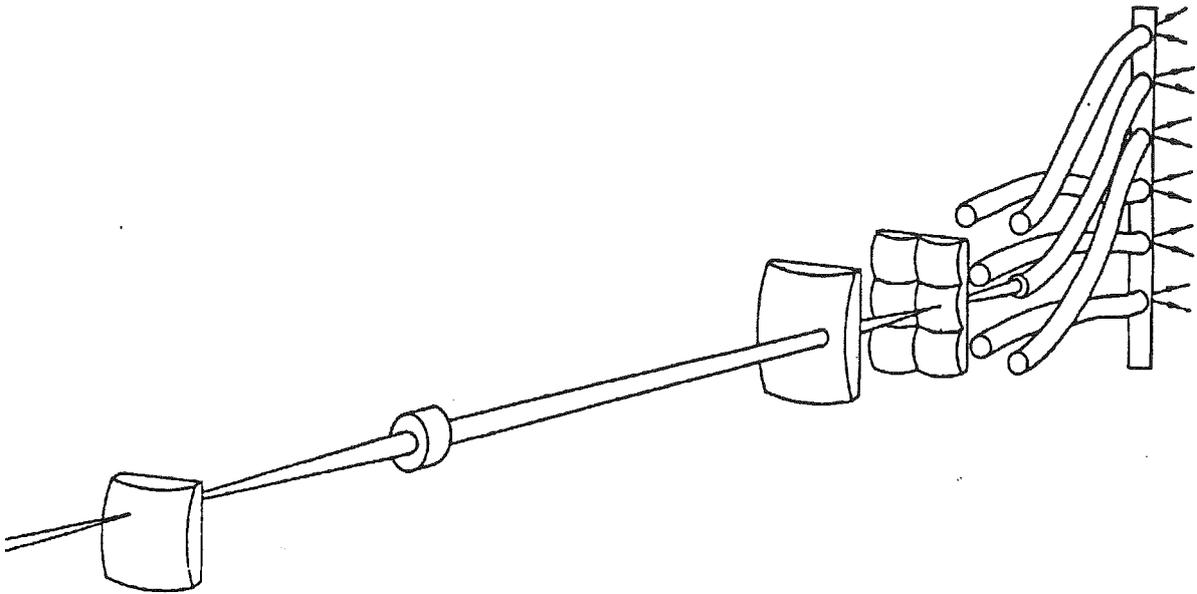


Fig. 33. Couplage trame de lentilles + fibres optiques. Courtès 1982.

• 2ème cas - Spectrographe multi-objets à multi-fibres.

- Il n'est pas possible de mettre l'interféromètre dans le spectrographe, entre collimateur et caméra, car le diamètre utile de la pupille des grands spectrographes du V.L.T. sera trop grand $\varnothing \sim 200$ mm.

Il n'est pas non plus possible de le mettre à l'entrée car le champ observable peut atteindre 80 cm de diamètre au foyer du V.L.T.

- La seule solution serait l'assemblage suivant :

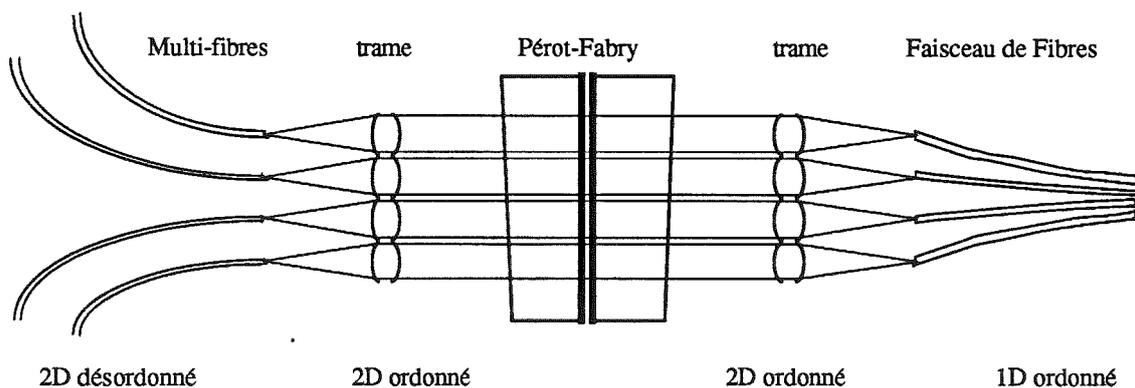


Fig. 34. Assemblage irréaliste...

Il faudrait donc ajouter 2 trames + 1 faisceau de fibres au spectrographe initial. On pourrait dans des conditions classique atteindre des résolutions spectrales $R = 80.000$ pour 400 éléments spatiaux éclatés observés simultanément avec un interféromètre de 50 mm de diamètre. Mais ce montage est irréaliste : trop compliqué techniquement et risquant de perdre en transmission.

26 FACTEUR DE MERITE DES SPECTROMETRES ASTRONOMIQUES AU Foyer D'UN TELESCOPE A OPTIQUE ADAPTATIVE .

Au foyer d'un télescope à optique adaptative, par exemple le télescope de 3m60 CFHT, on aura des images corrigées de haute résolution spatiale, 0"3 par exemple, dans un champ limité par la cohérence de la turbulence atmosphérique.

L'étendue élémentaire d'échantillonnage sera très petite, au mieux $3^m60 \times 0''15$, et il faudra la ramener sur des pixels qui peuvent aller de 15μ (dans le visible) à 40μ (dans l'infra-rouge). Les faisceaux optiques correspondants seront très fermés : F/11 dans le visible et F/30 dans l'infra-rouge.

Le champ sera limité soit par le champ d'isoplanétisme de l'optique adaptative soit par le nombre de spectres que l'on pourra répartir sur le récepteur c'est-à-dire le nombre d'éléments spatiaux du champ que l'on pourra analyser simultanément.

Le facteur de mérite optimum sera pour le spectrographe dont le champ naturel sera de l'ordre de grandeur du champ de l'optique adaptative. La correction complète de la turbulence permet une image de 0"066 pour un 3m60 dans un champ de 2"5. La correction partielle (tip-tilt...) conduit à une image nettement moins bonne de 0"3 dans un champ plus grand de 50". Ce rapport champ / échantillonnage -i.e. le nombre d'éléments spatiaux analysables simultanément- est constant de l'ordre de 150×150 éléments spatiaux.

Evidemment ce spectrographe devra être à échantillonnage à l'entrée pour ne pas dégrader la haute résolution spectrale du télescope. Les spectrographes multi-objets sont éliminés de cette compétition car l'optique adaptative ne peut couvrir qu'une infime partie de leur champ. Les spectrographes de champ classique auront un bon facteur de mérite mais leur basse résolution spectrale reste un handicap pour beaucoup de problèmes astrophysiques à résoudre.

La très haute résolution spatiale n'a en effet souvent d'intérêt que si on arrive à l'associer à de la très haute résolution spectrale intermédiaire, jusqu'à $R = 20$ ou 30.000 par exemple.

- si la source est diffuse et continue, galaxies par exemple, les différences spectrales perceptibles entre 2 points distants de 0"15 resteront en général minimales, sauf pour un trou noir supermassif, et nécessiteront une haute résolution pour les différencier spectralement,

- si la source est un agrégat d'étoiles presque en contact, coeur d'un amas globulaire, les différences spectrales, d'étoile à étoile voisine, seront très fortes mais l'analyse spectrale nécessaire pour les abondances chimiques ou la dynamique stellaire ne pourront se faire qu'à haute résolution spectrale.

De toute évidence le spectromètre Pérot-Fabry, de champ à haute résolution spatiale et spectrale aura un facteur de mérite très élevé.

27 L'AVENIR DES SPECTROMETRES PEROT-FABRY.

Nous avons essayé de *ressusciter* des spectromètres inventés par Jacquinet, Chabbal et Pelletier, Connes, Fellgett, Tully en montrant combien ces montages optiques, variés et astucieux, étaient bien adaptés à la haute résolution spatiale.

□ Toutes ces idées *d'optique interférentielle* ont été développées entre 1950 et 1970 (colloques de 1958 et 1967 de spectroscopie instrumentale de Bellevue) mais à l'époque les seuls récepteurs de flux disponibles étaient le photomultiplicateur (1 seul pixel) et la caméra électronique (grand champ mais d'utilisation et de dépouillement effroyables).

Aujourd'hui, et depuis 1980, on dispose de récepteurs de flux à grand champ, CCD et IPCS.

□ Le balayage des interféromètres de Pérot-Fabry s'effectuait par variation de pression dans un sas. Leur emploi en laboratoire exigeait métier et doigté. Au foyer mobile d'un télescope cela pouvait devenir l'enfer, c'était très souvent l'inefficacité.

Aujourd'hui, et depuis 1980, les interféromètres de Pérot-Fabry à balayage piézo-électrique sont de véritables bijoux, très fiables, livrés clés en main avec dispositif d'asservissement et de pilotage.

□ Les astronomes des années 50 et 60 utilisaient des spectrographes nébulaires à fente à très petit champ. Il fallut attendre les années 70 pour voir apparaître la fente-longue, et les années 80 pour voir les premiers spectro multi-objets et spectro de champ grâce notamment à Courtès.

Aujourd'hui les astronomes utilisent pour la plupart des instruments 3D et veulent même des cubes de données de plus en plus grand, à grande résolution spatiale et à grande résolution spectrale. Mais les récepteurs restent à 2D sauf si l'on effectue des enregistrements successifs au prix d'un long temps d'observation.

□ La quantité de données que l'on pouvait enregistrer puis traiter restait faible. L'enregistrement des spectrogrammes au microphotomètre était une procédure longue, les ordinateurs étaient rares et moins performants, les logiciels étaient inexistant. Toute cette évolution technique a maintenant renversé le problème, et il est devenu possible d'avoir des spectromètres qui sont de véritables analyseurs 3D :

- déjà depuis Tully (1974) le multi-spectromètre Pérot-Fabry à grand champ, (type Hifi, Taurus, Cigale) avait remplacé le spectromètre interférentiel de Jacquinet-Dufour (1948),

- de même le multi-spectromètre à transformée de Fourier à grand champ de Maillard (1991) vient de remplacer les premiers Michelson-Fourier à diaphragme de Connes (1958) tout au moins pour les faibles résolutions spectrales,

- enfin le spectromètre Pérot-Fabry de champ à grand domaine spectral, (Le Coarer et al. 1991), remplacera le SIMAC de Chabbal et Pelletier 1964.

En 1892 sous la direction de Macé de Lépinay, Charles Fabry présentait sa thèse sur la "Théorie de visibilité et de l'orientation des franges d'interférences". En 1896 Perot et Fabry inventent leur interféromètre et en quelques années résolvent de nombreux problèmes métrologiques : mesures d'épaisseur (1896), mesures de petites différences de potentiel (1898), mesures de longueurs d'onde..... En 1905 Fabry sur le soleil, et en 1910 Fabry et Buisson sur la nébuleuse d'Orion commencèrent les premières applications astronomiques qui n'ont fait depuis que s'amplifier.

Pour fêter ce centenaire G. Courtès vient de demander à l'IAU d'organiser un colloque où Physiciens et Astronomes feraient le point sur cet interféromètre, "qui n'a jamais cessé d'étonner ses utilisateurs", à la lueur des futurs télescopes géants adaptatifs et des récepteurs contemporains.

3.6 Références Pythéas

- Abelès F., 1948, *Ann. Physique*, 12ème série, t. 3, p. 505
- Abelès F., 1958, *Jour. Phys. Radium* t. 19, p. 327
- Amram P., 1991, Thèse de Doctorat, Université de Provence
- Atherton P.D., Taylor K., Pike C.D., Harmer C.F., Parker N.M., Hook R.N., 1982, *MNRAS* 201, 661
- Babcock H.D., 1927, *ApJ* 65, 140
- Baranne A., Mayor M., Poncet J.L., 1979, *Vistas in Astronomy* 23, 279
- Bates B., Byrne F.N., Giaretta D.L., McCartney D.J., McQuoid A.J., 1978, *High resolution spectrometry*, p. 420, Coll. Trieste, Ed. by M. Hack
- Blaise J., 1958, *J. Phys. Radium* 19, 335
- Bland J., Tully R.B., Cecil G.N., 1990, *SPIE Vol. 1235, Instrumentation in Astronomy VII*, p. 590
- Born M., Wolf E., 1959, *Principles of Optics*, pp. 58-69, Ed. Pergamon Press
- Boulesteix J., Georgelin Y.P., Marcelin M., Monnet G., 1983, *Proc. SPIE, International Society Optical Engineering, Instrumentation in Astronomy, V*, p. 37
- Bousquet P., 1968, *Spectroscopie instrumentale*, Ed. Dunod
- Bowen I.S., 1927, *PASP*, 39, 295
- Buisson H., Fabry Ch., Bourget H., 1914 *ApJ* 40, 241
- Caplan J., Grec G., 1976, *A & A* 47, 59
- Chabbal R., 1958, *J. Phys. Radium* 19, 246
- Chabbal R., Jacquinet P., 1961, *Revue Opt. Théor. Instrum.* 40, 157
- Chabbal R., Pelletier R., 1964, *Proc. of Conf. on Phot. and Spectro. Optics, Tokyo, Jap. J. Appl. Phys.* 4, Suppl. I, 1965, p. 445
- le Coarer E., Georgelin Y., Monnet G., 1992a, *CRAS Paris (sous presse)*
- le Coarer E., Georgelin Y., Bensammar S., 1992b, *A&A (soumis)*
- le Coarer E., 1992c, *Messenger (en projet)*
- Connes J., 1958, *J. Phys. Radium* 19, 197
- Connes J., 1958, *J. Phys. Radium* 19, 262
- Connes P., 1986, *J. Optics (Paris)*, Vol. 17, p. 5
- Courtès G., 1960, *Ann. Astrophys.* 23, 2, 115
- Courtès G., 1964, *AJ* 69, 325
- Courtès G., Viton M., 1965, *Ann. Astrophys. t. 28, n° 4*, p. 691
- Courtès G., Georgelin Y., 1966, *IAU Symp. 29*, p. 442, Buyrakan
- Courtès G., Georgelin Y., 1967, *J. Physique* 28, C2, 218
- Courtès G., Carranza, G., Georgelin Y., Monnet G., Pourcelot A., 1968, *Ann. Astrophys.* 31, 63
- Courtès G., 1980, *1er Col. du Com. Français du Tel. Spat.: Photométrie bidimensionnelle* p. 241
- Courtès G., 1982, *Instrumentation for Astronomy with Large Optical Telescopes*, p. 123

- Courtès G., Georgelin Y.P., Bacon R., Monnet G., Boulesteix J., 1987, Santa Cruz summer workshop, Univ. of California, July 1987
- Di Biagio B., le Coarer E., Lemaître G., 1990, SPIE, Instrumentation in Astronomy
- Drude P., 1890, Wied. Ann., 39, 481
- Dufour Ch., 1950, Thèse d'Etat, Faculté des Sciences Paris
- Dufour Ch., 1952, Revue d'Optique 31, 1
- Edser E., Butler C.P., 1898, Phil. Mag. 46, 207
- Fabry Ch., 1892, Thèse, Ann. Fac. Sc. Marseille, 5, 63
- Fabry Ch., 1905, C.R. Acad. Sci. Paris 140, p. 848 et 1136
- Fabry Ch., Perot A., 1897, Ann. Chim. Phys. 12, 459
- Fabry Ch., Perot A., 1899, Ann. Chim. 16, 115
- Fabry Ch., Perot A., 1910, ApJ 21, 97
- Fabry Ch., Buisson M., 1910, ApJ 31, 97
- Fellgett P., 1953, Optica Acta 2, 9
- Fellgett P., 1958, J. Phys. Radium 19, 187 et 237
- Fizeau H., Foucault L., 1845, C.R. Acad. Sci. Paris 21, 1155
- Fizeau H., Foucault L., 1845, C.R. Acad. Sci. Paris 22, 422
- Foucault L., 1878, Recueil des Travaux Scientifiques, Ed. Gauthier-Villars
- Fort B., Mellier Y., Picat J.P., Rio Y., Lelièvre G., 1986, SPIE Vol. 627 Instrumentation in Astronomy VI
- Griffin R.F., 1967, ApJ 148, 465
- Ingelstam E., 1958, J. Phys. Radium 19, 209
- Jacquinet P., 1942, Revue d'Optique 21, 15
- Jacquinet P., Dufour C., 1948, J. Rech. Cent. Nat. Rech. Sci. 2, 91, 103
- Jacquinet P., 1954, J. Opt. Soc. America 44 n° 10, p. 761
- Jacquinet P., 1954, XVII Congrès du Groupement pour l'Avancement des Méthodes Spectroscopiques
- Jacquinet P., 1958, le Journal de Physique et le Radium, t. 19, p. 223
- Jacquinet P., Dufour Ch., 1948, J. Rech. Cent. Nat. Rech. Sci. 2, (1948-1949) 91, 103
- Léna P., 1986, Méthodes Physiques de l'Observation en Astrophysique, Ed. CNRS. Savoirs Actuels.
- Lichten W., 1985, J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 2 n° 11, p. 1869
- Louise R., 1970, Thèse d'Etat, Université d'Aix-Marseille 1
- Macé de Lépinay, Buisson H., 1903, C.R. Acad. Sci. Paris 135, 283
- Maillard J.P., 1990, Annual report du Canada-France-Hawaii Telescope
- Mack J.E., McNutt D.P., Roesler F.L., Chabbal R., 1963, Applied Optics, Vol. 2, No. 9, 873
- Mertz L., 1958, J. Phys. Radium, 19, 233
- Monnet G., 1970, A & A 9, 420
- Monnet G., 1990, 2ème sem. Bulletin du CFHT n° 23, p. 7
- Perot A., Fabry Ch., 1899, ApJ 9, 87
- Reynolds R.J., 1980, ApJ 236, 153

- Reynolds R.J., Roesler F.L., Scherb F., Harlander J., 1990, SPIE, Vol. 1235, Instrumentation in Astronomy VII
- Ring, J., 1978, High resolution spectrometry p. 70, Coll. Trieste, Ed. by M. Mack
- Rouard P., 1937, Thèse,
- Saint John C.E., Babcock H.D., 1917, ApJ 46, 138
- Serkowski K., High resolution spectrometry p. 245, Coll. Trieste, Ed. by M. Hack
- Strong J.D., Vanasse G., 1958, J. Phys. Radium 19, 192
- Tully R.B., 1974, ApJS 27, 449
- Vanderriest C., Courtès G., Donas J., 1984, J. of Optics, 15, 237
- Vaughan J.M., 1989, The Fabry-Perot Interferometer, Ed. Adam Hilger
- Walraven Th., Walraven J.H., 1972, Auxiliary Instrumentation for large telescopes, Ed. Lausten S. and Reiz A., ESO, p. 175
- Walker D.D., Diego F., 1985, MNRAS 217, 355
- Werniche W., 1878, Pogg. Ann., 8, 65
- Wiener O., 1887, Wied. Ann., 31, 629

Présentation des autres travaux

1 Loi d'extinction dans le LMC et rapport Gaz/ poussière

De 1983 à 1985 j'ai préparé une thèse de troisième cycle dans le groupe Nuages de Magellan de l'Observatoire de Marseille avec L. + M. L. Prévot et J. Lequeux sur le sujet: EXTINCTION INTERSTELLAIRE ET RAPPORT GAZ/POUSSIÈRE DANS LE GRAND NUAGE DE MAGELLAN (LMC). Les données d'archives IUE concernant tous les spectrogrammes (1175-3100Å) à basse résolution ($\sim 7\text{Å}$) des étoiles chaudes (étoiles O et B normales) du LMC ont été rassemblées et examinées, et au cours d'une mission IUE à laquelle j'ai participé (Février 1984), des observations complémentaires de nouveaux objets rougis ont été obtenues. Parallèlement, des mesures au sol concernant l'ensemble de ces objets ont été compilées et même effectuées dans certains cas: données photométriques dans le visible et l'infrarouge, classifications stellaires MK.

J'ai commencé par mettre au point un logiciel de traitement des spectres IUE à petite résolution car, à l'époque, rien de semblable n'était implanté sur le Harris de l'Observatoire. Après examen des données photométriques (diagrammes en deux couleurs, droites de dérougissement,...) et des spectres visibles (classification MK des étoiles du LMC non encore classées), j'ai pu établir des courbes d'extinction interstellaire, obtenues par la méthode des paires, de 25 étoiles rougies du LMC comparées chacune à plusieurs étoiles très peu rougies du LMC. Plusieurs centaines d'images IUE ont ainsi été traitées. D'autre part, après prolongement de la calibration de IUE en deça de Lyman alpha, j'ai pu mettre en évidence le profil d'absorption de l'hydrogène interstellaire qui prédomine (par rapport à l'absorption stellaire) dans les types d'étoiles étudiées. La modélisation de la raie Lyman alpha interstellaire et du continu stellaire sous-jacent, puis la comparaison des ailes des profils observés et calculés, m'ont permis de faire une détermination de la densité de colonne de l'hydrogène sur la ligne de visée. L'ensemble de ce travail a conduit à trois résultats:

- Avec un bien plus grand nombre d'objets j'ai confirmé le résultat de Koornneef(1981): l'extinction interstellaire du LMC dans le visible et l'infrarouge n'est pas sensiblement différente de celle de la Galaxie, en particulier le rapport "R" est voisin de 3.
- Par contre l'extinction interstellaire du LMC dans l'ultraviolet est différente de l'extinction galactique moyenne: en général, la courbe d'extinction est plus raide du côté des courts lambdas et la "bosse" à 2200Å est moins marquée comme l'avaient trouvé Nandy (1981) et Koornneef(1981); il y a cependant des exceptions à cette loi moyenne et une grande partie de mon travail a été consacrée à étudier ces différences en fonction de nombreux paramètres avec le plus de soin possible. Ce travail infirme partiellement celui de Fitzpatrick (1985).

-Finalement, en ce qui concerne le rapport gaz/poussière dans le LMC j' ai aussi confirmé, sur un échantillon beaucoup plus important, que ce rapport est environ 4 fois plus grand que dans la Galaxie, résultat en très bon accord avec la métallicité plus faible du LMC.

**EXTINCTION et RAPPORT GAZ/POUSSIÈRE
DANS LE GRAND NUAGE DE MAGELLAN**
E. LE COARER, observatoire de Marseille.

Une centaine d'étoiles O et B, observées avec le satellite IUE dans le grand nuage de Magellan, ont été étudiées; plusieurs observations

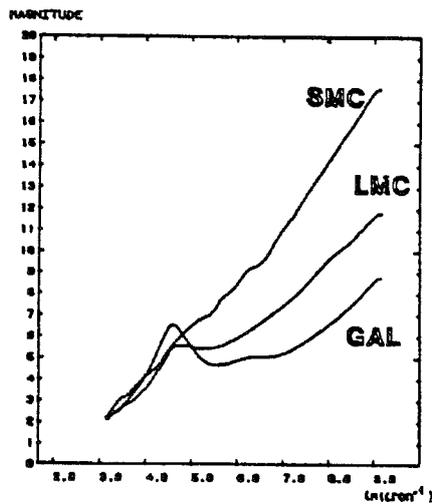
16

spécifiques de ce travail ont été complétées par des observations au sol depuis l'observatoire européen austral à La Silla ce qui a permis d'établir des paires d'étoiles ayant une même classification spectrale et une luminosité absolue comparable. Ces étoiles diffèrent par le rougissement dû à l'extinction de la matière interstellaire; nous avons pu ainsi en déduire la loi d'extinction moyenne du GNM.

De même, ont été rassemblées toutes les observations photométriques en infrarouge dans les bandes R,I,J,H,K pour prolonger la loi d'extinction dans l'infrarouge et fixer ainsi la valeur du rapport $R=3,32$, qui est donc peu différent de celui de la Galaxie $R=3,1$.

Parallèlement, le rapport gaz/poussière a été recalculé à partir des colonnes densités d'hydrogène obtenues à l'aide de l'absorption de l'hydrogène interstellaire dans la raie Lyman alpha à 121,6nm $NH/E(B-V)=2,23 \cdot 10^{21}$ atome/cm², soit 4,6 fois plus que dans la Galaxie.

La loi d'extinction moyenne obtenue est représentée ci-dessous ainsi que celle du Petit Nuage de Magellan (J. Lequeux, M.L. Prévot) et celle de la Galaxie (B.D. Savage, J. Mathis).



Les lois calculées pour différentes étoiles présentent des différences importantes: la présence ou non de la bande d'absorption à 220nm attribuée aux grains de graphite; un gradient d'absorption plus ou moins fort dans l'UV lointain.

Des étoiles présentent une loi «galactique» sans que le rapport gaz/poussière soit différent de celui du GNM. L'adjonction à la classification spectrale MK d'une classification dans l'UV a permis d'affiner la détermination du type spectral des étoiles O-B et de s'affranchir des effets de la présence à 190nm d'une série de raies du FeII extrêmement sensible au type spectral, qui déformaient la loi d'extinction. Il semble donc possible d'étendre cette méthode à d'autres galaxies proches grâce à la Faint Object Camera qui équipera le télescope spatial.

2 Articles généraux de CIGALE

Quand J. Lequeux m'a demandé de travailler avec l'équipe CIGALE, j'ai commencé par m'initier à tous les aspects de la réduction et de l'interprétation des données de CIGALE. En effet, J. Boulesteix obtenait les premières données de cet instrument et avait réalisé une première version des dépouillements. Dès les premières missions auxquelles j'ai participé en Arménie, au CFHT, à l'ESO, j'ai été confronté aux problèmes de jeunesse de cet instrument et aux sujets scientifiques abordés. Souvent le problème majeur était la quantité importante de données à interpréter. J'ai été amené à introduire des outils de visualisation mettant en valeur certains caractères physiques des objets, comme par exemple l'aspect filamentaire du cœur de M31 difficile à faire sortir d'un continuum très élevé. Cette observation est par ailleurs le point de départ d'un programme de détection de gaz dans le noyau des galaxies elliptiques (J. Boulesteix)

Astron. Astrophys. 178, 91–94 (1987)

ASTRONOMY
AND
ASTROPHYSICS

Kinematics of ionized gas in the center of the Andromeda nebula (M31)

J. Boulesteix¹, Y.P. Georgelin¹, E. Lecoanet¹, M. Marcellin¹, and G. Monnet²

¹ Observatoire de Marseille, 2 place Le Verrier, F-13004 Marseille, France

² Observatoire de Lyon, F-69230 Saint Genis-Laval, France

Received November 4, accepted December 23, 1986

De même j'ai été confronté au problème de la soustraction des raies du ciel nocturne et cette difficulté avait été responsable d'une mauvaise interprétation d'interférogrammes classiques avec des étalons fixes. Le problème principal était de constituer un spectre très propre du ciel nocturne à partir de tous les points de l'image où l'objet est faiblement présent; c'est problématique pour des objets étendus tels que les galaxies proches comme NGC 6946 ou les régions de la Galaxie. Ce sont ces différentes études qui m'ont amené à concevoir le principe du dépouillement en temps-réel du Survey H α . Il était très important de pouvoir donner immédiatement à l'observateur le contenu de l'observation pour lui permettre de décider de son intérêt et déceler les problèmes éventuels.

Kinematics of ionized gas in the spiral galaxy NGC 6946

F. Bonarel¹, J. Boulesteix², Y. P. Georgelin², E. Lecoarer², M. Marcellin², R. Bacon³, and G. Monnet³

¹ Max-Planck-Institut für Astronomie, Königstuhl, D-6900 Heidelberg, Federal Republic of Germany

² Observatoire de Marseille, 2 place Leverrier, F-13004 Marseille, France

³ Observatoire de Lyon, F-69230 Saint Genis-Laval, France

Received February 23, accepted June 18, 1987

La méthode classique des interférogrammes de Pérot-Fabry sur plaques photographiques ou tubes images n'avait jamais permis de tracer le profil des raies. Avec les premiers essais de Cigale, les profils se présentaient sous forme d'histogrammes de 16 canaux de balayage. En améliorant l'échantillonnage spectral et en écrivant les logiciels nécessaires j'ai pu produire des profils suffisamment précis pour permettre la décomposition en différentes composantes galactiques (bras spiraux) ou en sous-structures dans un même complexe de régions HII (Nuages de Magellan). Les articles suivant en témoignent:

Astron. Astrophys. 205, 95–104 (1988)

ASTRONOMY
AND
ASTROPHYSICS

Galactic structure between $l = 305^\circ$ and 312° *

Y. M. Georgelin, J. Boulesteix, Y. P. Georgelin, E. Le Coarer, and M. Marcellin

(with the technical collaboration of A. Viale)

Observatoire de Marseille, 2 Place Le Verrier, F-13248 Marseille Cedex 04, France

Received February 22, accepted April 20, 1988

Astron. Astrophys. 208, 230–238 (1989)

ASTRONOMY
AND
ASTROPHYSICS

Scanning interferometer observations of the SNR N186D in the Large Magellanic Cloud *

A. Laval¹, M. Rosado², J. Boulesteix¹, Y. P. Georgelin¹, M. Marcellin¹, G. Monnet³, and E. Le Coarer¹

¹ Observatoire de Marseille, 2 Place Le Verrier, F-13248 Marseille Cedex 04, France

² Universidad Nacional Autónoma de México, Instituto de Astronomía, Apartado Postal 70-264,

Ciudad Universitaria, CP-04510 México D.F.

³ Canada-France-Hawaii Telescope Corporation, P.O. Box 1597, Kamuela, HI 96743, USA

Received February 15, accepted June 21, 1988

Interferometric H α observations of the H II region Gum 36*

Y.M. Georgelin, J. Boulesteix, Y.P. Georgelin, E. Le Coarer, M. Marcelin, and A. Viale
Observatoire de Marseille, 2 Place Le Verrier, F-13248 Marseille Cedex 04, France

Received March 13, accepted September 15, 1989

ASTRONOMY & ASTROPHYSICS
SUPPLEMENT SERIES

FEBRUARY 1991, PAGE 353

Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 87, 353-360 (1991)

Composantes gazeuses présentes en direction du reste de Supernova N120*

A. Viale, A. Laval, J. Boulesteix, Y.P. Georgelin, E. Le Coarer et M. Marcelin
Observatoire de Marseille, 2 place Le Verrier, 13248 Marseille Cedex 4, France

Received 9 July; accepted 14 September 1990

Gaseous components along the line of sight to the Supernova remnant N120

Astron. Astrophys. 238, 315-324 (1990)

**ASTRONOMY
AND
ASTROPHYSICS**

Scanning interferometer observations of the shell N 186E in the Large Magellanic Cloud*

M. Rosado¹, A. Laval², J. Boulesteix², Y.P. Georgelin², A. Greve³, M. Marcelin², E. Le Coarer², and A. Viale²

¹ Universidad Nacional Autónoma de México, Instituto Astronómico, Apartado Postal 70-264, Ciudad Universitaria, CP-04510 México, D.F.

² Observatoire de Marseille, 2, Place Le Verrier, F-13248 Marseille Cedex 04, France

³ IRAM, 300 rue de la Piscine, Domaine Universitaire, F-38406 St. Martin d'Hères Cedex, France

Received February 14, accepted May 3, 1990

ASTRONOMY & ASTROPHYSICS
SUPPLEMENT SERIES

FEBRUARY 1991, PAGE 353

Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 87, 353-360 (1991)

Composantes gazeuses présentes en direction du reste de Supernova N120*

A. Viale, A. Laval, J. Boulesteix, Y.P. Georgelin, E. Le Coarer et M. Marcelin
Observatoire de Marseille, 2 place Le Verrier, 13248 Marseille Cedex 4, France

Received 9 July; accepted 14 September 1990

Gaseous components along the line of sight to the Supernova remnant N120

Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **81**, 59-66 (1989)

The detailed velocity field of the ionized gas in the interacting pair of galaxies NGC 2535-36(*)

P. Amram, M. Marcelin, J. Boulesteix and E. Le Coarer
 Observatoire de Marseille, 2 Place Le Verrier, 13248 Marseille Cedex 04, France

Received January 23, accepted July 6, 1989

3. Recentrage d'images et segmentation de pupille.

A la suite de flexions du réducteur focal alors installé au télescope de 2,60 m de Byurakan, j'ai dû élaborer des programmes pour corriger ces effets de traînage. L'information temporelle était heureusement sauvegardée. Il ne suffit pas de recentrer les images en se repérant sur les éléments ponctuels de l' image, il faut aussi tenir compte du Pérot-Fabry avant de déplacer un photon sinon on affecterait en même temps l'information spectrale.

Astron. Astrophys. **179**, 101-107 (1987)

ASTRONOMY
 AND
 ASTROPHYSICS

The detailed velocity field of the ionized gas in the interacting pair of galaxies NGC 7752-53

M. Marcelin¹, E. Le Coarer¹, J. Boulesteix¹, Y. Georgelin¹, and G. Monnet²

¹ Observatoire de Marseille, 2 place Le Verrier, F-13248 Marseille Cedex 04, France

² Observatoire de Lyon, F-69230 Saint-Genis-Laval, France

Received November 21, accepted December 16, 1986

Astron. Astrophys. **190**, 61-68 (1988)

ASTRONOMY
 AND
 ASTROPHYSICS

W 58G: a distant H II region in the H I Cygnus arm

Y.M. Georgelin¹, J. Boulesteix¹, Y.P. Georgelin¹, E. Le Coarer¹, M. Marcelin¹, and G. Monnet²

¹ Observatoire de Marseille, 2 place Le Verrier, F-13248 Marseille Cedex 04, France

² Observatoire de Lyon, F-69230 Saint-Genis-Laval, France

Received May 20, accepted July 9, 1987

A detailed study of the ionized hydrogen distribution and of the velocity field of the barred galaxy NGC 7741

M. F. Duval¹, G. Monnet², J. Boulesteix¹, Y. Georgella¹, E. Le Coarer¹, and M. Marcellin¹

¹ Observatoire de Marseille, 2 Place Le Verrier, F-13248 Marseille Cedex 04, France

² Canada-France-Hawaii Telescope, P.O. Box 1597, Kamuela, HI 96743, USA

Received March 24, 1989; accepted July 27, 1990

Par la suite, cette expérience acquise dans le domaine du recentrage d'image m'a amené à appliquer ces techniques à l'obtention d'images à haute résolution spatiale en utilisant des concepts de sélection d'images et d'ajustement de la pupille du télescope en fonction du rayon de cohérence. En 1984 lors d'un premier essai de sélection et de recentrement d'images avec une caméra à comptage de photons, J.L. Nieto et G. Lelièvre avaient obtenu un gain d'un facteur 1,4 en seeing, gain limité par l'excessive dimension du miroir de 3.60m devant le paramètre r_0 . En 1987 avec l'instrumentation Cigale au foyer Coudé du 3.60m, en segmentant le miroir en sous-pupilles au d/r_0 de 4, nous avons obtenu le gain d'un facteur 3-4 attendu par Hecquet Coupinot (1985). J'ai pu améliorer l'expérience en installant, sur bus VME, un système qui permettait durant l'observation de contrôler la qualité d'image pendant son acquisition. En temps semi-différé j'ai également pu faire les premiers calculs de sélection d'images le résultat final était de 0"2.

Par la suite J. Arnaud, CFHT, m'a invité à développer le même système de dépouillement au CFHT sur station SUN, de manière à pouvoir exploiter sur place au 3.60m les données obtenues avec le nouveau système Cassegrain SPIE. Des objets faibles tels que la planète Pluton-Charon, les nuages de méthane à la surface de Neptune, ou des mirages gravitationnels de magnitude 18 ont été observés au CFHT avec une résolution de 0"3. Nous avons ainsi affiné les paramètres du mirage gravitationnel.

**Very high resolution imaging using sub-pupil apertures,
recentering and selection of short exposures ***

(suite)

G. Lelièvre^{1,3}, J.-L. Nieto², D. Salmen¹, A. Llebaria³, E. Thouvenot², J. Boulesteix^{1,4}, E. Le Coarer^{1,4}, and J. Arnaud^{1,2}

¹ CFHT Corporation, P.O. Box 1597, Kamuela, HI 96743, USA

² Observatoire Midi-Pyrénées, Unité associée au CNRS, No. 285, 14, Avenue Edouard Berlin, F-31400 Toulouse, France

³ Laboratoire d'Astronomie Spatiale, Traversé du Siphon, Les Trois Lucs, F-13012 Marseille, France

⁴ Observatoire de Marseille, 2 Place Le Verrier, F-13248 Marseille, France

⁵ Observatoire de Paris, Unité associée au CNRS, No. 335, 61 Avenue de l'Observatoire, F-75014 Paris, France

Received July 20, accepted December 28, 1987

Summary. Selecting and recentering many short-exposure images achieves significant gains in spatial resolution compared to classical long exposures. The maximum gain is obtained for values of D/r_0 ranging between 3 and 5 (D is the diameter of the telescope and r_0 the Fried parameter). Such values of D/r_0 are matched, even in good seeing conditions, only for small telescopes of diameter of 1 meter or less, of limited use for astronomy. For a larger telescope, a pupil segmentation has to be implemented to match the optimum values. Another limitation of such a technique is the scarcity of good time-resolving imaging detectors. We present a pupil segmentation technique which achieves a maximum spatial resolution by recentering and selecting a series of short-exposures. An experiment, using a pupil-image dissector has been carried out at the coudé Focus of the CFH telescope with the Photon-Counting Camera of Observatoire de Marseille. A resolution of 0.26 has been achieved using recentered and co-added sub-pupil short exposures and a frame selection rate of 10%. The gain in resolution is greater than 3 with respect to classical direct imaging involving a whole pupil and 65% selection if the recentering and selection algorithms were applied to the whole pupil image.

These results demonstrate the relevance of pupil segmentation combined with recentering and selecting algorithms for high resolution imaging. Applications to telescopes of the 2-m to 4-m class, located at sites with excellent seeing are promising since it is now possible with this technique to obtain a spatial resolution on the order of 0.2 over fields of about 1'.

Reprinted from *Journal of the Optical Society of America A*

High-resolution imaging using pupil segmentation

J. Sebag and J. Arnaud

CFHT Corporation, P.O. Box 1597, Kamuela, Hawaii 96743

G. Lelièvre

Observatoire de Paris, Unité Associée Centre National de la Recherche Scientifique 335, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

J. L. Nieto

Observatoire Midi-Pyrénées, Unité Associée Centre National de la Recherche Scientifique 205, 14 avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France

E. Le Coarer

Observatoire de Marseille, 2 Place Le Verrier, 13012 Marseille, France

Received August 24, 1988; accepted February 2, 1990

Recentering and selecting short-exposure images result in significant improvements in spatial resolution compared with that for classical long-exposure images. A maximum gain in resolution of the order of 3 is possible for a D/r_0 between 3 and 6, depending on the selection rates. A pupil-segmentation experiment has been performed at the Cassegrain focus of the Canada-France-Hawaii telescope to match the optimum values of D/r_0 . A photon-counting camera records short-exposure images. The software processing is made after acquisition of the data. Recentering is made by cross correlation of the short-exposure images with a long-exposure image of a star or a contrasted object. We present results obtained on the gravitational lens Q2237+030. A full width at half-maximum of 0.29 arcsec has been achieved with this method. The gain in resolution is approximately 2.3 compared with that for classical imaging. However, we need to count enough photons for reliable recentering; this prevents us from achieving the theoretical gain in resolution. We expect to overcome this limitation in the case of crowded fields or with the use of new object-reconstruction methods.

La méthode de mesure des longueurs d'onde avec un interféromètre est parfaitement connue depuis Fabry et Perot. Mais nous nous sommes trouvés dans un cas particulier d'utilisation à cause des deux éléments suivants:

- des nouveaux programmes d'observation d'objets à haut décalage spectral donc avec une longueur d'onde très éloignée de la raie de calibration usuelle. Nous recherchions pour ces objets une précision de $\pm 5 \text{ km s}^{-1}$ qui correspond à des variations d'épaisseur de $\lambda/100$ entre les lames de l'interféromètre,
- un interféromètre à revêtement complexe, 9 couches diélectriques, ne pouvant à la précision demandée être assimilé à des conditions de réflexion simple.

Nous devons alors dans ces deux conditions de travail tenir compte du décalage de phase induit par la réflexion dans les couches multidiélectriques. Tout se passe comme si la réflexion s'effectuait à des profondeurs différentes selon la longueur d'onde observée et selon l'angle d'incidence.

Pour résoudre ce problème L. Segretain, élève à L'ENS de Lyon, a fait sous ma direction le travail de stage suivant:

- un travail expérimental. Avec 40 longueurs d'onde de référence connues nous avons pu calculer dans tout le domaine spectral une "table de correction de λ " qui permet maintenant la mesure de vitesse de galaxies très redshiftées même si on calibre avec des raies éloignées en λ .
- un travail de modélisation. J'ai modélisé les propriétés du multi-couches et avec l'aide des formules de Kramers-Kronig j'ai pu déterminer le décalage de phase théorique, c'est-à-dire la variation de chemin optique.
- connaissant alors les corrections en $\Delta\lambda$ mesurées expérimentalement et les corrections de chemin optique calculées théoriquement, nous avons pu déterminer l'ordre d'interférence du Perot-Fabry à 1 unité près soit avec une meilleure précision que la méthode classique des coïncidences. Nous verrons que Pythéas est maintenant l'instrument idéal pour ce genre d'étude. L'observation de la nébuleuse du Crabe a ainsi profité de ce travail, elle avait été faite dans la raie [OIII] à 5007 Å alors que l'étalonnage avait été fait avec la raie du néon à 6598.95 Å .:

Astron. Astrophys. 228, 471-476 (1990)

ASTRONOMY
AND
ASTROPHYSICS

Kinematics of the Jet of the Crab Nebula *

M. Marcellin¹, M. P. Véron-Cetty², L. Woltjer^{2,3}, J. Boulesteix¹, S. d'Odorico³, and E. Lecoarer¹

¹ Observatoire de Marseille, 2 place Le Verrier, F-13248 Marseille Cedex 04, France

² Observatoire de Haute Provence (CNRS), F-04870 Saint-Michel l'Observatoire, France

³ European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Strasse 2, D-8046 Garching bei München, Federal Republic of Germany

Received February 17, accepted July 13, 1989

5. Survey H α

Pendant deux années, à partir de 1986, j'ai écrit les logiciels d'acquisition de cette expérience. Le télescope a été mis en service en 1988 et les premières observations ont eu lieu en mars 1989. Les premiers résultats sont publiés dans ces articles détaillés dans le chapitre 1:

Astron. Astrophys. 000, 000-000 (1991) 13(03.09.1, 03.20.1, 03.09.6, 10.19.3, 09.08.1, 09.09.1)

ASTRONOMY
AND
ASTROPHYSICS

Deep H α survey of the Milky Way

I. Instrument description and detection of a distant H II region*

E. Le Coarer, P. Amram, J. Boulesteix, Y.M. Georgelin, Y.P. Georgelin, M. Marcelin, P. Joulé, and J. Urios
Observatoire de Marseille, 2 Place Le Verrier, F-13248 Marseille Cedex 04, France

Received July 18, accepted October 7, 1991

The Messenger N° 64 june 1991 pp 44,50

Deep H α Survey of Gaseous Emission Regions in the Milky Way and the Magellanic Clouds

PH. AMRAM, J. BOULESTEIX, Y.M. GEORGELIN, Y.P. GEORGELIN, A. LAVAL, E. LE COARER
and M. MARCELIN, Observatoire de Marseille, France
M. ROSADO, Mexico Astronomical Institute, Mexico

Session jeune chercheur SFSA

« SURVEY » PROFOND DES REGIONS GAZEUSES EN EMISSION DANS LA VOIE LACTEE ET LES NUAGES DE MAGELLAN

Ph. AMRAM, J. BOULESTEIX, Y.M. GEORGELIN, Y.P. GEORGELIN, A. LAVAL,
E. LE COARER, M. MARCELIN
Observatoire de Marseille

6. Préparation des masques multi-fentes avec un laser

Pour l'expérience "Puma-Lama", spectrographe à multi-fentes du télescope de 3m60 du CFHT, j'ai réalisé les logiciels permettant d'effectuer à volonté différents types de fentes:

SPIE Conf. on Astronomical Telescopes & Instrumentation for the 21st Century
11-17 Feb 1990, Tucson, AZ

2D Mask generation by YAG laser for multi-object spectroscopy at CFHT : LAMA

Bernard Di Biagio, Etienne Le Coarer and Gérard Lemaître

Observatoire de Marseille, Laboratoire d'Optique
2, Place Le Verrier, 13248 Marseille Cedex 4, France

ABSTRACT

New YAG lasers have been found as useful machines to generate 2D masks for multi-object spectroscopy. Compared to the punching technique presently under operation in some astrophysical observatories or to the CO2 laser capability, the performances are higher in several ways. The cutting accuracy at the edge of slits is greatly increased and can be improved by selecting the number of loop paths. The size of conventional rectangle slits is easily controlled. Another feature of interest is that various type of curvilinear slits can be generated. Presented results have been obtained with the YAG laser machine commissioned by the Canada-France-Hawaii Telescope Corp.

PUBLICATIONS D' ETIENNE LE COARER

1) Publications dans des revues à lecteur :

1. Levy, B., Ridard, J., Le Coarer, E., 1985,
Chemical Physics 92 - pp. 295-298
PAO calculations of the $a^3 \pi$, $b^3 \Sigma^-$ and $d^3 \pi$ states of CH^+
2. Boulesteix, J., Georgelin, Y.P., Le Coarer, E., Marcelin, M., Monnet, G., 1987,
Astron. Astrophys. 178 - pp. 91-94
Velocity field of the ionized nitrogen in the central part of M31
3. Marcelin, M., Le Coarer, E., Boulesteix, J., Georgelin, Y.P., Monnet, G., 1987
Astron. Astrophys. 179 - pp. 101-107
The detailed velocity field of the ionized gas in the interacting pair of galaxies
NGC 7752-53
4. Bonnarel, F., Boulesteix, J., Georgelin, Y.P., Le Coarer, E., Marcelin, M., Bacon, R.,
Monnet, G., 1988,
Astron. Astrophys. 189 - pp. 59-65
Kinematics of ionized gas in the spiral galaxy NGC 6946
5. Georgelin, Y.M., Boulesteix, J., Georgelin, Y.P., Le Coarer, E., Marcelin, M.,
Monnet, G., 1988,
Astron. Astrophys. 190 - pp. 61-68
W58G: A distant HII region in the HI Cygnus arm
6. Lelièvre, G., Nieto, J.L., Salmon, D., Llebaria, A., Thouvenot, E., Boulesteix, J.,
Le Coarer, E., Arnaud, J., 1988,
Astron. Astrophys. 200 - pp. 301-311
Very high resolution imaging using sub-pupil apertures, recentering and selection of
short exposures
7. Georgelin, Y.M., Boulesteix, J., Georgelin, Y.P., Le Coarer, E., Marcelin, M., 1988,
Astron. Astrophys. 205 - pp. 95-104
Galactic structure between $l = 305^\circ$ and 312°
8. Laval, A., Rosado, M., Boulesteix, J., Georgelin, Y.P., Marcelin, M., Monnet, G.,
Le Coarer, E., 1989,
Astron. Astrophys. 208 - pp. 230-238
Scanning interferometer observations of the SNR N186D in the Large Magellanic Cloud
9. Amram, P., Marcelin, M., Boulesteix, J., Le Coarer, E., 1989,
Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 81 n° 1 - pp. 59-66
The detailed velocity field of the ionized gas in the interacting pair of galaxies
NGC 2535-36

10. Georgelin, Y.M., Boulesteix, J., Georgelin, Y.P., Le Coarer, E., Marcelin, M., Viale, A., 1990,
Astron. Astrophys. 230 n° 2 - pp. 440-444
Interferometric H α observations of the HII region Gum 36
11. Marcelin, M., Veron-Cetty M.P., Woltjer, L., Boulesteix, J., D'odorico, S., Le Coarer, E., 1990,
Astron. Astrophys. 228 n° 2 - pp. 471-476
Kinematics of the jet of the Crab Nebula
12. Rosado, M., Laval, A., Boulesteix, J., Georgelin, Y.P., Greve, A., Marcelin, M., Le Coarer, E., Viale, A., 1990,
Astron. Astrophys. 238 - pp. 315-324
Scanning interferometer observations of the shell N186E in the Large Magellanic Cloud
13. Sebag, J., Arnaud, J., Lelievre, G., Nieto, J.L., Le Coarer, E., 1990,
Jour. Opt. Soc. America - Vol. 7 - pp. 1237 -1242
High resolution imaging using pupil segmentation
14. Duval, M.F., Monnet, G., Boulesteix, J., Georgelin Y.P., Le Coarer, E., Marcelin, M., 1991,
Astron. Astrophys. 241 n° 2 - pp. 375-388
A detailed study of the ionized hydrogen distribution and the velocity field of the barred galaxy NGC 7741
15. Viale, A., Laval, A., Boulesteix, J., Georgelin, Y.P., Marcelin, M., Le Coarer, E., 1991,
Astron. Astrophys. Suppl. 87 n° 2 - pp. 353-360
Composantes gazeuses présentes en direction du reste de Supernova N 120
16. Le Coarer, E., Amram, P., Boulesteix, J., Georgelin, Y.M., Georgelin, Y.P., Marcelin, M., Joulie, P., Urios, J., 1992,
Astron. Astrophys. 257 n° 1 - pp. 389-400
Deep H α survey of the Milky Way: I. Instrument description and detection of a distant HII region
17. Laval, A., Rosado, M., Boulesteix, J., Georgelin, Y.P., Le Coarer, E., Marcelin, M., Viale, A., 1992,
Astron. Astrophys. 253 - pp. 213-233
N 120 in the LMC: a sample of nebulae of different types
18. le Coarer, E., Georgelin, Y.P., Monnet G., 1992,
Compt. Rend. Acad. Sciences Paris (sous presse)
Un spectromètre imageur pour l'Astronomie
19. le Coarer, E., Georgelin, Y.P., Bensammar, S., 1992,
Astron. Astrophys. (soumis)
Imaging spectrometers for Astronomy

20. Boulesteix, J., le Coarer, E., Petrossian, A.R., Comte, G., 1992,
Astron. Astrophys. (soumis)
The detailed velocity field of the ionized gas in the blue compact dwarf galaxy I Zw 18
21. Amram, P., le Coarer, E., Marcelin, M., Balkowski, C., Sullivan, W.T., Cayatte, V.,
1992,
Astron. Astrophys. Suppl. Ser.
H α velocity fields and rotation curves of galaxies in clusters
22. Amram, P., Marcelin, M., Boulesteix, J., le Coarer, E., 1992,
Astron. Astrophys. (accepté)
The velocity field of the ionized gas in the Antennae NGC 4038-39

2) Communications dans des colloques internationaux

23. Amram, P., Marcelin, M., Boulesteix, J., Le Coarer, E., 1989,
IAU Symposium n° 139, Heidelberg, 29 Mai-2 Juin 1989
The detailed velocity field of the ionized gas in the interacting pair of galaxies
NGC 2535-36
24. Di Biagio, B., Le Coarer, E., Lemaître, G., 1990,
SPIE Conference on Astronomical Telescopes and Instrumentation for the 21th Century,
11-17 February 1990 - Tucson, Arizona - Vol. 1225 - 422
2D Mask generation by YAG laser for multi-object spectroscopy at CFHT: LAMA
25. Amram, P., Marcelin, M., Boulesteix, J., Le Coarer, E., 1990,
"Dynamics and Interaction of Galaxies" Ed. R. Wielen - Springer Verlag -
Heidelberg,
The detailed velocity field of the ionized gas in the interacting pair of galaxies
NGC 2535-36 -
26. Amram, P., Balkowski, C., Cayatte, V., Le Coarer, E., Marcelin, M., Sullivan, W. T.,
1991,
International Workshop on "Galaxy environments and the Large scale structure
of the Universe" - Trieste - 22-25 Octobre 1991
Do rotation curves of spiral galaxies in clusters decline ?
27. Sullivan, W.T., Balkowski, C., Cayatte, V., Marcelin, M., Amram, P., Le Coarer, E.
1991,
178th AAS Meeting Seattle Washington, Bull. AAS 973
H α Fabry-Perot Rotation Curves of a Large sample of Spiral Galaxies in Clusters
28. Amram, P., Balkowski, C., Cayatte, V., le Coarer, E., Marcelin, M., Sullivan, W.T.,
1991,
NATO Conference Cambridge 1-12 July 1991,
Do the Rotation Curves of Spiral Galaxies in Clusters Decline ?

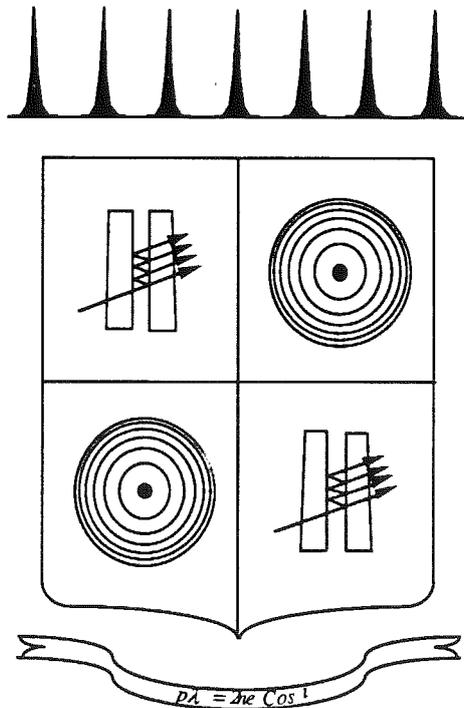
29. le Coarer, E., Georgelin, Y.P., Bensammar, S., 1992,
ESO Workshop on high resolution spectroscopy with the VLT, Garching,
February 11-13
Pythéas: a multi-channel spectrometer for the analysis of astronomical images
30. le Coarer, E., Georgelin, Y.P., Lelièvre, G., 1992,
ESO Conference on progress in telescope and instrumentation Technologies - 27-30 April
Pythéas: A, imaging spectrometer for astronomy
31. Amram, P., Balkowski, C., Cayatte, V., le Coarer, E., Marcelin, M., Sullivan, W.T.,
1992,
2nd DAEC meeting - March 1991
Do rotation curves of spiral galaxies in clusters decline ?

3) Autres communications

32. Le Coarer, E., 1985,
Communication dans le Colloque SFSA, Paris, 1985
Extinction et rapport gaz/poussière dans le Grand Nuage de Magellan
33. Amram, P., Boulesteix, J., Georgelin, Y.P., Georgelin, Y.P., Laval, A., Le Coarer, E.,
Marcelin, M., 1990,
Session Jeune Chercheur SFSA, JAF Vol. 37 - p. 33
"Survey" profond des régions gazeuses en émission dans la Voie Lactée et les
Nuages de Magellan
34. Amram, P., Boulesteix, J., Georgelin, Y.P., Georgelin, Y.P., Laval, A., Le Coarer, E.,
Marcelin, M., Rosado, M., 1991,
ESO Messenger n° 64, June
Deep H α survey of Gaseous Emission regions in the Milky Way and the
Magellanic Clouds

Conclusion

Cette étude est une étape dans un parcours qui fait passer de notre état de contemplatif fasciné par les dimensions de l'univers à celui de l'astronome noyé dans un flot de données. Un aspect que j'ai pu découvrir pendant cette étude est celui de la précision. Celle du balayage d'un interféromètre placé dans un télescope d'une centaine de tonnes se déplaçant lui aussi avec une même précision. Celle du petit détail tel une région HII de quelques pixels au milieu d'un million de spectres. Les perspectives qu'ouvre cette étude sont difficilement cernables, mais ressemblent plutôt à une quantité astronomique de travail, que ce soit l'extraction de toutes les informations contenues dans les observations déjà obtenues, ou encore la mise en route et le développement d'un nouvel instrument qui risquent de demander une somme de travail équivalente à celle déjà fournie pour Cigale. Il paraîtrait aussi qu'elle signe l'entrée dans la secte du Pérot-Fabry et celle des Nuages de Magellan...



Le couronnement de Pythéas

Je remercie beaucoup toute l'équipe de l'interférométrie et plus spécialement Mme Viale qui m'a beaucoup déchargée dans toutes les réductions de données.

