



GOUTELAS  
2007

radio  
astronomie  
**basses**  
fréquences

# radioastronomie **basses** fréquences

Ouvrage collectif  
dirigé par  
Philippe Zarka,  
Michel Tagger  
et Baptiste Cecconi



ÉCOLE THÉMATIQUE DU CNRS  
GOUTELAS (LOIRE)  
4 AU 8 JUIN 2007

Goutelas 2007

OBSERVATOIRE ASTRONOMIQUE DE PARIS  
SOCIÉTÉ FRANÇAISE D'ASTRONOMIE  
ET D'ASTROPHYSIQUE (SF2A)

Goutelas 2007

RADIOASTRONOMIE

BASSES FRÉQUENCES



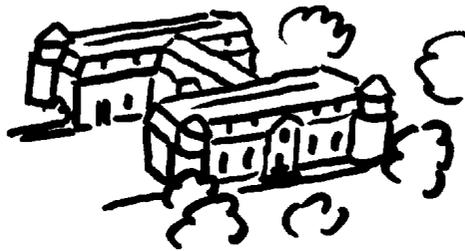
Goutelas 2007

---

RADIOASTRONOMIE BASSES FRÉQUENCES :  
Instrumentation, Thématiques scientifiques, Projets

---

Ecole thématique du CNRS  
Château de Goutelas, Marcoux (Loire)  
4 au 8 juin 2007



Ouvrage collectif dirigé par  
P. ZARKA, M. TAGGER et B. CECCONI

---

Observatoire de Paris  
et  
Société Française d'Astronomie et d'Astrophysique (SF2A)



**Table des Matières**

Préface . . . . .	iii
P. ZARKA, M. TAGGER & B. CECCONI	
Remerciements . . . . .	v
Liste des participants . . . . .	vii
Photo de Groupe . . . . .	viii
Low-Frequency Radioastronomy Basics . . . . .	1
P. ZARKA	
Radioastronomy Historical Highlights . . . . .	15
S. A. TORCHINSKY	
Les antennes . . . . .	23
P. PICARD, J. PEZZANI	
Les récepteurs . . . . .	57
P. PICARD, J. PEZZANI	
Chronométrie des pulsars : De la métrologie en radioastronomie . . . .	91
I. COGNARD	
L'interférométrie comme technique d'imagerie . . . . .	109
F. BOONE	
Radio propagation and scintillation . . . . .	147
G. WOAN	
Square Kilometer Array . . . . .	165
S. A. TORCHINSKY	
Techniques de lutte contre les interférences radioélectriques en radioas- tronomie basse fréquence . . . . .	171
R. WEBER	

Introduction au banc de filtres polyphases . . . . .	189
R. WEBER	
Radioastronomie DAM : du NDA à LOFAR . . . . .	201
P. ZARKA	
Les gerbes atmosphériques et leur contrepartie radio . . . . .	213
T. GOUSSET	
De la radiodétection des rayons cosmiques à la radioastronomie impul- sionnelle . . . . .	231
P. LAUTRIDOU, R. DALLIER	
Le Projet CODALEMA . . . . .	259
R. DALLIER, P. LAUTRIDOU	
Mesures Radio Spatiales : Goniopolarimétrie . . . . .	285
B. CECCONI	
Radio astronomy from space . . . . .	319
G. WOAN	
LOFAR : the LOw Frequency ARray and the french FLOW consortium	333
M. TAGGER, P. ZARKA	
Postface . . . . .	339
M. TAGGER, P. ZARKA	

## Préface

Il s'agissait de la 30ème Ecole de Goutelas, depuis sa création en 1973 par Evry SCHATZMAN, membre de l'Académie des Sciences et médaille d'or du CNRS, disparu le 25 avril 2010.

Le domaine de la radioastronomie basses fréquences peut être défini au sens large par la gamme spectrale dans laquelle la détection cohérente, c'est-à-dire la mesure directe de l'amplitude et de la phase des ondes électromagnétiques reçues, est possible. Elle recouvre la détection directe (au-dessous d'environ 100 MHz) et la détection hétérodyne (après translation en fréquence, jusqu'à quelques GHz), suivie d'une analyse dans le domaine spectral ou temporel.

Ce domaine connaît actuellement un fort développement à travers de nombreux projets instrumentaux de grande envergure (consortia nationaux et internationaux) : SKA (le Square Kilometer Array, radiotélescope polyvalent dans la gamme de longueurs d'ondes métrique à centimétrique), LOFAR (le LOw Frequency ARray, précurseur et extension de SKA couvrant les domaines décimétrique à métrique, avec également des perspectives d'implantation d'antennes sur la Lune à moyen/long terme), FASR (le Fast Agile Solar Radioheliograph, dans le domaine métrique à centimétrique), CODALEMA (la détection radio des gerbes cosmiques de très haute énergie, en coordination future avec AUGER, avec des perspectives en "radioastronomie impulsienne"). En France, ces développements s'appuient sur l'expérience scientifique et technique acquise via l'utilisation d'instruments comme le Radiotélescope Décimétrique, le Radiohéliographe et le Réseau Décimétrique de Nançay, et les collaborations autour d'instruments comme le réseau UTR-2 de Kharkov, le VLA (Very Large Array) au Nouveau Mexique, le GMRT (Giant Meterwave Radio Telescope) en Inde, etc. La radioastronomie basses fréquences spatiale est également un domaine très dynamique, avec des développements et des contraintes spécifiques (masse, volume, consommation, débit de données des instruments embarqués).

Les thèmes scientifiques abordés sont très vastes et recouvrent diverses branches de la physique :

- phénomènes non thermiques dans les plasmas et physique des plasmas magnétisés via l'étude de spectres à relativement large bande (pour les études solaires, planétaires, exoplanétaires, des pulsars...) et l'imagerie (Soleil, restes de supernovae, champs magnétiques galactiques et intergalactiques, jets stellaires et galactiques...);
- physique atomique et moléculaire (études de raies moléculaires et transitions hyperfines) pour les études de cosmologie, formation des structures, galaxies, Galaxie, comètes...;
- physique des particules (pour la détection dans le domaine temporel de signatures impulsives de gerbes de rayons cosmiques à très haute énergie);
- etc.

Le domaine radio basses fréquences soulève par ailleurs des problèmes instrumentaux spécifiques, matériels (interféromètres formés de milliers d'antennes, numérisation à haute vitesse) et logiciels (traitement du signal visant à res-

taurer la capacité d'observer en milieu électromagnétique pollué, mesures de polarisation, volumes colossaux de données à traiter).

Les aspects instrumentaux aussi bien que le contexte scientifique sont en évolution rapide et justifient la formation ou la remise à niveau des chercheurs et étudiants du domaine, dont dépendra l'exploitation optimale des nouveaux instruments bientôt disponibles pour la communauté.

Philippe ZARKA et Michel TAGGER

Novembre 2007

---

Emportés par les projets dont il est question dans cet ouvrage, LOFAR au premier chef, P.Z. et M.T. ont bien failli laisser l'édition de cet ouvrage au bord du chemin. Mais c'était compter sans l'opiniâtreté de plusieurs participants à cette école, qui, nous demandant sans relâche des nouvelles de cet ouvrage, nous ont convaincu que sa publication restait pertinente 3 ans après la tenue de l'école. C'était aussi sans compter le courage de Baptiste Cecconi, qui a finalement pris en charge l'édition matérielle de cet ouvrage. C'est à lui que revient au final le mérite de l'existence du volume que vous avez sous les yeux. L'ouvrage présente pour l'essentiel un panorama de la radioastronomie basses fréquences en 2007-2008. Depuis, les projets et thématiques traitées ont bien sûr évolué, mais l'essentiel du matériel présenté reste d'actualité et devrait être utile aux chercheurs, ingénieurs et étudiants formant la communauté radioastronomie basses fréquences actuellement en plein essor.

Certains intervenants n'ont pu fournir de contribution écrite, mais vous trouverez toutes les présentations (et animations complémentaires quoique impubliables) sur le web<sup>1</sup>.

Philippe ZARKA, Novembre 2010

---

<sup>1</sup><http://www.lesia.obspm.fr/plasma/Goutelas2007/PresentationsGoutelas2007.htm>

## Remerciements

L'école de Goutelas 2007 s'est déroulée dans d'excellentes conditions. Que soient ici remerciés tous ceux qui y ont apporté leur contribution.

Le comité scientifique était constitué de :

- Pascal LAUTRIDOU, SUBATECH, Ecole des Mines de Nantes - Université de Nantes - CNRS/IN2P3
- Michel TAGGER, Ingénieur CEA, UMR 7164, APC
- Steve TORCHINSKY, SKA-DS Project Scientist, USN, Observatoire de Paris
- Philippe ZARKA, Directeur de recherche, LESIA, UMR CNRS 8109, Observatoire de Paris

Le comité d'organisation était constitué de :

- Michel TAGGER, Ingénieur CEA, UMR 7164, APC
- Philippe ZARKA, Directeur de recherche, LESIA, UMR CNRS 8109, Observatoire de Paris
- Daniel EGRET, Astronome, UMS 2201, Observatoire de Paris
- Michèle DREYFUS, UMS 2201, Observatoire de Paris

Nous remercions particulièrement Anita GRASSET (Responsable régionale du projet pour la formation permanente CNRS) et Martine MATHIEU (CNRS, Délégation Alsace, Service des Ressources Humaines) pour la gestion des inscriptions et budgets.

Il nous faut enfin remercier l'ensemble des participants pour l'excellente ambiance qui régna tout au long de l'école, et pour leur enthousiasme malgré un programme chargé (notons toutefois que les séances d'exercices programmées à partir de 22h connurent un succès mitigé :-).

Meudon, Novembre 2010

Philippe ZARKA, Michel TAGGER et Baptiste CECCONI

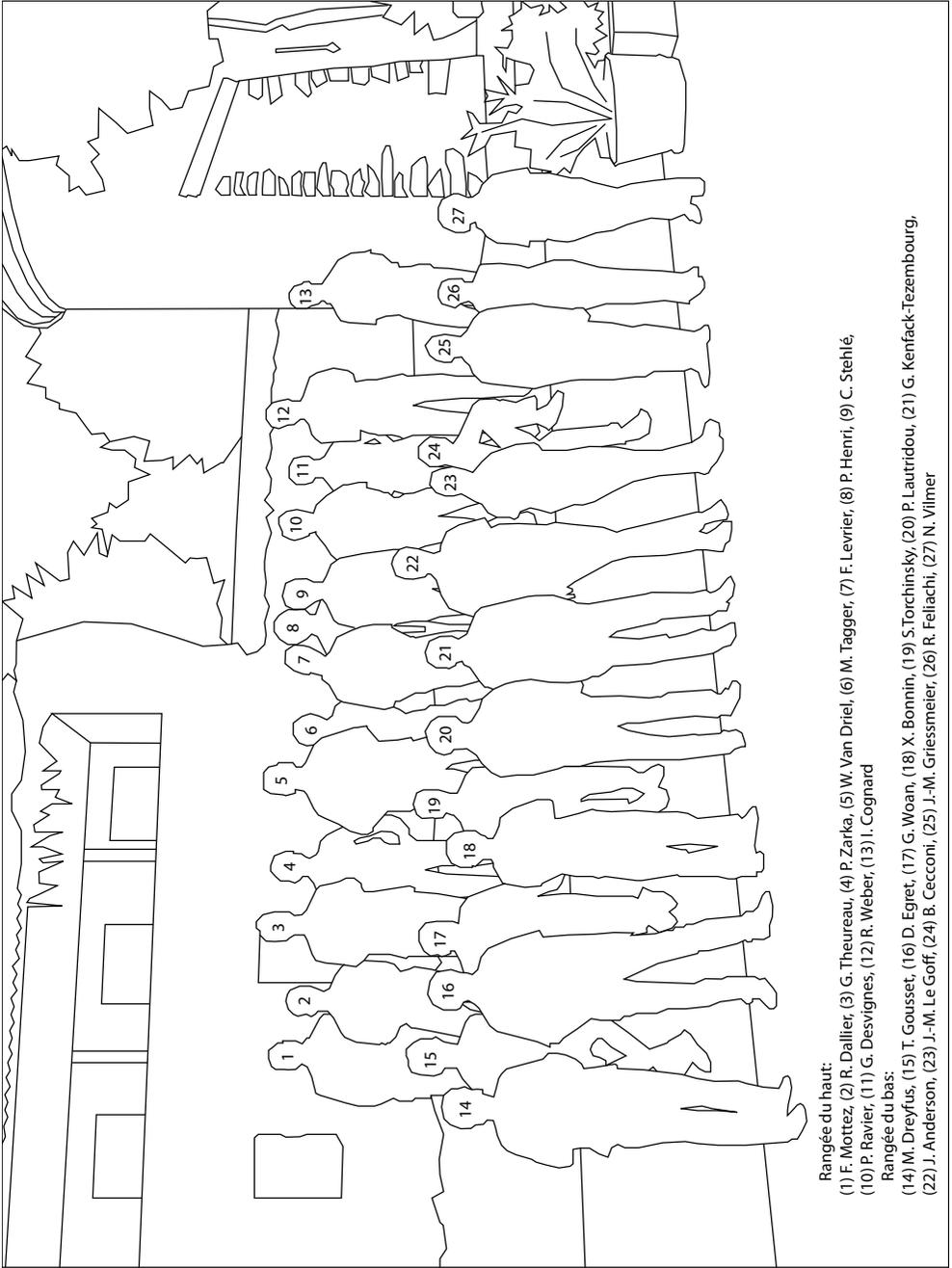


## Liste des Participants

James ANDERSON	JIVE, Dwingeloo, Pays-Bas
Xavier BONNIN	LESIA, Observatoire de Paris, Meudon
Frédéric BOONE	LERMA, Observatoire de Paris
Baptiste CECCONI	LESIA, Observatoire de Paris, Meudon
Ismaël COGNARD	LPCE, Orléans
Richard DALLIER	SUBATECH, Nantes
Gregory DESVIGNES	LPCE, Orléans
Michèle DREYFUS	CS Observatoire de Paris, Meudon
Daniel EGRET	Présidence, Observatoire de Paris
Rym FELIACHI	LESI, Université d'Orléans
Thierry GOUSSET	SUBATECH, Nantes
Jean-Mathias GRIESSMEIER	LESIA, Observatoire de Paris, Meudon
Pierre HENRI	Département de Physique, ENS
Guy KENFACK-TEZEMBOURG	USN, Nançay
Laurent LAMY	LESIA, Observatoire de Paris, Meudon
Pascal LAUTRIDOU	SUBATECH, Nantes
Jean-Marc LE GOFF	SPhN, CEA, Saclay
Martin LEMOINE	IAP, Paris
François LEVRIER	Département de Physique, ENS
Fabrice MOTTEZ	LUTh, Observatoire de Paris, Meudon
Philippe PICARD	USN, Nançay
Philippe RAVIER	LESI, Université d'Orléans
Chantal STEHLÉ	LUTh, Observatoire de Paris, Meudon
Michel TAGGER	CEA, Saclay & APC, Paris
Gilles THEUREAU	LPCE, Orléans
Ivan THOMAS	USN, Nançay
Steve TORCHINSKY	GEPI, Observatoire de Paris, Meudon
Win VAN DRIEL	GEPI, Observatoire de Paris, Meudon
Nicole VILMER	LESIA, Observatoire de Paris, Meudon
Rodolphe WEBER	LESI, Université d'Orléans
Graham WOAN	Université de Glasgow, Royaume-Uni
Philippe ZARKA	LESIA, Observatoire de Paris, Meudon

Photo de Groupe





Rangée du haut:

- (1) F. Mottez, (2) R. Dallery, (3) G. Theureau, (4) P. Zarka, (5) W. Van Driel, (6) M. Tagger, (7) F. Levrier, (8) P. Henri, (9) C. Stehlé,
- (10) P. Ravier, (11) G. Desvignes, (12) R. Weber, (13) J. Cognard

Rangée du bas:

- (14) M. Dreyfus, (15) T. Gousset, (16) D. Egret, (17) G. Woan, (18) X. Bonnin, (19) S. Torchinsky, (20) P. Lauridou, (21) G. Kenfack-Tezembourg,
- (22) J. Anderson, (23) J.-M. Le Goff, (24) B. Ceconi, (25) J.-M. Griessmeier, (26) R. Feliachi, (27) N. Vilmer



# Low-Frequency Radioastronomy Basics

Philippe ZARKA

*CNRS-Observatoire de Paris, Meudon, France*

**Abstract.** With the many large instruments in construction or in project, the present epoch corresponds to a renewal of low-frequency radioastronomy. The field will attract new researchers and students not expert of the radioastronomy techniques. With this audience in mind, we present here a very brief introduction to radioastronomy basics, including propagation and polarization of low-frequency radio waves as well as instrumental aspects. Basic formulas are given. The references and internet links will allow the interested reader to go further.

**Résumé.** L'époque présente est celle d'un renouveau (ou d'un essor) de la radioastronomie basses fréquences, avec de nombreux grands instruments en construction ou en projet. Ce domaine attirera certainement de nouveaux chercheurs et étudiants a priori non-experts des techniques de la radioastronomie. A leur intention, nous présentons ici une brève introduction aux bases de radioastronomie, de la propagation et la polarisation des ondes radio basses fréquences aux aspects instrumentaux. Les formules de bases sont données. Les références et liens internet permettront aisément au lecteur intéressé d'approfondir sa connaissance du domaine.

## Table des Matières

1. Definition	3
2. History	3
3. Specificity	4
4. Polarization and Propagation	4
5. Basics formulas	6

<b>6. Receivers</b>	<b>7</b>
<b>7. Antennas, Arrays, and Imagery</b>	<b>7</b>
<b>8. Large instruments</b>	<b>9</b>
<b>9. Notations and Acronyms</b>	<b>10</b>

## 1. Definition

Radioastronomy describes the techniques employed, from antennas to receivers, to receive and measure long wavelength electromagnetic radiation (radio waves). The specificity of these techniques, by contrast with optical or high energy astronomy, is the coherent detection of the wave electric field (amplitude  $E$  and phase  $\varphi$ ), instead of the mere intensity ( $\langle E^2 \rangle_{\Delta t}$ ). This makes interferometry easier, compensating for the poor angular resolution intrinsic to long wavelengths. Radio emissions are produced by processes often different from those in the optical range. These include cyclotron and synchrotron emissions, bremsstrahlung, molecular and atomic fine structure lines, and various coherent processes. Radioastronomy is especially adapted to probing plasmas (ionized/magnetized matter) as well as cold matter.

## 2. History

Radioastronomy is a recent branch of astronomy, born in the 1930's at low frequencies (22 MHz) with K. Jansky detecting lightning radio emission as well as the emission from the galactic center. It strongly developed along with RADAR techniques during World War II, after which detection of the Sun at 0.15, 3 and 10 GHz was released. Discoveries accumulated during the late 1940's and 1950's, with the discovery of the radio emissions from the Moon (thermal), radiogalaxies (non thermal), Jupiter (coherent). A major milestone was the discovery of the 21 cm line due to the hyperfine structure of neutral hydrogen (HI), ubiquitous and allowing to map the Milky Way as well as observe the distant Universe. Major radio observatories were created in the 1950's (Cambridge, Jodrell Bank, Westerbork, Parkes, Greenbank, Arecibo, Nançay...). The 1960's saw the discovery of pulsars, quasars, as well as the natural radio emission of the Earth itself, the first measurements of molecular lines, and of course the discovery in 1965 of the famous 3°K radiation, relic and proof of the Big Bang. In the 1960's and 1970's, arrays of antennas and interferometers were developed, along with the underlying theory (aperture synthesis). The 1970's and 1980's was the first era of radioastronomy from space, with RAE satellite, Voyager space probes and many others. Radioastronomy conquered ever-higher frequencies, with the IRAM instruments dominating the millimeter range since the 1980's. The 1990's saw the discovery of the fluctuations of the 3°K radiation by COBE, as well as the discovery of the first extrasolar planet (around a pulsar in 1992). Years 2000-2010 mark the start of giant arrays (LOFAR, ALMA...prefiguring SKA) as well as always more sophisticated space-borne radio instruments (onboard Cassini, Stereo...)

### 3. Specificity

The radio frequency range is defined by two criteria: (1) the transparency of the Earth's atmosphere, between atmospheric absorption at short wavelengths and ionospheric reflection at long wavelengths defining a broad window  $\sim 10$  MHz – 1 THz ( $\lambda=30$ m to  $\sim 0.3$ mm); (2) the capability to coherently detect the wave electric field (amplitude  $E$  and phase  $\varphi$ ), instead of its mere intensity ( $\langle E^2 \rangle_{\Delta t}$ ), only limited by available technology (oscillators, mixers, etc). The upper frequency limit increases with time, reaching presently the THz. For example, the instrument HIFI onboard the Herschel satellite covers the range 490-1902 GHz, using coherent (heterodyne — see below) detection techniques and superconducting (SIS) mixers.

Radioastronomy permits to address sources and physical processes different from the optical range. For example, radio images of Jupiter are dominated by its huge radiation belts, emitting intense polarized synchrotron emission; radiogalaxies are generally two-lobed in radio, revealing immense jets; pulsars (rotating magnetized neutron stars) were discovered and long known only in radio... About physical processes, the Planck and Wien laws tell us that the thermal emission of cold bodies (typically  $< 100K$ ) dominate in the radio range, in which the spectrum simply follows a straight line in  $f^2$  (Rayleigh-Jeans law). But many nonthermal emission processes are also active: cyclotron and synchrotron, bremsstrahlung (free-free), molecular and hyperfine structure lines, and various coherent processes. Wave scattering by dust or HI varies as  $1/\lambda^n$  and is thus weak in radio, permitting the observation of a large fraction of the Milky Way, including its central regions.

Technical specificities of the radio range include a low photon noise even at low fluxes (each photon carries little energy), poor angular resolution ( $\lambda/D$  at large  $\lambda$ ), high temperature of the sky (galactic) background ( $T_{\text{sky}} \sim 10^8/f^{2.5} K$  with  $f$  in MHz), and strong pollution by natural and man-made interference (RFI). These inconvenients are compensated by the data processing possibilities offered by coherent detection and high time and frequency resolutions, such as combination of arrays of antennas, interferometry and RFI mitigation. Both RFI and the sky background are lower in the mm/sub-mm domains, while emission from dust grains becomes important in the far infrared (FIR). Unfortunately, ground-based mm/sub-mm/FIR observations are strongly affected by the Earth's atmospheric emission and absorption. Observations at these wavelengths require space observatories.

### 4. Polarization and Propagation

Coherent detection allows for accurate measurements of wave polarization (which characterizes the wave electric field in the plane perpendicular to the wave vector). Polarization may linear, circular in the Right-Hand or Left-Hand sense, or elliptical. A fraction of the wave energy may be unpolarized, i.e., correspond to wave packets with random E-field orientation in the wave

plane. Wave intensity and polarization is fully described by the 4 Stokes parameters I (intensity), Q, U (linear polarization), and V (circular polarization), the polarized fraction being  $(Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2} \leq I$ . It should be noted that wave polarization can be uniquely decomposed on an orthogonal basis formed by two perpendicular linear polarizations, or two opposed circular (RH and LH) polarizations.

Radio propagation depends on the electron density  $N_e$  and the magnetic field  $B$  of the traversed media, and in return allows to probe magnetized astrophysical plasmas. The refraction index of a wave at frequency  $f$  propagating at angle  $\theta$  from the ambient  $B$ -field is:

$$n_{\pm} = \left[ \frac{1 - f_{pe}^2}{f \left( f - \frac{1}{2} f_{ce} \sin \theta \pm f_{ce} \cos \theta \right)} \right]^{1/2} \quad (1)$$

( $n_+$  for a LH wave,  $n_-$  for a RH one) with  $f_{pe} \propto N_e^{1/2}$  the plasma frequency, and  $f_{ce} \propto B$  the cyclotron frequency. Together with the expression of phase ( $v_{\varphi} = c/n$ ) and group ( $v_g = cn$ ) velocities, this leads to 3 important propagation effects:

- cutoff of radio waves with  $f \leq f_{pe}$ , and reflexion for  $f \leq f_{pe}/\cos\theta$  (with  $\theta$  the wave incidence angle relative to the normal to the plasma boundary): this explains the ionospheric cutoff at  $\sim 10$  MHz, preventing ground-based observation of radio waves of lower frequency, as well as short wave propagation by reflexion under the ionosphere;
- dispersion of broadband signals, leading to an arrival delay

$$\begin{aligned} \Delta t(f) &= t_{\text{arrival}}(f) - t_{\text{arrival}}(f \rightarrow \infty) \\ &= L/v_g(f) - L/v_g(f \rightarrow \infty) \\ &\approx 4.15 \times 10^3 [DM] f^{-2} \end{aligned} \quad (2)$$

with  $\Delta t$  in seconds,  $f$  in MHz and the dispersion measure [DM] in  $\text{pc.cm}^{-3}$ : this explains the time-frequency shape of pulsar signals;

- rotation of the linear polarization plane of a linear or elliptical wave travelling through a magnetized plasma (Farady effect) as:  $\theta(^{\circ}) = 4 \times 10^{12} [DM] B_{\parallel} f^{-2}$  with the same units as above and  $B_{\parallel}$  in Gauss ( $10^{-4}T$ ) the magnetic field along the propagation path.

Additionally, random fluctuations of plasma parameters ( $\delta N_e$ ) lead to weak or strong scintillation of radio waves, resulting in fluctuations of source intensity and position, as well as angular, temporal and spectral broadening of radiosource and radioemission.

## 5. Basics formulas

Radioastronomy consist of collecting, detecting, and measuring weak natural radio signals in the presence of noise, natural (sky background, lightning, etc) or man-made (radars, radio/TV broadcasting, computer clocks, etc), including the noise produced by the radiotelescope itself.

The receiving antenna (electric dipole or horn) can be preceded by a collector (e.g., a parabola) concentrating the incident energy. It is characterized by a radiation pattern or directional gain  $G(\theta, \varphi)$  ( $= 1$  for an isotropic antenna), and an effective area  $A_{\text{eff}}(\theta, \varphi) = G(\theta, \varphi)\lambda^2/4\pi$ , fulfilling the relations:

$$\iint_{4\pi} G(\theta, \varphi)d\Omega = 4\pi \quad \text{and} \quad \iint_{4\pi} A_{\text{eff}}(\theta, \varphi)d\Omega = \lambda^2 \quad (3)$$

For a directional antenna with quasi-constant gain  $G = 4\pi/\Omega$  over the solid angle  $\Omega$  (main lobe) and negligible elsewhere (secondary lobes), one has  $A_{\text{eff}}\Omega = \lambda^2$  in the direction of the main lobe.  $G$  commonly reaches several tens of dB for large single-dish radiotelescopes.

The spectral power  $P(f)$  [W/Hz] received by a radiotelescope can be expressed as a temperature, called antenna temperature, via:  $P = k_B T_A$  (with  $k_B$  the Boltzmann constant). In the general case of a radiosource of brightness described by  $T(\theta, \varphi)$ , the measured antenna temperature is:

$$T_A = 1/4\pi \times \int_{\text{source}} T(\theta, \varphi) \times G(\theta, \varphi)d\Omega \quad (4)$$

As a consequence, the antenna temperature measured by a directional radiotelescope is simply the source temperature averaged over the main lobe ( $T_A = \langle T \rangle$ ), if the source is more extended than the main lobe, or this quantity affected by a dilution factor ( $T_A = \langle T \rangle \Omega_{\text{source}}/\Omega_{\text{main lobe}}$ ) otherwise. When observing an extended black body, the measured antenna temperature is the brightness — and thus physical — temperature of the source. Conversely for an unresolved source (unknown  $\Omega_{\text{source}}$ ), the antenna temperature can be determined, but not the brightness temperature.

The flux density received by the radiotelescope is:

$$S[\text{Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}] = (2)k_B T_A/A_{\text{eff}} \quad (5)$$

The factor “(2)” expresses that a polarized antenna observing an unpolarized source transmits only half of the incident intensity or power to the receiver.

Due to the small size and weak intensity of natural radiosources,  $T_A$  is often very small. Source detection requires  $T_A$  to be larger than the fluctuations — generally Gaussian — of the noise, whose dominant origin is the sky background of temperature  $T_{\text{sky}}$  at low frequencies ( $f \ll 250$  MHz) and

the Nyquist noise of resistive parts of the instrument of temperature  $T_{\text{system}}$  at high frequencies ( $f \gg 250$  MHz). When measuring a signal or noise of average temperature  $T$  with a time integration  $\tau$  and a spectral bandwidth  $b$ , the standard deviation of consecutive measurements is  $\sigma \approx T/(b\tau)^{1/2}$ . Hence the definition of the “noise temperature”  $T_N = (T_{\text{sky}} + T_{\text{system}})/(b\tau)^{1/2}$ , of the signal-to-noise ratio  $\text{SNR} = T_A/T_N$ , and of the minimum detectable flux density  $S_{\text{min}} = (2)k_B T_N/A_{\text{eff}}$ . The latter formula shows that the sensitivity increases with the effective area of the radiotelescope. The limitation due to  $T_{\text{sky}}$  can be reduced only by temporal and spectral integration, whereas that due to  $T_{\text{system}}$  can be reduced via low-noise electronics or cryogeny (down to 10-20 K).

## 6. Receivers

Parameters defining a receiver include: total observable frequency range, temporal and spectral integrations and resolutions, gain, stability, dynamic range and linearity, system temperature, and output data rate. Practical implementations are very diverse, analog or digital, swept-frequency or multi-channel, each with specific advantages and inconvenients.

As digitization rate is presently limited to a few 100’s MHz, coherent receivers generally rely on the heterodyne technique, in which the frequency band of interest ( $f \pm \Delta f/2$ ) is mixed with a Local Oscillator ( $f_{\text{LO}}$ ) for down-shifting to low frequencies ( $f - f_{\text{LO}} \pm \Delta f/2$ ), before digitization at  $f_{\text{sampling}}$ . Classically,  $f_{\text{sampling}}$  must be twice higher than the maximum frequency of interest (first Nyquist zone), but direct down conversion associated to adequate band filtering is now used to digitize signals at frequencies  $> f_{\text{sampling}}/2$ , in Nyquist zones II, III...

Modern digital receivers include correlators, FFT spectrometers, polyphase filter banks, or waveform samplers. Receiver chips (DSPs, FPGAs) are increasingly used to run real time RFI mitigation or burst detection.

## 7. Antennas, Arrays, and Imagery

Radiotelescopes often consist of large reflectors (there is no radio lens) and focal antennas, mostly single pixel. At centimeter-to-decimeter wavelengths, single dishes have dimensions typically  $D \leq 100$  m and thus an angular resolution no better than  $\sim 1'$ . A way to increase the size, and hence the resolution, is to build the radiotelescope as an array of  $N$  antennas with maximum separation  $d \gg D$ , whose signals are coherently summed or multiplied, giving access to an angular resolution  $\sim \lambda/d \ll \lambda/D$ . The sensitivity also increases as the number of antennas in the array (i.e.  $\propto N \times A_{\text{eff}}$ ).

When the array is used as an interferometer, signals from pairs of antennas are correlated ( $\sim$ multiplied). The complex visibility  $V$  characterizes the contrast and phase of the resulting interference fringes. For a point source in

direction  $\theta$  from the normal to a baseline  $d$ ,  $V$  simply writes:

$$V = e^{i\psi} \quad \text{with} \quad \psi = 2\pi d \sin \theta / \lambda \quad (6)$$

The general case of an extended source and 2D geometry corresponds to the Zernike-Van Cittert theorem, stating that the complex visibility is the Fourier Transform of the spatial distribution of source intensity normalized by its average intensity:

$$V(u, v) = \frac{\int_{\text{source}} T_A(\theta, \varphi) e^{i2\pi(u\theta+v\varphi)} d\theta d\varphi}{\int_{\text{source}} T_A(\theta, \varphi) d\theta d\varphi} = \frac{T_A(u, v)}{\langle T_A(\text{source}) \rangle} \quad (7)$$

where  $(u, v)$  are the spatial (angular) frequencies, Fourier conjugate from  $(\theta, \varphi)$ ,  $u = x/\lambda$  and  $v = y/\lambda$  (in  $\text{rad}^{-1}$ ) with  $(x, y)$  the coordinates in the pupil plane of the radiotelescope. It results from eq. 4 that  $T_A(u, v)$  is actually the source intensity distribution  $T(u, v)$  multiplied by the response of the instrument  $G(u, v)$ , and it can be shown that the latter is simply the autocorrelation of the E-field distribution on the pupil, i.e. the autocorrelation of the radiotelescope's pupil itself. For an array of  $N$  point-like antennas,  $G(u, v)$  is a distribution of  $N(N - 1)$  points corresponding to the  $N(N - 1)/2$  baselines made with pairs of antennas (plus symmetry about the point  $(u = 0, v = 0)$ ). Aperture synthesis deals with optimization of the  $(u, v)$  plane coverage.

Interferometric imaging of radiosources consists of measuring  $T_A(u, v)$ , deducing  $T(u, v) = T_A(u, v)/G(u, v)$ , and then computing the image  $T(\theta, \varphi)$  by inverse Fourier Transform of  $T(u, v)$ . Optimized techniques and algorithms are employed in order to deal with the non-uniform and sparse coverage of  $(u, v)$  plane combined sky and system noise (e.g. "Clean" algorithm, super-synthesis using the Earth's rotation during an observation. . . ), time coherency of signals received at the various antennas (fringe stopping), time variability of the visibilities due to ionospheric propagation (Self-Calibration), etc. In order to reach very high angular resolutions (down to  $10^{-4}$  arcsec), VLBI uses intercontinental baselines. The signal is then recorded at each antenna along with an accurate time reference (e.g. atomic clock) and correlated offline.

As the Field Of View decreases with increasing instrument size, large interferometers are not adapted to sky surveys. A way to combine high sensitivity, good angular resolution, and a large FOV, is to form a phased-array from near-isotropic antennas (e.g., electric dipoles). Beamforming is the coherent summation of antenna signals, phased to produce a narrow beam pointed at a selected direction in the sky, within the envelope imposed by the diagram of each elementary antenna. In addition to the ability to point electronically and near-instantaneously the radiotelescope main beam, modern electronics allows to form simultaneously a large number of narrow beams pointed at different directions. Such multi-beam techniques are used in Focal Plane Arrays to provide multi-pixel matrices (up to tens of pixels) at the focus of large reflectors,



Figure 1.: *The 100 m Effelsberg radiotelescope*



Figure 2.: *The low-frequency (left) and high-frequency (right) LOFAR phased arrays in Nançay.*

expanding their FOV, as well as in “aperture arrays” of many thousands of antennas able to produce hundreds of simultaneous beams. The latter enable fast and sensitive wide-field surveys, as well as (RFI-)nulling techniques.

## 8. Large instruments

LOFAR, an European interferometer of phased arrays in the range 30-250 MHz (as well as its american counterpart LWA), is the first large instrument fully using the above concepts. It is also a major pathfinder for SKA ( $\sim 100$  MHz – 25 GHz), which will use millions of antennas to reach  $A_{\text{eff}} \sim 1 \text{ km}^2$  and will have an extreme sensitivity in hundreds of beams. Other SKA precursors include ASKAP in Australia, an interferometer of  $32 \times 12$  m-parabolas, each equipped with a FPA of  $\sim 100$  antennas at its focus. FPA now equip the 6m-parabolas of the Westerbork interferometer and are under study for the Nançay radiotelescope. At higher frequencies, ALMA (30-900 GHz) is the major millimeter-submillimeter interferometer in construction, in which

50 × 12 m-parabolas will form baselines up to 15 km. For the next decades, a “LOFAR-on-the-Moon” project is under study, which would benefit of a radio-quiet environment and of the quasi-absence of ionosphere.

## 9. Notations and Acronyms

ALMA Atacama Large Millimeter/submillimeter Array

COBE Cosmic Background Explorer

DM Dispersion Measure:  $DM = \int_L N_e dL$

DSP Digital Signal Processor

$f_{ce}$  Cyclotron frequency:

$$f_{ce} = eB/2\pi m_e;$$

$$f_{ce} \text{ (Hz)} = 2.8 \times 10^{10} B \text{ (T)}$$

FFT Fast Fourier Transform

FIR Far Infra-Red

$f_{pe}$  Plasma frequency:

$$f_{pe} = (1/2\pi)(N_e e^2 / \epsilon_0 m_e)^{1/2};$$

$$f_{pe} \text{ (Hz)} = 9\sqrt{N_e} \text{ (m}^{-3}\text{)}$$

FOV Field of View

FPA Focal Plane Array

FPGA Field-programmable gate array

IRAM Institut de Radio Astronomie Millimétrique

LH Left-Handed (circular or elliptical polarization)

LOFAR LOw Frequency ARray

LWA Long Wavelength Array

mm/sub-mm millimeter/sub-millimeter wavelength ranges

RAE Radio Astronomy Explorer 1 & 2 satellites (1968-1973)

RFI Radio Frequency Interference

RH Right-Handed (circular or elliptical polarization)

SKA Square Kilometer Array

UTR-2 Ukrainian T-Shape Radiotelescope – Mark II

VLBI Very Long Baseline Interferometry

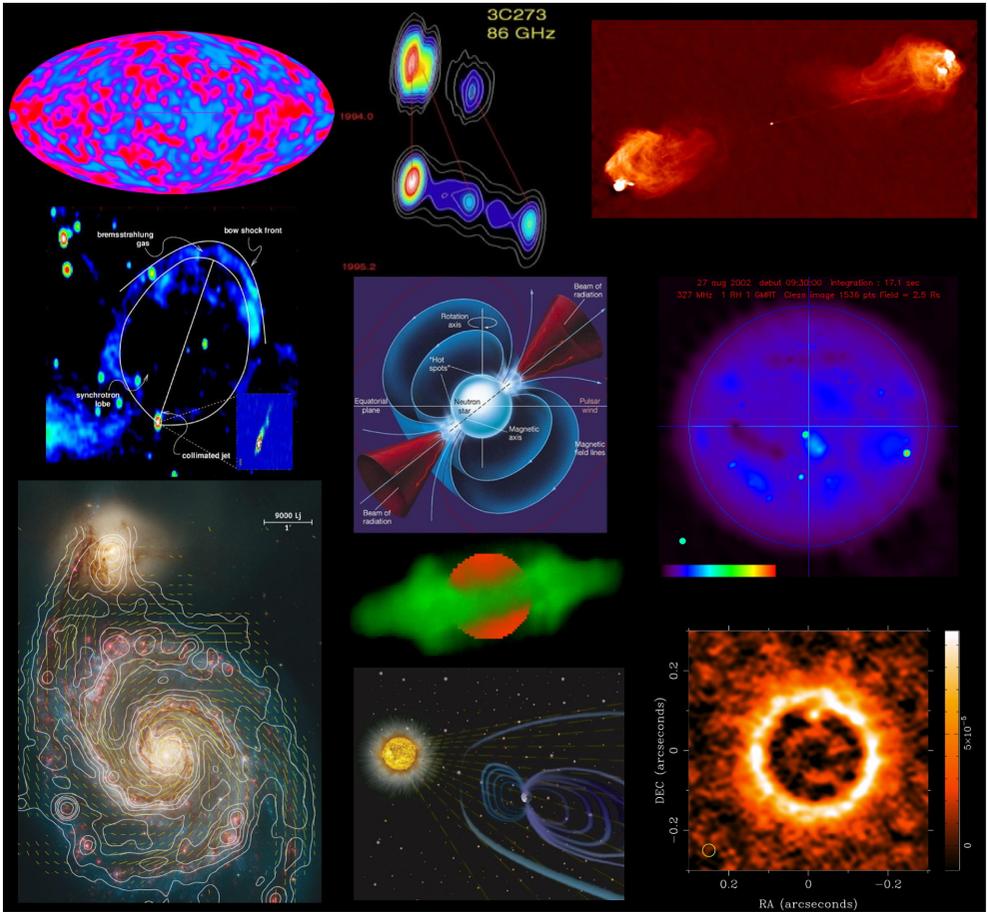


Figure 3.: Radioastronomical sources (from left to right and top to bottom): 3K fluctuations map by COBE; VLBI observations of quasar 3C273 at two epochs; Radio image of the lobes of the Cygnus A radiogalaxy at 5 GHz; Bubble of shock-compressed bremsstrahlung-emitting gas from Cygnus X-1; Sketch of a pulsar environment and radio beams; Interferometric image of the Sun at 327 MHz; The magnetic field of M51 from Farady measurements; Jupiter's synchrotron map from radiation belts; Sketch of solar wind-magnetosphere interaction expected to drive auroral radio emission; Simulated ALMA image at 345 GHz of a proto-Jupiter embedded in a proto-planetary disk.

## Internet links

- [http://www.lesia.obspm.fr/~zarka/CoursPZ/Th2-PZ-2010\\_1BR.pdf](http://www.lesia.obspm.fr/~zarka/CoursPZ/Th2-PZ-2010_1BR.pdf)  
Instrumentation et Observation en Radioastronomie, Cours du Master 2 Recherche de Sciences de l'Univers et Technologies Spatiales de l'Observatoire de Paris, 2010.
- <http://iram.fr/IRAMFR/IS/school.htm> Proc. IRAM millimeter interferometry summer schools.
- <http://www.ece.vt.edu/swe/lwa> LWA memos.
- <http://www.obs-nancay.fr> Nançay Observatory.
- <http://www.lofar.org> LOFAR
- <http://www.phys.unm.edu/~lwa> LWA
- <http://www.haystack.mit.edu/ast/arrays/mwa> MWA
- <http://www.skatelescope.org> SKA
- <http://www.iram-institute.org> IRAM
- <http://www.alma.nrao.edu> ALMA
- <http://www.nrao.edu> NRAO
- <http://herschel.esac.esa.int/> Herschel
- <http://www.sron.nl/divisions/lea/hifi/> HIFI/Herschel

## References

- [1] B. Burke and F. Graham-Smith. *An Introduction to Radio Astronomy*. Cambridge University Press, 1997.
- [2] A. Hales, A. Wootten, and B. Butler. Observing extrasolar planetary systems with alma. In K. Gozdziowski, A. Niedzielski, and J. Schneider, editors, *Extrasolar Planets in Multi-Body Systems: Theory and Observations*, volume 42 of *EAS Publication Series*, pages 143–151. 2010.
- [3] J.P. Hamaker. Understanding radio polarimetry. IV. The full-coherency analogue of scalar self-calibration: Self-alignment, dynamic range and polarimetric fidelity. *Astron. Astrophys. Suppl.*, 143:515–534, 2000.
- [4] J.P. Hamaker and J.D. Bregman. Understanding radio polarimetry. III. Interpreting the IAU/IEE definitions of the Stokes parameters. *Astron. Astrophys. Suppl.*, 117:161–165, 1996.
- [5] J.P. Hamaker, J.D. Bregman, and R.J. Sault. Understanding radio polarimetry. I. Mathematical foundations. *Astron. Astrophys. Suppl.*, 117:137–147, 1996.

- [6] N.E. Kassim, K.W. Perez, W. Junor, and P.A. Henning, editors. *From Clark Lake to the Long Wavelength Array*, volume 345 of *ASP Conference series*. 2005.
- [7] N.E. Kassim and K.W. Weiler, editors. *Low Frequency Astrophysics From Space*. Lecture Notes In Physics. Springer-Verlag, 1991.
- [8] J.D. Kraus. *Radio Astronomy*. Mac Graw-Hill, 2nd edition, 1986.
- [9] P. Léna, D. Rouan, F. Lebrun, F. Mignard, and D. Pelat. *L'observation en Astrophysique*. Savoirs Actuels. EDP Sciences, 3rd edition, 2008.
- [10] K. Rohlfs and T.L. Wilson. *Tools of Radio Astronomy*. Astronomy & Astrophysics Library. Springer, 2nd edition, 1996.
- [11] R.J. Sault, J.P. Hamaker, and J.D. Bregman. Understanding radio polarimetry. II. Instrumental calibration of an interferometer array. *Astron. Astrophys. Suppl.*, 117:149–159, 1996.
- [12] R.G. Stone, K.W. Weiler, M.L. Goldstein, and J.-L. Bougeret, editors. *Radio Astronomy at Long Wavelengths*, volume 119 of *Geophysical Monograph*. American Geophysical Union, Washington, USA, 2000.
- [13] P. Zarka. Plasma interactions of exoplanets with their parent star and associated radio emissions. *Planet. Space Sci.*, 55:598–617, 2007.



## **Highlights of Radioastronomy from 1800 to 2007 (a personal selection)**

S.A. Torchinsky

*Observatoire de Paris, 5, Place Jules Janssen, 92190 Meudon, France*

**Abstract.** I present my own selection of highlights in radio astronomy from the past two centuries, starting before the discovery of radio waves of celestial origin. The discovery of infrared radiation set the scene for future work in radio astronomy. Highlights mentioned here include the first detection of the sun in radio waves, and the detection of Jupiter, advances in technology including aperture synthesis, and Very Long Baseline Interferometry. Along the way, a number of Nobel Prizes were awarded to radio astronomers.

**Résumé.** Je présente ici une sélection personnelle de faits saillants en radioastronomie, commençant même avant la découverte des ondes radio. La découverte du rayonnement infrarouge a posé les fondations des futurs avancements en radioastronomie. Les découvertes mentionnées ici incluent la première détection en ondes radio du Soleil, ainsi que de la planète Jupiter. Je présente aussi quelques avancées techniques qui ont émergées depuis les débuts de radioastronomie. Des radioastronomes ont reçus plusieurs fois des Prix Nobels pour leur travail en radioastronomie.

### **Table des Matières**

<b>1. Prehistory : Herschel and Hertz</b>	<b>17</b>
<b>2. Detection of the Sun in Radio Waves</b>	<b>17</b>
<b>3. The First Detection of Radio Waves of Celestial Origin</b>	<b>17</b>
<b>4. Grote Reber: The Father of Radio Astronomy</b>	<b>18</b>
<b>5. The 1940's and 50's</b>	<b>18</b>
<b>6. A Golden Age of Radio Astronomy</b>	<b>19</b>

- 7. More Nobel Prizes: Gravitational Waves, and the Cosmic Microwave Background** **21**
- 8. The First Known Extra Solar Planet** **21**
- 9. Summary and the Future** **21**

## 1. Prehistory : Herschel and Hertz

The history of radioastronomy normally begins in 1932 with the detection by Karl Jansky of radio emission of extraterrestrial origin, but I prefer to go a bit further back in history. The stage was set for the discovery of celestial radio waves by William Herschel more than a hundred years before Jansky's experiments.

In 1800, Herschel discovered infrared radiation from the Sun. For the first time, it was understood that light has components that are invisible to the human eye, and that the heavens contain sources which radiate energy which cannot be detected by simple optical observation.

Nearly a hundred years later, in 1889, Heinrich Hertz demonstrated the transmission and detection of long wavelength electromagnetic waves. He naively thought this was a mere curiosity and that it would have no practical purpose! Today we are surrounded by technology based on "Hertzian Waves" for communication and observation. One can hardly imagine a more incorrect prediction from such a clever fellow!

## 2. Detection of the Sun in Radio Waves

At the turn of the 20th century, only several years after the experiments by Hertz, attempts were made to detect the Sun in radio waves. It was a natural experiment to make, but it would hardly have seemed so natural if not for the work of Herschel in 1800. The idea and that the demonstration that the Sun emits invisible radiation, opened the way for experiments across the electromagnetic spectrum.

The attempts in the early 1900's by Oliver Lodge, Nordmann, and others were unfortunately unsuccessful. Their equipment was not sensitive enough, and they were unlucky to be observing during solar minimum. One might propose Lodge as the Father of Radio Astronomy, but then, like now, a positive detection is required before a discovery can be claimed. Nevertheless, he had the idea first, and deserves credit as a pioneer of radio astronomy, as he is already acknowledged to be a pioneer of radio techniques.

## 3. The First Detection of Radio Waves of Celestial Origin

Karl Jansky was a research engineer working at Bell Labs in the 1930's. While characterising his radio antenna, he detected sources which, the following day, appeared exactly four minutes later in time. This is the signature of a celestial source which appears overhead every Earth revolution. Jansky was very careful with his observations, and showed that he had detected the galactic centre at the radio wavelength of 15m. Jansky published his result in 1935, so finally, thirty years after first attempts were made, a celestial object was detected in radio waves. Jansky is often considered to be the Father of

Radioastronomy, and the basic unit of flux from radio sources honours his name.

The first detections of the Sun in radio waves were made in 1936, but they were not recognised for being solar radiation. During the solar maximum of 1936, many radio receivers were detecting unaccountable static, but no one attributed it to the correct cause at the time. In 1942, J.S. Hey detected the Sun at a wavelength of 1m, and showed that the emissions were correlated with sun spots. As this was wartime, Hey could not publish his results until 1946. His work was related to the war time RADAR developments, and any publication, even purely scientific, would have revealed to the enemy the level of technology developed for RADAR. Other detections of the Sun were also made in this period, including that by Grote Reber which he published in 1944, and by Southworth in the USA with his detection at wavelength of 1cm, and his demonstration that the radio emission from the Sun was thermal radiation.

#### **4. Grote Reber: The Father of Radio Astronomy**

Grote Reber, an American, contacted Jansky with the request to work with him in radio astronomy, but Reber was disappointed to hear from Jansky that he was no longer working on the subject. Jansky had been reassigned to other tasks at Bell Labs, and radio astronomy had remained essentially dormant for the ten years that followed his publication. Grote Reber, took it upon himself to advance the subject. He built a 31ft radiotelescope, nearly 10m in diameter, in his own backyard and made the first ever radio map of the sky. Reber continued publishing his observations for many years, and is most often considered to be the true Father of Radio Astronomy.

#### **5. The 1940's and 50's**

Up to this point, all radio observations had been made in the continuum and no line emission had yet been detected. Indeed, it was generally believed that no atomic transitions existed which would produce line emission in the radio band. In 1945, van de Hulst suggested the possibility that neutral atomic hydrogen could produce line emission from the spin-flip transition in which the proton and electron spin axes flip from parallel to anti-parallel, thus emitting a photon of very low energy, corresponding to a wavelength of 21cm. The transition is very rare. Statistically, once in a million years, an atom of neutral hydrogen would undergo this spin flip transition, but van de Hulst correctly postulated that neutral hydrogen should be so abundant in the galaxy, that it should be possible to detect the 21cm line emission. It would take several years before a detection was made.

Meanwhile, radio astronomy was marching along with advances in other areas. Angular resolution was improving so that by 1946, Hey, Parsons, and Phillips were able to show that there are discrete sources of radio emission,

and not only extended emission from large regions in the sky. They had an angular resolution of 2 degrees, and by 1948, Bolton and Stanley improved the result with their angular resolution of only 2 arc seconds.

In 1947, Hey and Stewart were the first to use RADAR to illuminate celestial targets and detect the RADAR echo. They bounced RADAR transmissions off of the ionised tails of meteor showers, and were the first to demonstrate that meteor showers occur during the daytime, as well as during the night time.

All this time, a number of groups attempted to detect the 21cm neutral hydrogen emission predicted by van de Hulst in 1945, including van de Hulst's own group based in Leiden, but it was Ewen and Purcell in the USA who finally made the first detection in 1951, and here was confirmation that neutral hydrogen is indeed enormously abundant in the Universe. It is the primordial material from which all structure in the Universe today was ultimately made.

## 6. A Golden Age of Radio Astronomy

The detection of neutral hydrogen with the 21cm spin-flip transition started a golden age in radio astronomy. The 1950's and 60's saw the construction of many of the most well known observatories still in operation today such as Jodrell Bank, Westerbork, Parkes, Greenbank, Arecibo, and various instruments in Cambridge.

In the Netherlands, van de Hulst's supervisor, Jan Oort, was the driving force behind the push for the discovery of line emission in the radio which he wanted to use to probe the structure of the galaxy. He did so in the following years, and by the 21cm emission in multiple lines-of-sight, he was able to reconstruct a model of the galaxy. Oort was the first to show that our galaxy, the Milky Way, has a spiral structure similar to that seen in optical images of other many other galaxies.

Radio astronomy was also making advances in solar system observations, and in 1955 Burke and Franklin made the first detection of the planet Jupiter in radio waves. This was done at a frequency of 22MHz, and they observed variable emission from Jupiter. In 1958, Sloanaker measure the 3GHz flux from Jupiter which was highly polarised. Jupiter is producing synchrotron radiation from the charged particles in the solar wind spiralling down the very strong magnetic field lines of Jupiter.

By 1965, the giant dish at Arecibo in Puerto Rico had been running for a couple of years, and one of its earliest results was the surprising detection of the true period of rotation of the planet Mercury. Using the powerful RADAR at Arecibo to transmit a signal and then to detect the echo from the surface of the planet Mercury, Pettengill and Dyce determined the rotation period to be 59 days. Until that time, it was generally accepted that Mercury always showed the same face to the sun, and so had the same rotation period as its orbital period of 88 days. This gave the image of Mercury as a split world

with a fiery hell on one side, and intense cold on the other. It turns out that Mercury has a 2:3 ratio of its spin period to its orbital period, and so every part of the surface of the planet has its time in the sun.

In the same year, a much smaller radio telescope was measuring the temperature of the sky in different directions, and stumbled upon the most important discovery in the field of cosmology. The horn antenna used in the 1960's by Bell Labs engineers was originally designed for radio communications with the satellites Echo and Telstar. It was afterwards taken over by Bell Labs radio astronomers who wished to make a general survey of cosmic microwave radiation. While doing a precise characterisation of the horn antenna, this led to the discovery of the Cosmic Microwave Background winning a Nobel prize for Penzias & Wilson. The Cosmic Microwave Background, which is visible in any direction in the sky, is evidence of the radiation left over from the Big Bang at the earliest times in the Universe.

In the latter half of the 1960's, Martin Ryle and Anthony Hewish at Cambridge had introduced and developed the technique of aperture synthesis, in which multiple antennas are joined together to work as a single instrument, using also the rotation of the Earth to effectively multiply the number of antennas involved in the observation. The 2048 dipole aperture array telescope called the 4-acre array at the Mullard Radio Astrophysical Observatory of the University of Cambridge was built to study scintillation in the interplanetary medium due to the solar wind. In 1967, Jocelyn Bell, using this instrument, detected regular pulses which she was able to demonstrate were not man-made, and definitely had a celestial origin. This was the discovery of pulsars which later study showed to be very dense neutron stars spinning extremely rapidly, with each pulse corresponding to the beam sweeping across our field-of-view, much as a light house periodically illuminates the coast as its light sweeps around.

It was natural to extend the idea to use interferometry to much larger separations of the antennas. As the antennas are separated by larger distances, the angular resolution achieved improves. The technique of Very Long Baseline Interferometry (VLBI) was achieved for the first time in 1967 by a number of groups. The main difference with VLBI is the fact that the signals are recorded, and the correlation between the antennas is done afterwards. This technique demands not only a large storage capacity, but also very precise time keeping in order to put the signals together synchronised so that they effectively combine to make a single instrument. This was achieved by three groups working at the same time including Broten et al in Canada who achieved results with telescopes separated by thousands of kilometers. Moran et al from the Massachusetts Institute of Technology published results only a few months later. At the same time, Brown et al in Florida were measuring bursts from Jupiter at very low radio frequency using the technique of VLBI.

## 7. More Nobel Prizes: Gravitational Waves, and the Cosmic Microwave Background

In 1974, Taylor and Hulse using the giant Arecibo telescope discovered a pulsar which was in orbit around another neutron star. This binary system proved to be a perfect laboratory for testing one of the predictions of Einstein's General Theory of Relativity. After many years of monitoring the timing of the pulses from this system, Taylor and Hulse were able to deduce the orbital parameters of the system, and most importantly, to demonstrate that the distance between the two stars was reducing at a rate exactly predicted by Einstein's theory, and that the system must therefore be producing gravitational waves. It was the first demonstration of the existence of gravitational waves, and it earned a Nobel prize for Taylor and Hulse in 1993.

At higher radio frequencies, the measurements of the Cosmic Microwave Background (CMB) continued, this time from a space based instrument called the Cosmic Microwave Background Explorer (COBE). This instrument measured the temperature of the CMB to very high precision, and also measured the uniformity of the CMB across the sky. The result, that the CMB is uniform to within one part in 10 million, confirmed the validity of the Big Bang cosmology theory. The tiny variations on the temperature from point to point on the sky were also measured, and this gave an indication that the origin of structure in the Universe is from the tiny variations in the primordial plasma which existed in the very early Universe just after the Big Bang. The results of the COBE satellite merited a Nobel prize for the principal scientists involved, John Mather and George Smoot. Observations of the CMB continue to be the primary method for testing our theories of cosmology.

## 8. The First Known Extra Solar Planet

Up until about fifteen years ago, the only planets known to us were the ones in our own solar system. Although it seems natural that there should be planets around other stars, it wasn't until 1991 that a planet was discovered orbiting another star. This discovery was made by Alexander Wolszczan using the Arecibo radio telescope and measuring the variations in the arrival times of the pulses from a pulsar. Wolczan deduced that the wobble in the pulse times was due to the pulsar orbiting about the centre of mass in a planetary system with two Earth sized planets. It was a big surprise to find planets around a pulsar which is the remains after a violent supernova explosion, but there they were!

## 9. Summary and the Future

I have presented here a few highlights from radio astronomy from the earliest attempts up to more recent, Nobel Prize winning discoveries. These are

just a few of the advances to our understanding made using radio astronomy techniques. The future will have many more, especially with the construction of the new giant telescopes coming soon such as LOFAR, ALMA, and the SKA which will be presented in later lectures.

## Les antennes

Philippe PICARD, Jacques PEZZANI

*Station de Radioastronomie de Nançay*

**Abstract.** The antenna is the first element in the reception chain and makes the transition between free space and the receiver. Antenna types are virtually infinite. Antennae for radioastronomy, either single dishes, interferometers or arrays, do not differ much from antennae for other applications. The various terms and definitions used in the antenna field and necessary to specify an antenna or to correctly understand its characteristics are explained and detailed.

**Résumé.** L'antenne est le premier élément dans la chaîne de réception et fait la transition entre le milieu où se propagent les ondes et le récepteur. Il y a virtuellement une infinité de type d'antennes possible. Les antennes radioastronomiques, qu'elles sont de simples paraboles, des interféromètres ou des réseaux, ne diffèrent pas beaucoup des antennes conçues pour d'autres applications. Nous présentons et explicitons les différents termes et les définitions nécessaires à la spécification d'une antenne ou à la compréhension précise de ses caractéristiques.

### Table des matières

1. Introduction	24
2. Bref rappel sur les ondes électromagnétiques	24
3. Interaction onde/antenne	27
4. Propriétés des antennes et terminologie	28
5. Groupement de sources	45
6. Systèmes multi faisceaux	54
7. Conclusion	56

## 1. Introduction

Une *antenne* est un dispositif qui assure la transmission de l'énergie entre une onde se propageant dans l'espace libre et une ligne de transport de puissance. L'antenne étant un dispositif passif, on peut y appliquer le théorème de réciprocité (appelé quelquefois théorème de Carson dans le cadre de la théorie des antennes), conduisant à la conséquence importante suivante :

*Les propriétés d'une antenne peuvent être indifféremment utilisées, définies et évaluées en émission ou en réception.*

Les coordonnées sphériques  $(r, \theta, \varphi)$  constituent un système de coordonnées (Fig. 1) particulièrement bien adapté à l'étude des antennes.

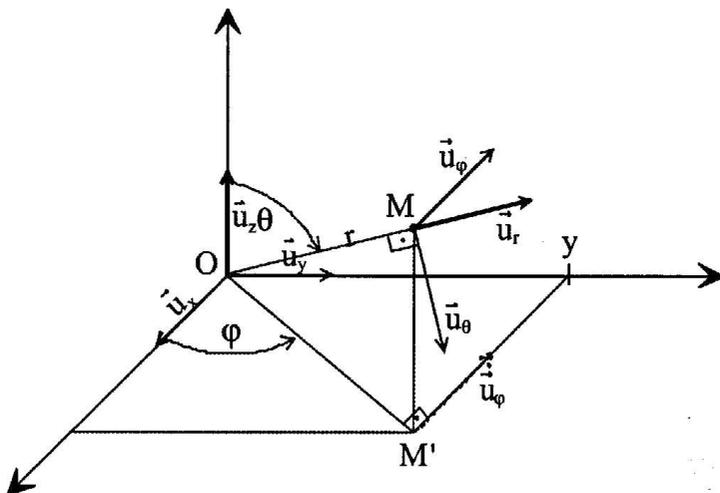


Figure 1.: *Repère de coordonnées sphériques  $(O, \vec{u}_r, \vec{u}_\theta, \vec{u}_\varphi)$*

## 2. Bref rappel sur les ondes électromagnétiques

Une onde électromagnétique (Fig. 2) est constituée d'un champ électrique  $\vec{E}$  (en  $V/m$ ) et d'un champ magnétique  $\vec{H}$  (en  $A/m$ ) orthogonaux entre eux et transverses (perpendiculaires à la direction de propagation  $\vec{u}_r$ ). Le champ électrique s'exprime de la manière suivante :

$$\vec{E} = e^{j\omega t} (E_\theta e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}r} \vec{u}_\theta + E_\varphi e^{-j(\frac{2\pi}{\lambda}r + \Phi)} \vec{u}_\varphi) \quad (1)$$

L'angle  $\Phi$  définit la polarisation :

- $\Phi = 0^\circ$  polarisation linéaire
- $\Phi = +90^\circ$  polarisation circulaire gauche (LHC left handed circular polarization)
- $\Phi = -90^\circ$  polarisation circulaire droite (RHC right handed circular polarization)

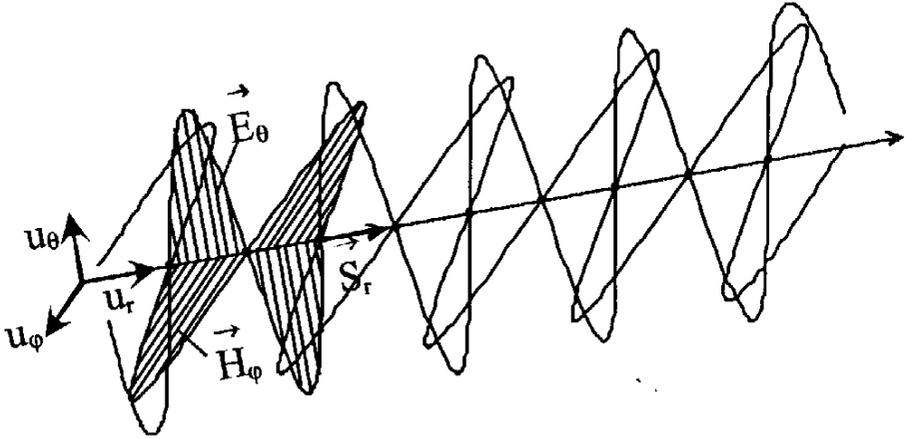


Figure 2.: Onde électromagnétique se propageant selon  $\vec{u}_r$

Dans le vide  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  sont liés par la relation :

$$\vec{E} = Z_0 \vec{H} \times \vec{u}_r \tag{2}$$

où  $Z_0$  est l'impédance caractéristique du vide :

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi \approx 377\Omega \tag{3}$$

Le vecteur de Poynting  $\vec{S}$  décrit l'écoulement de l'énergie. Il s'exprime :

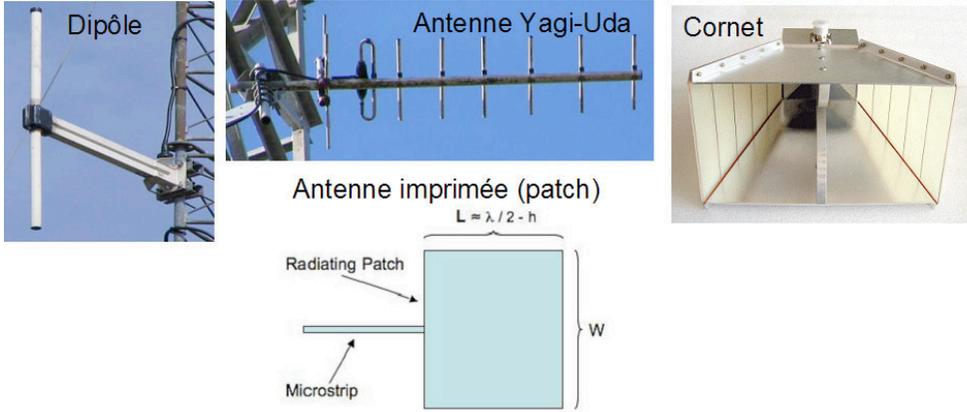
$$\vec{S} = \begin{cases} \vec{E} \times \vec{H} & \text{en valeur instantanée,} \\ (\vec{E} \times \vec{H}^*)/2 & \text{en valeur moyennée sur une période.} \end{cases} \tag{4}$$

Dans le vide  $\vec{S}$  est réel et vaut :

$$|\vec{S}| = \frac{1}{Z_0} |\vec{E}|^2 \text{ exprimé en W/m}^2. \tag{5}$$

En général, une antenne est polarisée soit linéairement (Fig. 3a) soit circulairement (Fig. 3b) et ne reçoit donc qu'une puissance égale à  $S/2$  pour un signal non polarisé. Un dipôle est polarisé linéairement, il en est de même pour la majorité des cornets. Une hélice ou une spirale sont polarisées circulairement. En revanche, un patch carré peut être polarisé linéairement s'il est alimenté au milieu d'un côté, ou circulairement s'il est alimenté en quadrature sur 2 côtés perpendiculaires. Une antenne en polarisation circulaire peut être composée d'éléments en polarisation linéaire alimentés en quadrature (exemple : 2 dipôles croisés comme sur la Figure 3b).

(a)



(b)

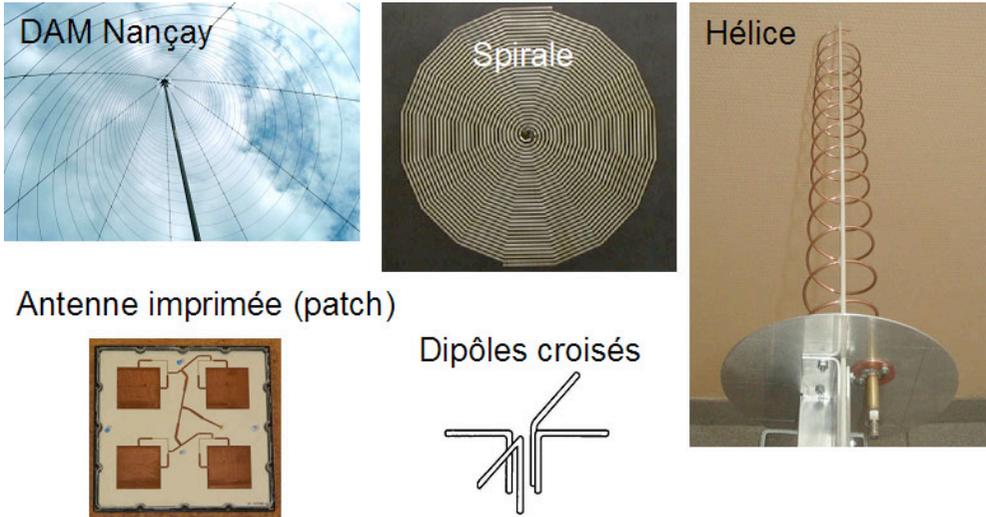


Figure 3.: Antennes en polarisation linéaire (a) ou circulaire (b).

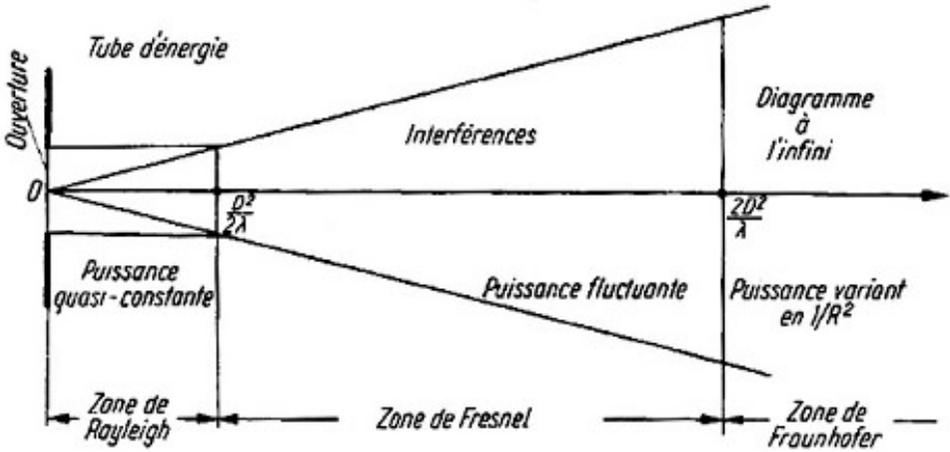


Figure 4.: Zones de rayonnement

### 3. Interaction onde/antenne

Une onde électromagnétique se propageant dans l'espace peut être produite de deux manières : (i) par des *courants* (c'est le cas des antennes filaires, par exemple le Réseau Décamétrique (DAM) à Nançay), (ii) par une *ouverture* dans un volume où règne un champ électro-magnétique (par exemple un cornet). Un réflecteur est le siège de courants, mais peut être considéré comme une ouverture si on se place à une très courte distance de la surface métallique.

#### 3.1 Zones de rayonnement

On distingue 3 zones de rayonnement (Fig. 4) suivant la distance à l'antenne. Très près de l'antenne le transport d'énergie s'effectue quasiment dans un tube, c'est la zone de Rayleigh ou zone de champ proche (terme anglais : *near field* ou *NF*). Loin de l'antenne on a la zone de Fraunhofer ou zone de champ lointain (terme anglais : *far field* ou *FF*). On considère que l'on est dans la zone de champ lointain lorsque  $r > 2D^2/\lambda$  où  $D$  est la dimension de l'antenne.

■ **Exemples** — *Pour des instruments de Nançay :*

- pour le Radiotélescope de Nançay (NRT) :  
on a  $D = 280 \text{ m}$  pour  $\lambda = 0.21 \text{ m}$ , ce qui donne  $2D^2/\lambda = 380 \text{ km}$
- pour le Radiohéliographe de Nançay (RH) :  
on a  $D = 10 \text{ m}$  pour  $\lambda = 1 \text{ m}$ , ce qui donne  $2D^2/\lambda = 200 \text{ m}$

Entre la zone de champ proche et la zone de champ lointain se situe la zone de Fresnel (Fig. 5) dans laquelle la puissance fluctue fortement à cause des interférences entre les ondes provenant des divers points de l'antenne.

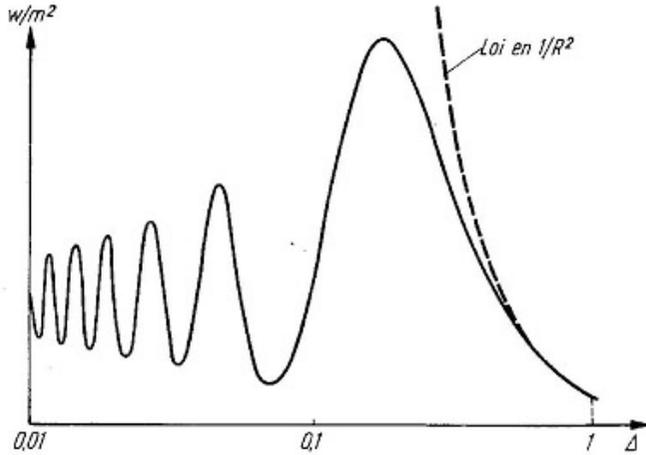


Figure 5.: *Fluctuations dans la zone de Fresnel*

Quand on entre dans la zone de champ lointain  $|\vec{H}|$  décroît en  $1/r$ ,  $|\vec{E}|$  décroît en  $1/r$ , et donc le module du vecteur de Poynting  $|\vec{S}|$  décroît en  $1/r^2$ . L'onde est donc sphérique en tout point de l'espace. Elle semble provenir d'un point origine qui est le *centre de phase* de l'antenne (terme anglais : *phase center*).

## 4. Propriétés des antennes et terminologie

### 4.1 Antenne isotrope

L'*antenne isotrope* (terme anglais : *isotropic radiator*) est une antenne théorique rayonnant uniformément dans toutes les directions de l'espace. Une telle antenne n'a pas de direction privilégiée : elle n'est donc pas directive. La densité de puissance d'une onde émise par une telle antenne est :

$$p_{\text{iso}}(r, \theta, \varphi) = \frac{P_E}{4\pi r^2} \quad (6)$$

où  $P_E$  est la puissance totale émise. L'antenne isotrope est impossible à réaliser dans la pratique.

### 4.2 Directivité

La *directivité*  $D$  (terme anglais : *directivity*) dans la direction  $(\theta, \varphi)$  est le rapport entre la puissance rayonnée par unité d'angle solide dans cette direction et la puissance qui serait rayonnée par une source isotrope qui émet la même

puissance totale :

$$D(\theta, \varphi) = \frac{p(r, \theta, \varphi)}{p_{\text{iso}}(r, \theta, \varphi)} \quad (7)$$

avec la même  $P_E$  pour le numérateur et le dénominateur.  $D(\theta, \varphi)$  est évidemment indépendant de  $r$  car  $p(r, \theta, \varphi)$  et  $p_{\text{iso}}(r, \theta, \varphi)$  varient en  $1/r^2$ . On a :

$$\int_0^{4\pi} D(\theta, \varphi) d\Omega = 4\pi \quad (8)$$

Avec l'élément d'angle solide  $d\Omega = \sin(\theta)d\theta d\varphi$ , ceci devient :

$$\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{2\pi} D(\theta, \varphi) \sin(\theta) d\theta d\varphi = 4\pi \quad (9)$$

### 4.3 Gain

Si  $P_F$  est la puissance fournie à une antenne via une ligne de pertes  $L$  qui présente un coefficient de réflexion en tension  $\Gamma$ , la puissance émise par l'antenne est :

$$P_E = (1 - |\Gamma|^2)LP_F \quad (10)$$

La quantité  $\eta_a$ , toujours inférieure à 1, est le *rendement d'antenne* :

$$\eta_a = \frac{P_E}{P_F} = (1 - |\Gamma|^2)L$$

Cette notion qui ne tient compte que des puissances fournie et émise par l'antenne est distincte des notions de rendement d'illumination et de spillover qui seront définies plus loin.

On appelle *gain* la quantité  $G(\theta, \varphi)$  telle que  $G(\theta, \varphi) = \eta_a D(\theta, \varphi)$ . Le gain est toujours inférieur à la directivité. On peut exprimer  $G(\theta, \varphi)$  et  $D(\theta, \varphi)$  sous la forme suivante :

$$D(\theta, \varphi) = \frac{p(\theta, \varphi)}{P_E/4\pi} \quad (11)$$

$$G(\theta, \varphi) = \frac{p(\theta, \varphi)}{P_F/4\pi} \quad (12)$$

dans lesquelles on a :

$$\int_0^{4\pi} p(\theta, \varphi) d\Omega = P_E. \quad (13)$$

- **Attention** — Une antenne est un élément strictement passif qui n'amplifie pas le signal, son gain représente en fait la concentration de puissance dans une direction privilégiée par rapport à une antenne isotrope sans pertes.

Pour simplifier et sans nuire à la généralité du propos, on considère dans la suite de ce chapitre une antenne sans pertes et parfaitement adaptée. Cela revient à poser  $D(\theta, \varphi) = G(\theta, \varphi)$ .

- **Note** — Dans cette présentation, on ne traite pas le cas particulier des antennes actives, dans lesquelles un amplificateur fait partie intégrante de l'antenne.

#### 4.4 Diagramme de rayonnement

Le *diagramme de rayonnement* (terme anglais : *radiation pattern*) est une représentation du gain en fonction de  $\theta$  et/ou de  $\varphi$  en coordonnées rectangulaires, polaires (Fig. 6) ou en 3D (Fig. 7). Il peut être exprimé de façon absolue en dBi (décibel par rapport à l'isotrope) :  $10 \log[G(\theta, \varphi)]$ . On appelle  $G_0$  le gain maximum.

- **Exemples** — Gain pour quelques antennes :
  - pour un dipôle demi-onde :  $G_0 = 2.14 \text{ dBi}$
  - pour le Radiotélescope de Nançay (NRT) à  $\lambda = 0,21 \text{ m}$  :  
 $G_0 = 61.4 \text{ dBi}$

Ou de façon relative par rapport au gain maximum  $G_0$  en dBc (dB par rapport au point crête) :  $10 \log[G(\theta, \varphi)/G_0]$ .

- **Exemples** — Premier lobe secondaire :
  - pour une ouverture rectangulaire illuminée en créneau :  $-13.2 \text{ dBc}$
  - pour une ouverture circulaire illuminée en créneau :  $-17.6 \text{ dBc}$

#### 4.5 Éléments caractéristiques du diagramme de rayonnement

On distingue le *lobe principal* (terme anglais : *main beam*) et les *lobes secondaires* (termes anglais : *minor lobes* ou *side lobes*) séparés par des *zéros* (terme anglais : *null*) plus ou moins profonds (Figs. 8 et 9). Le *lobe arrière* (terme anglais : *back lobe*) est un cas particulier de lobe secondaire situé à  $\theta = 180^\circ$ .

La *largeur à mi-puissance* ou lobe à  $-3\text{dB}$  (terme anglais : *HPBW* ou *Half Power Beam Width*) permet de chiffrer le pouvoir séparateur. En première approximation, on peut estimer grossièrement la largeur à mi-puissance par la formule :

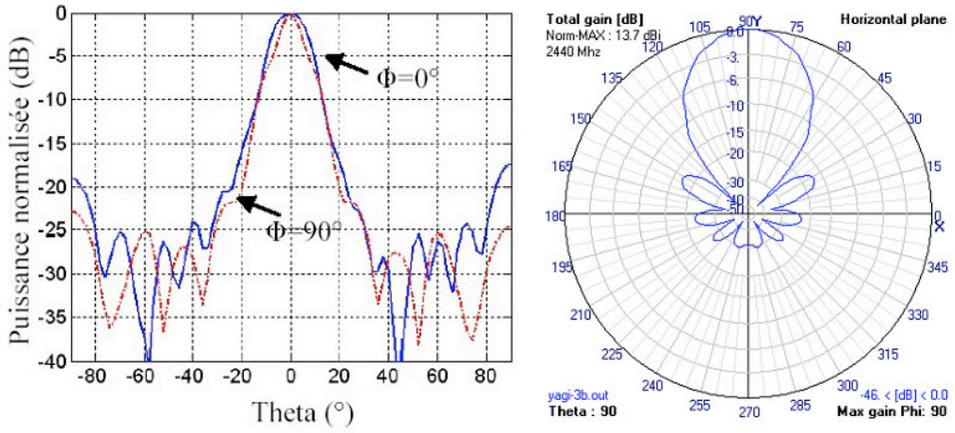


Figure 6.: Exemples de diagrammes de rayonnement en coordonnées rectangulaires et en coordonnées polaires

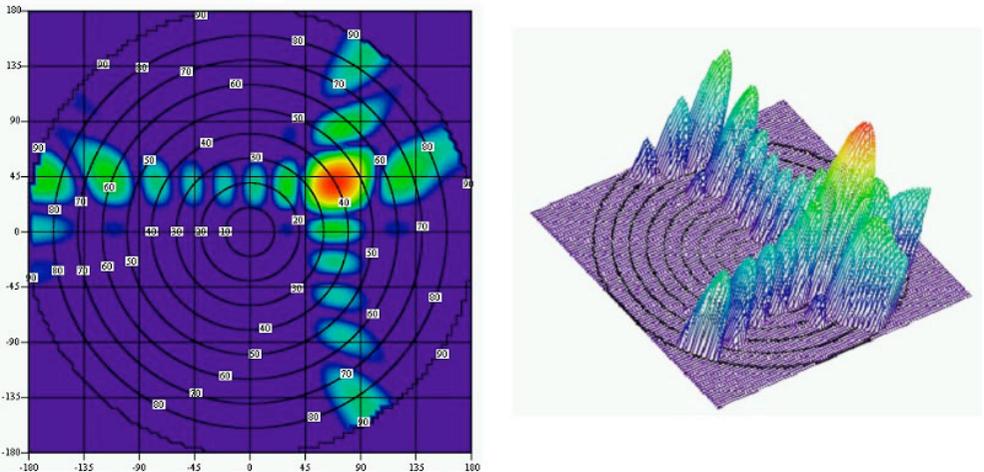


Figure 7.: Exemples de diagrammes de rayonnement en 3D

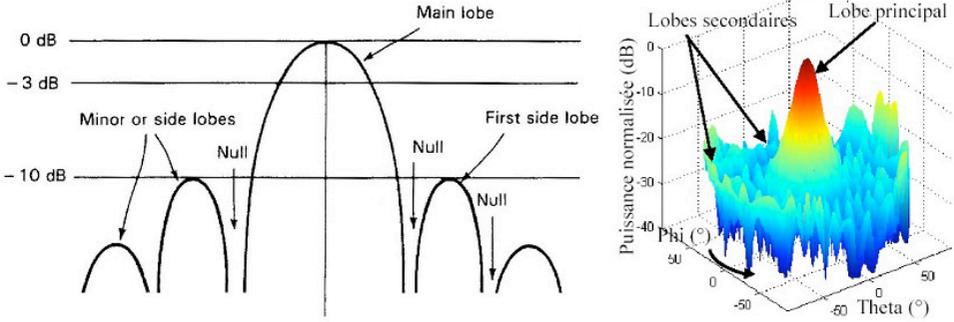


Figure 8.: Lobes principaux et secondaires

$$\text{HPBW} \approx \frac{\lambda}{D} \text{ radians} \quad (14)$$

#### 4.6 Plans principaux

Une étude complète en 3D du diagramme de rayonnement étant difficile et quelquefois très demandeuse en temps de calcul, on étudie habituellement les diagrammes de rayonnement d'une antenne dans les *plans principaux* qui sont 2 plans orthogonaux passant par la direction du maximum de rayonnement (Fig. 10). En général au moins un de ces plans correspond à un plan de symétrie de l'antenne ou à la direction d'une polarisation. Pour une antenne polarisée linéairement, un des plans principaux contient le vecteur  $\vec{E}$  (appelé plan E), l'autre contient le vecteur  $\vec{H}$  (appelé plan H). Même pour une antenne parfaitement symétrique, les diagrammes pour les plans E et H sont différents. Ceci est dû aux conditions aux limites différentes dans les deux plans.

Une conséquence importante est que dans un plan, le diagramme pour une polarisation est différent de celui pour la polarisation croisée. Ceci est illustré par la Figure 11 qui montre le diagramme dans un plan horizontal pour les 2 polarisations horizontale et verticale pour un cornet hoghorm ayant équipé le Radiotélescope de Nançay jusqu'en 2000. Dans des cas très particulier on peut rendre les diagrammes E et H identiques en modifiant les conditions aux limites (cornets corrugués, par exemple).

#### 4.7 Polarisation croisée

Le *taux de polarisation croisée* (termes anglais : *cross polarization* ou *X-pol*) chiffre la réponse d'une antenne à la polarisation orthogonale à sa polarisation nominale de réception. Il est important de noter que le taux de polarisation croisée est nul dans les plans de symétrie de l'antenne.

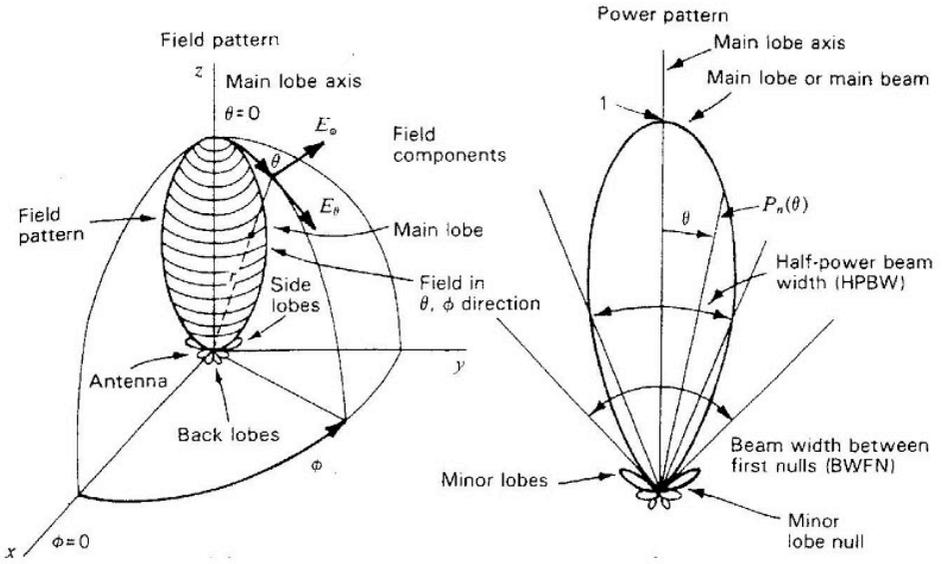


Figure 9.: Termes anglais décrivant le diagramme de rayonnement

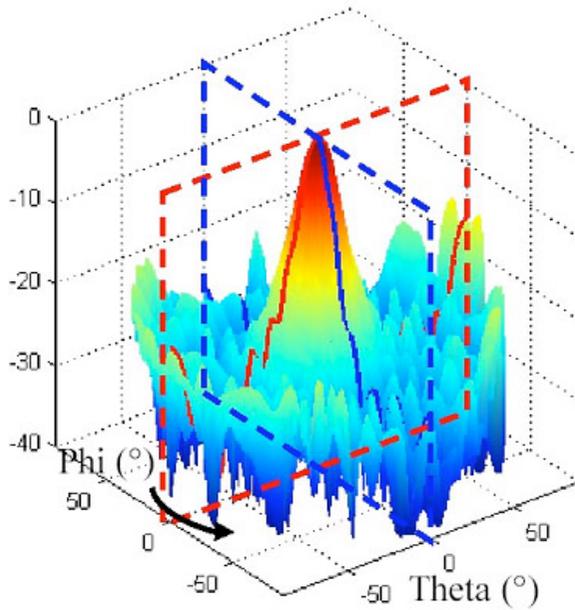


Figure 10.: Plans principaux

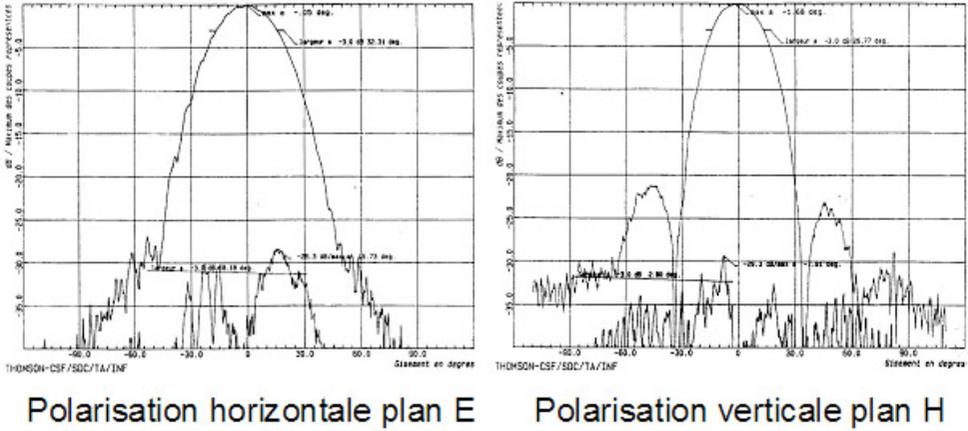


Figure 11.: Lobes dans le plan principal horizontal pour les 2 polarisations d'un cornet hoghorn

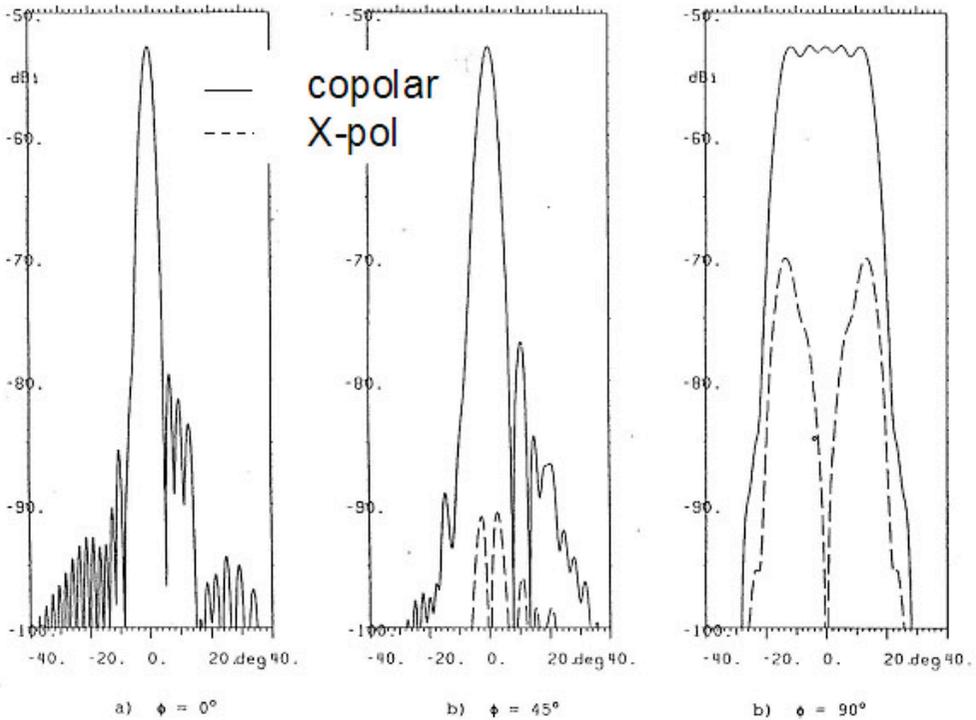


Figure 12.: Taux de polarisation croisée du système focal du Radiotélescope de Nançay pour a)  $\Phi = 0^\circ$ , b)  $\Phi = 45^\circ$  et c)  $\Phi = 90^\circ$

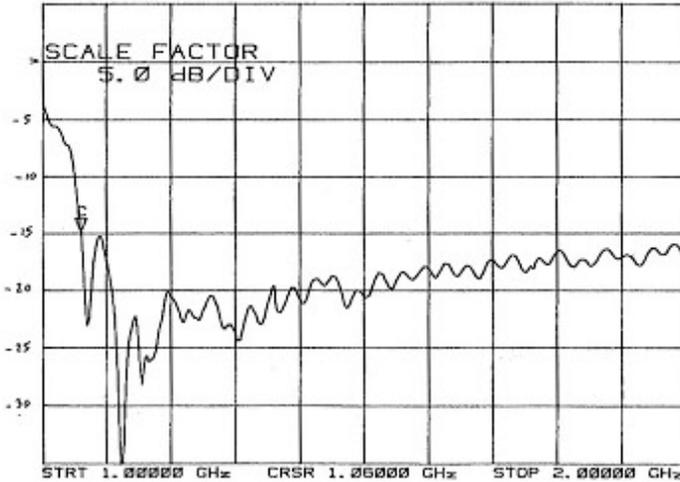


Figure 13.: *Taux d'ondes stationnaires d'un cornet corrugué*

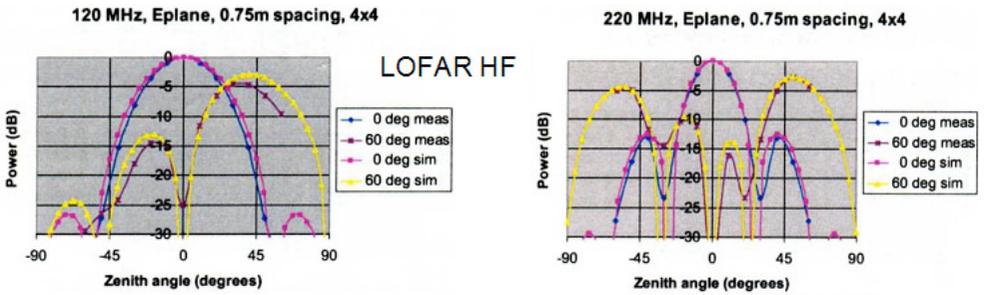


Figure 14.: *Variation du diagramme de rayonnement des antennes LOFAR HF pour les fréquences extrêmes*

La Figure 12 montre le taux de polarisation croisée du système focal équipant actuellement le Radiotélescope de Nançay. Il y a un seul plan de symétrie pour  $\Phi = 0^\circ$ . On constate bien que la cross polarisation est nulle dans le plan  $\Phi = 0^\circ$ . Elle est maximale dans le plan orthogonal  $\Phi = 90^\circ$ . Dans le cas où une antenne a deux plans de symétrie, le taux de polarisation croisée est maximal dans les plans  $\Phi = 45^\circ$  et  $\Phi = 225^\circ$ .

#### 4.8 Bande de fonctionnement

La bande de fonctionnement est limitée par les variations d'impédance en fonction de la fréquence. La Figure 13 montre le taux d'ondes stationnaires (valeur directement reliée à l'impédance) d'un des cornets corrugués équipant le Radiotélescope de Nançay. Sa remontée vers les basses fréquences limite son utilisation à  $f > 1060$  MHz.

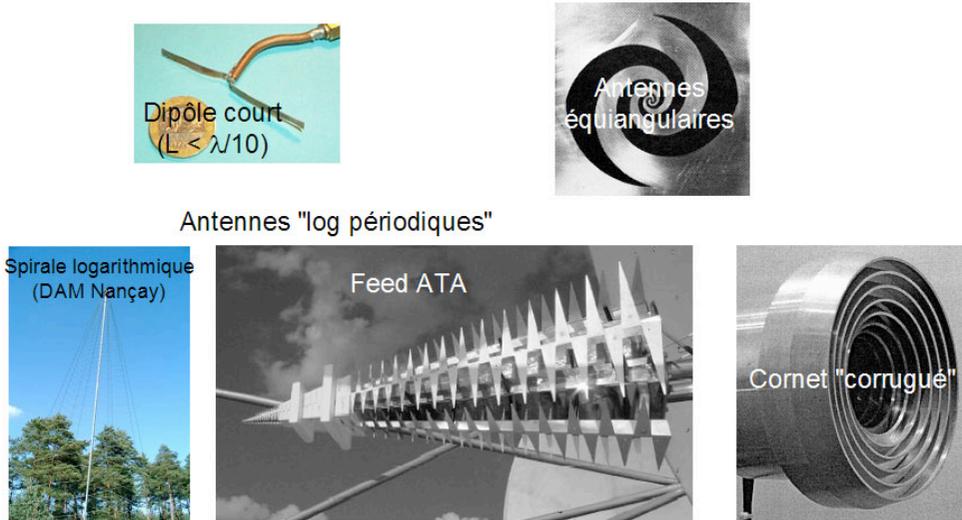


Figure 15.: *Quelques types d'antennes fonctionnant en large bande*

Dans le cas d'antennes couvrant une bande de fréquences, et a fortiori si elles sont à très large bande, la bande de fonctionnement est également limitée par la variation du diagramme de rayonnement en fonction de la fréquence. La Figure 14 montre les fortes variations du diagramme pour les fréquences haute et basse des antennes LOFAR HF.

Pour ces deux raisons, il est très difficile d'avoir une bande passante dépassant l'octave. Toutefois, des antennes avec des bandes dépassant une décade ont été réalisées (Fig. 15). Citons par exemple les dipôles courts, antennes équiangulaires ou log-périodiques ou certains types de cornets corrugués.

#### 4.9 Surface équivalente

Pour toute antenne, on peut définir une *surface équivalente*  $A_e$  (termes anglais : *effective area* ou *effective aperture*), également appelée surface de captation, ou aire efficace, par la formule :

$$G_0 = \frac{4\pi A_e}{\lambda^2} \quad (15)$$

$A_e$  indique la surface sur laquelle l'antenne collecte l'énergie de l'onde incidente. Il n'est toutefois pas nécessaire que l'antenne ait la forme d'une surface pour définir  $A_e$ , qui peut être déterminée même pour des antennes filaires par la formule précédente. Un cas particulier est constitué par une ouverture (on rappelle qu'une ouverture est une surface plane sur laquelle règne un champ électromagnétique) sur laquelle règne une illumination constante en amplitude et en phase (créneau Fig. 16a), pour laquelle on a  $A_e = A$  où  $A$  est l'aire physique de l'ouverture.

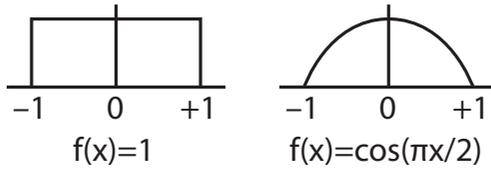


Figure 16.: *Illumination en créneau (a), en cosinus (b). Le rendement d'illumination  $\eta_i$  vaut 1 dans le cas du créneau et 0.81 dans le cas du cosinus.*

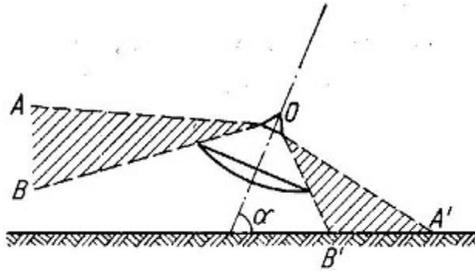


Figure 17.: *Spillover dans une antenne parabolique alimentée au foyer (prime focus)*

#### 4.10 Rendement

On définit le *rendement*  $\eta$  ou *facteur de gain* (termes anglais : *aperture efficiency* ou *gain factor*) par la formule :

$$\eta = \frac{A_e}{A} \tag{16}$$

Dans le cas d'une ouverture (mais également dans d'autres cas moyennant certaines limitations),  $\eta$  se décompose en 3 termes :

- *rendement d'illumination*  $\eta_i$  : provient de l'écart à l'illumination en créneau en amplitude et phase (Fig. 16b)
- *rendement de spillover*  $\eta_s$  : il s'agit de la perte d'énergie non interceptée par une partie du système (Fig. 17) constituant l'antenne
- *rendement*  $\eta_{RMS}$  dû à la dispersion de l'énergie par les erreurs de surface. Il est donné par la formule de Ruze

$$\eta_{RMS} = e^{-\left(\frac{4\pi\sigma}{\lambda}\right)^2} \tag{17}$$

avec  $\sigma$  : écart quadratique moyen des erreurs de surface.

Pour une bonne antenne parabolique,  $\eta = \eta_i \eta_s \eta_{RMS}$  est de l'ordre de 70%. Il est également possible de définir un *rendement en lobe* (terme anglais : *beam efficiency*) que l'on ne détaille pas ici.

#### 4.11 Effet de la fonction d'illumination

On entend par fonction d'illumination la répartition en amplitude et en phase de l'énergie le long d'un alignement ou sur la surface d'une ouverture. Elle n'est pas définie pour des antennes filaires, comme le dipôle par exemple. Pour une ouverture le champ dans le diagramme de rayonnement et la distribution de champ sur l'ouverture sont reliés par une transformation de Fourier :

$$E(\theta) = \int E(x)e^{j2\pi x \sin \theta} dx \quad (18)$$

$$E(x) = \int E(\sin \theta)e^{-j2\pi x \sin \theta} d(\sin \theta) \quad (19)$$

La fonction d'illumination conditionne fortement le gain ou le niveau et la position des lobes secondaires (Fig. 18).

- **Note** — *Pour un réflecteur on a une relation analogue entre le champ sur l'ouverture et la tache de diffraction au foyer.*

La Figure 19 donne les propriétés d'un alignement pour différentes illuminations, alors que la Figure 20 les donnent pour une ouverture circulaire.

Les propriétés pour une ouverture rectangulaire peuvent être déduites de celles de l'alignement, car le diagramme est séparable. Si  $O_x$  et  $O_y$  sont parallèles aux côtés du rectangle, on a :

$$G_{xy}(\theta, \varphi) = G_x(\theta, \varphi) \cdot G_y(\theta, \varphi) \quad (20)$$

Par exemple, pour une ouverture rectangulaire de dimensions  $D_x$  et  $D_y$ , on a :

$$G_{xy}(\theta, \varphi) = \frac{\sin\left(\frac{\pi D_x \sin \theta \cos \varphi}{\lambda}\right)}{\frac{\pi D_x \sin \theta \cos \varphi}{\lambda}} \cdot \frac{\sin\left(\frac{\pi D_y \sin \theta \sin \varphi}{\lambda}\right)}{\frac{\pi D_y \sin \theta \sin \varphi}{\lambda}} \quad (21)$$

#### 4.12 Température d'antenne

Avec  $T(\theta, \varphi)$  la température de brillance dans la direction  $(\theta, \varphi)$ , qui dépend de la température physique et de l'émissivité dans cette direction, la température d'antenne  $T_a$  est donnée par

$$T_a = \frac{\iint_{4\pi} T(\theta, \varphi) G(\theta, \varphi) d\Omega}{\iint_{4\pi} G(\theta, \varphi) d\Omega} = \frac{1}{4\pi} \iint_{4\pi} T(\theta, \varphi) G(\theta, \varphi) d\Omega \quad (22)$$

$T_a$  comprend le CMB (cosmological microwave background), la Galaxie, l'atmosphère et le sol (qui est un terme générique pour l'ensemble de l'environnement proche de l'antenne : sol, végétation, obstacles).  $T_a$  est aussi affectée par la configuration de l'antenne.

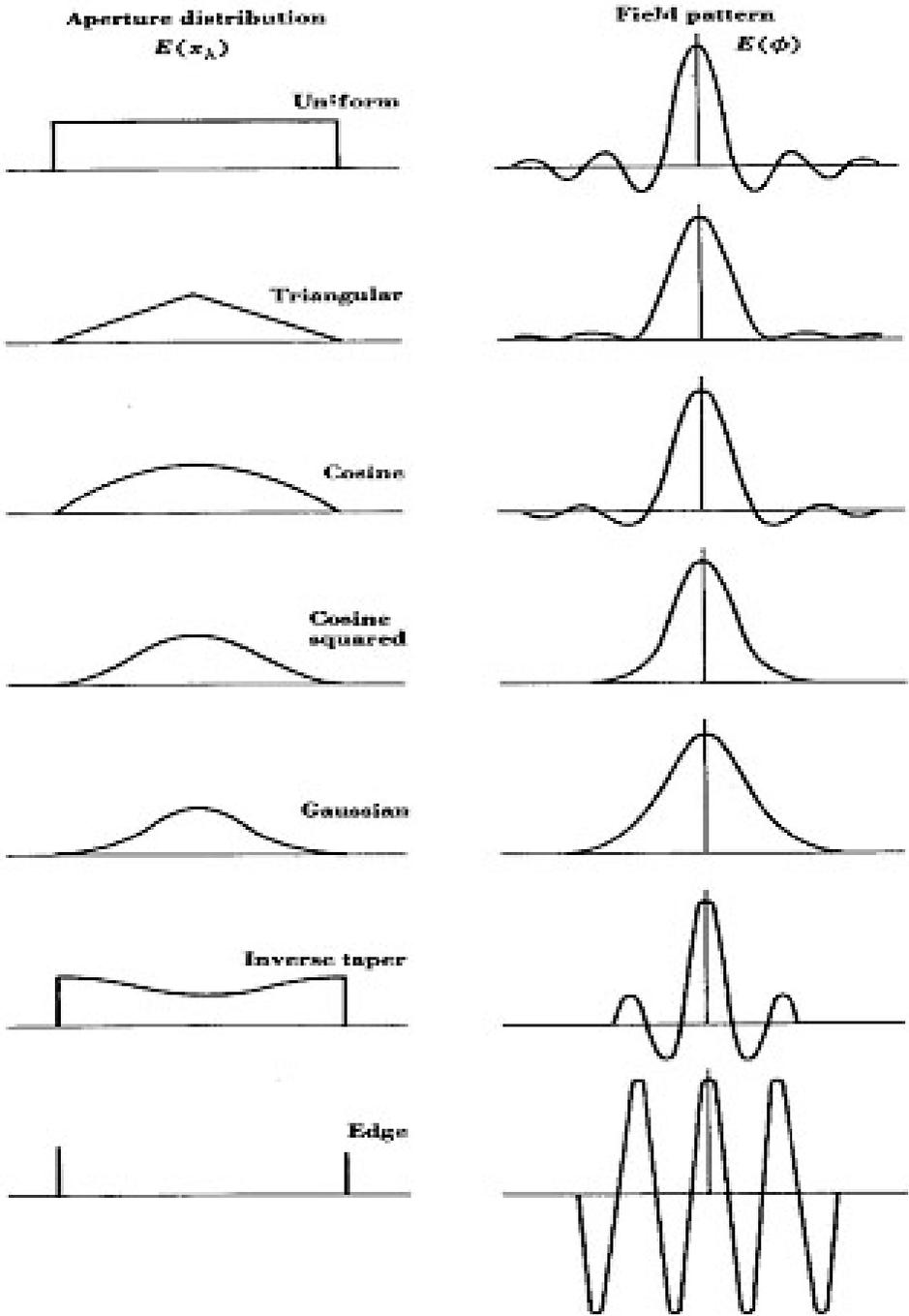


Figure 18.: *Champ lointain en fonction du champ sur l'ouverture*

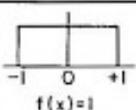
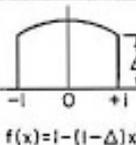
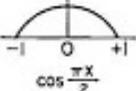
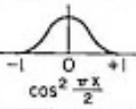
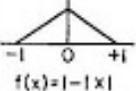
TYPE OF DISTRIBUTION $-1 \leq x \leq 1$	DIRECTIVITY PATTERN $E(u)$	HALF POWER BEAMWIDTH IN DEGREES 	ANGULAR DISTANCE TO FIRST ZERO 	INTENSITY OF 1st SIDELobe db BELOW MAX.	GAIN FACTOR	
 $f(x) = 1$	$\mathcal{L} \frac{\sin u}{u}$	$50.8 \frac{\lambda}{L}$	$57.3 \frac{\lambda}{L}$	13.2	1.0	
 $f(x) = 1 - (1 - \Delta)x^2$	$\mathcal{L} (1 + \mathcal{L}) \frac{\sin u}{u}$ $\mathcal{L} = (1 - \Delta) \frac{d^2}{du^2}$	1.0	$50.8 \frac{\lambda}{L}$	$57.3 \frac{\lambda}{L}$	13.2	1.0
		.8	$52.7 \frac{\lambda}{L}$	$60.7 \frac{\lambda}{L}$	15.8	.994
		.5	$55.6 \frac{\lambda}{L}$	$65.3 \frac{\lambda}{L}$	17.1	.970
		0	$65.9 \frac{\lambda}{L}$	$81.9 \frac{\lambda}{L}$	20.6	.833
 $\cos^2 \frac{\pi x}{2}$	$\frac{\pi d}{2} \frac{\cos u}{(\frac{\pi}{2})^2 - u^2}$	$68.8 \frac{\lambda}{L}$	$85.9 \frac{\lambda}{L}$	23	.810	
 $\cos^2 \frac{\pi x}{2}$	$\frac{\mathcal{L}}{2} \frac{\sin u}{u} \frac{\pi^2}{\pi^2 - u^2}$	$83.2 \frac{\lambda}{L}$	$114.6 \frac{\lambda}{L}$	32	.667	
 $f(x) = 1 -  x $	$\frac{\mathcal{L}}{2} \left( \frac{\sin \frac{u}{2}}{\frac{u}{2}} \right)^2$	$73.4 \frac{\lambda}{L}$	$114.6 \frac{\lambda}{L}$	26.4	.75	

Figure 19.: *Effet de l'illumination sur les propriétés d'un alignement*

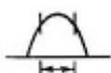
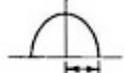
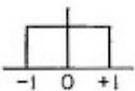
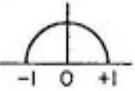
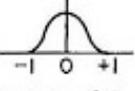
TYPE OF DISTRIBUTION $0 \leq r \leq 1$	DIRECTIVITY PATTERN $E(u)$	HALF POWER BEAMWIDTH IN DEGREES 	ANGULAR DISTANCE TO FIRST ZERO 	INTENSITY OF 1st SIDELOBE db BELOW MAX.	GAIN FACTOR
 $f(r) = (1-r^2)^0 = 1$	$\pi a^2 \frac{J_1(u)}{u}$	$58.9 \frac{\lambda}{D}$	$69.8 \frac{\lambda}{D}$	17.6	1.00
 $f(r) = (1-r^2)$	$2\pi a^2 \frac{J_2(u)}{u^2}$	$72.7 \frac{\lambda}{D}$	$93.6 \frac{\lambda}{D}$	24.6	0.75
 $f(r) = (1-r^2)^2$	$8\pi a^2 \frac{J_3(u)}{u^3}$	$84.3 \frac{\lambda}{D}$	$116.2 \frac{\lambda}{D}$	30.6	0.56

Figure 20.: Effet de l'illumination sur les propriétés d'une ouverture circulaire

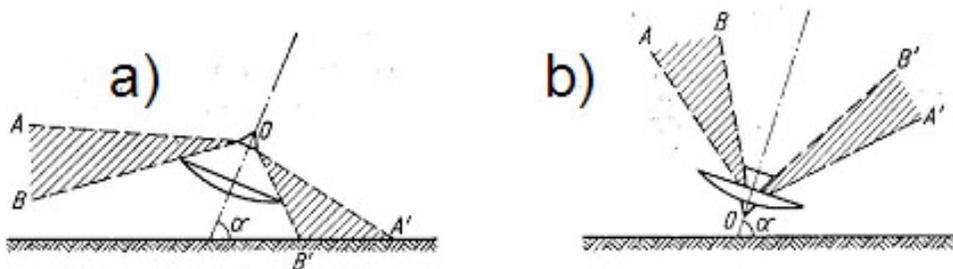


Figure 21.: *Bruit vu par une antenne a) prime focus b) Cassegrain*

Par exemple, pour une antenne alimentée au foyer (prime focus), le spillover voit le sol, donc  $T_a$  est élevée (Fig. 21a), alors que pour une configuration Cassegrain le spillover voit le ciel et  $T_a$  est nettement plus faible (Fig. 21b). Une antenne à faible température d'antenne est dite antenne froide. Compte tenu du bruit galactique notamment (Fig. 22), la température  $T_a$  la plus faible que l'on peut atteindre est de :

- 5 K à 1,5 GHz (la fenêtre de bruit minimal s'étend environ de 1 à 10 GHz)
- 60 K à 300 MHz
- 350 K à 150 MHz
- 21000 K à 30 MHz

La Figure 23 montre l'influence de l'incidence sur  $T_a$ . L'augmentation à faible incidence (grand  $\theta$ ) est due à la plus grande épaisseur d'atmosphère traversée par le faisceau. Le pic d'atténuation à 22 GHz est dû à l'absorption par la vapeur d'eau atmosphérique. La température la plus faible atteinte par une antenne est d'environ 10 K (JPL Goldstone). La température d'antenne du Radiotélescope de Nançay est d'environ 20 K. Cette valeur provient du bruit de sol assez élevé dû au fait que le faisceau voyage très près du sol dans le système de réflecteurs.

#### 4.13 Facteur de qualité

Le *facteur de qualité*  $F$  (terme anglais : *quality factor*) combine les notions de gain et de température de bruit pour donner une estimation du rapport signal à bruit que peut fournir l'antenne :

$$F = \frac{G}{T} \quad (23)$$

Il peut être exprimé en fonction de la surface équivalente  $A_e$ , de la température d'antenne  $T_a$  et de la température de bruit du récepteur  $T_r$  :

$$F = \frac{A_e}{T_a + T_r} \quad (24)$$

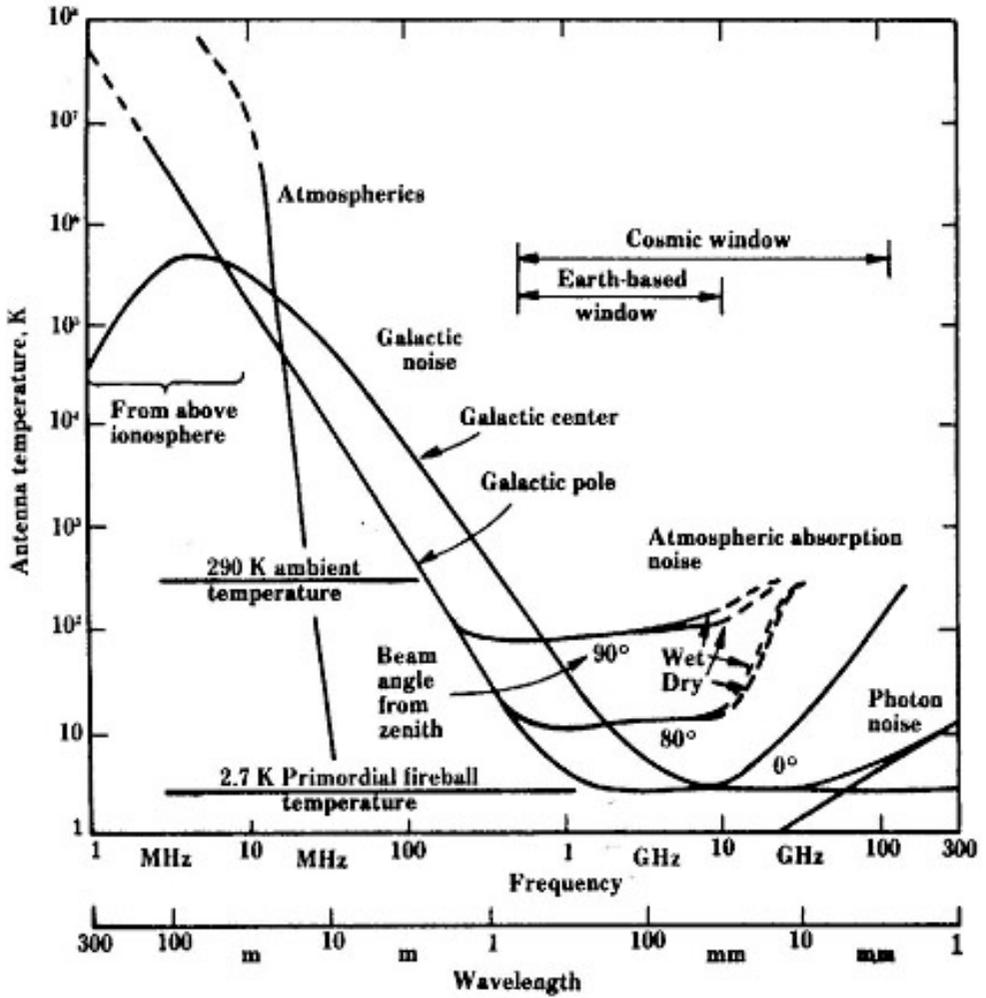


Figure 22.: Divers facteurs contribuant à  $T_a$

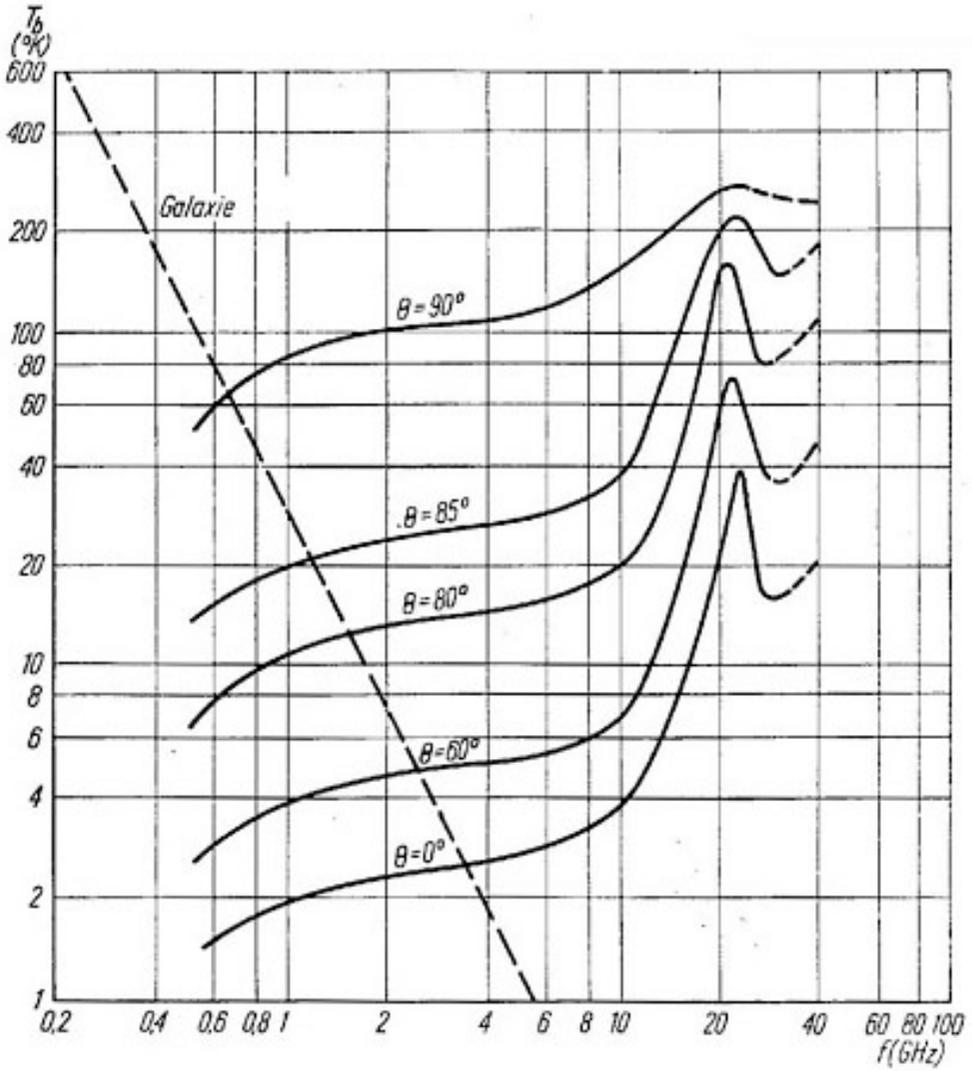


Figure 23.: Effet de la hauteur du pointage (angle d'incidence) sur  $T_a$

Dans les spécifications pour LOFAR ou SKA, il est appelé sensitivity ou  $A_e/T_{\text{sys}}$ .

■ **Exemples** — *A nançay* :

- Pour le Radiotélescope de Nançay à  $\lambda = 21$  cm,  $A_e \approx 4800$  m<sup>2</sup> :  
 $T_a + T_r \approx 30$  K et  $F \approx 160$  m<sup>2</sup>/K
- Pour SKA à  $\lambda = 21$  cm,  $A_e \approx 10^6$  m<sup>2</sup> :  
 $T_a + T_r \approx 50$  K et  $F \approx 20000$  m<sup>2</sup>/K

## 5. Groupement de sources

Un groupement de sources est appelé un *réseau*. Il s'agit d'une antenne composée de plusieurs antennes élémentaires appelées sources. Les sources possèdent un diagramme de rayonnement large par rapport au diagramme souhaité pour le réseau. Il peut s'agir d'antennes de petite dimension (par exemple des dipôles), ou d'antennes de plus grande dimension (par exemple des paraboles de quelques mètres de diamètre). La source peut elle même être un réseau (c'est le cas de EMBRACE). Le diagramme de rayonnement du réseau dépend de la position des sources ainsi que des amplitudes et phases alimentant chacune d'elles. Dans le cas général les sources sont alimentées avec des amplitudes et des phases différentes.

Deux domaines d'espace sont particulièrement intéressants :

- la droite : ceci conduit à des alignements
- le plan : on a alors des réseaux plans.

Selon l'usage qui en est fait, les groupements de sources peuvent être soit des interféromètres soit des réseaux phasés (Fig. 24).

### 5.1 Théorème de multiplication des diagrammes

Si  $F1(\theta, \varphi)$  est l'expression du diagramme de rayonnement d'une source S, si  $F2(\theta, \varphi)$  est le diagramme de rayonnement d'un réseau R de sources isotropes, alors le diagramme de rayonnement d'un réseau R constitué de ces sources S est (Fig. 25) :

$$F(\theta, \varphi) = F1(\theta, \varphi)F2(\theta, \varphi) \quad (25)$$

**Limitations** Ce théorème est valable en champ lointain uniquement et on doit tenir compte du couplage entre sources pour obtenir de bons résultats en dehors de la zone entourant le lobe principal.

### 5.2 Alignement de $n$ sources d'amplitude identique

Considérons le cas particulier d'un alignement de  $n$  sources équidistantes (Fig. 26) espacées de  $d$  pour lesquelles l'amplitude est constante et où un

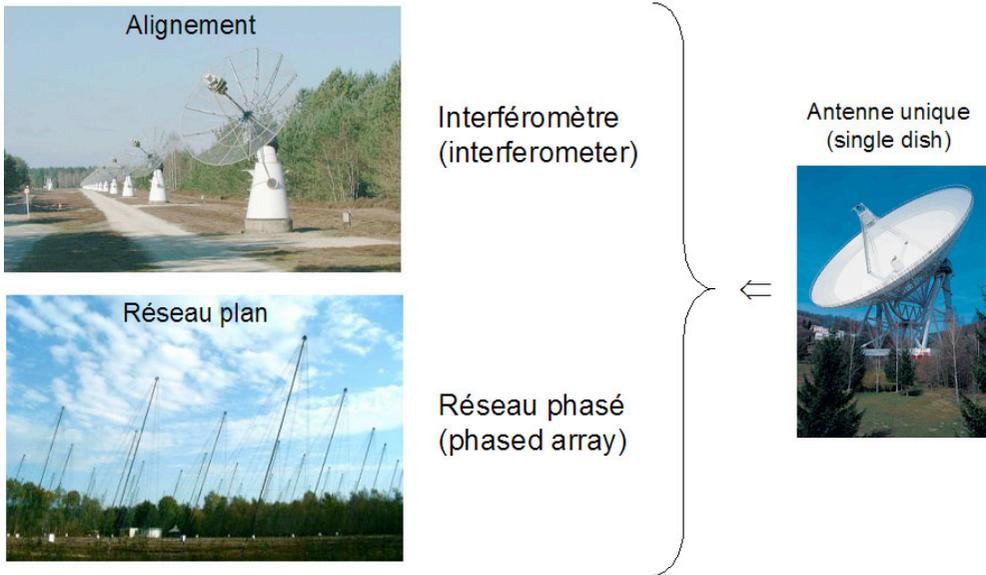


Figure 24.: *Antenne unique, interféromètre, réseau phasé*

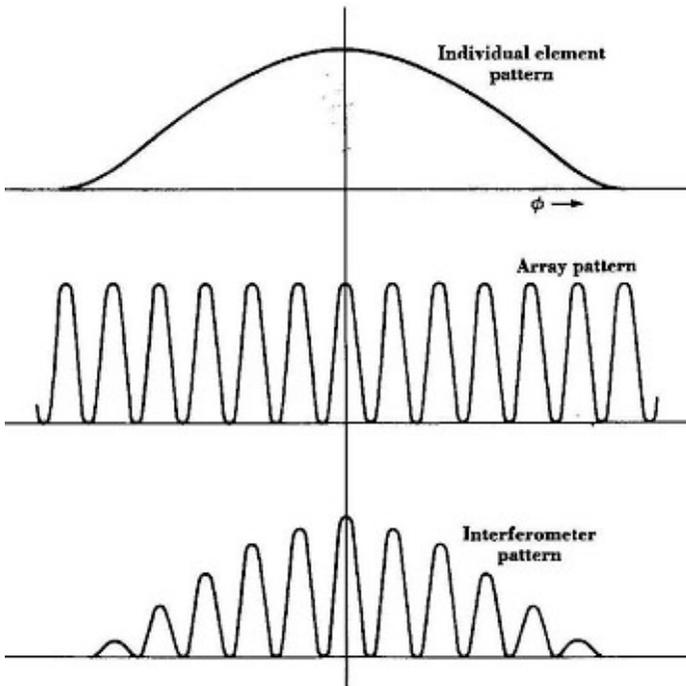


Figure 25.: *Diagramme de rayonnement d'une source, d'un réseau de sources isotropes et diagramme résultant*

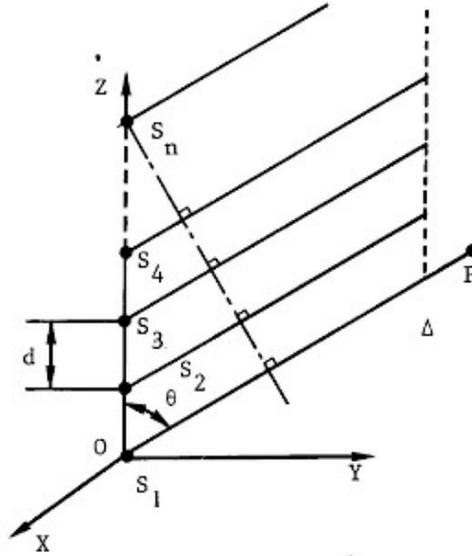


Figure 26.: Géométrie pour un alignement de  $n$  sources

déphasage fixe  $\Delta\Phi$  est appliqué d'une source à l'autre. Dans ce cas on a une expression analytique simple pour le diagramme de rayonnement :

$$F(\theta) = \frac{\sin\left(\frac{n}{2}\left(\frac{2\pi d}{\lambda}\cos\theta + \Delta\Phi\right)\right)}{n \sin\left(\frac{1}{2}\left(\frac{2\pi d}{\lambda}\cos\theta + \Delta\Phi\right)\right)} \quad (26)$$

La direction  $\theta_0$  du maximum de rayonnement peut également être exprimée analytiquement :

$$\theta_0 = \arccos \frac{-\Delta\Phi\lambda}{2\pi d} \quad (27)$$

Dans le cas général, la partie linéaire de la fonction de phase sur l'alignement fixe la direction du lobe principal.

### 5.3 Lobes de réseau

La fonction  $F(\theta)$  est telle qu'elle a plusieurs maxima de même amplitude et donc qu'il apparaît plusieurs lobes principaux (Fig. 27) appelés *lobes de périodicité* ou *lobes de réseau* (en anglais *grating lobes*).

Dans le cas  $\Delta\Phi$  constant d'une source à l'autre, la condition pour qu'il n'apparaisse pas de lobes de réseau est :

$$d < \frac{\lambda}{1 + \cos\theta_0} \quad (28)$$

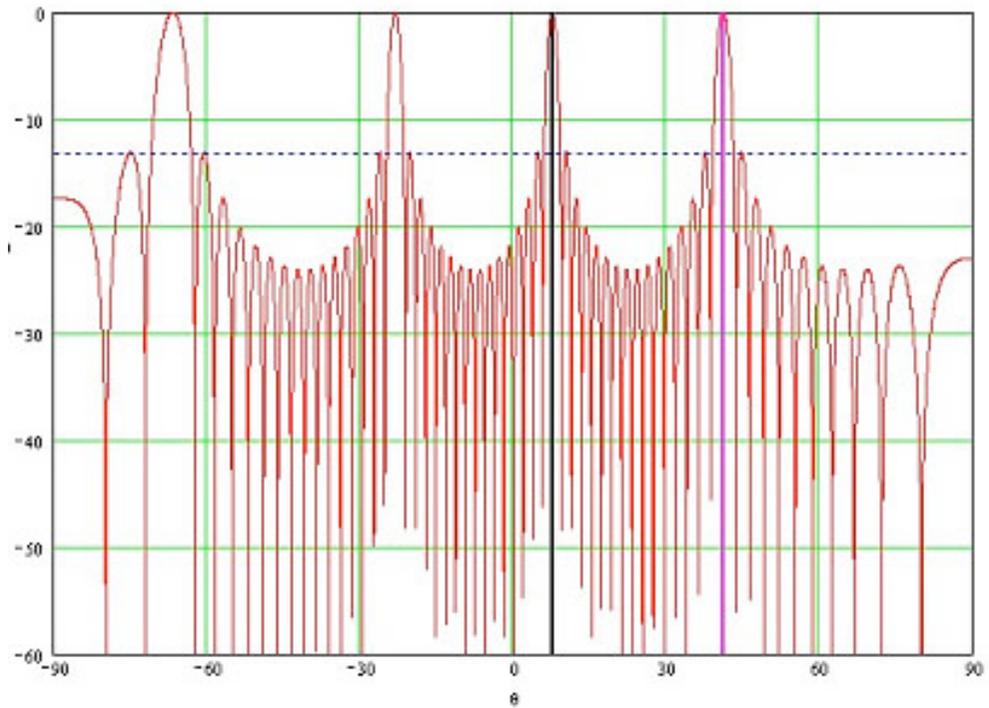


Figure 27.: Lobes de réseau pour un alignement de 16 antennes pointé à  $\theta_0 = 10^\circ$  avec  $d/\lambda = 1,9$

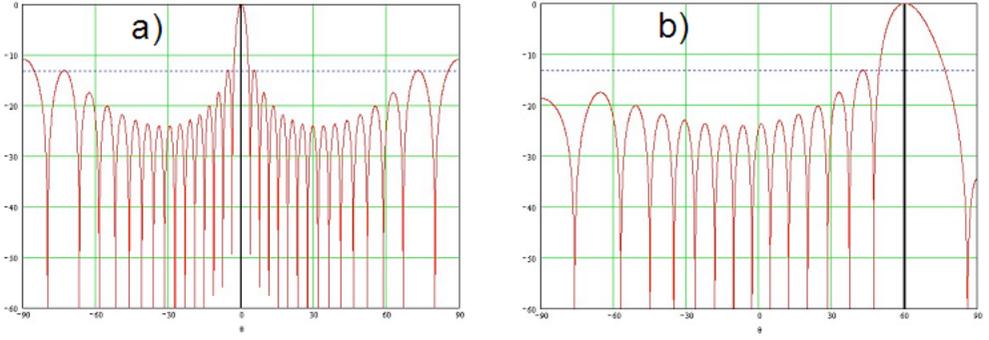


Figure 28.: *Suppression des lobes de réseau pour un alignement*

a) de 16 antennes pointé à  $\theta_0 = 0^\circ$  avec  $d/\lambda = 0,95$

b) de 16 antennes pointé à  $\theta_0 = 60^\circ$  avec  $d/\lambda = 0,475$

Si le lobe principal est selon la normale au réseau (boresight), donc si  $\Delta\Phi = 0^\circ$ , cette condition devient (Fig. 28a) :

$$d < \lambda \quad (29)$$

Si l'on veut supprimer les lobes de réseau quelle que soit la direction du lobe principal (Fig. 28b), donc pour tout pointage du réseau, il faut alors :

$$d < \frac{\lambda}{2} \quad (30)$$

#### 5.4 Réseau plan rectangulaire

Comme pour l'alignement considérons le cas très particulier de  $n$  sources espacées de  $dx$  en  $x$  et  $m$  sources espacées de  $dy$  en  $y$  (Fig. 29) d'amplitude constante et d'un déphasage fixe  $\Delta\Phi x$  selon  $x$  et  $\Delta\Phi y$  selon  $y$  (la surface équi-phase en sortie du réseau est donc un plan). Le diagramme est alors séparable en  $x$  et  $y$  :

$$F(\theta, \varphi) = \frac{\sin\left(\frac{n}{2}\left(\frac{2\pi dx}{\lambda}\sin\theta\cos\varphi + \Delta\Phi x\right)\right)}{n\sin\left(\frac{1}{2}\left(\frac{2\pi dx}{\lambda}\sin\theta\cos\varphi + \Delta\Phi x\right)\right)} \times \frac{\sin\left(\frac{m}{2}\left(\frac{2\pi dy}{\lambda}\sin\theta\sin\varphi + \Delta\Phi y\right)\right)}{m\sin\left(\frac{1}{2}\left(\frac{2\pi dy}{\lambda}\sin\theta\sin\varphi + \Delta\Phi y\right)\right)} \quad (31)$$

#### 5.5 Configuration de réseau

On peut imaginer de nombreuses configurations de réseau, par exemple :

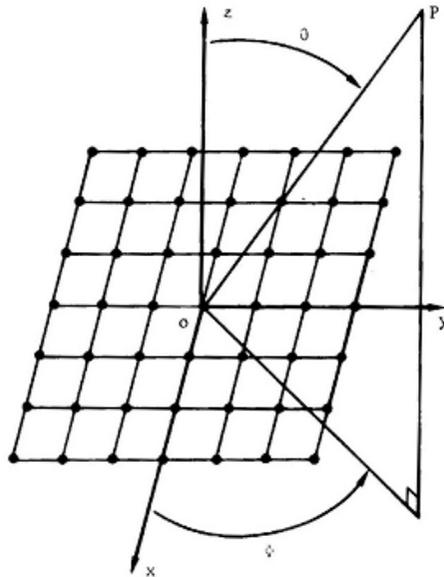


Figure 29.: Géométrie pour un réseau plan

- *réseau dense* (dense array) : les éléments sont collés les uns aux autres induisant un fort couplage entre eux (c’est le cas de EMBRACE). La surface efficace  $A_e$  est de l’ordre de grandeur de la surface réelle  $A$
- *réseau “clairsemé”* (sparse array) : les éléments sont éloignés les uns des autres et sont peu ou pas couplés.  $A_e \ll A$
- *réseau “à trous”* (thinned array) : certains éléments manquent (ou plutôt ne sont pas alimentés). On peut ainsi obtenir un lobe étroit sans le très grand gain associé.  $A_e < A$
- *réseau apériodique* (aperiodic array) : les éléments ne sont pas placés sur une grille régulière. Cette configuration permet la réduction ou la suppression des lobes de réseau

### 5.6 Formation de faisceau

La *formation de faisceau* (terme anglais : *beamforming*) consiste premièrement à pointer le lobe principal du réseau dans une direction choisie (Fig. 30a). Il peut également s’agir de contrôler d’autres propriétés du diagramme de rayonnement, comme la position des zéros, l’intensité des lobes secondaires ou la largeur du lobe principal. Pour cela, on calcule les poids en amplitude et en phase à appliquer sur le signal en provenance de chaque antenne.

Un cas particulièrement intéressant est constitué par la création de zéros à une position choisie dans le diagramme (terme anglais : *beam nulling*), pour par exemple éliminer des interférences en réduisant le gain dans la direction

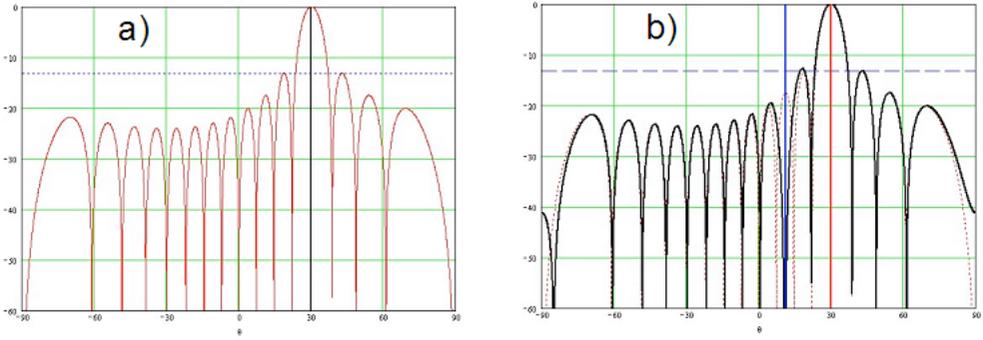


Figure 30.: a) Faisceau formé pour pointer à  $\theta_0 = 30^\circ$  avec 16 antennes isotropes espacées de  $\lambda/2$  (poids : amplitude constante,  $\Delta\Phi = 0^\circ$ )  
 b) Création d'un zéro dans le diagramme de gauche à la place du second lobe secondaire à  $\theta_n = 11,3^\circ$

d'où elles proviennent (Fig. 30b). Le beamforming, et en particulier le *beam nulling*, peut être soit déterministe, soit *adaptatif* (terme anglais : *adaptive*) :

- le calcul *déterministe* forme le diagramme de rayonnement en fonction de données angulaires connues à l'avance
- un réseau *adaptatif* effectue l'optimisation du diagramme par calcul en temps réel des coefficients à partir du signal reçu et peut ainsi s'adapter aux changements de l'environnement.

### 5.7 Effet de la fréquence sur le beamforming

Pour que le beamforming soit indépendant de la fréquence il faut que le déphasage soit fait par un délai vrai (true time delay). Il est dans les faits souvent beaucoup plus facile d'utiliser des déphaseurs ou une combinaison de déphaseurs et de délais vrais. Dans ce cas les directions du lobe principal comme des zéros formés par beam nulling dépendent de la fréquence (il convient de noter que la largeur des lobes dépend de la fréquence indépendamment de la procédure de beamforming).

La Figure 31 montre la dérive quand la fréquence varie de 500 MHz à 1500 MHz de la position du lobe principal et du zéro formés à la fréquence de 1000 MHz (conditions de la Figure 30).

### 5.8 Pertes de balayage, directions aveugles

Idéalement dans un alignement la largeur du lobe est en  $1/\cos\theta$ , la directivité varie donc comme  $\cos\theta$  (quand il n'y a pas de lobes de réseau). A cause de la dépendance du coefficient de réflexion  $\Gamma$  avec l'angle de balayage due au couplage entre éléments, le gain ne suit pas cette loi. La combinaison de ces deux effets constitue la *perte de balayage* (terme anglais : *scan loss*). Avec un design soigneux la variation idéale en  $\cos\theta$  peut être approchée dans un

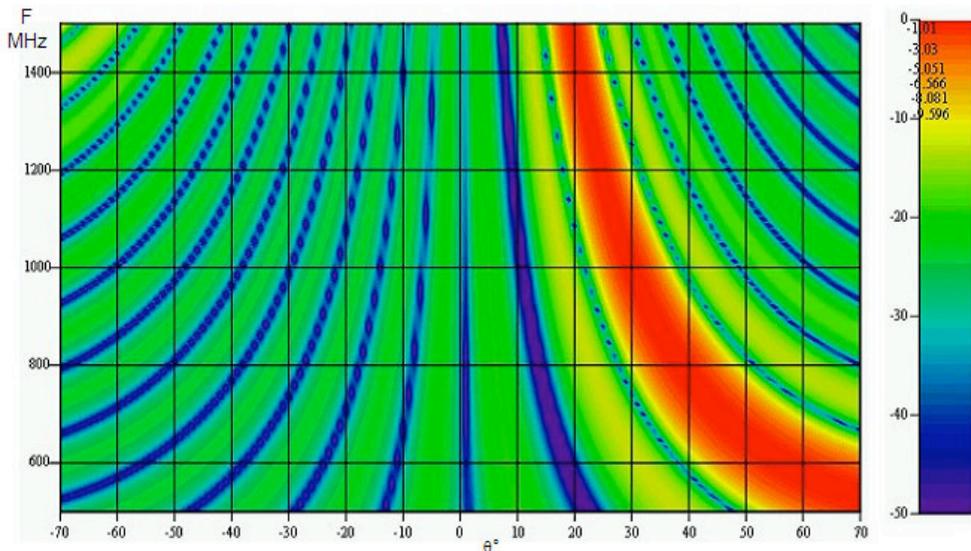


Figure 31.: *Dépendance de la position du maximum et des zéros d'un faisceau formé en appliquant des déphasages*

plan seulement et uniquement jusque vers  $\theta = 60^\circ$ . Dans les deux plans, une variation en  $\cos^{3/2} \theta$  semble être une bonne approximation. Certains réseaux peuvent avoir des directions où le gain chute fortement donnant des *directions aveugles* (terme anglais : *scan blindness*). Ce phénomène est bien évidemment à éviter dans la plage de balayage souhaitée.

### 5.9 Champ de vue

Du théorème de multiplication des diagrammes, il résulte que le lobe principal étroit formé par le réseau a pour enveloppe le lobe de chaque élément constitutif du réseau (Fig. 32). La Figure 33 donne des exemples d'éléments utilisables dans des réseaux phasés comme LOFAR ou SKA.

Le *champ de vue* (terme anglais : *field of view* ou *FOV*) est égale à l'angle solide correspondant au lobe d'un élément. La limite prise habituellement est celle du lobe à  $-3$  dB, mais il peut s'agir de toute autre valeur, notamment le lobe à  $-1$  dB si l'on ne souhaite pas trop perdre de gain entre les différents faisceaux.

La largeur du champ de vue varie en  $\lambda^2$  en général, mais il peut être sensiblement indépendant de la fréquence si l'élément est intrinsèquement à bande large. Pour une demi ouverture du lobe à  $-3$  dB de  $\theta_m$ , la largeur de

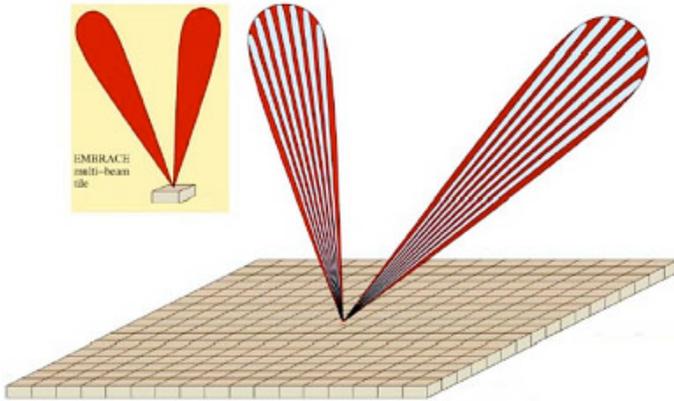


Figure 32.: *Faisceaux étroits formés à l'intérieur du champ de vue*

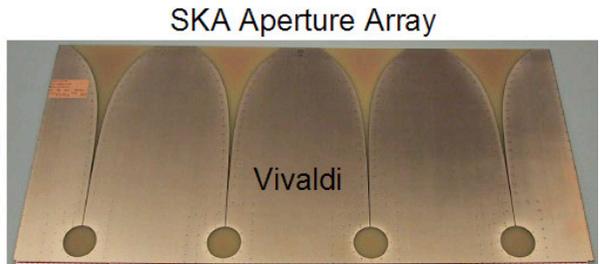
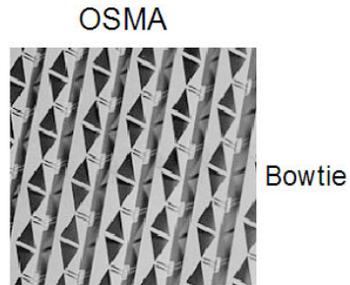
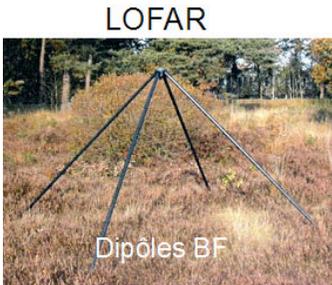
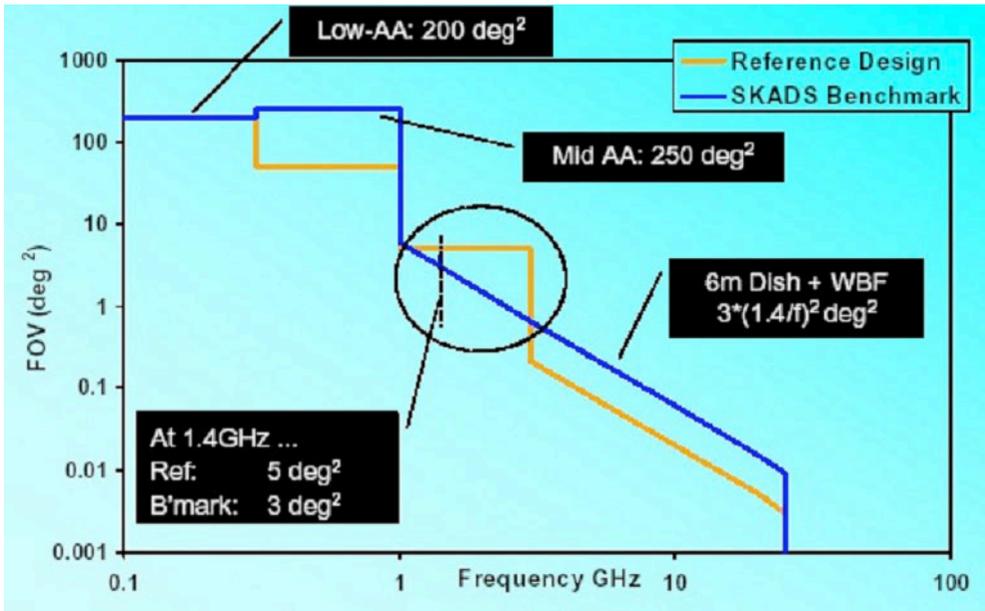


Figure 33.: *Exemples d'antennes élémentaires pour réseaux phasés*

Figure 34.: *Field of view de SKA*

champ de vue est :

$$FOV = 2\pi (1 - \cos \theta_m) \quad \text{stéradians} \quad (32)$$

$$= \left(\frac{180}{\pi}\right)^2 2\pi (1 - \cos \theta_m) \quad \text{degrés}^2 \text{ (sq deg)} \quad (33)$$

Si de plus  $\theta_m$  est petit, alors  $FOV \approx \pi\theta_m^2$  degrés<sup>2</sup> (avec  $\theta_m$  en degrés).

■ **Exemples** — *Champs de vue de divers instruments :*

– pour *EMBRACE* cet élément est une tuile de 1 m de côté.

A 1 GHz,  $FOV \approx 350$  degrés<sup>2</sup>

– pour *ATA* il s'agit d'une parabole de 6 m de diamètre.

A 1 GHz,  $FOV \approx 9$  degrés<sup>2</sup>

Pour comparer aux exemples ci-dessus, la Figure 34 donne le champ de vue souhaité pour SKA.

## 6. Systèmes multi faisceaux

Un système *multi faisceaux* (terme anglais : *multi beam*) permet de créer plusieurs faisceaux (donc de faire plusieurs observations simultanément) avec la même antenne. Il existe plusieurs possibilités de créer plusieurs faisceaux avec la même antenne :

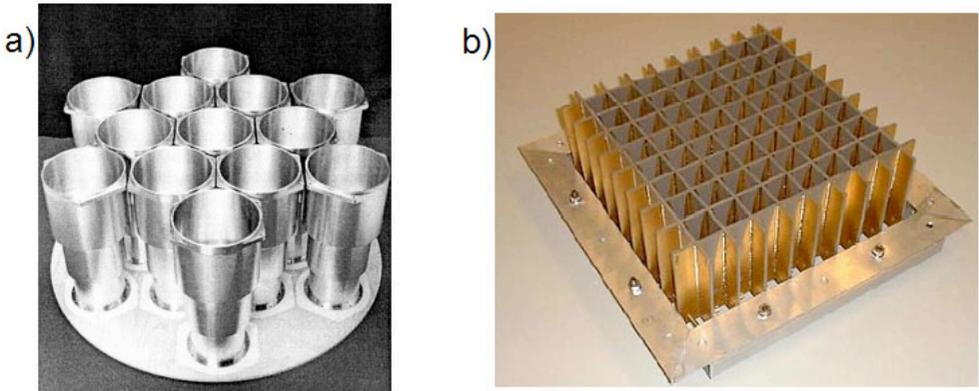


Figure 35.: Réseaux focaux : a) réseau de cornets b) réseau phasé au foyer



Figure 36.: Vue d'artiste de la composante ouverture array de SKA

- on peut utiliser un système multi-pixels au foyer d'un réflecteur : il s'agit alors de *réseaux focaux* (FPA : focal plane array)
- on peut également directement échantillonner le front d'onde incident : il s'agit alors d'un *ouverture array* (AA).

Les réseaux focaux se divisent eux mêmes en deux catégories :

- les *réseaux de cornets* (multi feed cluster : MFC)
- les *réseaux phasés au foyer* (phased array feed : PAF).

Dans un réseau de cornets (Fig. 35a), chaque cornet correspond à un lobe dans le ciel, tandis que pour un réseau phasé au foyer (Fig. 35b) le champ dans la zone focale est échantillonné par tous les éléments du PAF et les faisceaux sont reconstruits à partir du signal provenant de ces éléments, donc tous les éléments contribuent à tous les faisceaux. L'ouverture array (Fig. 36) est le plus puissant des systèmes multifaisceaux.

En effet, il est non seulement possible de créer plusieurs faisceaux, mais également plusieurs champs de vue. Par exemple, dans le cas de EMBRACE,

chaque tuile est elle-même constituée d'éléments plus petits encore. En revanche ce concept est jugé le plus risqué en 2007.

## 7. Conclusion

La radioastronomie a toujours joué un rôle important dans le développement des antennes de très hautes performances. En effet, les radiotélescopes sont à la fois les antennes uniques (*single dish*) les plus grandes et celles qui atteignent les fréquences les plus élevées. Les grands interféromètres, qu'ils soient connectés ou non, sont également l'apanage de la radioastronomie. Les réseaux phasés sont couramment utilisés dans le domaine militaire ou celui du radar depuis les années 1970, mais les besoins sont radicalement différents de ceux de la radioastronomie. Par exemple, là où le radar a besoin d'une résolution angulaire de  $1^\circ$ , nous avons besoin de la seconde d'arc. L'application des réseaux phasés à la radioastronomie en est actuellement au stade de démonstrateur technologique (OSMA, THEA développés par ASTRON) ne permettant pas d'accéder à des observations à but scientifique. Le stade suivant, EMBRACE, développé dans le cadre européen de la SKA Design Study financée par le 6ème PCRD, doit permettre quant à lui d'ouvrir définitivement la voie de la radioastronomie aux réseaux phasés.

## Références

- [1] R.C. Johnson, H. Jasik, and H.B. Crawford. *Antenna Engineering Handbook*. McGraw-Hill, Inc., 3ième édition, 1993.
- [2] J.D. Kraus. *Antennas*. SciTech Publishing, 3ième édition, 2002.
- [3] R.J. Mailloux. *Phased Array Antenna Handbook*. Artech House, 2nde édition, 2005.
- [4] S. Silver. *Microwave Antenna Design and theory*. Peter Peregrinus, Ltd, 1984.
- [5] A. B. Smolders and M. P. van Haarlem. *Perspectives on Radio Astronomy : Technologies for Large Antenna Arrays*. 2000.
- [6] A.R. Thompson, J.M. Moran, and G.W. Swenson. *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy*. Wiley-VCH, 2nde édition, 2004.

## Les récepteurs

Philippe PICARD, Jacques PEZZANI

*Station de Radioastronomie de Nançay*

**Abstract.** The receiver is the major element in the reception chain and makes the transition between the antenna and the data analysis systems. In radioastronomy there are few different receiver types. Major receiver components are described and the various terms and definitions used in the receiver field and necessary to specify a receiver or to correctly understand its characteristics are explained and detailed.

**Résumé.** Le récepteur est l'élément majeur dans la chaîne de réception et fait la transition entre les antennes et les systèmes d'analyse de données. En radioastronomie, il y a un petit nombre de types de récepteur. Les principaux composants des récepteurs sont décrits. Les différents termes et définitions sont présentées et explicitées.

### Table des matières

1. Introduction	58
2. Rappel sur le signal en radioastronomie	58
3. Caractéristiques d'un récepteur	59
4. Les composants des récepteurs de radioastronomie	65
5. Analyse et traitement numérique temps réel dans les récepteurs	70
6. Exemples d'architectures de récepteurs	84
7. Conclusion	88

## 1. Introduction

Un *récepteur* de radioastronomie est un dispositif qui transforme le signal radiofréquence issu de l'antenne en un signal utilisable par les systèmes d'analyse.

## 2. Rappel sur le signal en radioastronomie

Dans de nombreux cas, il s'agit d'un signal incohérent qui est de même nature que le bruit provenant du récepteur ou de la radiation entrant dans l'antenne émise par l'environnement. Ce signal est aussi très faible.

### 2.1 Sensibilité

La *densité surfacique de puissance* est généralement exprimée en Jansky (Jy) :  $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$ .

- **Exemple** — Avec une aire effective  $A_e = 4500\text{m}^2$ , le radiotélescope décimétrique (RT) de Nançay détecte des sources de  $10 \text{ mJy}$ , ce qui correspond à une densité spectrale de puissance  $P_s = 4.5 \times 10^{-25} \text{ W/Hz}$ .

Le *bruit de fond du récepteur* est défini par  $P_b = k_B(T_a + T_r)$  où  $k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$  (constante de Boltzmann),  $T_a$  est la température d'antenne et  $T_r$  la température de bruit du récepteur.

- **Exemple** — En poursuivant avec le même exemple, si on pose  $T_a + T_r = 30\text{K}$ , la puissance de bruit vaut alors  $P_b = 4.1 \times 10^{-22} \text{ W/Hz}$  et, en instantané, le rapport signal à bruit vaut :  $S/B \approx 10^{-3}$ .

Ces quelques paramètres montrent que les récepteurs de radioastronomie nécessitent une très grande sensibilité et une très grande stabilité. La sensibilité de SKA sera de  $1 \mu\text{Jy}$ .

### 2.2 Dynamique

La *Dynamique du signal* provient soit de la dynamique des sources d'émission soit de la puissance des interférences.

- **Exemple** — Dans le cas particulier des observations solaires, la température d'antenne du Soleil calme est de  $10^6 \text{ K}$ , celle des sursauts  $> 10^{11} \text{ K}$ . La dynamique du signal pour les observations solaires atteint donc  $P_{s \text{ max}}/P_{s \text{ min}} \approx 10^5$ .

- **Exemple** — Prenons maintenant le cas des interférences : Un téléphone mobile situé à  $r = 500$  m du radiotélescope décimétrique émet  $P = 1$  W dans une bande  $B = 200$  kHz. La puissance reçue est  $P_i = P/(4\pi r^2 B)$  soit  $P_i = 1.6 \times 10^{-12}$   $Wm^{-2}Hz^{-1}$ . Les interférences sont supposées entrer dans des lobes secondaires à 0 dBi soit une aire effective d'environ  $0.02$   $m^2$  à  $\lambda = 21$  cm. Dans ce cas  $P_i = 3.2 \times 10^{-14}$   $WHz^{-1}$  et la dynamique imposée par le niveau d'interférences est  $P_i/P_b \approx 10^8$ .

Les récepteurs de radioastronomie requièrent une grande dynamique de plus en plus imposée par le niveau des interférences radio.

### 3. Caractéristiques d'un récepteur

Les principales caractéristiques sont : sa bande passante en entrée, sa bande passante instantanée, son gain, l'adaptation en entrée et en sortie, sa température ou le facteur de bruit, sa stabilité de phase et de fréquence, sa dynamique/linéarité (point de compression à 1 dB, point d'interception du second ordre (IP2) et point d'interception du troisième ordre (IP3)) et enfin l'isolation entre canaux. De plus, dans le cas d'une sortie numérique, interviennent aussi : le nombre de bits de numérisation, la fréquence d'échantillonnage et le débit de données en sortie. Ces différentes caractéristiques sont passées en revues ci-dessous.

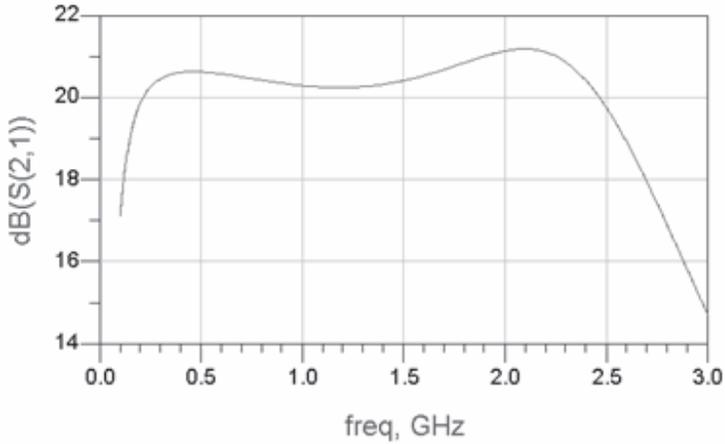
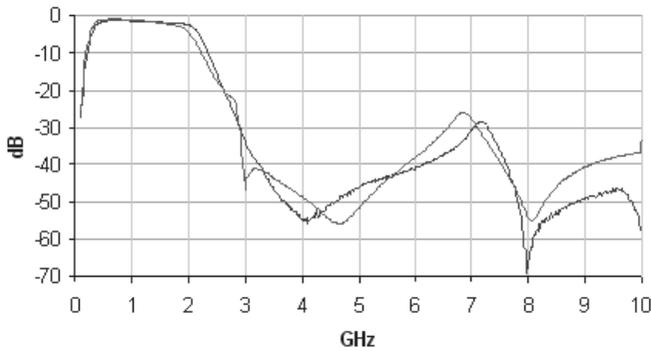
#### 3.1 Bande Passante

La *bande passante d'entrée* est la gamme de fréquences dans laquelle on peut effectuer les observations. Elle est définie par la partie front end du récepteur.

- **Exemple** — *Bandes passantes d'entrée de différents instruments :*
  - pour le RT Nançay : 1.06 GHz à 3.5 GHz
  - pour LOFAR : 30 à 90 MHz et 110 à 240 MHz
  - pour SKA : 300 MHz à 20 GHz

La *bande passante instantanée* est la gamme de fréquences que l'on peut analyser à un instant donné. Elle est fixée par les étages de fréquence intermédiaire et par les moyens d'analyse

- **Exemple** — *Bandes passantes instantanées des mêmes instruments :*
  - pour le RT Nançay :  $4 \times 50$  MHz au plus
  - pour LOFAR :  $2 \times 32$  MHz
  - pour SKA : de 200 MHz à quelques GHz

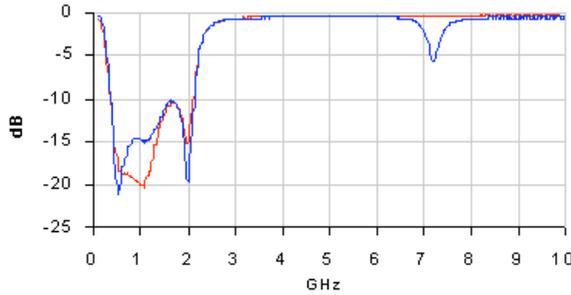
Figure 1.: *Gain d'un amplificateur*Figure 2.: *Pertes d'insertion d'un filtre*

### 3.2 Gain

Le gain d'un récepteur est le rapport entre la puissance de sortie et la puissance d'entrée. Dans la zone linéaire, le gain est constant et ne dépend pas de la puissance d'entrée. Un gain  $< 1$  est communément appelé perte d'insertion. Dans un récepteur, le gain est procuré par les amplificateurs et tous les autres étages créent des pertes.

### 3.3 Adaptation

Dans un système constitué d'une ligne de transport du signal alimentant l'entrée d'un récepteur, toute la puissance de signal appliquée à la ligne n'est pas transmise au récepteur. Une partie est réfléchiée vers la ligne à cause de la


 Figure 3.: *Return loss d'un filtre*

différence entre l'impédance caractéristique de la ligne et l'impédance d'entrée du récepteur. Cette différence crée une désadaptation. Le coefficient de réflexion en tension  $\Gamma$  mesure l'écart entre l'impédance du circuit et l'impédance caractéristique  $Z_0$  de la ligne :

$$\Gamma = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} \quad (1)$$

Le coefficient de réflexion en tension  $\Gamma$  permet de caractériser la puissance réfléchie :

$$P_{\text{réfléchié}} = |\Gamma|^2 P_{\text{entrée}}, \quad (2)$$

la puissance transmise :

$$P_{\text{transmise}} = (1 - |\Gamma|^2) P_{\text{entrée}}, \quad (3)$$

le taux d'ondes stationnaires TOS (VSWR, Voltage Standing Wave Ratio) :

$$\text{TOS} = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|} \quad (4)$$

et le Return Loss :  $20 \log(|\Gamma|)$  exprimé en dB.

### 3.4 *Température et Facteur de bruit*

Le récepteur contribue au bruit à cause du bruit thermique dans les composants, du bruit de grenaille, du bruit en  $1/F$ , ainsi que des pertes entre l'antenne et le premier amplificateur.

Le bruit de système  $T_{\text{sys}}$  (en  $^{\circ}\text{K}$ ) chiffre la puissance de bruit  $P_b$  qui entre dans le récepteur :  $P_b = k_B T_{\text{sys}} B$  et conditionne la sensibilité du récepteur. C'est la somme du bruit d'antenne  $T_a$  et du bruit du récepteur  $T_r$  :

$$T_{\text{sys}} = T_a + T_r \quad (5)$$

Le facteur de bruit (NF, Noise Factor) est relié à  $T_r$  par :

$$F = 10 \log\left(\frac{T_r}{T_0} + 1\right) \quad (6)$$

exprimé en dB avec par convention  $T_0 = 290K$ . L'état de l'art (récepteurs

Table 1.: *Exemples de correspondance facteur de bruit/température  $T_r$ .*

Température	Facteur de bruit
290 K	3.0 dB
75 K	1.0 dB
50 K	0.7 dB
7 K	0.1 dB

refroidis) est  $T_r = 1$  à  $2K/GHz$

■ **Exemple** — *Intérêt de diminuer  $T_{sys}$  :*

*La sensibilité de SKA est prévue à  $20\,000\ m^2/K$  avec une spécification pour  $T_{sys}$  de  $50K$ . En baissant  $T_{sys}$  à  $45\ K$ , on obtient la même sensibilité avec  $900\,000\ m^2$  au lieu de  $1\,000\,000\ m^2$  ce qui permet une baisse de coût!!*

Les pertes (dues à la ligne de transmission) entre l'antenne et le premier amplificateur augmentent le facteur de bruit.

■ **Exemple** — *Si  $T_p = T_0$  ( $290\ K$ ) alors  $F = -10 \log(L)$  et avec  $0.1\ dB$  de pertes ( $L=0.975$ ) à  $T_p = 290\ K$ ,  $F$  augmente de  $0.1\ dB$  et  $T_r$  augmente de  $7\ K$ . Si on refroidit la ligne de transmission à  $T_p < 290K$ , on réduit l'effet des pertes sur le facteur de bruit et on diminue la température de bruit de l'électronique*

On calcule  $T_r$  pour un récepteur à  $n$  étages cascades (de gain et de bruit respectifs  $G_i$  et  $T_i$ ) par la formule de Friis :

$$T_r = T_1 + \frac{T_2}{G_1} + \frac{T_3}{G_1 G_2} + \dots + \frac{T_n}{\prod_{i=1}^{n-1} G_i} \quad (7)$$

En général les gains sont suffisamment élevés pour que  $T_1$  soit le facteur prépondérant pour déterminer  $T_r$  et seul le premier étage a besoin d'être ultra faible bruit.

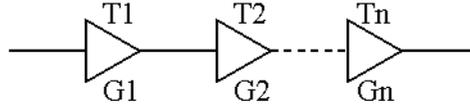


Figure 4.: *Amplificateurs cascades*

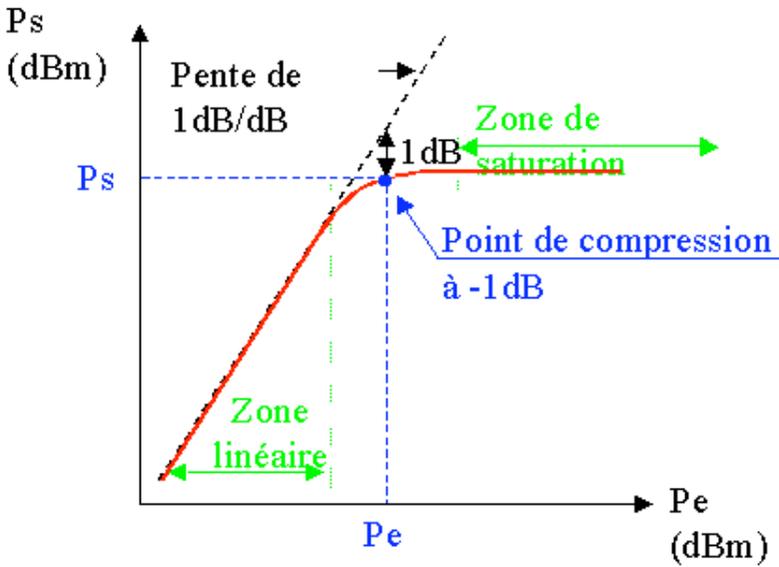


Figure 5.: *courbe  $P_s = f(P_e)$*

### 3.5 Linéarité

La courbe de gain montre une zone de linéarité et une zone de saturation (Fig. 5). Le gain est constant dans la zone de linéarité et chute ensuite dans la zone de saturation en  $1/P_e$

#### *Point de Compression*

Le point de compression à  $-1dB$  est le point où la chute de gain atteint 1 dB, il est généralement défini en sortie.

- **Exemple** — *Pour un amplificateurs faible bruit (LNA ou Low Noise Amplifier),  $P - 1dB$  vaut environ 0 dBm.*

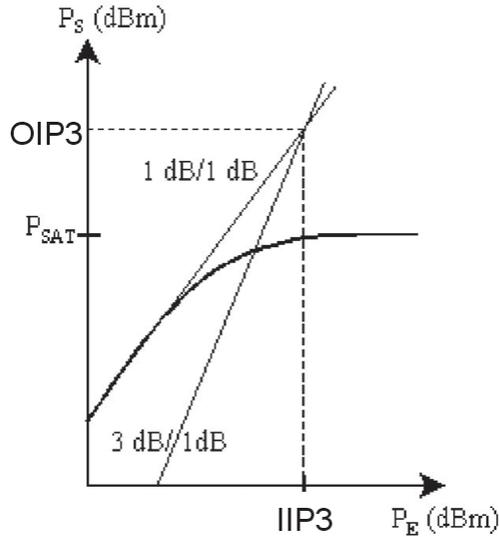


Figure 6.: Point d'interception d'ordre 3 :  $OIP3$  /  $IIP3$

### Point d'interception à l'ordre $n$

Dans un amplificateur, le signal de sortie comprend les harmoniques du signal d'entrée fabriquées par l'amplificateur (non linéarités). Le niveau de l'harmonique de rang  $n$  augmente de  $n$  dB par dB de signal d'entrée.

Le point d'interception d'ordre  $n$  ( $IP_n$ ) est le point où se coupent les droites prolongeant les parties linéaires des courbes de puissance de sortie sur le fondamental et sur l'harmonique  $n$  (Fig. 6).  $IP_n$  peut être défini à l'entrée ( $IIP_n$ ) ou à la sortie ( $OIP_n$ ). On considère surtout  $IP_2$  et  $IP_3$ .

- **Exemple** — Dans le cas général :  $OIP3 \approx P_{-1dB} + 10dB$ .

### 3.6 Dynamique

La dynamique d'un récepteur est le rapport entre le signal le plus fort et le signal le plus faible que l'on peut recevoir. Elle est limitée vers le haut par la saturation (point de compression à  $-1dB$ ) et vers le bas par le bruit ( $T_{sys}$ ) :

$$\text{dynamique} = \frac{P_{-1dB}}{k_B T_{sys} BG} \quad (8)$$

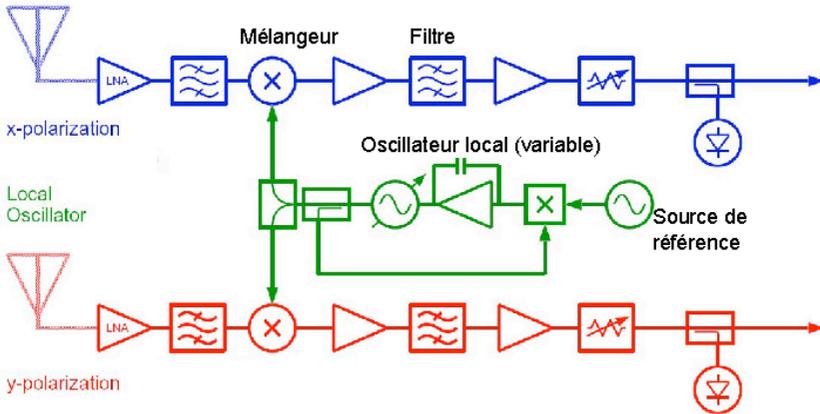


Figure 7.: Schéma d'un récepteur de radioastronomie

- **Exemple** — Pour l'étage d'entrée de EMBRACE : LNA avec une bande équivalente de bruit  $B = 700$  MHz, un gain  $G = 18$  dB,  $P_{-1dB} = 0$  dBm,  $T_{sys} = 50$  K. Ceci donne une dynamique de 75 dB.

#### 4. Les composants des récepteurs de radioastronomie

Les principaux composants sont : (i) les amplificateurs faible bruit dans la gamme radiofréquence ; (ii) les mélangeurs utilisés pour changer la fréquence du signal ; (iii) les filtres utilisés pour agir sur le contenu spectral du signal ; (iv) les convertisseurs analogique/numérique (CAN) utilisés pour numériser le signal ; et (v) l'oscillateur local généralement asservi sur une source précise et stable.

##### 4.1 Schéma générique

Voir schéma sur la Figure 7.

##### 4.2 Amplificateur faible bruit

Les LNA assurent le premier étage de gain après la conversion onde radio/tension électrique effectuée par l'antenne. Leur gain doit être suffisant ( $\approx 30$  dB) pour s'affranchir du bruit des étages suivants.

Les différents types de circuits utilisés sont : (i) amplificateur maser (maser à rubis refroidi à 4.2 K) ; (ii) amplificateur paramétrique (refroidi à 10 – 20 K) ; (iii) amplificateur à transistors FET ou HEMT (depuis 1980), refroidi ou à température ambiante ; ou (iv) circuits intégrés spécifiques à transistors

bipolaires (BJT ou HBT) ou MOS, essentiellement utilisés à température ambiante.

### 4.3 Mélangeur analogique

Les mélangeurs analogiques sont des éléments non linéaires à deux signaux d'entrée de fréquences  $F_{\text{RF}}$  (signal radiofréquence) et  $F_{\text{OL}}$  (oscillateur local) qui délivrent en sortie un signal dont la fréquence  $F_{\text{IF}}$  (signal à fréquence intermédiaire) est  $F_{\text{IF}} = mF_{\text{RF}} + nF_{\text{OL}}$  avec  $m$  et  $n$  entiers relatifs. Dans le cas où  $m, n = \pm 1$ , le récepteur est supradyné (si  $F_{\text{IF}} = F_{\text{RF}} + F_{\text{OL}}$ ) ou infradyne (si  $F_{\text{IF}} = F_{\text{RF}} - F_{\text{OL}}$  (cas  $F_{\text{RF}} > F_{\text{OL}}$ ) ou  $F_{\text{IF}} = F_{\text{OL}} - F_{\text{RF}}$  (cas  $F_{\text{OL}} > F_{\text{RF}}$ )). La relation de phase entre entrées et sortie est  $|\varphi_{\text{IF}}| = |\varphi_{\text{RF}} - \varphi_{\text{OL}}|$ . Dans un récepteur infradyne la même fréquence IF peut être donnée par deux fréquences RF différentes :  $F_{\text{IF}} = F_{\text{RF1}} - F_{\text{OL}}$  ou  $F_{\text{IF}} = F_{\text{OL}} - F_{\text{RF2}}$ . Si on utilise les deux fréquences RF (qui se superposent alors en IF et sont spectralement indiscernables), le récepteur est double bande (DSB Double Side Band). Dans le cas général on utilise une seule bande en interposant un filtre passe bande, le récepteur est à bande latérale unique (BLU) (SSB Single Side Band) avec deux possibilités : bande latérale supérieure (BLS) (USB Upper Side Band) ou bande latérale inférieure (BLI) (LSB Lower Side Band). La bande non utilisée est la bande image avec la relation  $|F_{\text{RF}} - F_{\text{image}}| = 2F_{\text{IF}}$

- **Exemple** — *En millimétrique le premier étage est souvent un mélangeur sans filtre de bande (pas de LNA, mélangeur à diode Schottky ou SIS) et on travaille alors en double bande.*

### Mélangeur à réjection d'image

Voir schéma sur la Figure 8.

### 4.4 Les filtres

Les filtres permettent de gérer le contenu spectral des signaux. Ils sont nécessaires à de nombreux endroits dans un récepteur :

- avant un mélangeur pour éliminer la bande image,
- souvent entre chaque étage pour réduire la bande dans laquelle le bruit est intégré (d'où une augmentation de la dynamique et un filtrage des interférences),
- avant un CAN pour éviter le phénomène d'aliasing dans les données.

Un filtre passe bande avant le LNA serait souhaitable (interférences) mais aurait un fort effet sur  $T_{\text{sys}}$  (0.5 dB de perte d'insertion à température ambiante augmente  $T_{\text{sys}}$  de 35 K!!). Ceci n'est possible que si le filtre est supraconducteur et refroidi.

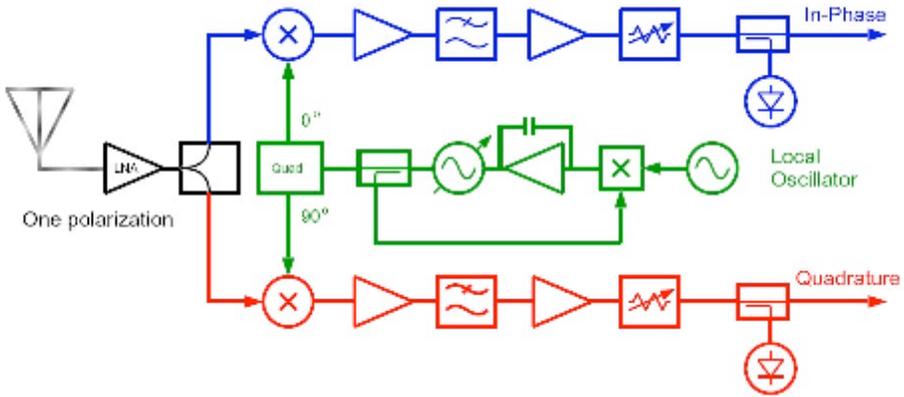


Figure 8.: Récepteur à conversion directe

*Types de filtres*

- passe bas (LP Low Pass) : coupe si  $F > F_c$ ,  $F_c$  fréquence de coupure
- passe haut (HP High Pass) : coupe si  $F < F_c$
- passe bande (BP Band Pass) : coupe si  $F < F_{cb}$  ou si  $F > F_{ch}$ ,  $F_{cb}$  et  $F_{ch}$  fréquences de coupure basse et haute
- coupe bande : coupe si  $F_{cb} < F < F_{ch}$

$F_c$ ,  $F_{cb}$ ,  $F_{ch}$  définissent la bande, généralement à -3 dB ou -1 dB.

*Principales caractéristiques des filtres*

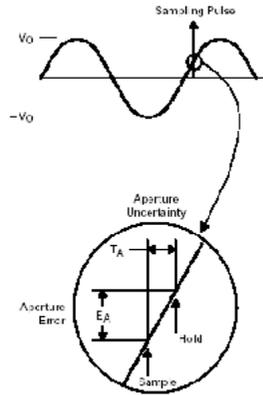
- ondulation dans la bande (en dB, elle dépend de la topologie du filtre, Tchebychev, Butterworth, elliptique, Caueur,...)
- phase ou time delay dans la bande passante (important pour les interféromètres et les réseaux phasé)
- valeur de la réjection hors bande
- sélectivité : c'est la pente de la zone de transition entre bande passante et bande rejetée (elle dépend du nombre de sections du filtre)

4.5 Oscillateur local

L'oscillateur local peut être fixe ou variable, il permet de régler la valeur de la fréquence centrale de la bande spectrale observé :

- en supradynne :  $F_{RF} = F_{IF} - F_{OL}$
- en infradyne :  $F_{RF} = F_{IF} + F_{OL}$  ou  $F_{RF} = F_{OL} - F_{IF}$

Au moins un étage OL variable est nécessaire pour ramener une large bande RF dans une IF fixe. L'OL doit être très stable :

Figure 9.: *Aperture uncertainty*

- en single dish la stabilité requise dépend de la plus faible résolution spectrale souhaitée (ex :  $10^{-9}$  pour une résolution spectrale de 10Hz et un OL à 10GHz)
- en interférométrie et réseau phasé il s'agit de conserver la phase et la cohérence et les contraintes sont plus sévères

Pour assurer la stabilité requise les oscillateurs locaux sont asservis :

- sur des horloges atomiques (Rb Rubidium à  $10^{-11}$ , Cs Césium à  $10^{-12}$ )
- sur des masers à hydrogène à  $10^{-14}$

#### 4.6 Convertisseur Analogique/Numérique (CAN)

Le CAN est utilisé pour quantifier un signal analogique en  $k$  niveaux discrets. Pour un codage binaire il délivre  $N$  bits avec  $k = 2^N$ . Le CAN ajoute au signal numérisé divers bruits numériques :

- bruit de quantification
- bruit dû au jitter de l'horloge d'échantillonnage (Figs. 9 et 10)
- produit d'intermodulation causé par les non linéarités

Le rapport signal à bruit théorique d'un CAN est  $\text{SNR} \approx 6N$  en dB avec  $N$  nombre de bits. Les bruits numériques ajoutés réduisent le SNR. On utilise alors la notion de nombre de bits effectifs ( $N_{\text{eff}}$ ) :

$$N_{\text{eff}} = \frac{\text{SNR}_{\text{mesuré}} - 1.76}{6.02} \quad (9)$$

Un paramètre important des CAN en radioastronomie est la bande passante de l'entrée analogique. Elle doit être au minimum égale à  $F_s/2$  pour l'échantillonnage au critère de Nyquist, et au minimum  $kF_s/2$  pour un sous échantillonnage d'ordre  $k$ . En radioastronomie les bandes passantes numérisées vont de quelques dizaines à quelques centaines de MHz, les CAN utilisés sont en général de type flash.

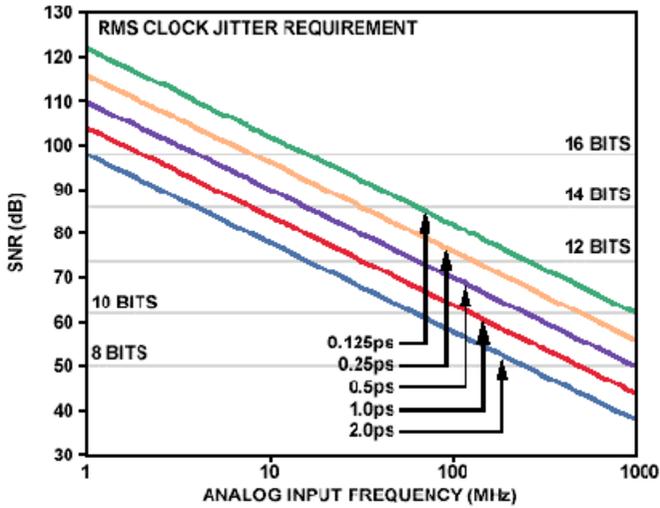


Figure 10.: *Effet du jitter d'horloge sur le SNR*

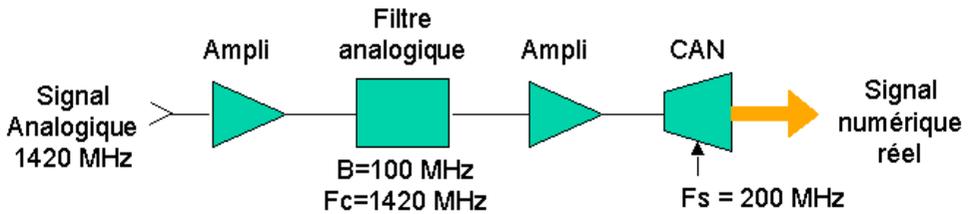


Figure 11.: *Translation de bande par sous échantillonnage*

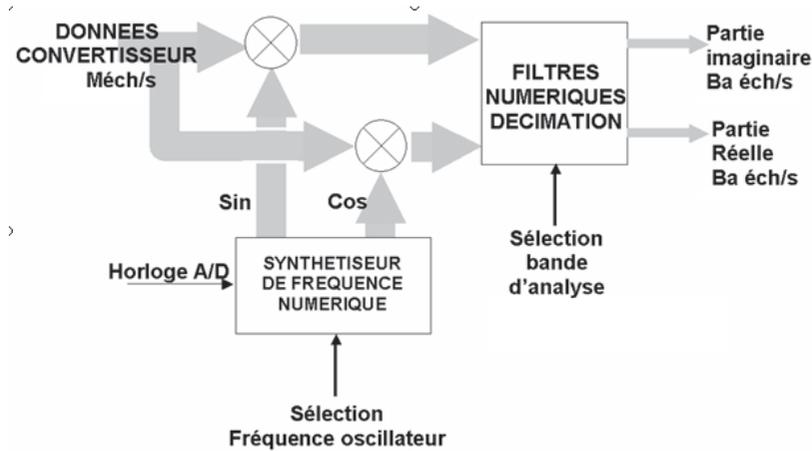
#### 4.7 Mélangeur numérique

Un CAN utilisé en sous échantillonnage (Fig. 11) réalise la fonction de mélangeur numérique en assurant la translation d'une bande de largeur  $F_s/2$  centrée à  $F \gg F_s/2$  en bande vidéo de 0 à  $F_s/2$ . Si la bande à numériser est en zone de Nyquist paire, cette bande subit un retournement spectral dans la numérisation.

#### Mélangeur numérique à sorties I et Q en quadrature

Voir schéma sur la Fig. 12.

De nombreux traitements numériques utilisent une représentation des signaux en mode complexe avec les composantes en quadrature I et Q. Les mélangeurs numériques IQ utilisent un synthétiseur numérique de fréquence à

Figure 12.: *Mélangeur numérique IQ*

sorties en quadrature (cos et sin) et multiplient ces termes (faisant office d'oscillateurs locaux en quadrature) par le signal numérique d'entrée. Des filtres numériques sur les voies I et Q permettent de choisir la bande à traiter.

## 5. Analyse et traitement numérique temps réel dans les récepteurs

Les récepteurs de radioastronomie incorporent de plus en plus de modes spécifiques d'analyse et traitement des données en temps réel :

- Spectrométrie : accès à la densité spectrale de puissance du signal (DSP)
- Polarimétrie : accès aux paramètres de Stokes de l'onde
- Interférométrie : accès à l'imagerie radio
- VLBI : interférométrie intercontinentale non connectée
- Addition phasée : transforme un réseau en un instrument équivalent
- Beamforming : accès à n faisceaux indépendants
- Dédispersion et timing des signaux de pulsars
- Forme d'onde (transients) : analyse amplitude et phase =  $f(t)$
- Traitements RFI

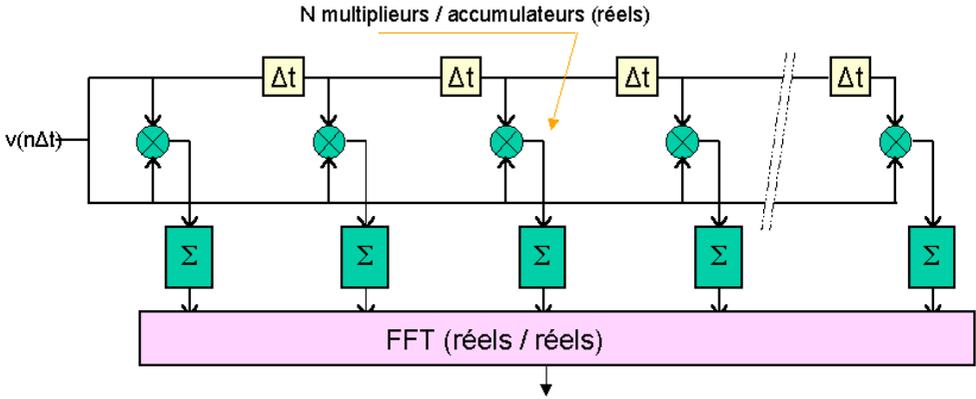
Dans de nombreux cas, plusieurs modes d'analyse sont combinés dans le même récepteur.

### 5.1 Les spectromètres

Les spectromètres calculent la densité spectrale de puissance du signal analysé.

*Méthodes utilisées pour réaliser des analyseurs spectraux*

- Bancs de filtres analogiques (avant 1975)

Figure 13.: *Spectromètre à autocorrélateur*

- Transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation (Wiener-Khinchine)
- Périodogramme modifié (estimateur de Welch)
- Filtres polyphase

#### *Paramètres usuels des spectromètres*

- Nombre de voies à analyser
- Bande analysée par voie (de quelques MHz à quelques GHz)
- Dynamique
- Nombre de canaux fréquentiels par voie
- Espacement fréquentiel entre canaux
- Largeur de canal à mi puissance
- Réponse spectrale d'un canal
- Période d'intégration (nombre de spectres/s en sortie)

#### *Spectromètre à autocorrélateur*

Calcul de la DSP du signal par transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation (théorème de Wiener-Khinchine). Dans ce système la fonction d'autocorrélation est intégrée sur la période d'intégration (quelques ms à quelques s) par des circuits électroniques spécialisés et le calcul de la FFT n'est pas le facteur limitant (figure 13). Des bandes instantanées très larges sont accessibles : 800 MHz pour le GBT, 2 GHz pour ALMA.

*Technologies utilisées* Les multiplieurs et accumulateurs sont en ASICs spécialisés ou en FPGA. La FFT est calculée en logiciel par des processeurs généralistes. Pour un système à  $N$  canaux fréquentiels, l'espacement entre canaux est  $\Delta F_c = 1/2N\Delta t$  et la largeur de canal à mi puissance est  $\Delta F > \Delta F_c$ . La réponse spectrale d'un canal est celle d'une FFT, elle dépend de la fenêtre de

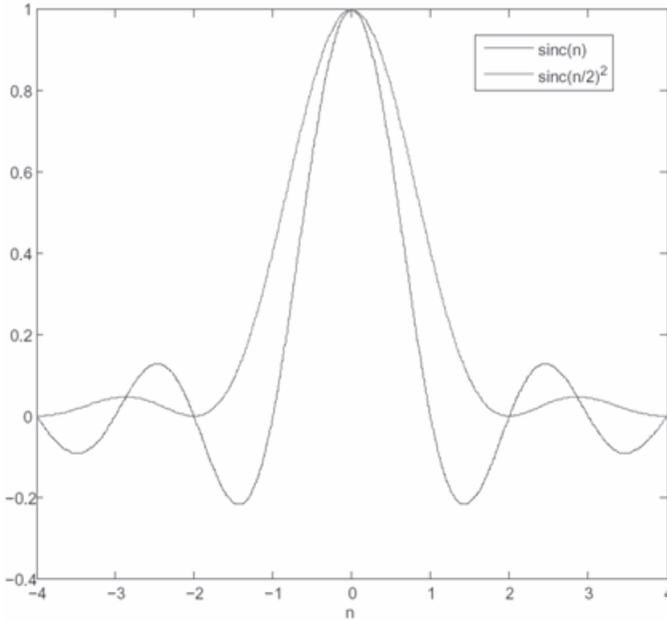


Figure 14.: Réponse spectrale :  $\sin(x)$  et  $\sin^2(x/2)$

pondération utilisée qui modifie la largeur de canal à mi puissance, le niveau des lobes secondaires (rejection sur les canaux voisins) et le gain :

– Réponse spectrale pour une fenêtre rectangulaire :

$$\frac{2N\Delta t \sin(2\pi f N\Delta t)}{2\pi f N\Delta t} \approx \text{sinc}(x) \quad (10)$$

– Réponse spectrale pour une fenêtre de Bartlett :

$$\frac{N\Delta t \sin(\pi f N\Delta t)^2}{\pi f N\Delta t} \approx \text{sinc}^2(x/2) \quad (11)$$

*Efficacité par rapport à un corrélateur analogique* Ce paramètre mesure l'effet du nombre très réduit de niveaux de quantification, usuellement 2 à 4. Il est équivalent à une perte de sensibilité (Tab. 2).

Comme on le voit sur la Figure 15, résultat de la corrélation n'est pas linéaire. Pour linéariser, on applique la correction de Van Vleck au résultat de la corrélation, avant le calcul de FFT. Pour maintenir l'efficacité maximum, un système de gestion dynamique des seuils de quantification suivant le niveau du signal (rapport  $V_{\text{seuil}}/\sigma$ ) est utilisé. La dynamique est faible à cause du faible nombre de niveaux de quantification et on doit utiliser un système de contrôle automatique de gain à l'entrée.

Table 2.: *Efficacité d'un corrélateur numérique par rapport à un corrélateur analogique en fonction des niveaux de quantification.*

Quantification	Efficacité à Nyquist	Efficacité à 2 x Nyquist
2 niveaux	0.64	0.74
3 niveaux	0.81	0.89
4 niveaux	0.88	0.94
analogique	1.00	1.00

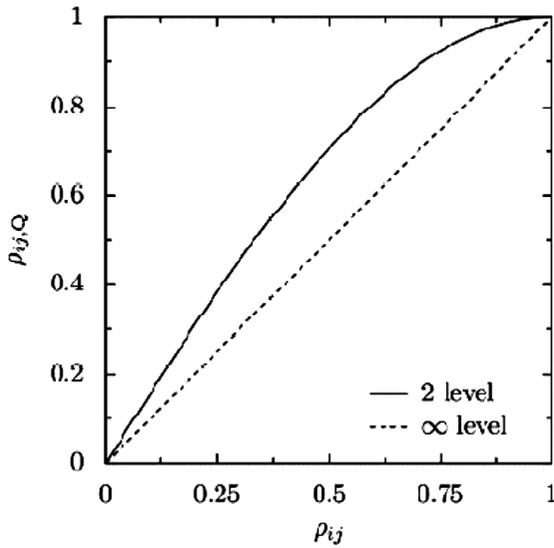
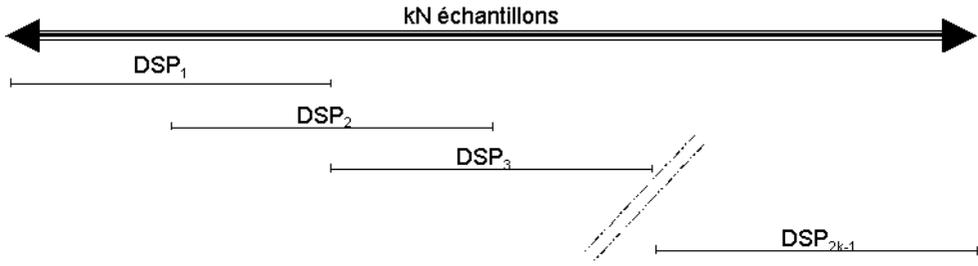


Figure 15.: *Réponse d'un corrélateur à 2 niveaux de quantification*

Figure 16.: *Périodogramme modifié**Spectromètre à TF directe*

Le calcul de la DSP est fait par la méthode du périodogramme modifié. La DSP sur  $N$  canaux d'une suite de  $N$  échantillons est le périodogramme :

$$DSP = \frac{1}{NT_e} \left| T_e \sum_{k=0}^{N-1} x_k e^{-2j\pi f k T_e} \right|^2 \quad (12)$$

Pour une suite temporelle de  $kN$  échantillons, la DSP sur  $N$  canaux est la moyenne normalisée des  $2K - 1$  périodogrammes réalisables par recouvrement d'un facteur  $1/2$  sur la suite d'échantillons, chaque tranche étant affectée d'une fonction de pondération  $w$  (Fig. 16) :

$$DSP_i = \frac{1}{NT_e} \left| T_e \sum_{k=0}^{N-1} w_k \cdot x_k \cdot e^{-j2\pi f k T_e} \right|^2 \quad (13)$$

$$DSP = \frac{1}{(2k-1)\text{Norm}} \sum_{i=0}^{2k-1} DSP_i \quad \text{avec Norm} = \frac{T_e}{N} \sum_{m=0}^{N-1} w_m^2 \quad (14)$$

Avec  $N$  canaux de fréquences, l'espacement fréquentiel entre canaux est  $\Delta F_c = 1/2N\Delta t$ . La réponse spectrale est celle d'une FFT<sup>2</sup>, elle dépend de la fenêtre de pondération utilisée (Fig. 17a) qui modifie la largeur de canal à mi puissance (Fig. 17b), le gain et le niveau des lobes secondaires (réjection sur les canaux voisins). De nombreux spectromètres ont été réalisés avec cette méthode. En général la bande analysée ne dépasse pas quelques dizaines de MHz, elle dépend directement de la puissance de calcul temps réel disponible.

*Processeurs utilisés*

- processeurs généralistes sous OS temps réel
- circuits processeur FFT
- FPGAs

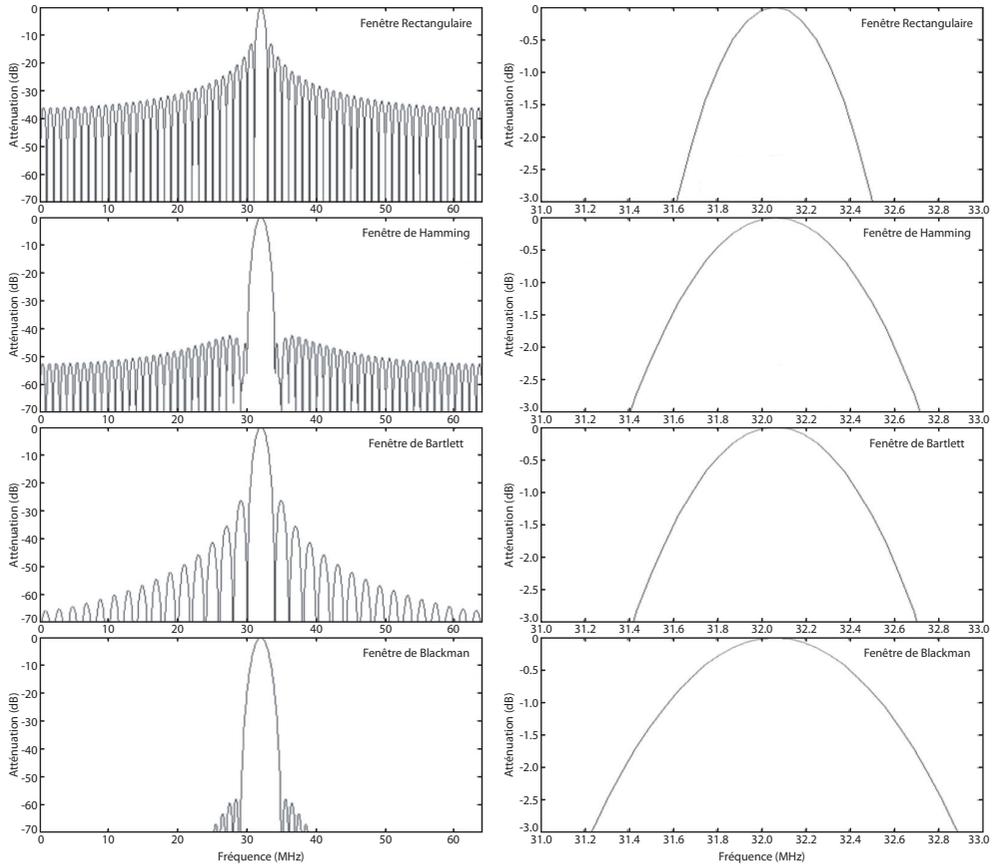


Figure 17.: Réponse spectrale pour quatre pondérations usuelles (à gauche). Largeur de canal à mi puissance pour les mêmes pondérations (à droite)

Figure 18.: *Filtre polyphase à M canaux*

### *Spectromètre à filtres polyphase*

Il est possible d'obtenir la DSP d'un signal par un banc de  $M$  filtres numériques discrets, chaque filtre produisant un canal fréquentiel (système équivalent à un banc de filtres analogiques). Une méthode similaire mais plus efficace en ressources de calcul est l'utilisation de filtres multicadence ou filtres polyphase (PFB, Polyphase Filter Bank) équivalents à une FFT à  $M$  canaux avec une fenêtre de pondération sur  $k.M$  points (Fig. 18). Tous les filtres 0 à  $M-1$  ont le même gabarit ( $k$  coefficients), au total il y a  $kM$  coefficients. Les sorties  $X_i(nM\Delta t)$  sont les suites temporelles des échantillons des  $M$  canaux fréquentiels  $i$ , de 0 à  $M-1$ .

La structure polyphase permet d'obtenir une réponse spectrale avec une largeur de canal définie et un très bon contrôle des lobes secondaires (pas de réjection d'un canal sur les canaux voisins, Fig. 19). Cette structure est bien adaptée à l'utilisation de FPGA et cette méthode remplace de plus en plus les FFT pour les applications d'analyse spectrale.

### 5.2 *Polarimètre*

Les polarimètres permettent de déterminer les 4 paramètres de Stokes I, Q, U, V qui définissent entièrement la polarisation d'une onde radio.

Une antenne donnant deux polarisations linéaires permet de mesurer les champs électriques  $E_x$  et  $E_y$  dans deux directions perpendiculaires normales à

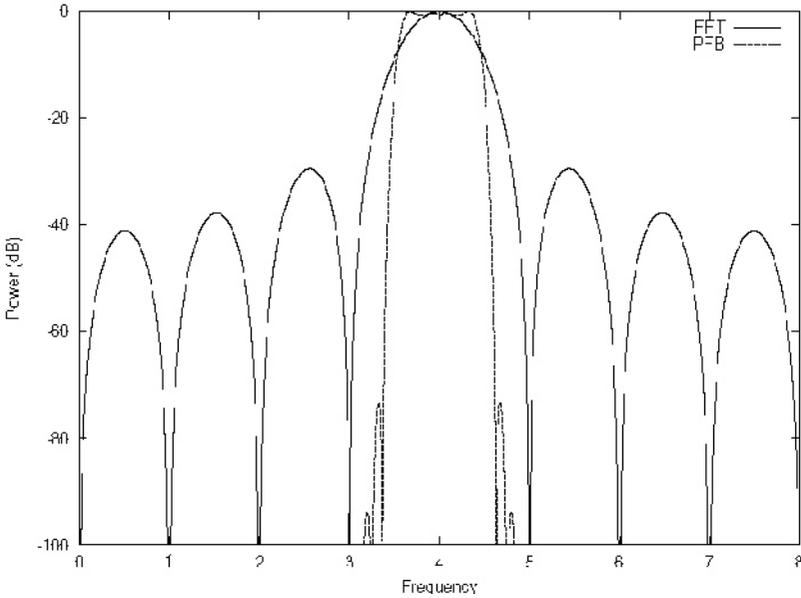


Figure 19.: Réponse spectrale d'un filtre polyphase

la direction de propagation :

$$E_x = e_x \cos(\omega t + \delta_x) \tag{15}$$

$$E_y = e_y \cos(\omega t + \delta_y) \tag{16}$$

On en déduit les paramètres de Stokes :

$$I = \langle e_x^2(t) \rangle + \langle e_y^2(t) \rangle \tag{17}$$

$$Q = \langle e_x^2(t) \rangle - \langle e_y^2(t) \rangle \tag{18}$$

$$U = 2 \langle e_x(t) \cdot e_y(t) \cdot \cos(\delta_x - \delta_y) \rangle \tag{19}$$

$$V = 2 \langle e_x(t) \cdot e_y(t) \cdot \sin(\delta_x - \delta_y) \rangle \tag{20}$$

La mesure des corrélations  $e_x^2(t)$  et  $e_y^2(t)$  permet de calculer I et Q. La mesure des cross corrélations  $e_x(t) \cdot e_y(t)$  et  $e_x(t) \cdot e_y^*(t)$  permet de calculer U et V. Avec I, Q, U, V on calcule les taux de polarisation :

– Taux de polarisation linéaire :

$$L = \sqrt{\frac{Q^2 + U^2}{I^2}} \tag{21}$$

– Taux de polarisation circulaire :

$$C = \sqrt{\frac{V}{I}} \tag{22}$$

– Taux total de polarisation :

$$T = \sqrt{\frac{Q^2 + U^2 + V^2}{I^2}} \quad (23)$$

– Angle de polarisation :

$$\Phi = \frac{1}{2} \arctan \frac{U}{Q} \quad (24)$$

### 5.3 Les interféromètres

L'image radio d'une source est la distribution de brillance radio de la source  $B(\Theta, \Phi)$  dans un repère lié à la source.

La transformée de Fourier de la distribution de brillance donne la fonction de visibilité complexe de la source. Un interféromètre permet de mesurer un point de la fonction de visibilité complexe :

$$\mathcal{V}_{ab} = \langle v_a(t) \cdot v_b(t + \tau) \rangle_T + i \langle v_a^*(t) \cdot v_b(t + \tau) \rangle_T \quad (25)$$

avec  $T$  la durée d'intégration. Un cross corrélateur complexe mesure  $\langle \text{Re}(\mathcal{V}_{ab}) \rangle_T$  et  $\langle \text{Im}(\mathcal{V}_{ab}) \rangle_T$  ce qui donne l'amplitude et la phase de  $\mathcal{V}_{ab}$

Avec un réseau constitué de  $N$  antennes on réalise  $k = (N(N-1))/2$  interféromètres et on échantillonne la fonction de visibilité sur  $k$  points. Une transformée de Fourier inverse permet de reconstituer l'image radio de la source.

*Delay tracking* Pour suivre la source plusieurs heures il faut ajuster en permanence  $\tau$  pour compenser  $\tau_G(t)$ . L'utilisation de pas discret  $\Delta t$  conduit à des délais fractionnaires :  $\tau_G = n \cdot \Delta t + \epsilon$ , où  $\epsilon$  est le délai fractionnaire.

*Fringe stopping* La compensation de  $\tau_G(t)$  n'est pas faite à la fréquence d'observation mais à la fréquence FI. La rotation de la terre module la fonction  $\mathcal{V}_{ab}$  d'où un défilement (translation) des franges. Un mécanisme de compensation assure le blocage des franges.

*Spectroscopie* La mesure de  $\mathcal{V}_{ab}$  pour  $n$  canaux spectraux dans une bande d'analyse  $\Delta F$  permet de reconstituer des images de la source par pas spectraux  $\Delta F/n$ . Cependant la résolution fréquentielle par canal dépend de la méthode d'analyse spectrale utilisée et en général  $\Delta F_c > \Delta F/n$ .

#### *Interféromètre à corrélateur XF*

Dans les corrélateurs XF, les cross corrélations sont réalisées avant les FFT (Fig. 21).

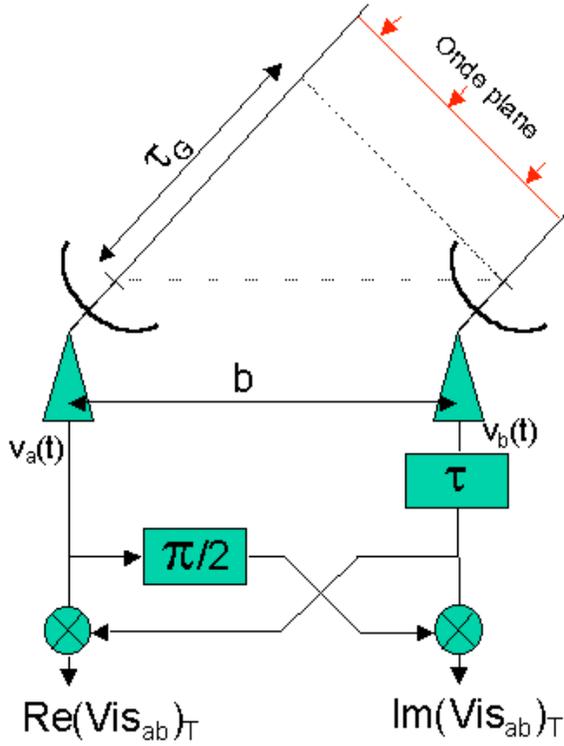


Figure 20.: Interferomètre à 2 antennes

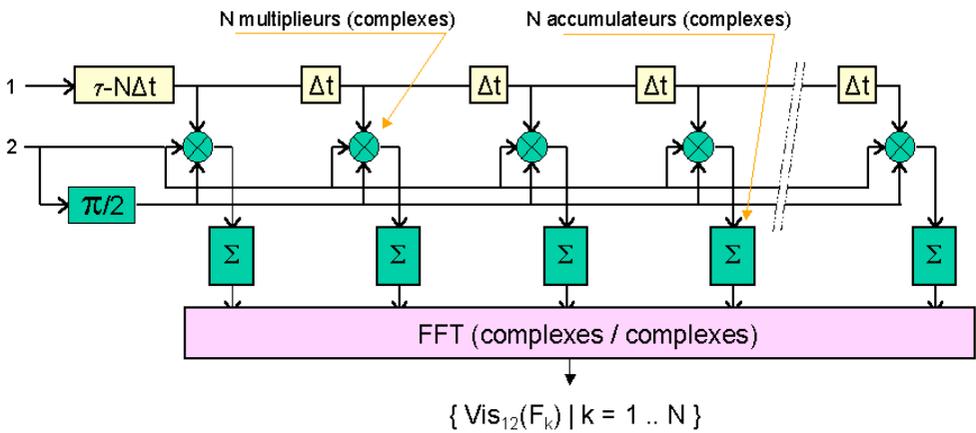


Figure 21.: Corrélateur XF

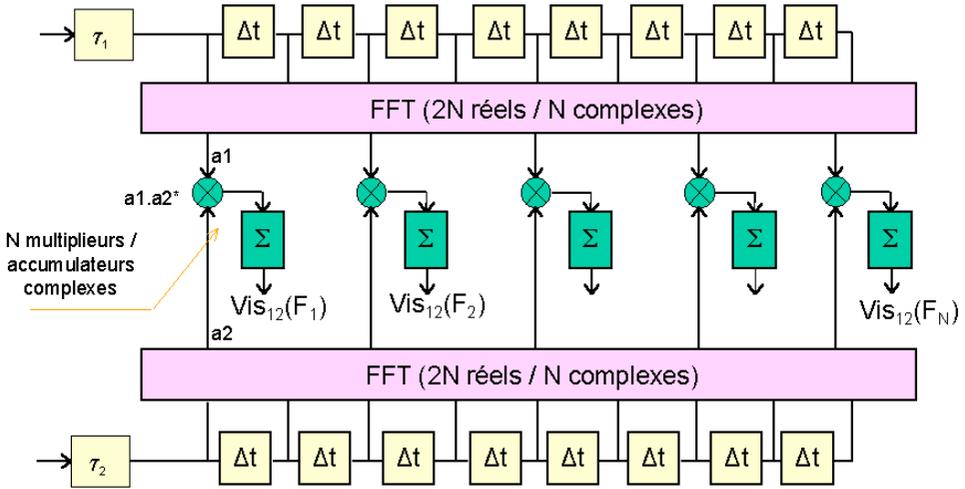


Figure 22.: Corrélateur FX

### Réponse spectrale

$$\mathcal{V}_{ij} = FFT [\langle v_i(t + \tau_i).v_j(t) \rangle \times \text{ponderation}] \quad (26)$$

$$\mathcal{V}_{ij} = FFT [\langle v_i(t + \tau_i).v_j(t) \rangle] . [FFT(\text{ponderation})] \quad (27)$$

Avec une fenêtre rectangulaire, la réponse spectrale d'un corrélateur XF est une convolution par un sinc.

### Interféromètre à corrélateur FX

Dans les corrélateurs FX, les FFT sont calculées avant les cross corrélations (Fig. 22).

### Réponse spectrale

$$\mathcal{V}_{ij}(F_k) = FFT(v_i(t)).FFT(v_j^*(t)) \quad (28)$$

Avec une fenêtre rectangulaire, la réponse spectrale d'un corrélateur FX est une convolution par un sinc<sup>2</sup>.

Les corrélateurs FX requièrent moins de cellules XMAC que les corrélateurs XF, leur réponse spectrale est celle d'une FFT<sup>2</sup> au lieu d'une FFT, par contre ils utilisent un réseau de distribution de données (entrées des XMAC) plus complexe.

- **Exemple** — *Le VLA, l'IRAM et ALMA utilisent un corrélateur XF. Le GMRT, WSRT, ATA utilisent un corrélateur FX.*

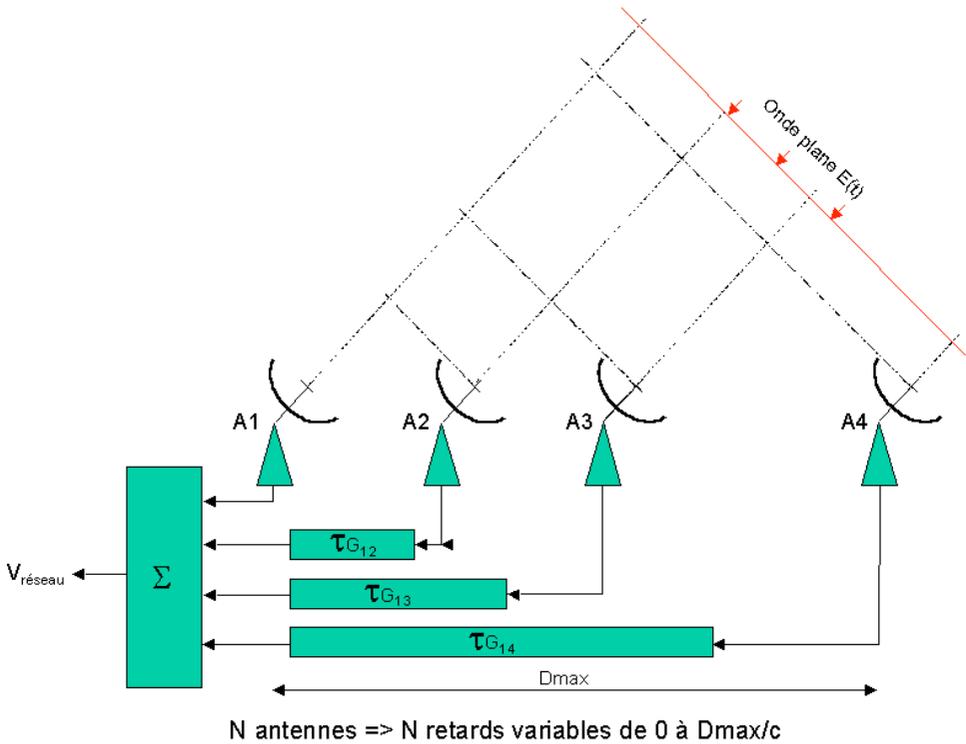


Figure 23.: *Addition phasée d'un réseau de 4 antennes*

*Interféromètre à corrélateur logiciel*

Le corrélateur logiciel permet d'atteindre une meilleure précision car il limite les effets de quantification, d'arrondi et de troncature dans les calculs, en particulier dans les FFT. Il accorde une grande flexibilité pour choisir la résolution spectrale, la résolution temporelle, le nombre d'entrées... Le développement et la mise au point sont de type développement logiciel sans les lourdes et coûteuses étapes de modification de matériel. L'addition de modes spéciaux est facilitée (logiciels...), en particulier la prise en compte d'algorithmes de traitement RFI avant corrélation.

Pourtant, même si la puissance de calcul existe facilement, l'accès à des bandes passantes instantannées très élevées n'est pas simple (débit d'entrée, flux de données dans les calculs...). Beaucoup de petits corrélateurs logiciels sont en cours d'essai pour l'évaluation d'algorithmes ou l'apprentissage. Actuellement seul LOFAR utilise un corrélateur logiciel dans un très grand instrument.

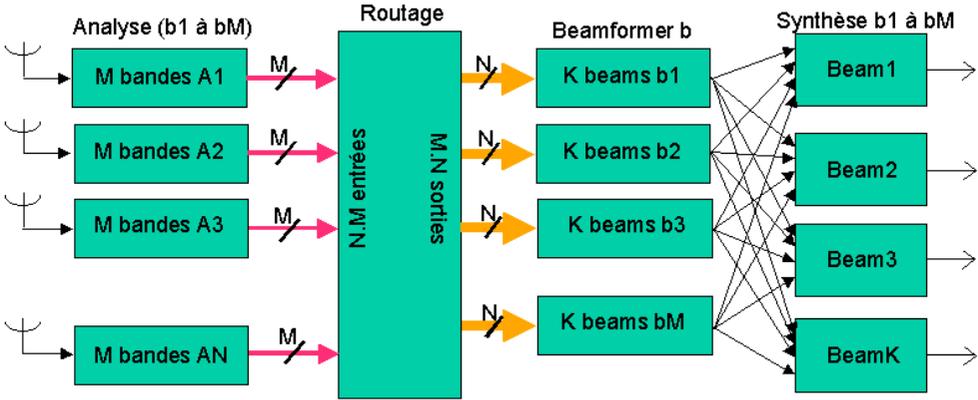


Figure 24.: *Beamforming* :  $k$  faisceaux à partir d'un réseau de  $N$  antennes

#### 5.4 Mode addition phasée

Ce mode permet d'utiliser un réseau d'antennes (généralement des interféromètres) comme une seule grande antenne dont le diamètre serait le  $D_{\max}$  du réseau. Ce mode permet de connecter les grands interféromètres aux sessions VLBI.

#### 5.5 *Beamforming*

Ce mode permet d'obtenir à partir d'un réseau de  $N$  antennes  $K$  faisceaux (beams) indépendants. Il est équivalent à  $K$  radiotélescopes.

*Réalisation* il suffit de diviser le signal de chaque antenne par  $K$  et de dupliquer  $K$  fois le système d'addition phasée vu précédemment. Les retards peuvent être remplacés par des déphaseurs (à la fréquence centrale de la bande reçue). Si le signal est numérisé en complexe (I et Q), un déphasage est équivalent à une multiplication par un nombre complexe (poids de beamforming). Un découpage de la bande reçue en  $M$  bandes étroites est nécessaire avant d'appliquer le beamforming par déphasage sur les  $M$  bandes issues des  $N$  antennes. Après le beamforming,  $K$  filtres de synthèse délivrent les  $K$  beams (Fig. 24).

#### 5.6 *Dédispersion et timing des signaux de pulsars*

Les pulses radio en provenance des pulsars sont caractérisés par une dérive rapide de la fréquence de l'onde reçue en fonction du temps (Fig. 25). Des traitements spécifiques sont utilisés pour dédispenser et chronométrer ces signaux.

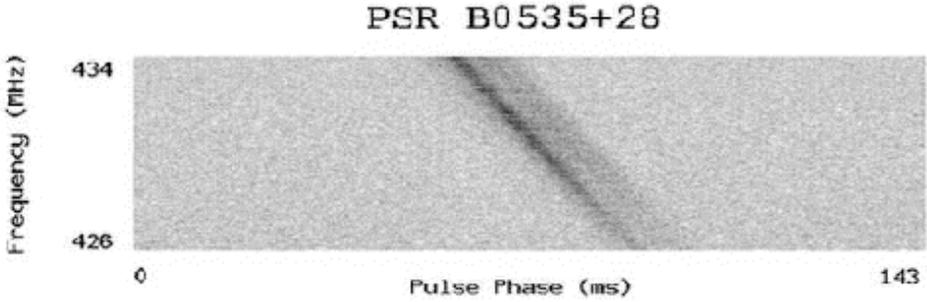


Figure 25.: *Caractéristique temps / fréquence du signal reçu d'un pulsar*

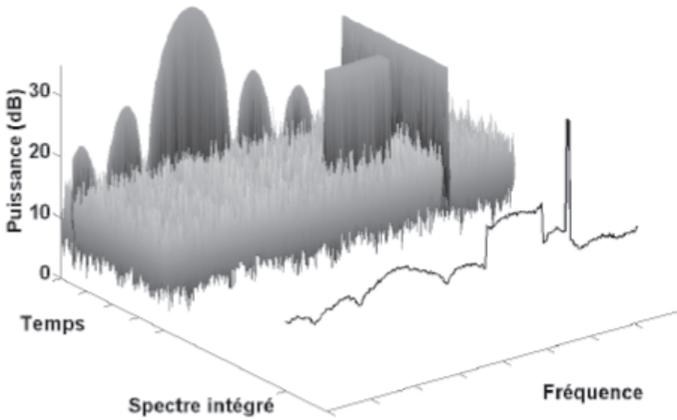


Figure 26.: *Caractéristique temps / fréquence du signal avec RFI*

### 5.7 Traitement des RFI

Les activités de télécommunication, radio-détection, radio-navigation, utilisent de façon intensive les ondes radioélectriques dans un très large spectre de fréquences. Les puissances émises par ces systèmes vont de quelques mW à  $2 \cdot 10^6 W$  (émetteur radio 162 KHz France Inter), les émetteurs peuvent être terrestres (fixes ou mobiles) ou spatiaux. Le signal reçu par les radiotélescopes est la somme du signal astronomique (source étudiée) et du signal produit par les interférences radio (RFI, Radio Frequency Interferences) qui risque de plus en plus de masquer le signal astronomique. Le signal observé  $s(t)$  est donc :

$$s(t) = u_{\text{sys}}(t) + u_{\text{source}}(t) + \text{rfi}(t) = u(t) + \text{rfi}(t) \quad (29)$$

Dans tous les radiotélescopes en exploitation ou en projet, des méthodes de traitement des RFI sont utilisées ou envisagées. Ce traitement RFI est inséré dans les récepteurs soit avant ou après corrélation en traitement temps-réel, soit après acquisition en traitement temps différé.

## 6. Exemples d'architectures de récepteurs

### 6.1 GMRT

Le GMRT (Giant Meterwavelength Radio Telescope) est un réseau interférométrique installé à 80 km de Pune en Inde. Il est constitué de 30 antennes de 45 m de diamètre dans la bande 100 MHz – 1.5 GHz.

Le récepteur (Fig. 27) est équipé des modes interférométrie et spectroscopie, addition phasée de toutes les antennes, dédispersion et chronométrage des signaux de pulsars. Le corrélateur pour l'interférométrie est de type FX.

### 6.2 ATA

ATA (Allen Telescope Array) est un projet de construction d'un réseau de 350 antennes (paraboles de 6 m de diamètre) installé à Hat Creek en Californie. La bande RF va de 500 MHz à 11 GHz. Le transport du signal (en bande RF complète) entre les antennes et le récepteur utilise des fibres optiques analogiques.

Le récepteur (Fig. 28) fonctionne en modes interférométrie, réseau phasé et beamforming numérique pour délivrer plusieurs faisceaux indépendants. Le corrélateur est de type FX, l'interconnexion des signaux entre les sorties des filtres polyphases et les entrées du réseau XMAC est prévue par une mémoire "corner turner" qui permet de transmettre  $M \times N$  flux de données vers  $N \times M$  circuits.

L'architecture du récepteur est indiquée sur la Figure 29. Les filtres polyphases et les cellules XMAC du corrélateur utilisent massivement des FPGA.

### 6.3 LOFAR

LOFAR (LOw Frequency ARray) est un radiotélescope basse fréquence (30 à 240 MHz) en cours de déploiement en Hollande. Il est constitué de 77 stations de réception réparties sur des bases de 150 km (32 stations dans le coeur central de 3 km et 45 remote stations). Chaque station est constituée de 100 antennes basse fréquence (30 – 90 MHz) et 100 antennes haute fréquence (80 – 240 MHz). Les stations fonctionnent en mode réseau phasé et beamforming numérique assuré par des FPGA. Elles délivrent jusqu'à 8 faisceaux indépendants.

Un super ordinateur utilise en temps réel les données des 77 stations pour effectuer en logiciel les traitements nécessaires au mode interférométrie

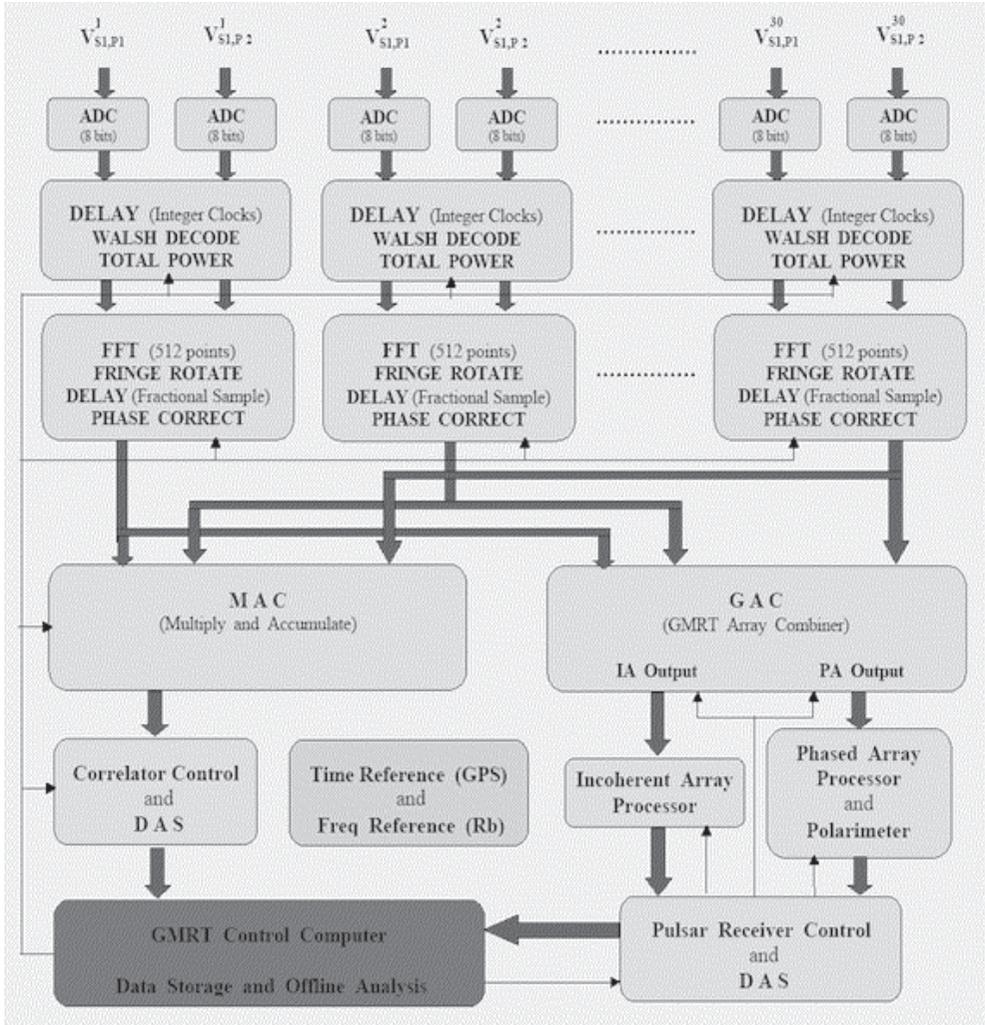
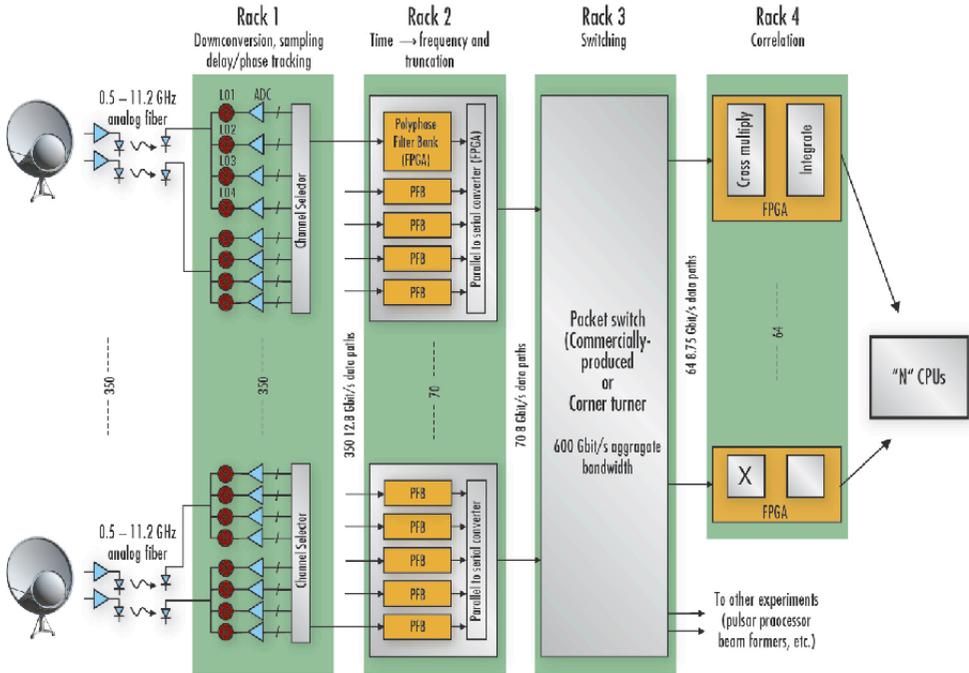


Figure 27.: GMRT

Figure 28.: *Télescope ATA*

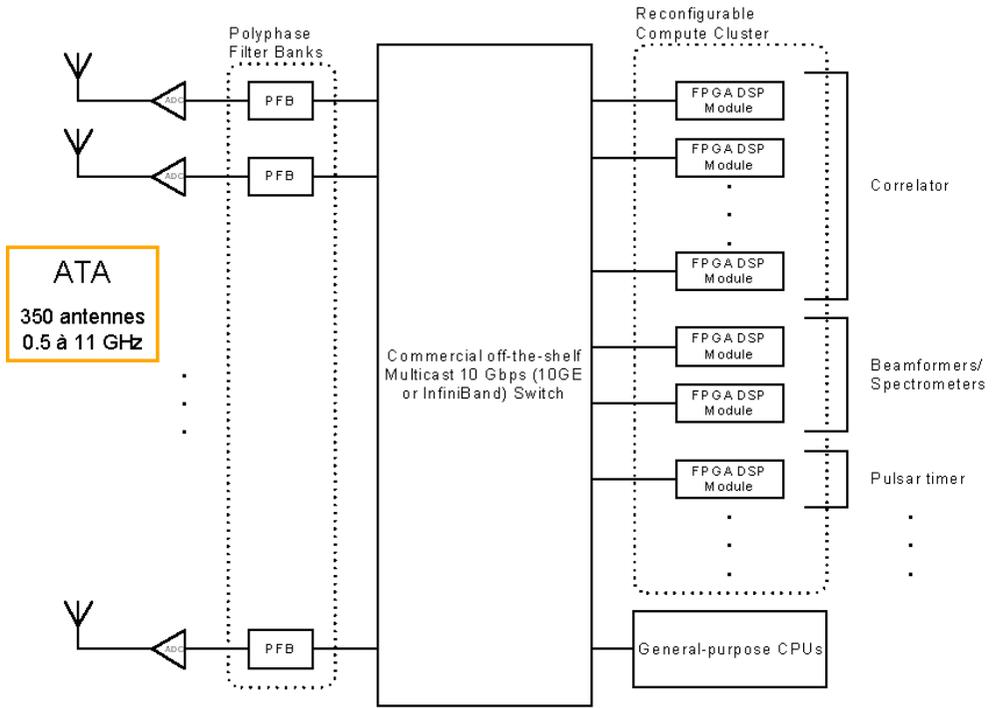
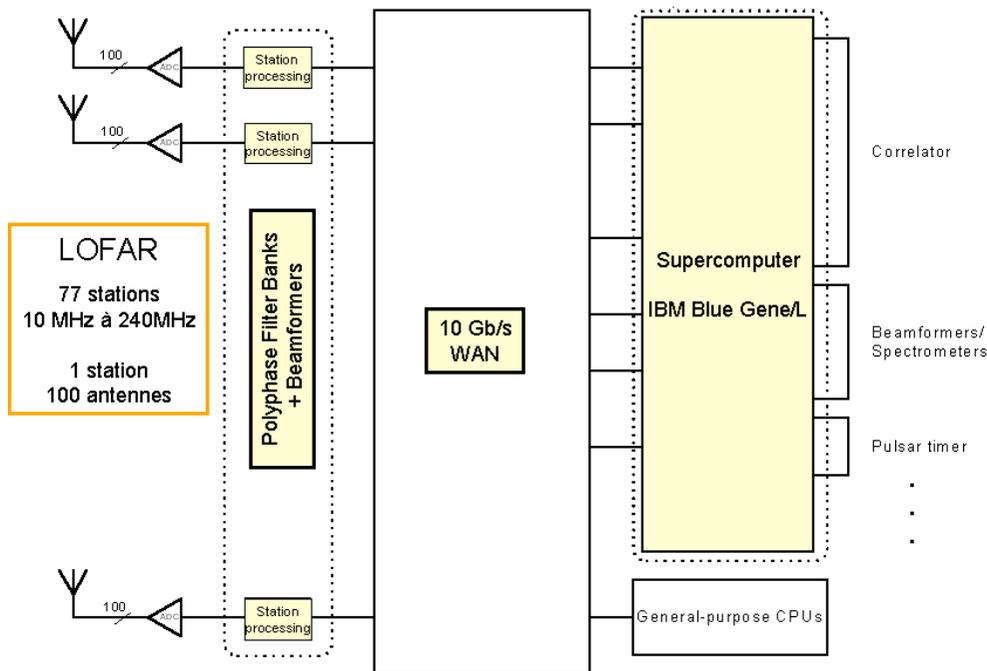


Figure 29.: Schéma du récepteur du Télescope ATA

Figure 30.: *LOFAR telescope*

et addition phasée pour chaque faisceau. L'extension du réseau LOFAR par ajout de stations en Allemagne, France, Angleterre est en cours.

## 7. Conclusion

La radioastronomie, par ses besoins toujours accrus de grande sensibilité et de haute résolution angulaire a toujours été un moteur dans le développement des récepteurs à hautes performances pour les radiotélescopes à antenne unique ou à réseau d'antennes.

La possibilité d'équiper les récepteurs de ressources de traitement de signal temps réel (au niveau échantillons) permet de développer les nouvelles générations de grands instruments caractérisés par l'utilisation de grands réseaux phasés d'antennes (Aperture Arrays) ou de réseaux phasés au foyer de collecteurs (Phased Array Feeds), avec l'apport de grand champ de vue pour optimiser les surveys. Le traitement de signal embarqué dans les récepteurs va aussi permettre de diminuer leur sensibilité aux RFI, par exemple en conformant le lobe de réception (beam shaping, beam nulling).

Les grands instruments utilisant ces nouveaux types de récepteurs sont entre autres ATA, EVLA, LOFAR, et le projet SKA.

**Références**

- [1] M. Belanger. *Traitement numérique du signal*. DUNOD, 7ième édition, 2002.
- [2] J.D. Kraus. *Antennas*. SciTech Publishing, 3ième édition, 2002.
- [3] R.J. Mailloux. *Phased Array Antenna Handbook*. Artech House, 2nde édition, 2005.
- [4] A. B. Smolders and M. P. van Haarlem. *Perspectives on Radio Astronomy : Technologies for Large Antenna Arrays*. 2000.
- [5] A.R. Thompson, J.M. Moran, and G.W. Swenson. *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy*. Wiley-VCH, 2nde édition, 2004.
- [6] P.P. Vaidyanathan. *Multirate Systems and Filter Banks*. Signal Processing Series. Prentice Hall, 1992.



## **Chronométrie des pulsars : De la métrologie en radioastronomie**

Ismaël COGNARD

*LPC2E, CNRS–Université d’Orléans, UMR 6115.  
Orléans, France. (icognard@cnrs-orleans.fr)*

**Abstract.** Adequate instrumentations provide ultra-precise timing of pulsars. After a description of the two different kinds of pulsar instrumentation and of the Nançay coherent dedispersor, times of arrival analysis will be presented and illustrated through few results.

**Résumé.** Avec des instrumentations adaptées, il est possible de faire de la datation ultra-précise des impulsions radio reçues des pulsars. Après une description des différents types d’instrumentation, l’analyse des données de temps d’arrivée est présentée et illustrée avec quelques résultats obtenus au radiotélescope de Nançay.

### **Table des matières**

<b>1. Introduction</b>	<b>92</b>
<b>2. La dispersion par le milieu interstellaire</b>	<b>92</b>
<b>3. Les instrumentations utilisées pour étudier les pulsars</b>	<b>93</b>
<b>4. L’instrumentation ‘BON’ à Nançay</b>	<b>99</b>
<b>5. Analyse de temps d’arrivée</b>	<b>101</b>
<b>6. Conclusion</b>	<b>107</b>

## 1. Introduction

Les pulsars millisecondes sont des objets astrophysiques compacts à l'origine de signaux radio périodiques d'une stabilité exceptionnelle rivalisant avec les meilleures horloges terrestres. Ces horloges quasi-parfaites, réparties dans la Galaxie et parfois plongées dans des champs gravitationnels à l'intensité démesurée, sont utilisées à plein potentiel pour faire même de la physique fondamentale (voir par exemple [9]). Deux prix Nobel de Physique ont déjà été attribués, l'un, en 1974, pour la découverte du premier des pulsars, le second, en 1993, pour la découverte d'un système binaire (avec une étoile compagnon) et des tests de la Relativité Générale qu'il a permis [13]. Des développements instrumentaux incessants et toujours à la pointe de la technologie sont stimulés par ces possibilités extraordinaires. Nous verrons les différentes techniques utilisées pour dater le mieux possible la réception des impulsions radio. Une attention particulière sera portée à la description de la technique dite de la 'dédispersion cohérente'. Nous démontrerons les étonnantes possibilités de cette technique avec quelques résultats obtenus avec le grand radiotélescope de Nançay.

## 2. La dispersion par le milieu interstellaire

Si les premiers pulsars [8] ont pu être découverts directement sur les enregistreurs papier de l'époque en cherchant des impulsions régulières, les recherches systématiques suivantes ont dû s'appuyer sur un enregistrement du signal et un traitement ultérieur sur ordinateur. Des recherches de périodicité à base de Transformée de Fourier ont rendu possible la découverte d'impulsions faibles et régulières noyées dans le bruit. Les récents développements mettent en oeuvre des recherches où une accélération du pulsar est prise en compte [12]. Cette accélération affecte les pulsars situés dans des systèmes d'étoiles doubles serrées. Ceci nécessite des calculs bien plus complexes effectués par des grappes de puissants ordinateurs.

En plus de la faiblesse du signal et d'une éventuelle accélération, le principal facteur compliquant l'observation des pulsars est le phénomène de dispersion dont sont affectées les ondes radio traversant le milieu interstellaire ionisé. En effet, même si ce milieu est relativement peu ionisé ( $0.03 \text{ e}^- \text{ cm}^{-3}$ ), le signal traverse plusieurs dizaines de milliers d'années-lumière avant de parvenir sur Terre. Cette dispersion se traduit par un retard inversement proportionnel au carré de la fréquence radio à laquelle est faite l'observation.

De façon plus précise, la modification de la propagation des ondes électromagnétiques par le milieu interstellaire peut être vue comme l'application d'un filtre qui ne joue que sur la phase. La fonction de transfert  $H$  peut s'écrire [7, 10], pour un signal centré sur  $f_o$  :

$$H(f_o + f) = e^{+i \frac{2\pi D}{(f+f_o)f_o^2} DMf^2}$$

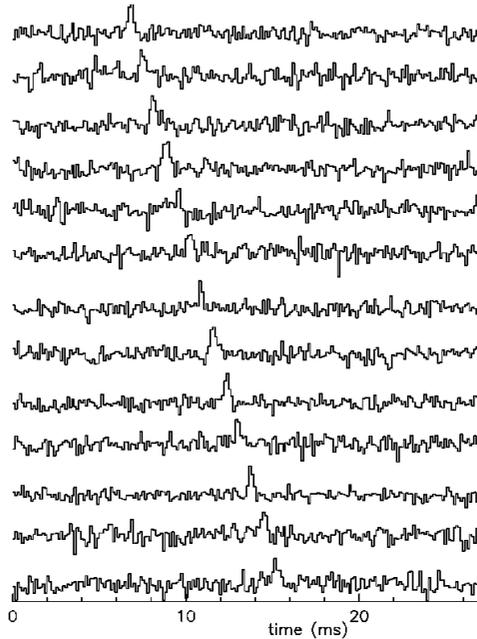


Figure 1.: *Retard dispersif dû à la composante ionisée du milieu interstellaire observé sur le pulsar du Crabe entre 1368 et 1428MHz.*

où  $D$  est la constante de dispersion (liée à la fréquence plasma  $f_P$  du milieu de densité  $n_e$ ,  $D = f_P/2cn_e$ ) et  $DM$  la mesure de dispersion ou contenu électronique intégré le long de la ligne de visée :

$$DM = \int_0^d n_e dl. \quad (1)$$

Pour le pulsar du Crabe, reste de l'explosion d'une supernova observée par les Chinois en 1054, un retard différentiel de l'ordre de 10 ms pour une constante de Dispersion  $DM = 56.791 \text{ pc.cm}^{-3}$  est facilement détectable entre 1368 et 1428 MHz (Fig. 1).

### 3. Les instrumentations utilisées pour étudier les pulsars

Utile pour déterminer le contenu électronique moyen sur la ligne de visée (avec des observations faites à différentes fréquences radio, typiquement de quelques centaines de MHz à quelques GHz), cet effet est à prendre en compte pour obtenir de bonnes qualités d'observations. Les pulsars sont des objets radio très faibles, et il faut des radiotélescopes dont le diamètre est de l'ordre de 100 m, la surface collectrice de l'ordre de  $10\,000 \text{ m}^2$  pour les détecter et les étudier. Pour utiliser au mieux ces grands radiotélescopes, il faut y capter un maximum de photons radio ce qui se fait en intégrant en temps et en fréquence.

L'intégration en temps est toute naturelle et ne pose pas de problème majeur dès que les paramètres du pulsar sont connus de manière suffisante pour pouvoir construire avant l'observation une représentation (polynômes de Tchebitchev) de l'évolution de la période apparente du pulsar. Notons qu'ici la représentation nécessite un calcul relativement poussé pour prendre en compte tous les mouvements de la source (le pulsar éventuellement dans un système binaire) et du récepteur (le radiotélescope entraîné par les mouvements de la Terre). Pour les pulsars les plus rapides, d'une période de quelques millisecondes, ce sont des millions de rotations que le pulsar effectue en une heure d'observation. Il faut donc connaître à l'avance la valeur de la période de rotation avec une dizaine de chiffres significatifs si l'on veut assurer une erreur cumulée inférieure à  $10^{-4}$  (tous les autres paramètres devront être connus également à des degrés divers).

L'intégration en fréquence se fait sur une bande de fréquence de l'ordre de la centaine de MHz pour la majorité des observations faites autour de 1.4 GHz. Or, sur une telle gamme de fréquence, il n'est pas rare de voir le signal du pulsar accuser un retard différentiel égal à plusieurs fois sa période. Si aucune précaution n'est prise, le signal du pulsar intégré sur toute la gamme de fréquence sera étalé dans le temps et même parfois rendu complètement aperiodique. Plusieurs façons de 'dédisperser' le signal radio ont été développées.

A ce jour, deux grandes méthodes de dédispersion sont utilisées.

La *dédispersion incohérente* applique les retards temporels de dédispersion après détection du signal, la phase n'ayant alors pas été enregistrée et est perdue dans un processus d'intégration (sur quelques microsecondes généralement). Ce sont des instrumentations à base de batteries de filtres ou bien des spectromètres à autocorrélation. De la dispersion résiduelle est encore présente à l'intérieur des filtres de fréquence.

La *dédispersion cohérente* effectue le traitement sur le signal avec toute l'information de phase qu'il contient. C'est justement en manipulant la phase de ce signal que la dispersion du signal (qui n'agit pas autrement que comme un filtre de phase) est enlevée. Aucune dispersion résiduelle n'est présente et cela s'avère un avantage décisif.

### 3.1 La dédispersion par oscillateur balayé

Une approche développée à Nançay à la fin des années 1980 fut d'utiliser la technique de l'oscillateur balayé [11]. Un des oscillateurs locaux de la chaîne hétérodyne de réception du radiotélescope est remplacé par un oscillateur dont la fréquence varie de façon la plus proche possible de l'effet produit par la composante ionisée du milieu interstellaire (voir Figure 2 à rapprocher de la Figure 1). Le résultat de ce mélange de fréquence un peu spécial est directement analysé par un spectromètre standard. A Nançay nous avons juste utilisé l'autocorrélateur qui fournissait des spectres de 6.4 MHz de bande passante. C'est une dédispersion cohérente, car le mélange est effectué avant détection

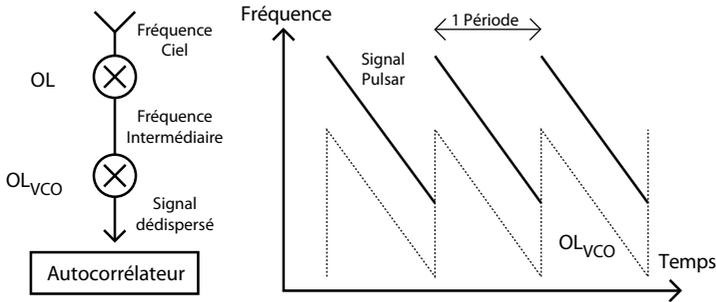


Figure 2.: *Principe d'un dédispenseur à oscillateur balayé. Un oscillateur (VCO : Voltage Control Oscillator) capable de suivre le balayage en fréquence causé par le milieu interstellaire ionisé est introduit dans la chaîne de réception hétérodyne. Le mélange permet d'obtenir une fréquence 'constante' qui est analysée par un spectromètre (autocorrélateur par exemple).*

par l'autocorrélateur. Cette technique, en apparence prometteuse, se révèle limitée par la difficulté à contrôler précisément un balayage de fréquence de plus de quelques dizaines de MHz, là où il devient nécessaire d'intégrer le signal sur des centaines de MHz. Bien qu'ayant fourni des résultats remarquables [4, 5], cette instrumentation n'est plus développée à Nançay.

### 3.2 La dédispersion par batterie de filtres

Il est également possible, en se dotant d'une instrumentation fournissant une centaine de filtres individuels d'environ 1 MHz chacun, d'effectuer une dédispersion incohérente approximative juste en décalant temporellement, avant intégration, les signaux des différents canaux. Toutefois, cette technique souffre de biais systématiques incontrôlables. En effet, du fait de la nature turbulente du milieu interstellaire, celui-ci agit comme un écran de phase aléatoire diffractant qui produit la scintillation (chromatique) du signal en provenance du pulsar. Par interférences constructives et destructives, l'intensité du pulsar varie énormément en temps et en fréquence. Cette variation d'intensité, selon la fréquence d'observation radio, couplée au différentiel de dispersion restant présent à l'intérieur de chaque canal individuel de fréquence introduit un décalage incontrôlable du 'centre de gravité' de l'impulsion radio et donc des incertitudes dans la détermination du temps d'arrivée (Fig. 3). Ceci se révèle être la limitation importante des instrumentations à dédispersion incohérente. Notons, qu'en France, le radiotélescope de Nançay a été équipé, de 1998 à 2003 environ, d'une instrumentation de ce type dotée de 96 canaux de 1.5 MHz : le NBPP (Navy-Berkeley-Pulsar-Processor) [1] dont des données sont visibles sur la Figure 8.

Taken from "Handbook of Pulsar Astronomy" by Lorimer & Kramer

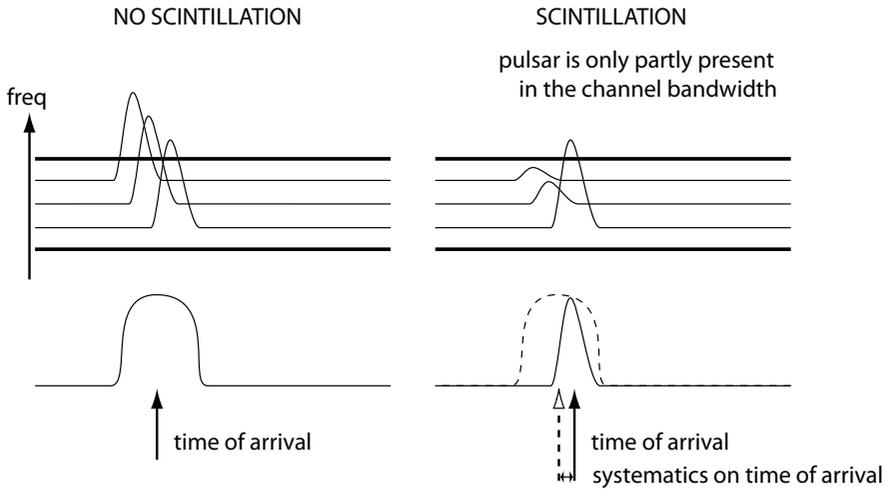
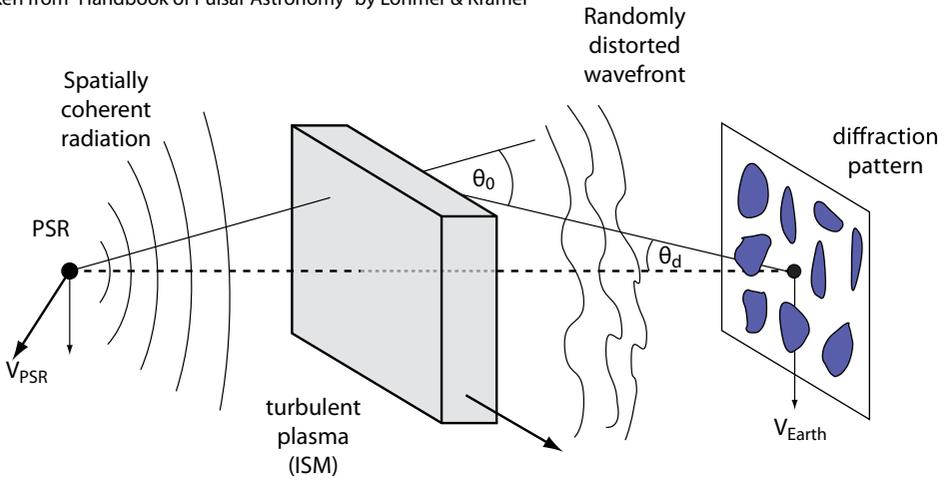


Figure 3.: (en haut) Scintillation produite par les inhomogénéités du milieu interstellaire ionisé [10]. (en bas) Délais aléatoires introduits, dans la détermination des temps d'arrivée, par la présence de dispersion résiduelle dans le canal de fréquence utilisé couplée à la scintillation.

### 3.3 *La dédispersion cohérente par ordinateur*

Ces instrumentations à base d'ensemble de filtres individuels sont maintenant remplacées, lorsqu'une précision de l'ordre de la microseconde ou moins est désirée, par des instrumentations à dédispersion cohérente dont le principe fut posé il y a plus de 30 ans [7].

D'une qualité inégalée, l'instrumentation de dédispersion cohérente à base de ordinateur agit donc directement sur la phase des signaux radio reçus. Un signal complexe numérique, avec parties réelles et imaginaires  $I$  et  $Q$ , est obtenu par la technique du 'complex baseband sampling' ou échantillonnage en bande de base (Fig. 4). Le signal reçu du récepteur, toujours sous forme de tension (avant détection ou intégration) est mélangé à un oscillateur de fréquence fixe pour fournir  $I$ , ainsi qu'au même oscillateur mais déphasé de 90 degrés pour obtenir  $Q$ . L'étape suivante est de passer  $I$  et  $Q$  par un filtre passe-bas (quelques centaines de MHz) et de récupérer au final amplitude et phase du signal incident (à bande limitée) reçu sur l'antenne.

L'échantillonnage du signal doit alors se faire à cadence suffisante pour conserver toute l'information contenue dans ce signal à bande limitée. Pour faciliter les calculs de dédispersion ultérieurs, la synthèse de canaux de fréquence plus étroits (quelques MHz) est effectuée. Ceci est généralement fait juste après la numérisation par un 'Polyphase Filter Bank' (PFB) implémenté dans un circuit FPGA puissant. Les séries temporelles de chaque sous-bande de fréquence (à deux polarisations complexes) sont alors envoyées vers un ordinateur en vue de la dédispersion.

Il s'agit là d'appliquer l'inverse de la fonction de transfert du milieu interstellaire  $H$  sur la transformée de Fourier du signal complexe. Dans les faits, pour améliorer l'anti-aliasing, une fonction d'apodisation est appliquée sur  $H^{-1}$ . Il est opportun, à ce niveau, de se souvenir que ce traitement correspond à une convolution dans le domaine temporel. Il nous faut donc effectuer ce calcul sur des portions de données d'une durée au moins égale au délai dispersif différentiel présent à l'intérieur du canal de fréquence considéré ( $n_{DM}$  points correspondant à  $t_{DM} = 8.3 \times 10^6 ms \times DM \times \Delta f \times f^{-3}$ ). De plus, la convolution discrète de chaque point d'une série temporelle de longueur  $n$  dépend des  $n/2$  points précédents et des  $n/2$  points suivants, il nous faut donc des portions de données d'une durée d'au moins deux fois le délai dispersif  $2n_{DM}$  ( $n_{DM}$  à chaque bord). Dans les faits, les transformées de Fourier sont effectuées sur un nombre de points en puissance de 2 largement supérieur à  $2n_{DM}$  avec un chevauchement de  $2n_{DM}$  et en ignorant  $n_{DM}$  points en début et en fin de sections après application du filtre  $H^{-1}$  (Fig. 4). Ce traitement de la dispersion, totalement effectué dans un ordinateur, consiste donc à faire une transformée de Fourier directe, à multiplier le spectre obtenu par la fonction  $H^{-1}$  puis à revenir dans le domaine temporel par une transformée de Fourier inverse. Ceci est suivi d'une intégration du signal en phase avec la rotation du pulsar. Ces multiples transformées de Fourier doivent être effectuées en temps réel, tout en gérant le chevauchement mentionné précédemment. Pour pouvoir être

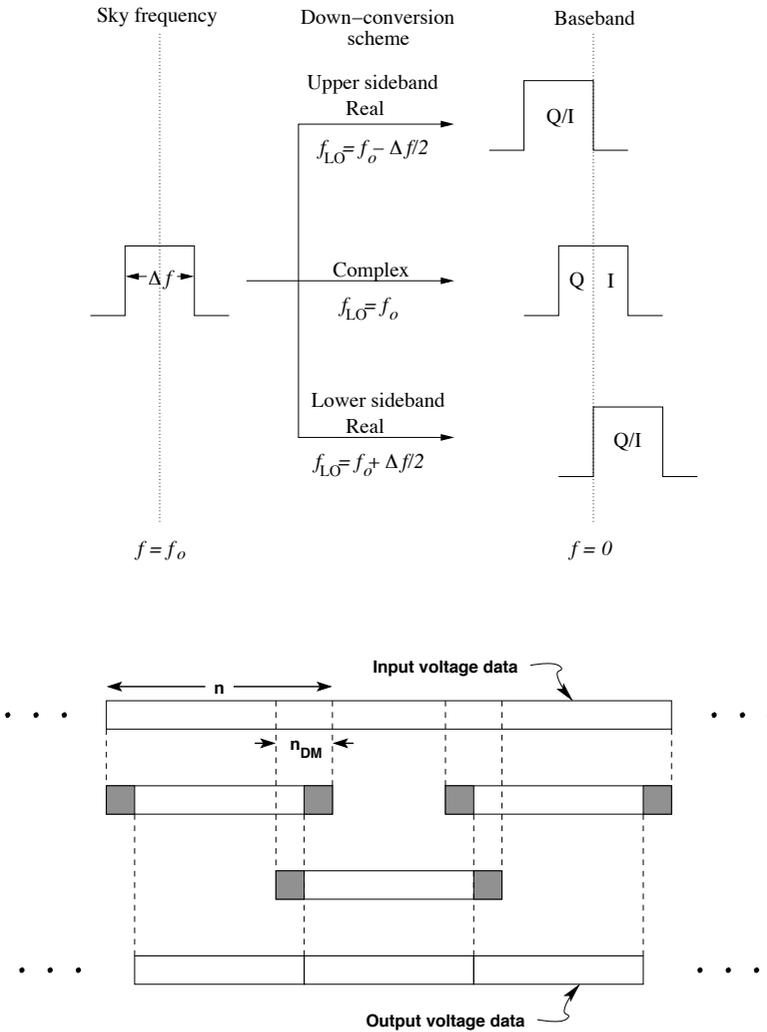


Figure 4.: (haut) 'Complex baseband sampling' : échantillonnage en bande de base, avec deux oscillateurs déphasés de 90 degrés. (bas) Recouvrement des blocs de données lors de la dédispersion [10].



Figure 5.: *Vue panoramique à 360 degrés de la salle abritant le dédispenseur BON installé à Nançay avec le 'spectrometer' SerendipV, les 'dataservers' et le calculateur dédié.*

effectué sur une bande totale de plusieurs centaines de MHz, ceci nécessite évidemment une puissance de calcul imposante, un cluster de PC tournant sous Linux généralement.

#### 4. L'instrumentation 'BON' à Nançay

A Nançay, une instrumentation de dédispersion cohérente a été développée et installée en collaboration avec des collègues de University of California, Berkeley : le 'BON (Berkeley-Orléans-Nançay) coherent pulsar dedispersor'. Un 'spectrometer' SerendipV développé à Berkeley (CASPER Center for Astronomy Signal Processing and Electronics Research<sup>1</sup>) effectue la numérisation de deux polarisations complexes sur 8bits sur une bande de fréquence de 128 MHz. Par la technique du 'Polyphase Filter Bank', il fournit alors 32 canaux de 4MHz qui sont envoyés pour dédispersion à un calculateur, ceci à travers 4 'dataservers' qui chacun effectue un tri des canaux sur un flux de 1 Gbs (128 Mo/s) pour répartir la charge de calcul à un sous ensemble dédié du calculateur. Un cluster de 64 bi-processeurs AMD Athlon 1.2GHz installé à Nançay (Fig. 5) permet de dédispenser les 128MHz de bande passante. Après une première version développée en France, la version actuelle du code (ASP : Astronomical Spectral Processors) est maintenue par P.Demorest à UC Berkeley (Fig. 6) [6].

L'extrême précision de la datation est assurée par une référence de fréquence provenant d'un oscillateur asservi sur les signaux GPS (stabilité de  $10^{-12}$  sur une journée) et par une référence de temps fournie par un signal 1pps (1 pulse per second) dérivant lui aussi de l'oscillateur déjà mentionné et des signaux GPS. Il est estimé que l'erreur de datation maximale est de l'ordre de quelques nanosecondes (Fig. 7). Après dédispersion et empilement pendant 30 secondes à 2 minutes à la période du pulsar, les données sont archivées au format FITS.

---

<sup>1</sup><http://casper.berkeley.edu/>

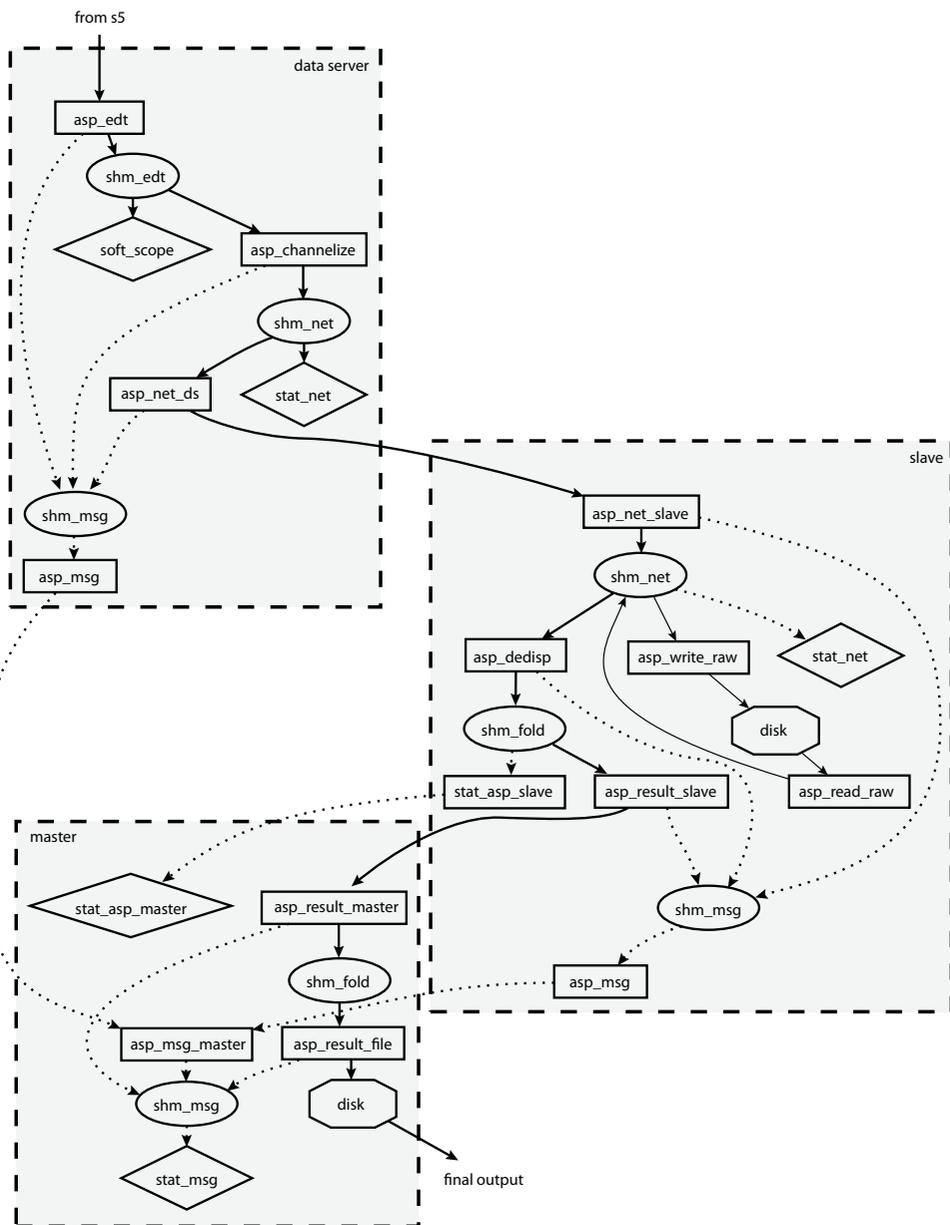


Figure 6.: Mémoires partagées (ellipses), code C (rectangles) et flot de données (flèches en gras, info/status en pointillé) entre les différents éléments du dédisperser BON [6].

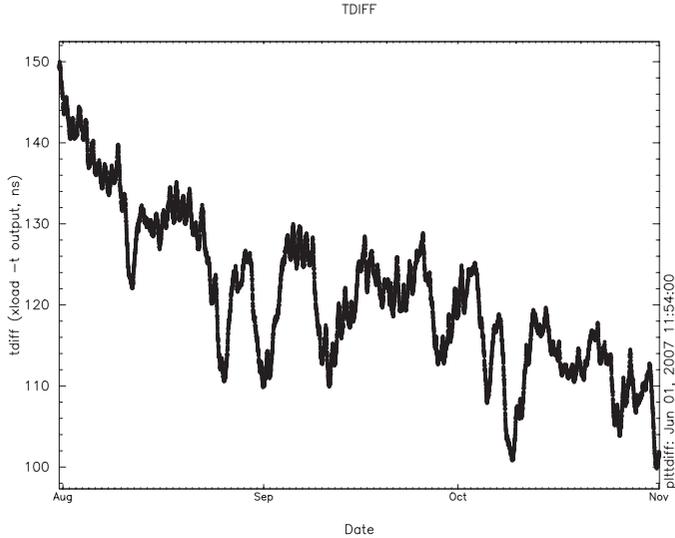


Figure 7.: *Différence de temps (en nanosecondes) entre le signal 1pps (pulse per second) et le front de montée de l'horloge interne du spectromètre Serendip V (enregistrée pour une correction fine ultérieure).*

Le radiotélescope de Nançay est impliqué dans un important programme de suivi de pulsars. En septembre 2007, après 3 ans de fonctionnement, on dépassait les 10000 observations sur près de 200 pulsars<sup>2</sup>.

## 5. Analyse de temps d'arrivée

Les études menées sur les pulsars sont très diverses. Cela peut être la détermination de leur distance dans la Galaxie par leur spectre d'absorption, l'étude fine de l'évolution de la forme de l'impulsion avec la fréquence radio observée, l'analyse systématique des impulsions individuelles (lorsque le pulsar est suffisamment intense), l'étude de la turbulence du milieu interstellaire par le traitement des spectres dynamiques (évolution de l'intensité du pulsar en fonction du temps et de la fréquence)...

Parmi ces multiples aspects, il en est un qui utilise le pulsar comme un signal de référence, comme une horloge très stable. La compilation de temps d'arrivée pendant des années permet de parfaitement modéliser la rotation de l'étoile. Il est possible de suivre le mouvement de la source avec une précision extraordinaire, au point que de nombreux effets relativistes, prédits par les

<sup>2</sup><http://klun.obs-nancay.fr/>

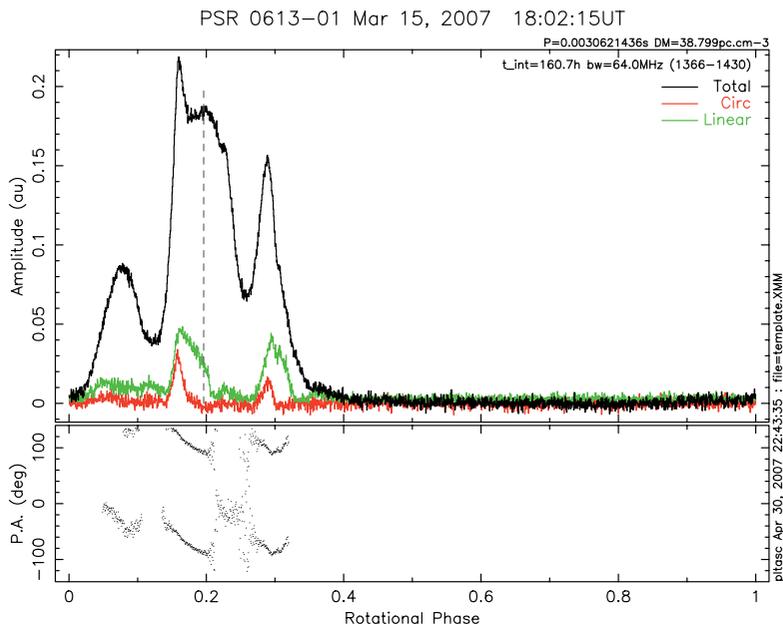


Figure 8.: *Impulsion intégrée du pulsar J0613-0200. Grâce aux structures fines qui la composent, elle sert efficacement de modèle ('template') pour la détermination des temps d'arrivée.*

différentes théories de la Gravitation, soient mesurés avec une grande qualité. Les meilleurs tests en champ fort de ces théories sont ainsi toujours faits avec ces datations ultra-précises.

### 5.1 Détermination du temps d'arrivée

Les temps d'arrivée des impulsions enregistrées après dédispersion et empilement sont obtenus par détermination du décalage observé avec une impulsion "modèle" sur laquelle un point de référence a été positionné. Le "modèle" est en général soit une version moyennée d'une des observations, soit l'intégration d'un grand nombre d'observations empilées de la façon la plus soignée possible (Fig. 8). Après d'éventuelles corrections de temps, les temps d'arrivées (TOAs) sont exprimés sur l'échelle de temps UTC (Universal Time Coordinated).

### 5.2 Ajustement des paramètres et calculs des résidus

L'étude d'un pulsar donné passe par l'accumulation de nombreux temps d'arrivée obtenus sur de longues durées. A partir d'un ensemble de paramètres du pulsar étudié, des différences entre les *temps d'arrivée mesurés* et des *temps d'arrivée calculés* sont construites ; elles sont également appelées résidus ou O-C. Une minimisation de ces différences, au sens des moindres carrés habituelle-

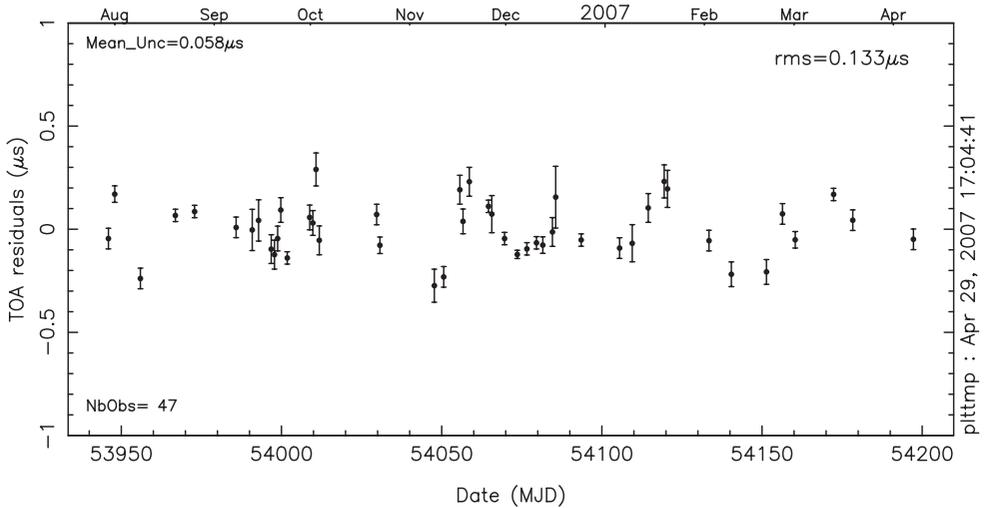


Figure 9.: *Résidus de temps d’arrivées obtenus au radiotélescope de Nançay sur le pulsar PSR B1937+21 (période=1.557 ms) caractérisés par une incertitude moyenne de 58ns et un écart-type de seulement 133ns !*

ment, est effectuée en ajustant les paramètres du pulsar. Divers codes ont été développés pour effectuer cette tâche. Par exemple, à la fin des années 1990, en France, le code ‘AnTiOPE’ a permis d’analyser les premières observations effectuées à Nançay. Le code le plus répandu, ‘tempo’ a longtemps été maintenu à Princeton University, et une nouvelle version majeure ‘tempo2’ vient de voir le jour sous l’égide de l’ATNF (Australia Telescope National Facility<sup>3</sup>).

C’est l’inspection minutieuse des résidus de temps d’arrivée qui permet de s’assurer qu’aucun phénomène de propagation n’a été oublié dans les temps d’arrivée calculés. C’est alors qu’éventuellement une nouvelle étude doit expliquer le résidu observé : ce peut-être un système planétaire, un nouvel effet relativiste ou un à-coup dans la rotation de l’étoile à neutrons. . .

### 5.3 Quelques résultats obtenus à Nançay

Le pulsar PSR B1937+21 est historiquement le premier pulsar milliseconde découvert en 1982 [2], et il est toujours le deuxième plus rapide avec une période de seulement 1.55ms. L’étoile à neutrons effectue donc plus de 640 tours par seconde ! Il est observé régulièrement à Nançay avec l’instrumentation BON. La datation obtenue est d’une précision impressionnante (Fig. 9) : l’incertitude moyenne est de 58 ns sur les six derniers mois, l’écart quadratique moyen des résidus de temps d’arrivée est de 133 ns !

<sup>3</sup><http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/tempo2/>

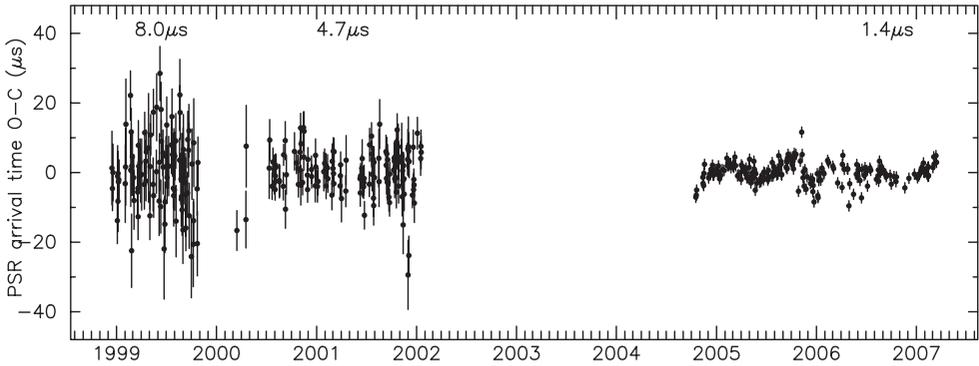


Figure 10.: Améliorations de la datation obtenue sur le pulsar *PSR J0613-0200* pour une instrumentation à batteries de filtres par la rénovation du radiotélescope (2000), puis par l'adoption d'une instrumentation à dédispersion cohérente (2004).

Par rapport aux instrumentations précédentes, l'amélioration apportée est importante et peut atteindre largement plus d'un facteur 2. La Figure 10 montre les résultats obtenus sur le pulsar J0613-0200 où le passage de 4.7 à 1.4  $\mu\text{s}$  de la qualité s'explique uniquement par un changement d'instrumentation (l'amélioration de 8 à 4.7  $\mu\text{s}$  était due à la rénovation FORT — Foyer Optimisé du RadioTélescope). La qualité des mesures est ici estimée par l'incertitude moyenne des temps d'arrivée des impulsions radio. Sur cet exemple, bien que le pulsar soit dans un système binaire de période orbitale relativement longue (1.2 jours) par rapport aux observations intégrée pendant 1 h, une amélioration très importante a été obtenue en ré-intégrant les sous-intégrations de 2 mn avec de nouveaux paramètres provenant d'une analyse complète de tous les temps d'arrivée disponibles (Fig. 11).

Enfin, il aura fallu quelques mois avant d'être certain de voir un 'glitch' dans les données de temps d'arrivée du pulsar recyclé milliseconde PSR B1821-24 obtenues à Nançay (Fig. 12). Le 'glitch' est un changement brutal de période interprété comme l'effet d'une modification dans la structure interne de l'étoile à neutrons (ou bien d'un changement dans le couplage entre l'intérieur superfluide et la croûte solide). Ces événements sont habituellement observés sur les pulsars adolescents, ni trop jeunes et encore chauds pour que la modification se fasse de manière plus progressive et douce, ni trop âgés et n'accumulant alors plus de stress à libérer. Pour la première fois à Nançay, un glitch a été observé sur un pulsar âgé et recyclé [3], et ceci reste encore à ce jour le plus faible ( $\Delta P/P \sim 10^{-11}$ ) et le seul événement observé sur un tel pulsar.

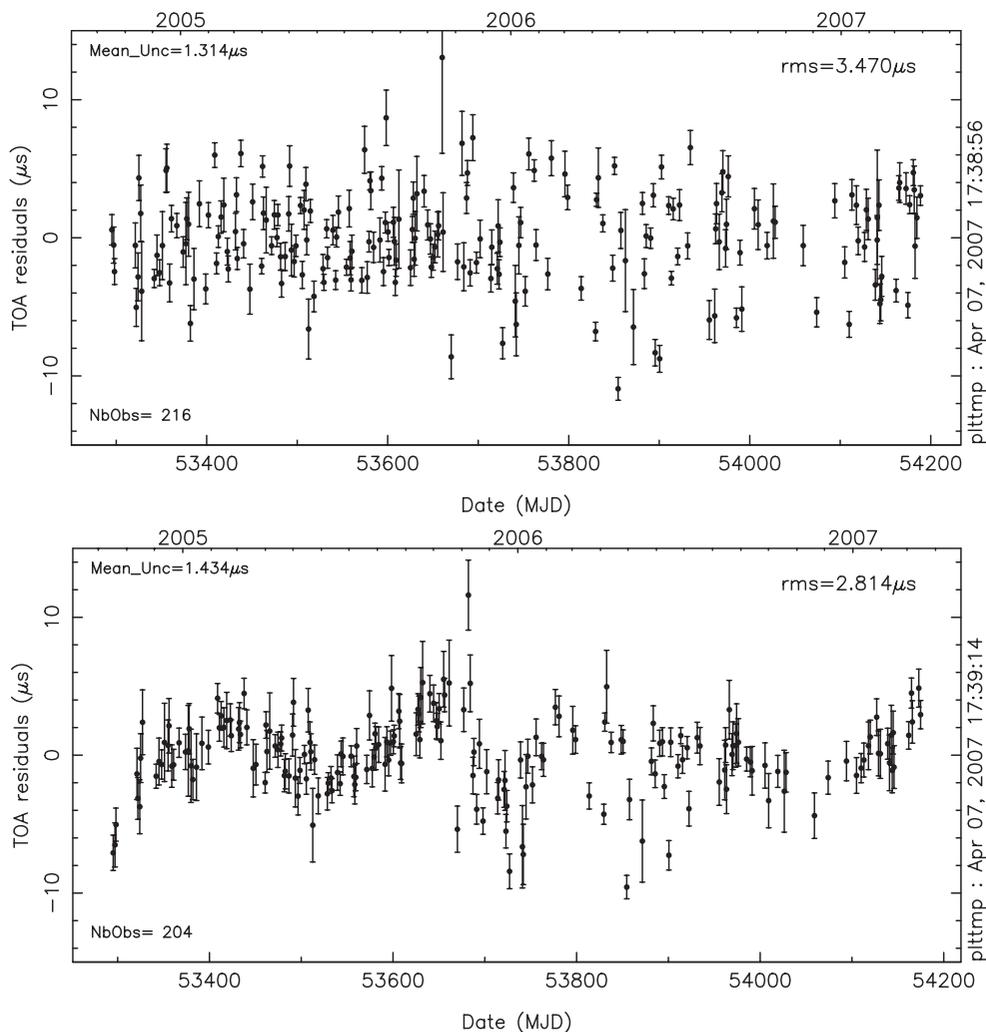


Figure 11.: *Comparaison des résidus de TOAs pour le pulsar J0613-0200 entre les données de chaque observation empilées avec les paramètres standard du pulsar (haut) et les données ré-empilées avec des paramètres améliorés (bas).*

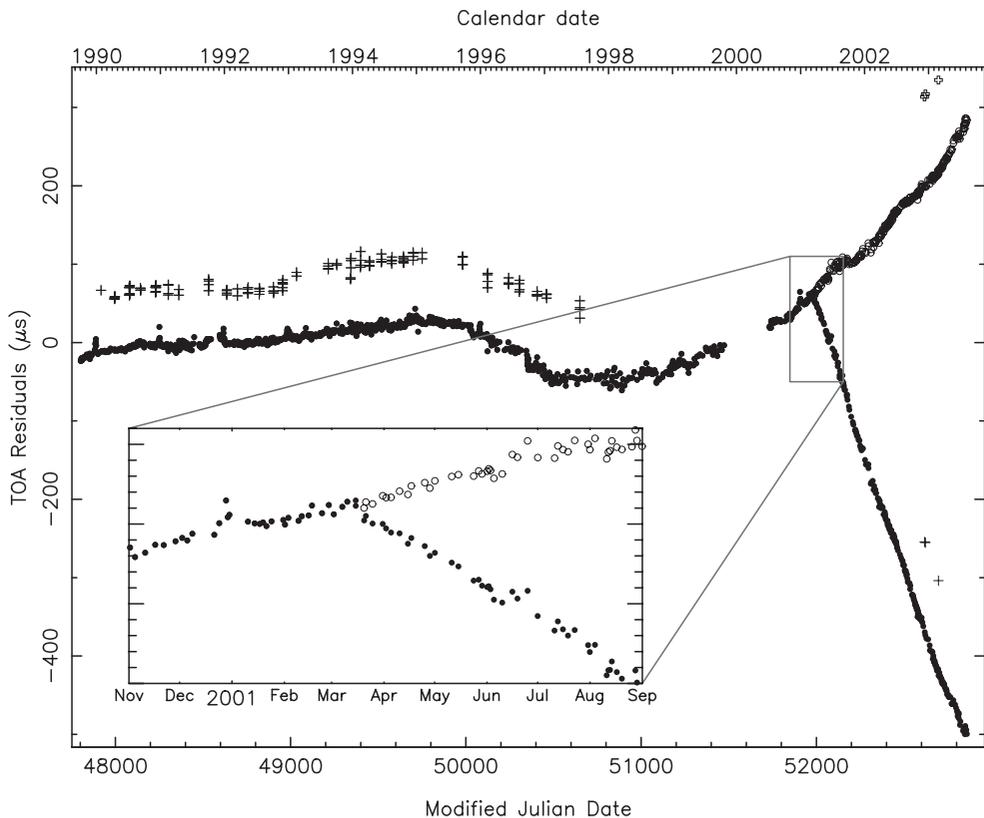


Figure 12.: Résidus de temps d'arrivées du pulsar PSR B1821-24 (période=3.050 ms) montrant un 'glitch' en mars 2001 : données Nançay (points) et GreenBank (croix). Après le glitch, les résidus sont affichés deux fois, sans et avec correction de cet à-coup de rotation (changement de fréquence de  $3n\text{Hz}$ ), avec un agrandissement de quelques mois autour de l'événement.

## 6. Conclusion

Les instrumentations actuelles installées dans les différents grands radiotélescopes du monde permettent des datations à quelques dizaines de nanosecondes pour les pulsars les plus stables. Elles ont pour fonction principale de s'affranchir de la dispersion produite par le milieu interstellaire ionisé et le font directement sur la phase du signal reçu. Ces techniques fournissent des données de grande qualité indispensables aux multiples études permises par l'extrême stabilité de rotation de ces objets : recherche d'un fond d'ondes gravitationnelles d'origine cosmologique, tests des théories de la Gravitation, étude de la turbulence du milieu interstellaire, raccordement des systèmes de référence céleste équatorial et écliptique, étude du potentiel gravitationnel de la Galaxie à l'aide des amas globulaire, etc. . .

## Références

- [1] D.C. Backer, M.R. Dexter, A. Zepka, D. Ng, D.J. Werthimer, P.S. Ray, and R.S. Foster. A Programmable 36-MHz Digital Filter Bank for Radio Science. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 109:61–68, Janvier 1997.
- [2] D.C. Backer, S.R. Kulkarni, C. Heiles, M.M. Davis, and W.M. Goss. A millisecond pulsar. *Nature*, 300:615–618, Décembre 1982.
- [3] I. Cognard and D.C. Backer. A Microglitch in the Millisecond Pulsar PSR B1821-24 in M28. *Astrophys. J. Lett.*, 612:L125–L127, Septembre 2004.
- [4] I. Cognard, G. Bourgois, J.-F. Lestrade, F. Biraud, D. Aubry, B. Darchy, and J.-P. Drouhin. An extreme scattering event in the direction of the millisecond pulsar 1937+21. *Nature*, 366:320–322, Décembre 1993.
- [5] I. Cognard, G. Bourgois, J.-F. Lestrade, F. Biraud, D. Aubry, B. Darchy, and J.-P. Drouhin. High-precision timing observations of the millisecond pulsar PSR 1937+21 at Nancay. *Astron. Astrophys.*, 296:169, Avril 1995.
- [6] P.B. Demorest. Thèse de Doctorat, University of California, Berkeley, 2007.
- [7] T.H. Hankins and B.J. Rickett. Pulsar signal processing. In B. Alder, S. Fernbach, & M. Rotenberg, editor, *Methods in Computational Physics. Volume 14 - Radio astronomy*, volume 14, pages 55–129, 1975.
- [8] A. Hewish, S.J. Bell, J.D.H. Pilkington, P.F. Scott, and R.A. Collins. Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source. *Nature*, 217:709–713, Février 1968.
- [9] D.R. Lorimer. Binary and Millisecond Pulsars. *Living Rev. Relativ.*, 8:7, Novembre 2005.
- [10] D.R. Lorimer and M. Kramer. *Handbook of Pulsar Astronomy*. 2004.
- [11] P.M. McCulloch, J.H. Taylor, and J.M. Weisberg. Tests of a new dispersion-removing radiometer on binary pulsar PSR 1913+16. *Astrophys. J. Lett.*, 227:L133–L137, Février 1979.

- [12] S.M. Ransom, J.M. Cordes, and S.S. Eikenberry. A New Search Technique for Short Orbital Period Binary Pulsars. *Astrophys. J.*, 589:911–920, Juin 2003.
- [13] J.H. Taylor and J.M. Weisberg. Further experimental tests of relativistic gravity using the binary pulsar PSR 1913+16. *Astrophys. J.*, 354:434–450, Octobre 1989.

## **L'interférométrie comme technique d'imagerie : principe et instrumentation**

Frédéric Boone

*LERMA, Observatoire de Paris,*  
*61 Avenue de l'Observatoire,*  
*75014 Paris, France*

**Abstract.** Interferometry is a powerful technique to collect spatial information and produce high resolution images of the sky. With the development of technologies it has become the main technique for ground based imaging instrumentation at all wavelengths from radio domain to visible light. Yet, the use of this technique is not straightforward. Image reconstruction involves complex data processing and the basic underlying principles are sometimes difficult to grasp in an intuitive way. The aim of this introductory lecture is to address basic questions such as : What does an interferometer actually measure ? How can these measurements be used to reconstruct an image of the source ? trying as much as possible to give an intuitive picture of the concepts. The instrumentation and methods used in practice are also briefly described and the main current and future interferometers are presented.

**Résumé.** L'interférométrie est une technique puissante qui permet d'obtenir de l'information spatiale sur un objet et de produire des images haute résolution du ciel. Grâce aux développements technologiques, elle est devenue la principale technique utilisée dans l'instrumentation en imagerie depuis les longueurs d'ondes radio jusqu'au domaine visible. Pourtant, l'usage de cette technique n'est pas triviale. La reconstruction d'image nécessite des traitements complexes et les principes de base sont souvent difficiles à appréhender de manière intuitive. Le but de ce cours introductif est de répondre à des questions simples du type : Que mesure effectivement un interféromètre ? Comment ces mesures peuvent-elle être utilisées pour reconstruire une image de la source ? en essayant, autant que possible, de proposer une description intuitive des différents concepts abordés. L'instrumentation et les méthodes utilisées en pratique seront aussi décrites et les principaux interféromètres existants et futures seront présentés.

**Table des matières**

<b>1. Introduction</b>	<b>111</b>
<b>2. L'interférométrie comme technique d'imagerie</b>	<b>112</b>
<b>3. L'interférométrie en pratique</b>	<b>128</b>
<b>4. Les interféromètres d'aujourd'hui et de demain</b>	<b>139</b>

## 1. Introduction

L'interférométrie est une technique de collecte de l'information spatiale<sup>1</sup> qui permet de reconstruire des images à haute résolution. Les progrès et les investissements réalisés dans le développement de cette technique la place au tout premier plan de l'instrumentation contemporaine pour l'observation astronomique depuis le sol. Alors que les grands instruments construits au sol durant cette dernière décennie ont surtout été des télescopes optiques à grand miroir (même si de nouveaux interféromètres ont aussi fait leur apparition), les grands instruments de la prochaine décennie seront essentiellement des interféromètres. A la charnière, le VLTI appartient aux deux catégories. Cette évolution résulte d'une course à la résolution spatiale, en effet, à une longueur d'onde donnée, l'interférométrie permet d'atteindre des résolutions de plusieurs ordres de grandeur meilleures que celle des télescopes les plus grands. Mais ceci au prix d'une technologie d'autant plus complexe que la fréquence est élevée. C'est ainsi que les premiers interféromètres ont d'abord été conçus pour les grandes longueurs d'onde radio, puis dans le domaine millimétrique et enfin dans l'infrarouge et le visible. Avec le développement des technologies, l'interférométrie en tant que technique d'imagerie (elle est sinon pratiquée depuis bien longtemps en optique) s'est donc imposée dans tous les domaines de longueur d'onde allant de la radio jusqu'au visible.

Pourtant, l'utilisation de cette technique d'imagerie présente un certain nombre de difficultés qui demandent un effort d'initiation aux non-spécialistes. En effet, la construction de l'image n'est pas immédiate, elle nécessite un traitement non-trivial des données et le résultat peut présenter certains artefacts différents de ceux rencontrés dans les images ordinaires. Les principes mêmes de cette technique, souvent présentés de façon théorique, peuvent échapper à la compréhension intuitive. Par exemple, à la question de base "que mesure un interféromètre ?" on répond souvent qu'il "échantillonne la transformée de Fourier de la source". Mais la transformée de Fourier est un outil mathématique, pas une propriété. Comment se représenter de façon intuitive la propriété de la source effectivement mesurée par un interféromètre ? C'est à de telles questions touchant aux concepts fondamentaux de l'interférométrie que ce cours tente d'apporter des réponses en faisant appel autant que possible à l'intuition. Les méthodes et l'instrumentation associées y sont également brièvement exposées.

La première section présente une approche heuristique de l'interférométrie : partant de l'expérience de Young on montre qu'il est possible de reconstruire l'image d'une source à partir de mesures d'intensité en différents points des franges d'interférence. Dans la deuxième section, les différents concepts ainsi introduits sont reliés à la réalité pratique de l'interférométrie. La troisième section décrit les interféromètres d'aujourd'hui et les projets en cours de développement et devant être construits dans les prochaines années. Ce cours

---

<sup>1</sup>elle permet également d'obtenir l'information spectrale mais nous nous cantonnerons dans ce cours à l'aspect imagerie

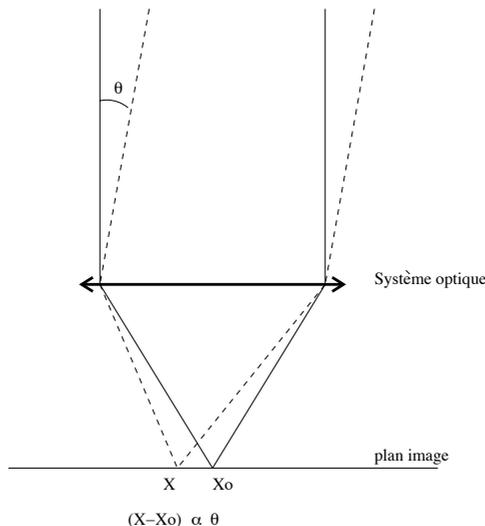


Figure 1.: *Imagerie directe* : un système optique somme le flux traversant l'ouverture et provenant d'une direction donnée  $\theta$  en un point  $X$  du plan image.  $X - X_o$  est proportionnel à  $\theta$ .

ne prétend pas couvrir tous les aspects de l'interférométrie ni rentrer dans tous les détails des techniques ou des méthodes. Pour approfondir on pourra se référer à [21, 24] et aux cours des écoles d'été de l'IRAM<sup>2</sup> [10] et du NRAO<sup>3</sup> [23].

## 2. L'interférométrie comme technique d'imagerie

La réalisation d'une image à partir du rayonnement électromagnétique peut se faire suivant deux techniques : par collecte du rayonnement avec une ouverture unique, technique aussi appelée *imagerie directe*, ou par traitement des interférences des signaux provenant d'un réseau d'ouvertures, c'est la technique de l'*interférométrie* aussi appelée *synthèse d'ouverture*. Pour mieux comprendre les termes employés dans cette introduction à l'interférométrie et pour pouvoir comparer les deux techniques, il est utile de commencer par quelques rappels concernant l'imagerie directe.

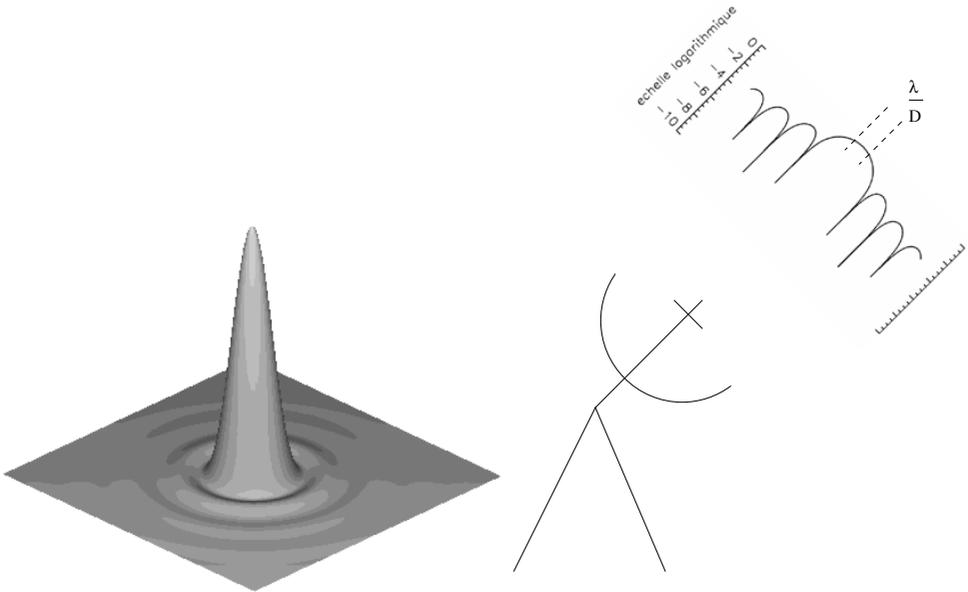


Figure 2.: *A gauche la PSF produite par une ouverture circulaire. A droite la même fonction représente la sensibilité de l'antenne radio en fonction de la position angulaire sur le ciel, c.-à-d. le lobe de l'antenne (ici représenté sur une échelle logarithmique).*

### 2.1 *L'imagerie directe*

C'est la technique d'imagerie la plus ancienne (première lunette au début du XVII<sup>e</sup> siècle), la plus répandue (photographie, vidéo) et la plus naturelle (les yeux). Elle consiste à sommer à l'aide d'un système optique toute l'intensité lumineuse provenant d'une direction donnée du ciel en un point d'un plan appelé plan image (voir Fig. 1). Le montage est tel que les coordonnées d'un point sur le plan sont homothétiques des coordonnées angulaires (par rapport au centre du champ) de la direction du ciel d'où provient l'émission. Ainsi, la distribution d'intensité sur le plan image après transformation inverse des coordonnées constitue une image de la région du ciel observée.

Cette technique requiert donc un seul système optique et au moins un détecteur dans le plan image. Dans le cas où un seul détecteur existe, plusieurs pointages sont nécessaires pour reconstituer l'image. Si une matrice de détecteurs est disposée sur le plan image il est possible d'obtenir en un seul pointage l'image de la région sous-tendue par la matrice. Par exemple, les ma-

<sup>2</sup><http://www.iram.fr/IRAMFR/IS/school.htm>

<sup>3</sup><http://www.aoc.nrao.edu/events/synthesis/2006/lectures/>

trices CCD, utilisées en optique et infrarouge permettent d'échantillonner le plan image. Les plaques photographiques utilisées avant la venue des CCD ainsi que la rétine de nos yeux peuvent également être considérées comme des matrices de détecteurs de taille moléculaire et cellulaire respectivement.

En réalité, à cause du phénomène de diffraction (et de phénomènes atmosphériques que l'on ignore ici), il est impossible de concentrer tout le rayonnement collecté par le système optique et provenant d'une direction donnée du ciel en un point infiniment petit du plan image. Ainsi, plutôt que d'être concentrée en un point  $X$ , l'intensité provenant d'une direction est étalée sur le plan image selon une distribution qui ne dépend que de l'ouverture du système et de la longueur d'onde et que l'on appelle fonction d'étalement de point (PSF pour Point Spread Function). La PSF produite par une ouverture circulaire est représentée Fig. 2. En considérant la distribution de brillance de la source,  $B$ , comme une juxtaposition continue de sources ponctuelles et l'image obtenue,  $\hat{B}$ , comme la somme des PSFs correspondant à chacune de ces sources on montre que :

$$\hat{B}(l, m) = \iint B(l', m') \text{PSF}(l - l', m - m') dl' dm' = B * \text{PSF}, \quad (1)$$

où  $l$  et  $m$  représentent les coordonnées angulaires sur le plan de la source. Il s'agit du produit de convolution de la fonction  $B$  par la fonction PSF.

On définit la résolution de l'image, représentant la taille minimum d'un détail pouvant être distingué, comme la largeur à mi-hauteur de la PSF (on peut également voir la résolution comme la taille de la tâche représentant une source ponctuelle). En calculant la PSF pour une ouverture circulaire de diamètre  $D$  on montre (voir par ex. [15], p. 416) que la résolution angulaire exprimée en radians est donnée par :

$$\delta\theta \simeq \frac{\lambda}{D} \quad (2)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde. On voit donc que pour augmenter la résolution (c.-à-d. réduire la valeur de  $\delta\theta$ ) il faut augmenter le diamètre à condition de ne pas être limité par les effets atmosphériques, d'où l'évolution des télescopes vers des diamètres de plus en plus grands. (Augmenter le diamètre des télescopes présente également l'avantage d'augmenter leur sensibilité.) Quantitativement, l'équation 2 implique que *pour atteindre une résolution d'une seconde d'arc le diamètre doit être environ deux cent mille fois plus grand que la longueur d'onde*. Ainsi, un télescope opérant dans le domaine centimétrique devrait avoir un diamètre de 2 kilomètres pour atteindre la seconde d'arc de résolution. C'est bien au delà de ce que la technologie et les budgets actuels autorisent, surtout si l'on souhaite pouvoir orienter le télescope.

Une autre conséquence de ce résultat est qu'un récepteur placé dans le plan image d'un télescope ne reçoit pas l'émission provenant d'un seul point du ciel : l'émission des points voisins, étalée par la PSF, atteint également le

récepteur. On voit alors que la sensibilité du récepteur en fonction de la position angulaire sur le ciel est donnée par la PSF. En radio, où l'on a en général un seul récepteur par télescope (pour une longueur d'onde), on a coutume d'appeler la représentation de la sensibilité en fonction de la position angulaire sur le ciel, *le lobe*. Ainsi *le lobe d'un télescope de diamètre  $D$  a une largeur à mi-hauteur égale à  $\lambda/D$*  (voir Fig. 2) *qui correspond alors à la moitié de la largeur du champ de vue du télescope*. En effet on estime qu'à une distance angulaire de  $\lambda/D$  du centre du champ la PSF et donc le lobe atteint une valeur négligeable, donc le champ de vue a une largeur de  $\sim 2\lambda/D$ . (En réalité la sensibilité du récepteur en fonction de la direction modifie le lobe et l'élargit mais l'approximation reste valable à 10–20% près.) On notera la différence de point de vue et donc de langage entre le “monde optique” qui considère  $\lambda/D$  comme la résolution et le “monde radio” qui considère cette même quantité comme la moitié de la largeur du champ de vue du télescope.

## 2.2 *Interférences et information spatiale*

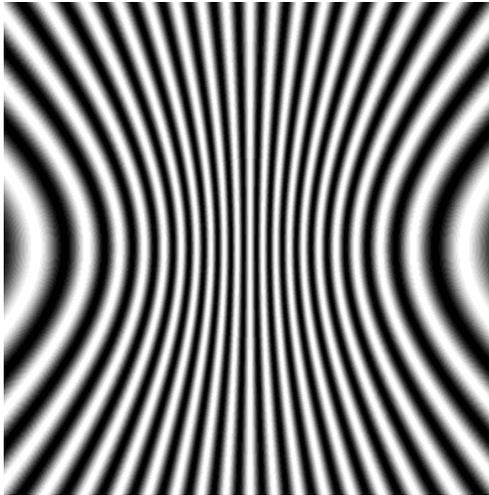


Figure 3.: *Fringes d'interférence observées sur un écran placé derrière deux ouvertures illuminées par une source ponctuelle monochromatique.*

### *L'expérience de Young*

Cette expérience met en évidence le phénomène d'interférence et permet à son auteur de montrer le caractère ondulatoire de la lumière. Deux trous percés dans un plan opaque et illuminés par un rayonnement monochromatique produisent un système de franges – alternance de bandes sombres et claires – sur un écran comme illustré Fig.3. En effet, si on considère une onde plane dont le front d'onde est parallèle au plan des trous ( $T_1$  et  $T_2$ ) et que l'on place

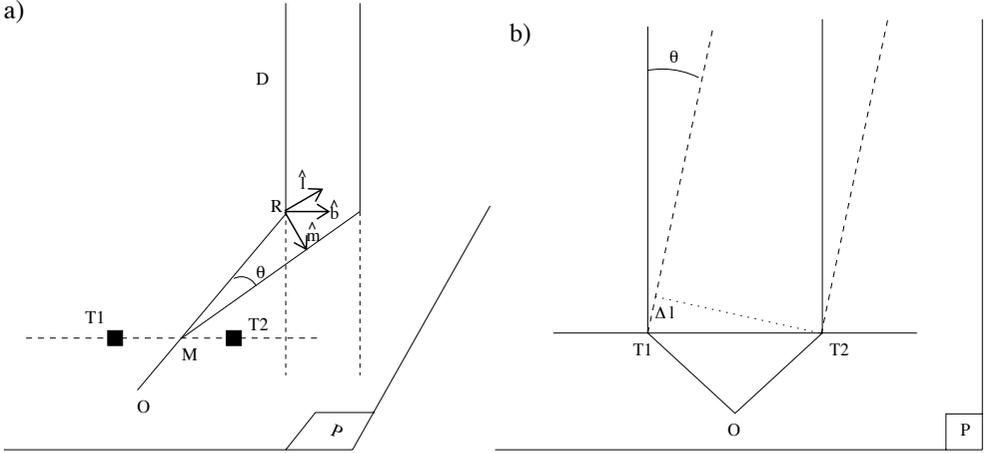


Figure 4.: Schémas illustrant les différents termes utilisés dans la description de l'expérience des trous d'Young. (a) Pour une source située sur la droite  $\mathcal{D}$ , les deux ondes issues des trous  $T_1$  et  $T_2$  arrivent en  $O$  sans déphasage relatif. Pour une source située sur la droite parallèle et à une distance angulaire  $\theta$  les deux ondes ont un déphasage relatif égal à  $2\pi\Delta l/c$ .  $M$  est le milieu de  $T_1T_2$ ,  $R$  est le centre de phase,  $\hat{\mathbf{b}} = T_1\vec{T}_2/|T_1T_2|$ ,  $\hat{\mathbf{l}}$  et  $\hat{\mathbf{m}}$  représentent les vecteurs unitaires du système de coordonnées du plan du ciel. (b) Illustration de la différence de chemin optique  $\Delta l$ .

l'origine des phases au niveau du plan des trous alors l'expression du champ électrique en un point de l'écran est :

$$V = A \cos[2\pi\nu t_1] + A \cos[2\pi\nu(t_1 - \Delta t)] \quad (3)$$

où  $A$  est l'amplitude de l'onde incidente,  $\nu$  sa fréquence,  $t_1$  le temps de propagation du trou  $T_1$  au point considéré, et  $\Delta t$  la différence de temps de parcours des ondes issues des deux trous. Le premier terme correspond à l'onde provenant de  $T_1$  et le deuxième à celle provenant de  $T_2$ . En développant l'expression de l'intensité  $I = \langle VV^* \rangle$  on obtient en ce point :

$$I = A^2(1 + \cos[2\pi\nu\Delta t]). \quad (4)$$

$\Delta t$  étant une fonction croissante de la distance au plan constitué des points équidistants des trous (plan médian), le cosinus de cette expression explique la présence de franges sur l'écran, elles résultent de la combinaison plus ou moins constructive (ou plus ou moins destructive) des ondes issues des deux trous selon leur déphasage relatif,  $2\pi\nu\Delta t$ .

### Source étendue

Plaçons-nous maintenant en un point  $O$  équidistant des deux trous. Alors, pour toute source située à l'infini sur la droite  $\mathcal{D}$  perpendiculaire au plan défini

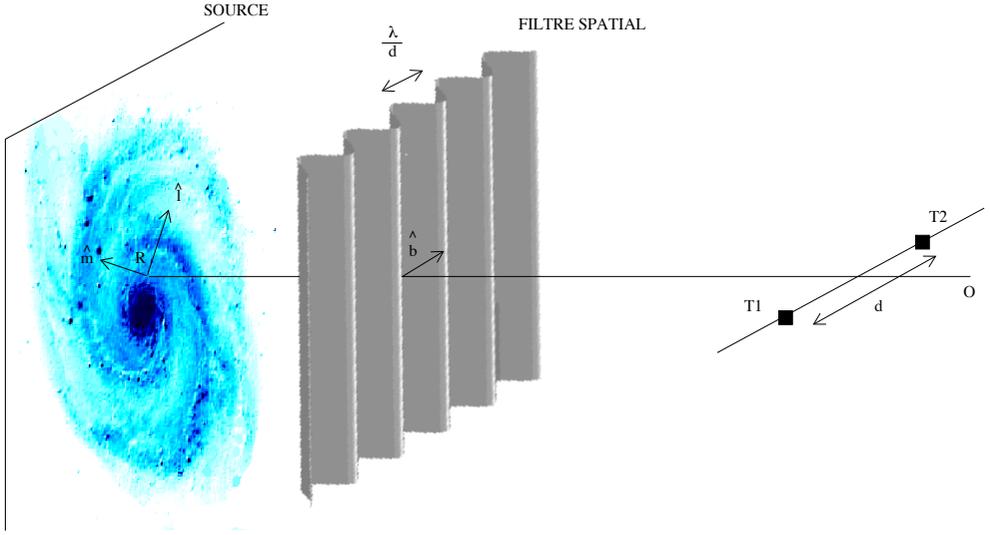


Figure 5.: *Illustration du filtrage spatial opéré lors de la mesure interférométrique. L'intensité mesurée en un point  $O$  situé derrière les ouvertures  $T_1$  et  $T_2$  est égale à l'intégrale de la distribution de brillance de la source multipliée par un filtre spatial fictif et sinusoidal, de fréquence spatiale  $d/\lambda$ , plus une constante  $B_T$ . La forme et la position du filtre étant connues de l'observateur, l'intensité mesurée contient une information spatiale.*

par  $O$  et  $T_1$  et  $T_2$  et passant par le point  $R$  de coordonnées angulaires  $\overrightarrow{OM}$  ( $M$  est le milieu du segment  $T_1T_2$ , voir Figure 4a), la différence de parcours est nulle ( $\Delta t = 0$ ) et l'intensité en  $O$  est  $I = 2A^2$ . Par contre, pour une source située sur une droite parallèle à  $\mathcal{D}$  mais à une distance angulaire  $\theta$  la différence de parcours est  $\Delta l = d \sin \theta$  où  $d$  est la distance entre les deux trous (voir Figure 4b).  $\Delta l$  est le *retard géométrique*. Si  $\theta$  est petit ( $\sin \theta \simeq \theta$ ) le déphasage relatif du champ au niveau des trous est  $2\pi \nu d \theta / c$ ,  $c$  étant la vitesse de la lumière. L'intensité en  $O$  est alors :

$$I \simeq A^2 \left( 1 + \cos \left[ 2\pi \nu \frac{d\theta}{c} \right] \right) = A^2 + A^2 \cos \left[ 2\pi \frac{d}{\lambda} \theta \right]. \quad (5)$$

Notons  $\mathbf{b} = \overrightarrow{T_1T_2}/\lambda$  le vecteur sous-tendu par les deux ouvertures et dont la norme est exprimée en longueurs d'onde ;  $\hat{\mathbf{b}}$  le vecteur unitaire  $\overrightarrow{T_1T_2}/\|\overrightarrow{T_1T_2}\|$  et  $\boldsymbol{\xi}$  le vecteur position dans le repère du ciel  $(R, \hat{\mathbf{l}}, \hat{\mathbf{m}})$  supposé localement plan.  $R$ , le point de coordonnées angulaires correspondant à la direction  $\overrightarrow{OM}$  est appelé *centre de phase*. On obtient l'intensité mesurée en  $O$  pour une source étendue en intégrant l'équation précédente sur l'angle solide sous-tendu par la source  $\Omega$ . Si  $B(\boldsymbol{\xi}) = A^2(\boldsymbol{\xi})$  désigne la distribution de brillance de la source

illuminant les trous on obtient :

$$I = B_T + \int_{\Omega} B(\boldsymbol{\xi}) F_{\mathbf{b}}(\boldsymbol{\xi}) d\Omega \quad (6)$$

avec

$$F_{\mathbf{b}}(\boldsymbol{\xi}) = \cos [2\pi \boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{b}] = \cos \left[ 2\pi \frac{d}{\lambda} \boldsymbol{\xi} \cdot \hat{\mathbf{b}} \right], \quad (7)$$

et où  $B_T$  est l'intensité totale de la source. Le fait d'intégrer suppose que les rayonnements provenant de différents points de la source n'interfèrent pas entre eux, c.-à-d. que la source est spatialement incohérente, c'est le cas de la grande majorité des sources astrophysiques.

Ainsi, d'après l'équation 6, *mesurer l'intensité en un point  $O$  équidistant de deux trous (ou ouvertures) est équivalent à mesurer la somme de l'intensité totale de la source ( $B_T$ ) et de l'intensité totale transmise par un filtre spatial qui serait comme "plaqué" contre la source (c.-à-d. à l'infini) et dont la fonction de transfert serait sinusoïdale (un peu comme un store vénitien). Ce filtre fictif (ou plutôt sa fonction de transfert) devrait de plus être ondulé suivant l'axe défini par les deux ouvertures et selon une fréquence angulaire spatiale égale à la distance entre les deux ouvertures exprimées en longueurs d'onde  $d/\lambda$  (voir Figure 5). L'ondulation est centrée sur le centre de phase (la phase de l'ondulation est nulle en ce point). La forme du filtre est donc entièrement déterminée par le vecteur sous-tendu par les deux trous,  $\overrightarrow{T_1 T_2}$ , qui est connu de l'observateur.*

On montre facilement que l'intensité mesurée en un autre point quelconque  $O'$  fera intervenir un filtre fictif ayant la même forme mais avec un terme de phase  $\varphi$ . Autrement dit, le filtre sera comme déplacé le long de  $\hat{\mathbf{b}}$ . Le déphasage,  $\varphi$ , du filtre dépend uniquement de la position du point de mesure  $O'$  par rapport aux positions des trous,  $T_1$  et  $T_2$  :

$$\varphi = 2\pi\nu\Delta t \quad (8)$$

où  $\Delta t$  est la différence entre les temps de parcours des ondes issues des deux trous.

### *Deux observables par paire d'ouvertures*

L'intégrale de l'équation 6 contient une information spatiale (c.-à-d. une information sur la forme de la distribution de brillance) puisque la brillance est comme sommée au travers d'un filtre spatial dont la fonction de transfert est connue. Quel est le maximum d'information que nous puissions obtenir avec une paire d'ouvertures? Nous avons vu que mesurer l'intensité en différents points des franges revient à mesurer l'intensité pour différentes positions d'un même filtre spatial sinusoïdal sur le plan de la source. On peut ainsi obtenir

de l'information spatiale complémentaire. Plus précisément l'intensité en un point quelconque des franges est donnée par :

$$\begin{aligned}
 I &= B_T + \int_{\Omega} B(\boldsymbol{\xi}) \cos \left[ 2\pi \frac{d}{\lambda} \boldsymbol{\xi} \cdot \hat{\mathbf{b}} - \varphi \right] d\Omega \\
 &= B_T + \int_{\Omega} B(\boldsymbol{\xi}) \left\{ \cos \left[ 2\pi \frac{d}{\lambda} \boldsymbol{\xi} \cdot \hat{\mathbf{b}} \right] \cos \varphi + \sin \left[ 2\pi \frac{d}{\lambda} \boldsymbol{\xi} \cdot \hat{\mathbf{b}} \right] \sin \varphi \right\} d\Omega \\
 &= \cos \varphi I_1 + \sin \varphi I_2 + B_T,
 \end{aligned} \tag{9}$$

avec :

$$\begin{aligned}
 I_1 &= \int_{\Omega} B(\boldsymbol{\xi}) \cos \left[ 2\pi \frac{d}{\lambda} \boldsymbol{\xi} \cdot \hat{\mathbf{b}} \right] d\Omega \\
 \text{et} \\
 I_2 &= \int_{\Omega} B(\boldsymbol{\xi}) \sin \left[ 2\pi \frac{d}{\lambda} \boldsymbol{\xi} \cdot \hat{\mathbf{b}} \right] d\Omega
 \end{aligned} \tag{10}$$

Le déphasage du filtre spatial  $\varphi$  ne dépend que de la position du point de mesure par rapport aux ouvertures, donc, si on connaît  $B_T$ ,  $I_1$  et  $I_2$  on peut calculer la valeur de l'intensité en tout point des franges.  $B_T$  représente l'intensité totale de la source, cette quantité ne contient pas d'information spatiale et sa valeur est indépendante de la paire d'ouvertures. Cela signifie que toute l'information spatiale qu'il est possible d'extraire pour cette paire d'ouvertures est contenue dans  $I_1$  et  $I_2$ .

Les valeurs de  $I_1$  et  $I_2$  peuvent s'obtenir facilement en choisissant la position de quelques points de mesure de façon adéquate. Par exemple, si on note  $I_O$  la mesure en  $O$  ( $\varphi = 0$ ),  $I_P$  la mesure en un point tel que  $\varphi = \pi$ ,  $I_Q$  la mesure en un point tel que  $\varphi = \pi/2$  et  $I_R$  la mesure en un point tel que  $\varphi = 3\pi/2$ . Alors on a :

$$\begin{aligned}
 I_1 &= I_O - I_P \\
 I_2 &= I_Q - I_R.
 \end{aligned} \tag{11}$$

*Ainsi, en mesurant l'intensité en divers points des franges d'interférence il est possible d'accéder à deux observables  $I_1$  et  $I_2$  dont les expressions sont données par les équations 10. Ces deux observables contiennent toute l'information spatiale accessible avec une paire d'ouverture. Par convention ces deux observables sont notées sous la forme d'un nombre complexe appelé visibilité :*

$$\mathcal{V} = I_1 + iI_2 = |\mathcal{V}|e^{i\phi} \tag{12}$$

où  $\phi$  est défini comme étant l'angle tel que :  $\cos \phi = I_1/|\mathcal{V}|$  et  $\sin \phi = I_2/|\mathcal{V}|$ . Le couple  $(|\mathcal{V}|, \phi)$  est une autre représentation des deux observables interférométriques. Est-il possible de se représenter de façon intuitive le sens de l'information contenue dans ces deux observables ?

### *Signification des observables*

La phase de la visibilité  $\phi$  représente le déphasage du filtre spatial donnant le maximum d'intensité. En effet, d'après la définition de  $\phi$  l'équation 9 peut s'écrire :

$$I = |\mathcal{V}| \cos \varphi \cos \phi + |\mathcal{V}| \sin \varphi \sin \phi + B_T = |\mathcal{V}| \cos(\varphi - \phi) + B_T. \quad (13)$$

On voit que l'intensité est maximale pour  $\varphi = \phi \bmod 2\pi$  et que le module de la visibilité  $|\mathcal{V}|$  correspond à la valeur de l'intensité maximale transmise par le filtre. On peut noter que les valeurs de  $I_1$  et  $I_2$  permettent également d'obtenir la valeur du complexe conjugué de  $\mathcal{V}$  :  $\mathcal{V}^* = I_1 - iI_2$ .  $\mathcal{V}^*$  contient la même information que  $\mathcal{V}$  et correspond à la mesure de visibilité obtenue en définissant  $\mathbf{b} = \overrightarrow{T_2 T_1}/\lambda$ , c.-à-d. en inversant le rôle des deux ouvertures. (dans toute cette discussion on ignore la polarisation du rayonnement.)

A la question, que mesure un interféromètre ? nous pouvons donc répondre : *une paire d'ouvertures permet de mesurer deux propriétés de la source en rapport avec un filtre fictif dont la forme sinusoidale est déterminée par le vecteur sous-tendu par les deux ouvertures et qui serait comme plaqué sur le plan du ciel. Ces deux observables correspondent à la position du filtre (sa phase) qui maximise l'intensité totale transmise et la valeur même de cette intensité maximale transmise.* De façon plus imagée, on pourrait dire qu'à chaque paire d'ouvertures correspond une sorte de store vénitien dans le plan du ciel. Mesurer une visibilité revient à déplacer ce store (sans rotation) jusqu'à ce que l'intensité reçue soit maximale, la position qui maximise l'intensité correspond à la phase de la visibilité et l'intensité transmise donne le module de la visibilité. Faire de l'interférométrie c'est un peu comme observer le ciel à travers des stores vénitiens.

Toute l'information spatiale accessible pour une paire d'ouvertures est maintenant identifiée. Il reste cependant évident que celle-ci ne permet pas de reconstituer une image de la source. Pour un filtre donné il existe une infinité de distributions de brillance aux aspects très différents qui pourraient générer la même visibilité. Autrement dit, le problème est sous-déterminé.

Dès lors, il apparaît clair que pour réduire la sous-détermination du problème il faut effectuer d'autres mesures de visibilité au travers de différents filtres, c.-à-d. à l'aide de différentes paires d'ouvertures. Afin d'obtenir des informations complémentaires il faut varier les orientations et les fréquences spatiales des différents filtres et donc varier l'orientation et la distance relative des ouvertures des différentes paires.

Ceci étant, la question de la faisabilité de l'imagerie à l'aide de visibilité reste posée. Peut-on espérer en multipliant le nombre d'ouvertures et en me-

surant les visibilitées correspondant à chacune des paires d'ouvertures obtenir suffisamment d'information pour reconstruire une image de la source ?

### 2.3 Faire de l'imagerie à partir de mesures de visibilitées

#### Faisabilité

Pour chaque paire d'ouvertures  $(T_i, T_j)$ , le filtre spatial fictif est caractérisé par une orientation  $\psi_{ij}$  qui est celle du vecteur  $\overrightarrow{T_i T_j}$  dans le référentiel celeste,  $\psi = (\hat{\mathbf{t}}\hat{\mathbf{b}})$  (on suppose que toutes les ouvertures sont dans un même plan parallèle au plan de la source) et une fréquence angulaire spatiale  $f_{ij} = d_{ij}/\lambda = \|\mathbf{b}\|$  où  $d_{ij}$  est la distance entre les ouvertures.  $(f_{ij}, \psi_{ij})$  correspondent alors aux coordonnées polaires du vecteur  $\mathbf{b} = \overrightarrow{T_i T_j}/\lambda$  (c.-à-d. le vecteur sous-tendu par les ouvertures et dont la norme est exprimée en longueurs d'onde). On note alors la visibilité mesurée pour la paire d'ouvertures  $(T_i, T_j)$  :  $\mathcal{V}_{ij} = \mathcal{V}_P(f_{ij}, \psi_{ij})$ . Il est plus courant d'utiliser des coordonnées cartésiennes notées  $(u, v)$  avec  $u = f \cos \psi$  et  $v = f \sin \psi$ . Le plan sur lequel est ainsi défini le repère  $(u, v)$  est appelé plan  $uv$ . La fonction  $\mathcal{V}_C(u, v) = \mathcal{V}_P(f, \psi)$ , appelée fonction de visibilité, est intrinsèque à la source. *Effectuer une mesure de visibilité pour une paire d'ouvertures donnée c'est échantillonner la fonction de visibilité en deux points du plan  $uv$  : en  $(u, v)$  et en  $(-u, -v)$  puisque nous l'avons vu :  $\mathcal{V}_C(-u, -v) = \mathcal{V}_C^*(u, v)$ .*

La question de la faisabilité peut alors se poser en ces termes : est-il possible de reconstruire l'image d'une source à partir d'un échantillonnage fini de sa fonction de visibilité ?

Il est utile à ce stade d'introduire le formalisme de l'analyse de Fourier qui est particulièrement adapté à la description de la relation entre une distribution de brillance et sa fonction de visibilité. On appelle transformée de Fourier (TF) d'une fonction  $f$  la fonction  $F$  telle que :

$$F(\mathbf{u}) \equiv \mathcal{F}\{f(\mathbf{x})\} = \iint f(\mathbf{x}) e^{2i\pi\mathbf{u}\cdot\mathbf{x}} dx_1 dx_2 \quad (14)$$

où  $f$  et  $F$  sont des fonctions de  $\mathbb{R}^2$  dans  $\mathbb{C}$  et  $x_1$  et  $x_2$  sont les coordonnées du vecteur  $\mathbf{x}$ . D'après les équations 12 et 10 nous avons :

$$\begin{aligned} \mathcal{V}(\mathbf{b}) &= \int_{\Omega} B(\boldsymbol{\xi}) \cos [2\pi\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{b}] d\Omega + i \int_{\Omega} B(\boldsymbol{\xi}) \sin [2\pi\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{b}] d\Omega \\ &= \int_{\Omega} B(\boldsymbol{\xi}) e^{2i\pi\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{b}} d\Omega \end{aligned} \quad (15)$$

Les coordonnées de  $\mathbf{b}$  étant  $(u, v)$ , celles de  $\boldsymbol{\xi}$  étant  $(l, m)$  et intégrer sur l'angle solide étant équivalent à intégrer sur les coordonnées du ciel  $(l, m)$ , cette équation peut se réécrire :

$$\mathcal{V}(u, v) = \iint B(l, m) e^{2i\pi(ul+vm)} dl dm. \quad (16)$$

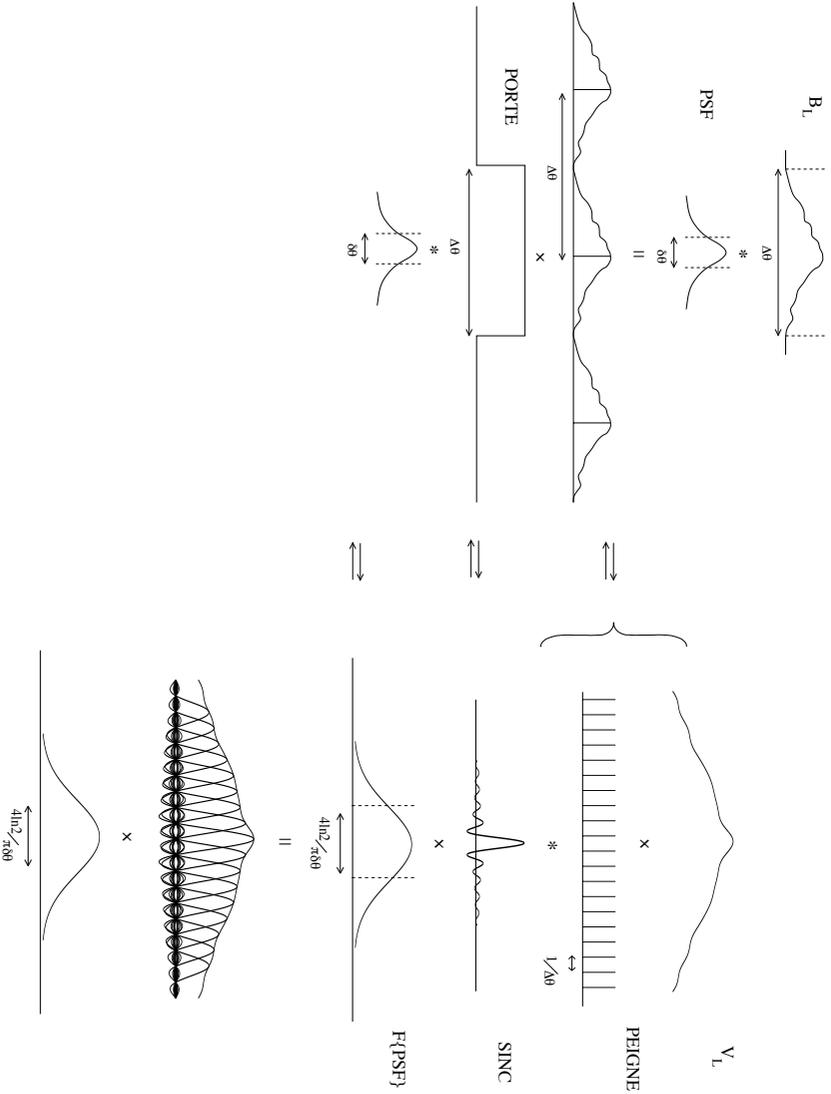


Figure 6.: Illustration du calcul montrant que la TF de l'image à résolution finie que nous souhaitons reconstruire peut s'exprimer comme une somme de fonctions sinc2D chacune centrée sur le nœud d'une grille régulière de pas  $1/\Delta\theta$  multipliée par la TF de la PSF.

La fonction de visibilité  $\mathcal{V}$  est donc la TF de la distribution de brillance  $B$ . Déjà, ce résultat montre que si nous connaissons  $\mathcal{V}$  en tout point du plan  $uv$ , également appelé *plan de Fourier*, alors nous connaissons  $B$  en tout point du ciel.

Nous allons montrer qu'un nombre fini d'échantillons de la fonction de visibilité suffit à reconstruire l'image de la source lorsque les deux restrictions suivantes sont respectées :

1. la source est à support borné (de taille limitée)
2. le but est de reconstruire une image à résolution finie : nous acceptons que les détails de taille inférieure à une certaine limite ne soient pas distinguables sur l'image de la source.

La condition 1 est toujours vérifiée. En effet, pour des raisons de sensibilité le rayonnement de chaque ouverture est collecté à l'aide de télescopes. Cela revient à placer chacun des trous de l'expérience de Young au foyer d'un télescope. Or, comme nous l'avons vu dans la section précédente le rayonnement incident sur chaque trou provient d'une région délimitée par le lobe du télescope. La région où le niveau du lobe est non-négligeable est appelée champ de vue et comme expliqué dans la section 2.1 elle a une largeur de  $\sim 2\lambda/D$ . Donc, dans le cas où la source est très grande c'est le champ du télescope qui limite la taille de la distribution de brillance impliquée dans les interférences, on notera  $B_L$  la distribution de brillance vue à travers le lobe (c.-à-d. multipliée par le lobe) et  $\Delta\theta$  le diamètre de son support supposé circulaire. Dans le cas où la source est plus grande que le champ de vue  $\Delta\theta = 2\lambda/D$ .

La taille de  $B_L$  étant inférieure ou égale à  $\Delta\theta$  la source vue à travers le lobe peut être représentée comme une fonction périodique le long de  $\hat{l}$  et  $\hat{m}$  de période  $\Delta\theta$  multipliée par une fonction "porte" nulle partout sauf à l'intérieur du carré centré en  $R$  et dont les côtés sont orthogonaux aux axes  $(R, \hat{l})$  et  $(R, \hat{m})$  et de longueur  $\Delta\theta$ , où la fonction porte est égale à 1. On notera,  $\square(\frac{l}{\Delta\theta}, \frac{m}{\Delta\theta})$  cette fonction porte. La fonction périodique peut être générée en convoluant  $B_L$  avec une fonction "peigne". La fonction peigne,  $\text{III}(l, m)$ , est égale à 1 lorsque  $l \in \mathbb{Z}$  et  $m \in \mathbb{Z}$  et nulle partout ailleurs. Ainsi,  $B_L$  peut s'écrire :

$$B_L(l, m) = \square\left(\frac{l}{\Delta\theta}, \frac{m}{\Delta\theta}\right) \left[ B_L(l, m) * \text{III}\left(\frac{l}{\Delta\theta}, \frac{m}{\Delta\theta}\right) \right] \quad (17)$$

où  $*$  symbolise le produit de convolution.

La restriction 2 est, quant à elle, le lot commun de toute image quelle que soit la méthode utilisée pour l'obtenir. Nous avons déjà vu que même une image obtenue par la technique directe est toujours limitée en résolution. Le fait que la résolution soit finie n'est pas un problème en soit, ce que l'on souhaite c'est que cette résolution soit la meilleure possible (sa valeur angulaire,  $\delta\theta$ , la plus petite possible). La finitude de la résolution se traduit par le fait qu'une source ponctuelle donne une PSF et non pas un point sur l'image ou, plus

généralement, que l'image est la convolution de la distribution de brillance par une PSF.

Supposons que l'on souhaite reconstruire une image de  $B_L$ , notée  $\hat{B}_L$  dont la PSF est une Gaussienne de largeur à mi-hauteur  $\delta\theta$  (la résolution) :  $G_{\delta\theta}(l, m) = \exp\left(\frac{l^2+m^2}{2a^2\delta\theta^2}\right)$  avec  $a = 1 / 2\sqrt{2 \ln 2}$ . On a alors :

$$\hat{B}_L(l, m) = B_L(l, m) * G_{\delta\theta}(l, m). \quad (18)$$

D'où, d'après l'équation 17 :

$$\hat{B}_L(l, m) = \left\{ \square\left(\frac{l}{\Delta\theta}, \frac{m}{\Delta\theta}\right) \left[ B_L(l, m) * \text{III}\left(\frac{l}{\Delta\theta}, \frac{m}{\Delta\theta}\right) \right] \right\} * G_{\delta\theta}(l, m). \quad (19)$$

Cette équation est illustrée sur la figure 6.

Les TFs de la fonction porte  $\square$ , de la fonction peigne  $\text{III}$  et de la Gaussienne sont (voir par ex. [6]) :

$$\begin{aligned} \mathcal{F}\{\square(l, m)\} &= \frac{\sin(\pi u)}{\pi u} \frac{\sin(\pi v)}{\pi v} = \text{sinc2D}(u, v) \\ \mathcal{F}\{\text{III}(l, m)\} &= \text{III}(u, v) \\ \mathcal{F}\{G_{\delta\theta}(l, m)\} &= 2\pi a^2 \delta\theta^2 G_{\Delta r}(u, v) \\ &\text{avec } \Delta r = \frac{1}{2\pi a^2 \delta\theta} = \frac{4 \ln 2}{\pi \delta\theta} \end{aligned} \quad (20)$$

où  $\text{sinc2D}$  est la fonction produit des deux sinus cardinaux<sup>4</sup> et  $\Delta r$  la largeur à mi-hauteur de la Gaussienne TF de la PSF,  $G_{\delta\theta}$ . D'autre part, d'après le théorème de la convolution, la TF du produit de convolution de deux fonctions est le produit des TFs des fonctions. Inversement, la TF transforme un produit simple en produit de convolution. Une autre propriété de la TF est donnée par la relation de similitude :

$$\mathcal{F}\{f(Cx)\} = \frac{1}{|C|} F\left(\frac{u}{C}\right) \quad (21)$$

où  $F = \mathcal{F}\{f(x)\}$ . Pour les démonstrations de ces différentes propriétés des TFs on pourra se référer à [6].

Alors, la TF de l'équation 19 donne (voir également la figure 6) :

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{V}}_L(u, v) &= C \{ \text{sinc2D}(u\Delta\theta, v\Delta\theta) * [\mathcal{V}_L(u, v) \times \text{III}(u\Delta\theta, v\Delta\theta)] \} G_{\Delta r}(u, v) \\ &= C \left[ \sum_{i \in \mathbb{Z}} \sum_{j \in \mathbb{Z}} V_{ij} \text{sinc2D}(u - i\Delta\theta, v - j\Delta\theta) \right] G_{\Delta r}(u, v) \end{aligned} \quad (22)$$

---

<sup>4</sup>la fonction sinus cardinal notée  $\text{sinc}$  est définie par :  $\text{sinc}(x) = \sin(\pi x) / \pi x$

où  $\hat{\mathcal{V}}_L = \mathcal{F}\{\hat{B}_L\}$ ,  $V_{ij} = \mathcal{V}_L(i\Delta\theta, j\Delta\theta)$ ,  $\mathcal{V}_L = \mathcal{F}\{B_L\}$  et  $C = 2\pi a^2 \delta\theta^2 \Delta\theta^2$ . Cette équation montre que  $\hat{\mathcal{V}}_L$ , la TF de l'image,  $\hat{B}_L$ , que nous souhaitons reconstruire est égale à une somme de sinc2D multipliée par une enveloppe Gaussienne. Chaque sinc2D est centré sur un nœud d'une grille de pas  $\delta u = 1/\Delta\theta$  (l'inverse de la largeur de la source vue par le lobe) et son amplitude est la valeur de la TF de la source vue à travers le lobe ( $\mathcal{V}_L$ ) en ce nœud,  $V_{ij}$ . L'expression entre crochets multipliée par  $C$  est égale à  $\mathcal{V}_L$ . C'est cette fonction que l'on échantillonne en effectuant une mesure de visibilité puisque c'est la TF de la source vue à travers le lobe.

Au delà d'un certain rayon dans le plan  $uv$ , l'enveloppe Gaussienne atteint un niveau si bas que l'on peut négliger  $\hat{\mathcal{V}}_L(u, v)$ . Soit  $\Delta u_{\mathcal{R}}$  ce rayon et  $\mathcal{R}$  la région du plan  $uv$  correspondante (le disque de rayon  $\Delta u_{\mathcal{R}}$ ). Alors, pour reconstruire l'image à résolution finie il suffit de connaître  $\mathcal{V}_L$  à l'intérieur de  $\mathcal{R}$ . L'équation 22 montre que pour connaître  $\mathcal{V}_L$  à l'intérieur d'une région il suffit de connaître les amplitudes (les termes  $V_{ij}$ ) de toutes les fonctions sinc2D impliquées dans la valeur de  $\mathcal{V}_L$  dans cette région, c.-à-d. les sinc2D dont les centres sont situés à l'intérieur de cette région ou suffisamment proches. En effet, l'enveloppe de la fonction sinc2D décroît comme  $1/x$  en fonction de la distance à son centre et les sinc2D dont les centres sont éloignés de la région n'ont pas d'impact sur la valeur de  $\mathcal{V}_L$  dans cette région. Soit  $N$  le nombre de paramètres complexes  $V_{ij}$  à déterminer. Alors, pour les estimer il suffit d'effectuer  $N/2$  mesures de visibilité dans la région  $\mathcal{R}$  (une mesure donne  $\mathcal{V}_L(u, v)$  et  $\mathcal{V}_L(-u, -v)$ ). Finalement, cela démontre la faisabilité : *il est possible de reconstruire une image à partir d'un nombre fini de mesures de visibilité.*

Ce résultat a été obtenu en supposant que l'on souhaite une image dont la PSF est Gaussienne. Une autre fonction aurait pu être choisie, l'important est que l'enveloppe de sa TF atteigne un niveau suffisamment bas au delà d'un certain rayon pour que  $\hat{\mathcal{V}}_L(u, v)$  y soit négligeable. Or, c'est le cas de toute fonction dont l'enveloppe est décroissante avec la distance à son centre et de largeur finie. De même, une autre fonction que la fonction porte carrée aurait pu être utilisée pour décrire le support de la source, par exemple la fonction porte circulaire (qui aurait d'ailleurs été plus adaptée à la forme du champ délimité par le lobe). L'équation 22 aurait alors la même forme, avec à la place de la fonction sinc2D la TF de la fonction support utilisée.

On voit également, d'après l'équation 22, que plus la source est petite ( $\Delta\theta$  est petit) plus le pas de la grille ( $\delta u = 1/\Delta\theta$ ) est grand et donc moins il y a de nœuds dans la région où  $\hat{\mathcal{V}}_L(u, v)$  n'est pas négligeable. Cela signifie qu'il y a moins de paramètres à estimer, et donc, que pour un même nombre de mesures, la précision sur la détermination des paramètres augmente. Ainsi, *l'utilisation d'une information a priori sur le support de la source (à condition qu'elle soit plus petite que le champ) permet d'améliorer la qualité de l'image reconstruite.*

### Nombre de paramètres à estimer

Si  $\kappa$  désigne le rayon de la région  $\mathcal{R}$  exprimé en nombre de largeurs à mi-hauteur de la Gaussienne  $\Delta r$  on a :  $\Delta u_{\mathcal{R}} = \kappa \Delta r$ . Et  $\kappa'$  le rayon de la région contenant tous les centres des sinc2D intervenant dans la valeur de  $\mathcal{V}_L$  dans la région  $\mathcal{R}$  et exprimé en nombre de  $\Delta u_{\mathcal{R}}$ . Alors, le nombre de paramètres complexes  $V_{ij}$  intervenant dans l'expression de  $\hat{\mathcal{V}}_L(u, v)$  est donné par le nombre de nœuds de la grille de pas  $\delta u = 1/\Delta\theta$  à l'intérieur du cercle de rayon  $\kappa' \Delta u_{\mathcal{R}} = \kappa' \kappa \Delta r$  soit :

$$N = \frac{\pi(\kappa' \kappa \Delta r)^2}{\delta u^2} = \frac{\pi \kappa'^2 \kappa^2}{(2\pi a^2 \delta\theta)^2} \Delta\theta^2 \simeq 1.22 \kappa'^2 \kappa^2 \left( \frac{\Delta\theta}{\delta\theta} \right)^2 \quad (23)$$

Cette équation montre que le nombre de mesures nécessaires,  $N/2$ , varie avec le carré du rapport du champ de vue par la résolution. Ce rapport représente ce que l'on appelle la *dynamique spatiale*. Plus il est grand, plus la quantité d'information contenue dans l'image est grande et donc plus le nombre de mesures de visibilité requises pour la reconstruire,  $N/2$ , est important.  $\kappa$  et  $\kappa'$  dépendent des fonctions PSF et de support respectivement. Plus les TFs de ces fonctions tendent rapidement vers zéro, plus  $\kappa$  et  $\kappa'$  sont petits ( $\kappa' \geq 1$ ). La fonction support de la source est imposée par la connaissance *a priori* (ou d'après une première image réalisée sans *a priori*) de la source ou par la forme du lobe mais le choix de la fonction PSF reste libre. On voit donc qu'en choisissant bien la PSF il est possible d'améliorer la précision de l'image pour un même nombre de mesures. Pour une Gaussienne on a  $\kappa \simeq 1$ , c.-à-d.  $\Delta u_{\mathcal{R}} \simeq \Delta r$ .

### Des visibilités à l'image

Pour estimer les  $N$  paramètres  $V_{ij}$  il faut effectuer au moins  $N/2$  mesures de visibilité (une mesure donne  $\mathcal{V}_L(u, v)$  et  $\mathcal{V}_L(-u, -v)$ ) à l'intérieur de  $\mathcal{R}$ . Si l'on note  $\bar{V}_k$  la visibilité mesurée en  $(u_k, v_k)$ , alors les  $V_{ij}$  sont solution des  $N$  équations linéaires :

$$\begin{aligned} \sum_i \sum_j \Re\{V_{ij}\} g_{ij}(u_k, v_k) + \Re\{V_{ij}\} g_{-i-j}(u_k, v_k) &= \frac{\Re\{\bar{V}_k\}}{C} \\ \sum_i \sum_j \Im\{V_{ij}\} g_{ij}(u_k, v_k) - \Im\{V_{ij}\} g_{-i-j}(u_k, v_k) &= \frac{\Im\{\bar{V}_k\}}{C} \end{aligned} \quad (24)$$

où  $g_{ij}(u_k, v_k) = \text{sinc2D}(u_k - i\Delta\theta, v_k - j\Delta\theta)$  (ou la TF de la fonction support si une autre fonction que la fonction porte carrée est utilisée) et  $\Re\{\}$  et  $\Im\{\}$  désignent les parties réelle et imaginaire d'un nombre complexe. Les sommes se font sur les  $N/2$  nœuds de la grille situés dans la région de rayon  $\kappa' \Delta u_{\mathcal{R}}$  et tels que  $i > 0$  (ou  $j > 0$ ). La première ligne correspond à la partie réelle et la seconde à la partie imaginaire. Les mesures étant bruitées une estimation

des paramètres  $V_{ij}$  peut par exemple être obtenue en utilisant la méthode des moindres carrés.

Une fois les  $N/2$  paramètres  $V_{ij}$  estimés il reste à additionner les  $N$  sinc2D affectés chacun du paramètre  $V_{ij}$  correspondant et à multiplier le tout par la Gaussienne (ou la TF de la PSF voulue). Le résultat donne  $\hat{V}_L(u, v)$  en tout point. Il suffit alors d'effectuer une transformée de Fourier pour obtenir l'image souhaitée.

### *Distribution des échantillons dans le plan de Fourier*

En théorie, si la fonction sinc2D (ou la TF de la fonction support utilisée) est supérieure au bruit jusqu'à une distance de son centre comparable au diamètre de la région  $\mathcal{R}$ , alors, quelle que soit la répartition des échantillons dans le plan  $uv$ , il est possible d'obtenir une estimation précise des paramètres  $V_{ij}$  en résolvant le système 24. Autrement dit, contrairement à ce qui est parfois avancé, *il n'y a pas de théorème de l'échantillonnage qui impose une limite supérieure à l'espacement des échantillons dans le plan de Fourier*. En pratique, bien évidemment, les mesures sont bruitées et la TF de la fonction support décroît et devient rapidement plus faible que le bruit. Ceci implique que *pour estimer correctement (avec une incertitude limitée) un paramètre  $V_{ij}$  il faut une densité minimale d'échantillons au voisinage du point  $(i\Delta\theta, j\Delta\theta)$* . Plus précisément, la taille de la région dans laquelle la TF de la fonction support est non négligeable est typiquement de  $\sim 1/\Delta\theta$ . *L'information est donc locale dans le plan  $uv$  et un trou de diamètre supérieur à  $1/\Delta\theta$  dans la distribution des échantillons peut compromettre l'estimation d'un paramètre  $V_{ij}$  et par conséquent la validité de l'image reconstruite*. Cette propriété fondamentale doit être prise en compte dans le choix des paires d'ouvertures, c.-à-d. dans la définition de la configuration d'un interféromètre.

### *Une technique d'imagerie à haute résolution*

En interférométrie, on a coutume d'appeler *ligne de base* le vecteur sous-tendu par les deux ouvertures. Par abus de langage ce terme désigne parfois la longueur  $d$  du segment et parfois encore la longueur  $d_m$  du plus grand segment considérant toutes les paires d'ouvertures utilisées.

Nous avons vu que pour une PSF Gaussienne la région du plan  $uv$  à échantillonner est un cercle de rayon environ égal à la largeur à mi-hauteur de la TF de la PSF :  $\Delta u_{\mathcal{R}} \simeq \Delta r$ . De plus,  $\Delta r$  est relié à la résolution souhaitée par :  $\Delta r = 1/2\pi a^2 \delta\theta$ . Enfin, rappelons que la distance à l'origine d'un échantillon dans le plan  $uv$  correspond à la distance entre les deux ouvertures utilisées exprimée en longueur d'onde et donc  $\Delta u_{\mathcal{R}} = d_m/\lambda$  où  $d_m$  est la longueur de la plus grande ligne de base. Alors, la résolution  $\delta\theta$  est reliée à la plus grande ligne de base  $d_m$  par :

$$\frac{d_m}{\lambda} = \frac{1}{2\pi a^2 \delta\theta} = \frac{4 \ln 2}{\pi \delta\theta} \quad \Rightarrow \quad \delta\theta \simeq \frac{\lambda}{d_m} \quad (25)$$

Cette équation comparée à l'équation 2 révèle l'immense potentiel de l'interférométrie en tant que technique d'imagerie à haute résolution. En effet, on voit que  $d_m$  joue le même rôle pour la résolution que le diamètre du télescope dans le cas de l'imagerie directe. Or, à condition qu'il existe un moyen de transporter les signaux provenant de chaque ouverture pour les faire interférer, rien n'empêche de séparer les ouvertures de plusieurs kilomètres, voire de plusieurs milliers de kilomètres (à l'échelle continentale, planétaire ou encore spatiale). Au contraire, il est difficile d'envisager la construction de télescopes monolithiques ayant des diamètres de l'ordre du kilomètre même en radio où les contraintes sont moins fortes (la plus grande antenne radio, Arecibo, fait 300 m de diamètre). A supposer que cela soit possible techniquement, le coût serait certainement prohibitif.

Cependant, la possibilité d'augmenter indéfiniment la ligne de base ne doit pas faire oublier que le nombre d'échantillons requis augmente comme  $1/\delta\theta^2$  (équation 23). Ainsi, pour un même champ, augmenter la résolution nécessite également d'augmenter le nombre de paires d'ouvertures. Comme chaque ouverture nécessite un télescope, le prix augmente avec la résolution.

### 3. L'interférométrie en pratique

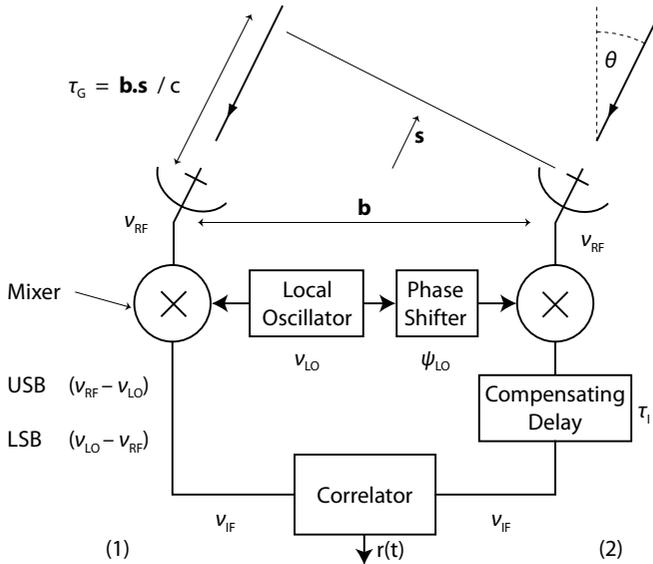


Figure 7.: Schéma représentant les différentes étapes depuis la réception du signal jusqu'à la mesure des visibilités dans le domaine radio (tiré de [13]).

Jusqu'ici l'interférométrie a été abordée de façon heuristique en considérant l'expérience de Young et la possibilité de mesurer l'intensité lumineuse en différents points des franges. En pratique, les techniques utilisées pour effectuer

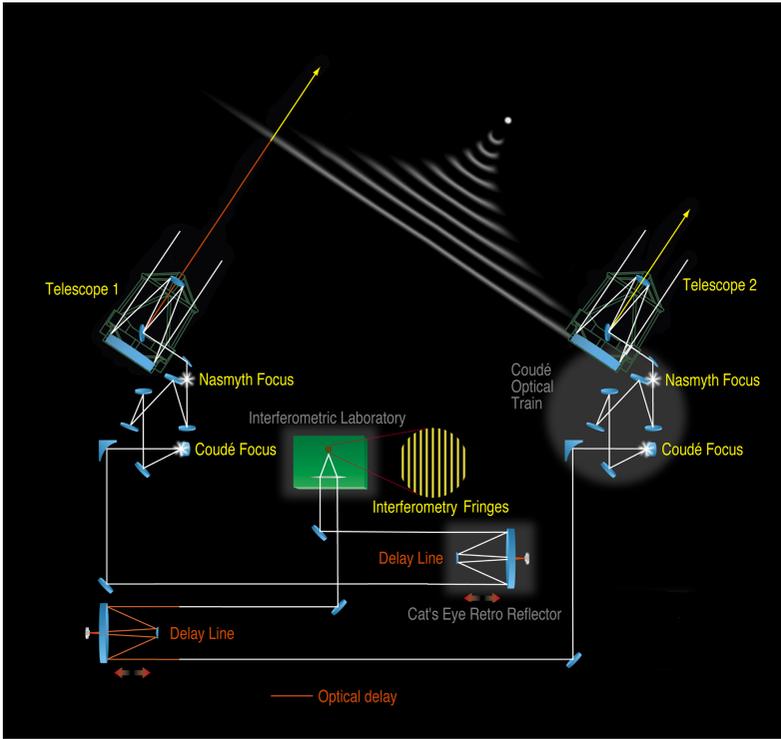


Figure 8.: *Montage optique du VLTI (Very Large Telescope Interferometer)*  
©ESO.

les mesures de visibilité sont parfois très différentes de cette description (pas si différentes en optique). De plus, des techniques et des méthodes ont été développées pour, à la fois, augmenter le nombre d'échantillons pour un nombre fixe de télescopes (la synthèse) et faire de l'imagerie alors que certaines parties du plan  $uv$  sont sous-échantillonnées. Cette section a pour but de relier les différents concepts introduits dans la section précédente avec la réalité pratique de l'interférométrie. Certains aspects techniques de l'acquisition de l'information et de son utilisation pour reconstruire les images sont très brièvement décrits (des aspects tels que les effets atmosphériques ou la calibration ne sont pas abordés), pour une description complète et détaillée des interféromètres et des méthodes de l'interférométrie on pourra par exemple se référer à [10, 24, 23] pour la radio et [7, 2] pour l'optique.

### 3.1 *La mesure des visibilités*

Il y a un point commun à tous les domaines de longueur d'onde dans lesquels l'interférométrie est pratiquée, c'est l'utilisation de télescopes (appelés antennes en radio) pour des raisons évidentes de sensibilité. Il est en général

impossible de déplacer les télescopes dans les trois dimensions pour que la ligne de base se trouve dans le plan parallèle au plan de la source. En pratique on ramène virtuellement les télescopes dans ce plan en appliquant un délais temporel au signal de l'un des deux télescopes, compensant le retard géométrique du centre de la source. Comme la source se déplace dans le ciel la disposition de la ligne de base par rapport au plan de la source change avec le temps et le délais temporel doit être continuellement ajusté. La longueur déterminant la fréquence spatiale échantillonnée est alors la longueur de la ligne de base projetée sur le plan de la source. Hormis ce point commun, les techniques permettant d'obtenir la mesure de visibilité à partir du signal sont très différentes selon que la fréquence correspond au domaine radio ou optique.

### *Dans le domaine radio*

Le champ électromagnétique est directement mesuré au foyer de chaque télescope. Il est transformé en signal électronique transporté par câble, ou transmis par ondes radio ou encore fibre optique. Dans le cas des très grandes lignes de base (VLBI) à l'échelle continentale ou intercontinentale le signal de chaque télescope est enregistré séparément sur un support (bande magnétique par exemple).

En général le signal est converti vers une fréquence plus basse à l'aide d'un mélangeur (voir figure 7). Dans ce composant le signal est mélangé à une onde de fréquence  $\nu_{LO}$  proche de celle du signal et générée par un oscillateur local. Cette conversion permet d'effectuer les opérations électroniques (amplification, filtrage, délais, etc...) toujours à la même fréquence alors que la fréquence d'observation peut varier. Dans le domaine millimétrique ces opérations ne pourraient de toute façon pas se faire à la fréquence du signal pour laquelle les composants électroniques ne sont pas conçus. Aussi, dans ce domaine de fréquence la conversion doit se faire en même temps que la réception. On parle de réception hétérodyne (cf. [13]).

Le délais temporel est appliqué soit en ralongeant simplement l'un des câbles soit numériquement.

Les valeurs de  $I_1$  et  $I_2$  (équation 10) sont obtenues directement à l'aide d'un corrélateur qui effectue numériquement le produit moyenné des deux signaux pour un déphasage relatif nul ( $I_1$ ) et pour un déphasage de  $\pi/2$  ( $I_2$ ). Le corrélateur permet en général d'obtenir en plus la TF du produit moyenné en fonction du délais, ce qui correspond à un spectre. Les données permettent donc de reconstruire une image pour chaque canal de fréquence on parle de cubes de données (les 2 dimensions spatiales et la fréquence).

### *Dans le domaine infrarouge et optique*

A ces fréquences le champ électrique ne peut être directement mesuré et seule l'intensité lumineuse est accessible. On se retrouve donc dans une situation similaire à celle décrite pour l'expérience d'Young : les signaux provenant

des deux télescopes doivent interférer avant la détection. Les faisceaux lumineux provenant des télescopes sont transportés, soit par un montage de miroirs (voir VLTI Fig. 8) soit par fibre optique jusqu'à un "laboratoire de combinaison des faisceaux" où les franges d'interférence sont obtenues.

Le délai temporel est appliqué en rallongeant le chemin optique de l'un des faisceaux par exemple en déplaçant continuellement un des miroirs (Fig.8).

Comme décrit dans la section précédente, pour mesurer une visibilité (les observables  $I_1$  et  $I_2$ ) plusieurs mesures d'intensité en différents points des franges sont nécessaires. En fait on mesure le contraste des franges. Cette opération est appelée encodage des franges (fringe coding). Au sol la phase est presque impossible à mesurer directement à cause de la turbulence atmosphérique. Cependant, pour un nombre d'ouvertures supérieur à 2, il est possible de retrouver la phase par la méthode dite de clôture de phase.

### 3.2 *La synthèse d'ouverture*

Plus le nombre d'échantillons dans la région  $\mathcal{R}$  du plan  $uv$  à échantillonner est grand, meilleure est la précision sur l'estimation des paramètres  $V_{ij}$  permettant de reconstruire l'image. Aussi, pour un nombre  $n_a$  de télescopes il faut tenter d'obtenir un maximum d'échantillons. Cette quête d'information est généralement désignée par le terme de *synthèse d'ouverture*. En effet, nous avons vu qu'en échantillonnant une région dont le rayon correspond à une ligne de base de longueur  $d_m$ , nous pouvons obtenir une image de même résolution que celle obtenue avec un télescope de diamètre  $d_m$ . Si le plan  $uv$  est correctement échantillonné l'image pourra être de même qualité, donc, *échantillonner le plan  $uv$  revient à synthétiser l'ouverture d'un télescope unique*.

$n_a(n_a - 1)$  échantillons

La première idée est bien sûr de réaliser les mesures pour toutes les paires possibles, c.-à-d. les  $n_a(n_a - 1)/2$  paires de télescopes. C'est ce qui est effectivement mis en pratique pour la plupart des interféromètres. Un interféromètre peut alors être défini comme un instrument composé de  $n_a$  éléments (télescopes ou antennes) permettant de mesurer  $n_a(n_a - 1)$  visibilités, à chaque instant, correspondant à toutes les lignes de bases possibles. On voit alors que le nombre de corrélations en radio ou de combinaisons de faisceaux en optique, qu'il est nécessaire de réaliser augmente comme  $n_a^2$ . Cela constitue l'un des défis technologiques que doivent relever les grands interféromètres.

### *Le problème de configuration*

Pour une observation au zenith, les lignes de base projetées sont égales aux lignes de bases réelles. La fonction d'échantillonnage  $f$  composée de fonctions

de Dirac  $\delta(u, v)$  centrées sur les échantillons est alors donnée par :

$$f(u, v) = \left[ \sum_{i=1}^{n_a} \sum_{j=1}^{n_a} \delta\left(u - \frac{x_i - x_j}{\lambda}, v - \frac{y_i - y_j}{\lambda}\right) \right] - n_a \delta(u, v) \quad (26)$$

où  $(x, y)$  sont les coordonnées des antennes sur le terrain et le deuxième terme à droite vient du fait que les combinaisons des signaux avec eux même ne sont pas effectuées. Le premier terme correspond à l'autocorrélation de la fonction "configuration"  $C(u, v)$  composée de Diracs aux emplacements des antennes. Le problème de configuration des interféromètres consiste à trouver la configuration,  $C(u, v)$ , permettant d'approcher au mieux une distribution d'échantillons idéale. Comme le produit d'autocorrélation n'est pas invertible, il faut faire appel à des méthodes itératives (voir par exemple [16, 3]). Lorsque l'on est limité par le nombre d'échantillons, la définition de la distribution cible idéale pour un problème donné résulte d'un compromis entre échantillonnage et sensibilité [4].

#### *La rotation de la Terre ou "super-synthèse"*

Dans cette quête de l'information, la nature nous donne un sérieux coup de pouce : la rotation de la Terre. Celle-ci entraîne un déplacement des lignes de base dans le plan  $uv$  et permet à chaque paire d'antennes d'effectuer des mesures, non pas en un seul point du plan  $uv$ , mais le long d'un arc d'ellipse. La forme de l'arc dépend de l'orientation de la ligne de base, de la latitude du lieu où se trouve l'instrument et de la position de la source. La figure 9 montre la forme des arcs pour différentes combinaisons. Les arcs sont coupés lorsque la source se trouve sous l'horizon. L'utilisation de la rotation de la Terre pour échantillonner le plan  $uv$  est parfois appelée *super-synthèse*.

De façon similaire, l'interférométrie à très grande ligne de base utilisant un télescope spatial profite de l'orbite décrite par le télescope spatial pour synthétiser.

#### *La synthèse multi-configurations*

Un moyen d'obtenir des lignes de base supplémentaires est de déplacer les télescopes. On effectue une observation, puis tous ou une partie des télescopes sont déplacés, on effectue une nouvelle observation et ainsi de suite... Les échantillons obtenus par chaque observation sont ensuite rassemblés en un seul jeu d'échantillons dont la couverture du plan  $uv$  est meilleure que les couvertures individuelles.

En général, pour simplifier le transport du signal et pour des raisons de stabilité des lignes de base, des socles fixes sont construits sur lesquels doivent être fixés les télescopes durant les observations. Plusieurs socles sont prévus pour chaque télescope afin de permettre des observations multi-configurations. Un moyen de transport pour les télescopes doit alors être prévu. Cela pose un

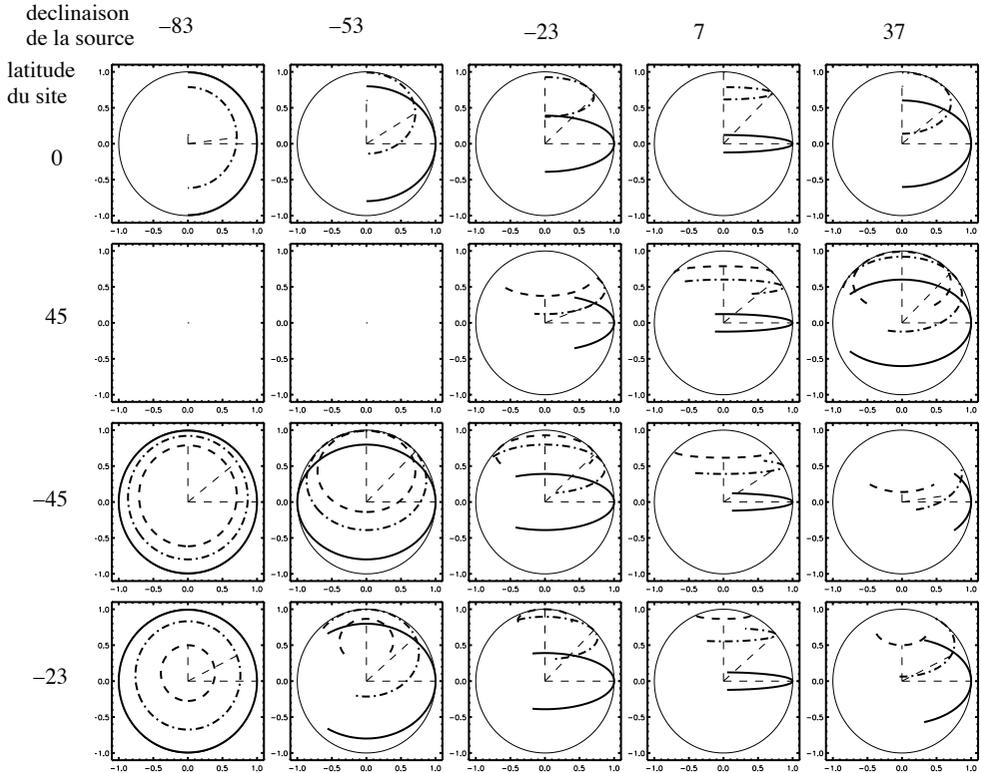


Figure 9.: Arcs d'ellipse décrits par 3 différentes lignes de base pour différentes latitudes et pour différentes positions de source. L'arc d'ellipse en gras correspond à une ligne de base orientée Ouest-Est, en tirets à une ligne de base orientée à 45 deg vers le Nord de la première et en tirets-points à une ligne de base Sud-Nord. Les trois lignes de bases ont la même longueur, leurs projections sur le ciel pour l'angle horaire  $H = 0$  (au transit) sont représentées par les segments en tirets. Le cercle a pour rayon la longueur réelle des 3 lignes de bases.

problème logistique important qui doit être pris en compte dans le choix des positions des socles.

### *La synthèse multi-fréquences*

La distance à l'origine d'un échantillon (c.-à-d. la fréquence spatiale  $f$  du filtre fictif correspondant) est égale à la longueur de la ligne de base divisée par la longueur d'onde :  $f = d/\lambda = d\nu/c$ . Donc pour une ligne de base donnée s'il est possible d'effectuer simultanément des mesures à plusieurs fréquences on obtiendra plusieurs échantillons le long de la ligne de base projetée.

Pour que les échantillons obtenus aux différentes fréquences soient exploitables il faut que les variations de l'intensité de la source en fonction de la fréquence soient connues (il faut avoir une information *a priori* sur le spectre de la source). Ceci est par exemple le cas si l'on sait que la source émet du rayonnement synchrotron : on est alors capable de modéliser le spectre par une loi de puissance. Cette technique est décrite en détail pour les observations avec le VLBA (voir ci-après) dans [23], p. 419.

### *Le mosaicing ou l'observation multi-champs*

En réalité, contrairement à la mesure de visibilité obtenue dans l'expérience d'Young, la mesure obtenue en utilisant des télescopes pour capter l'émission incidente ne correspond pas à une unique ligne de base. C'est la somme de toutes les mesures qu'il est possible de faire en ne prenant qu'un point à la surface de chaque télescope. La mesure correspond donc à l'intégrale de la fonction de visibilité sur une surface circulaire du plan  $uv$ , centrée sur l'échantillon, de rayon le diamètre des télescopes exprimé en longueur d'onde  $D/\lambda$  et pondérée par l'autocorrélation de l'ouverture. Ainsi, chaque échantillon contient de l'information provenant de son voisinage proche. [11] ont montré qu'il était possible de récupérer cette information en effectuant des pointages adjacents. Cette information est utile à partir du moment où la source est plus grande que la moitié du champ. En effet, nous avons vu que pour chaque nœud d'une grille de pas  $1/\Delta\theta$  où  $\Delta\theta$  est la taille de la source il y a un nouveau paramètre à évaluer. Nous avons également vu que la taille du champ est donnée par  $2\lambda/D$ . Donc pour une source de taille supérieure à  $\lambda/D$  il est intéressant d'avoir des échantillons espacés de moins que  $D/\lambda$ . Une description de cette méthode est donnée dans [12].

### *Le problème des espacements courts*

L'utilisation de télescopes de diamètre  $D$  implique qu'il n'est pas possible d'avoir des lignes de base de longueur inférieure à  $D$  et donc qu'il ne peut y avoir d'échantillons à l'intérieur d'un cercle de rayon  $D$  centré sur l'origine du plan  $uv$ . L'information spatiale correspondant à cette région est importante puisqu'il s'agit des basses fréquences spatiales c.-à-d. de l'aspect de la source à

l'échelle du champ de vue. Ce problème représente la principale limitation de l'interférométrie comme technique d'imagerie. Il existe toutefois des solutions :

- Il est possible d'obtenir le point central en effectuant l'autocorrélation du signal provenant d'un ou plusieurs télescopes de l'interféromètre. L'utilisation d'une autre antenne de diamètre  $D'$  plus grand permet d'obtenir en plus du point central des points jusqu'à  $D'/2\lambda$ . L'exemple type est l'utilisation de l'antenne de 30 m de diamètre de l'IRAM en Espagne pour compléter les données interférométriques du Plateau de Bure dont les antennes font 15 m de diamètre.
- On peut utiliser un autre interféromètre composé d'antennes plus petites ou dans un même interféromètre utiliser des antennes de différents diamètres (interféromètre hétérogène).
- On peut faire du mosaïcing pour récupérer l'information voisine des mesures les plus proches du centre.

### 3.3 *La reconstruction des images*

Nous avons vu qu'il est possible de reconstruire une image à résolution finie avec un nombre fini d'échantillons. Le problème de la reconstruction de la distribution de brillance telle qu'elle est réellement sur le ciel (résolution infinie) est un problème inverse mal posé au sens mathématique : il admet une infinité de solutions. Dans cette terminologie mathématique le fait d'accepter une résolution finie pour obtenir une solution ou une famille de solutions s'appelle une régularisation du problème. Les paramètres  $V_{ij}$  de l'équation 22 peuvent alors être estimés dans la région du plan  $uv$  correctement échantillonnée. La taille de cette région fixe la résolution. Une méthode de moindres carrés telle que la méthode NNLS (Non Negative Least Squares) développée par [20] et appliquée à l'interférométrie par [8], peut être utilisée.

[17, 18, 19] ont développé une méthode itérative (WIPE) qui permet d'améliorer la définition du support de la source et donc, comme nous l'avons vu, la précision de l'image. Cette méthode permet également d'obtenir une estimation des erreurs ou des artefacts dans l'image obtenue (cf. [1]). Même si ces méthodes linéaires commencent à apparaître dans les logiciels d'imagerie (par exemple WIPE dans GILDAS, le logiciel de l'IRAM), traditionnellement les astronomes procèdent autrement et utilisent des méthodes non-linéaires.

#### *L'image "sale"*

Afin de combler le manque d'information lié à l'échantillonnage fini et irrégulier du plan  $uv$  (nous avons vu que l'information est locale dans le plan  $uv$ ) il est possible de faire appel à des contraintes ou de tenir compte de propriétés connues de la source observée en particulier ou des sources astrophysiques en général. Cela revient en fait à sélectionner parmi toutes les solutions au problème mal posé la solution la plus satisfaisante. Comme ces contraintes ou propriétés concernent les images et non leurs TFs, on a l'habitude de travailler dans le plan image et non dans le plan de Fourier. C'est pourquoi, en général,

la première opération effectuée est la construction d'une image dite "sale" à partir des données. C'est ensuite que l'on "nettoie" cette image à l'aide d'une méthode dite de "déconvolution".

Si l'on effectue directement la TF des données, c.-à-d. de la somme des fonctions de Dirac centrées sur les échantillons et affectés des mesures on obtient :

$$\begin{aligned}
 B_S(l, m) &= \iint \sum_k^N [\bar{V}_k \delta(u - u_k, v - v_k) \\
 &\quad + \bar{V}_k^* \delta(u + u_k, v + v_k)] e^{-2i\pi(ul+vm)} du dv \\
 B_S(\boldsymbol{\xi}) &= \sum_k^N \{ |\bar{V}_k| (\cos \phi_k + i \sin \phi_k) (\cos[2\pi\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{b}_k] - i \sin[2\pi\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{b}_k]) \} \\
 &\quad + \{ |\bar{V}_k| (\cos \phi_k - i \sin \phi_k) (\cos[2\pi\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{b}_k] + i \sin[2\pi\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{b}_k]) \} \\
 &= 2 \sum_k^N |\bar{V}_k| \cos[2\pi\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{b}_k - \phi_k]. \tag{27}
 \end{aligned}$$

On voit que cela revient à sommer les filtres fictifs décrits dans la section précédente, déphasés de la phase donnant le maximum d'intensité et affectés de ce maximum (voir discussion sur le sens des observables  $|\mathcal{V}|$  et  $\phi$ ). En pratique, le temps de calcul pour effectuer cette somme pour chaque pixel de l'image est trop long et il est beaucoup plus efficace d'utiliser l'algorithme FFT (Fast Fourier Transform). Cet algorithme permet d'effectuer la TF d'une grille sur une grille. Avant de l'exécuter il faut donc interpoler les données sur une grille, c'est l'opération dite de "gridding". L'interpolation est généralement effectuée par une opération de convolution.

Si l'on néglige les effets du gridding alors l'image sale peut s'écrire :

$$B_S = \mathcal{F}\{f \times \mathcal{V}_L\} = S * B_L \tag{28}$$

où  $f$  est la fonction d'échantillonnage,  $B_L$  la brillance de la source multipliée par le lobe et  $S = \mathcal{F}\{f\}$  est donc la PSF de l'image sale.  $S$  ne dépend que des coordonnées des échantillons dans le plan  $uv$  et on l'appelle *lobe synthétisé*.

Tout le problème de l'imagerie consiste donc à transformer le lobe synthétisé, dont la forme peut induire d'importants artefacts dans l'image, en la PSF que nous souhaitons, que l'on appelle aussi *lobe propre*. Le lobe synthétisé est en général composé d'un pic central et de pics secondaires sur les côtés appelés lobes secondaires. Ce sont ces lobes secondaires qui faussent l'image et qu'il faut tenter de réduire au maximum.

Une première opération, à effectuer avant même la TF, peut améliorer l'aspect de l'image sale, voire la nettoyer complètement si le plan  $uv$  est correctement échantillonné : il s'agit de pondérer les échantillons.

*Pondération*

Différents types de pondérations peuvent être appliqués selon la résolution et le niveau de lobes souhaités et en fonction de la qualité de l'échantillonnage.

**Apodisante** : cette pondération consiste à donner des poids décroissants avec le rayon dans le plan  $uv$ . L'apodisation a pour effet de minimiser les lobes secondaires liés à la coupure dans le plan  $uv$ . En effet, le fait que la région échantillonnée soit limitée revient à multiplier la fonction de visibilité par une fonction porte, ce qui donne une PSF de type sinus cardinal dont les lobes secondaires sont importants. En réduisant le poids des données situées à la limite de la région échantillonnée on adoucit la coupure. Cette pondération a également pour effet de dégrader la résolution.

**Naturelle** : chaque mesure est affectée d'un poids inversement proportionnel au carré de son bruit. Le bruit de chaque mesure est calculé à partir de la température de système et du temps d'intégration. On peut montrer que c'est la pondération qui minimise l'erreur sur l'estimation du flux d'une source ponctuelle. En général le terme de lobe synthétisé désigne le lobe obtenu avec la pondération naturelle.

**Uniforme** : le poids attribué à chaque échantillon est tel que la somme des poids des échantillons situés dans une cellule  $uv$  est constante. La taille des cellules est un paramètre libre. Ceci a pour effet de donner plus de poids aux grandes lignes de base : plus les cellules sont éloignées du centre moins elle contiennent d'échantillons et donc le poids relatif donné aux mesures est plus important. La résolution en est améliorée mais la coupure étant plus marquée les lobes secondaires augmentent.

**Robuste** : c'est une variante de la pondération uniforme qui évite de donner trop de poids à une cellule dont le poids naturel est petit. Une façon de l'implémenter consiste à affecter chaque mesure de la somme des poids naturels de la cellule lorsque cette somme est inférieure à un seuil, et sinon du rapport du seuil par la somme. Cette méthode permet de bénéficier des avantages des pondérations naturelles et uniformes : meilleure résolution et diminution des lobes secondaires sans perdre trop de sensibilité.

**D'après un modèle de densité** : une nouvelle méthode introduite par [5]. L'idée est la suivante : supposons que l'on souhaite un lobe propre noté  $P$ . Cela signifie que pour l'image propre chaque point du plan  $uv$  est affecté d'un poids donné par la TF du lobe propre :

$$\mathcal{F}\{P * B_L\} = \mathcal{F}\{P\} \times \mathcal{V}_L \quad (29)$$

Or le poids effectif d'un point du plan  $uv$  lorsque la fonction  $\mathcal{V}_L$  n'est échantillonnée qu'en certains points est donné par la densité locale de poids. Donc, un moyen de faire tendre le lobe synthétisé vers le lobe propre est d'ajuster la densité locale de poids pour qu'elle tende vers la TF du lobe propre. Pour que le lobe tende réellement vers le lobe propre il ne faut pas qu'il y ait trop de zones sous-échantillonnées : si la densité

locale est nulle on ne peut rien faire pour l'ajuster. D'autre part, la notion de densité locale doit s'appliquer à plusieurs échelles. Plus l'échelle considérée est petite dans le plan de Fourier plus les lobes secondaires éloignés du pic central seront diminués et inversement. La densité locale peut être obtenue en convoluant les données avec une fonction dont le support détermine l'échelle considérée. Soit  $d_k$  la densité locale aux coordonnées  $(u_k, v_k)$  du  $k$ ème échantillon alors on lui attribue le poids :

$$w_k = \frac{d_M(u_k, v_k)/d_k}{\max(d_M(u_k, v_k)/d_k, k)} \quad (30)$$

où  $d_M(u_k, v_k)$  est la valeur du modèle (par ex. la TF du lobe propre souhaité) en  $(u_k, v_k)$ . Le dénominateur est simplement un facteur de normalisation qui donne une valeur maximale aux poids égale à 1. Si certaines zones sont trop sous-échantillonnées cette pondération peut induire une perte de sensibilité trop importante. Deux moyens de contrôle de la perte de sensibilité sont proposés :

1. l'imposition d'un seuil  $s$  compris entre 0 et 1 :

$$w_{sk} = \begin{cases} w_k & \text{si } w_k \geq s \\ s & \text{si } w_k < s \end{cases} \quad (31)$$

2. l'ajustement de la relation entre poids et densité locale par l'intermédiaire d'un facteur de couplage  $c$  :

$$w_{sck} = c(w_{sk} - 1) + 1 \quad (32)$$

où  $c$  est à ajuster entre 0 et 1. Pour  $c = 1$  le poids est complètement couplé à la densité locale (plus précisément au manque de densité). Plus  $c$  est petit moins le poids est couplé et moins la sensibilité est affectée.

Dans [5] il est montré que pour le projet ALMA cette méthode de pondération permettra d'obtenir des images propres pour une perte de moins de 5% (2% pour les configurations les plus compactes) en sensibilité à condition que les configurations soient optimisées pour produire des distributions d'échantillons déjà proches du modèle souhaité.

### La déconvolution

Après la pondération des données l'image sale obtenue est :

$$B_S = \mathcal{F}\{f_P \times \mathcal{V}_L\} = S_P * B_L \quad (33)$$

où  $f_P$  est la fonction d'échantillonnage pondérée et  $S_P$  sa TF. Comme l'objectif est d'obtenir la représentation la plus fidèle possible de  $B_L$  on dit souvent que le problème d'imagerie est un problème de "déconvolution" : idéalement on

voudrait s'affranchir du terme  $S_p$ . Cette vision est abusive puisque, cela a déjà été souligné, l'imagerie ne peut se faire qu'à résolution finie, il y aura toujours un noyau de convolution. L'objectif est de rendre ce noyau le plus compact possible et ayant un niveau de lobes secondaires le plus bas possible. Il a également été mentionné que pour résoudre le problème d'imagerie il faut introduire des contraintes ou faire appel à des propriétés connues de la source. Plusieurs méthodes de déconvolution ont été développées, les deux méthodes les plus couramment utilisées par les astronomes sont :

1. CLEAN Cette méthode [14] se base sur l'hypothèse que la source est une juxtaposition d'un nombre fini de sources ponctuelles. Alors, la résolution du problème se réduit simplement à une succession d'ajustements-soustractions de sources ponctuelles, c.-à-d. du lobe synthétisé, dans l'image sale. Les positions et intensités des sources, appelées composantes CLEAN sont répertoriées. Il est ensuite possible d'obtenir une image propre en convoluant les composantes CLEAN avec le lobe propre.

Il existe plusieurs variantes de cet algorithme très simple qui se révèle être très efficace dans la plupart des cas. Cependant, cette méthode pose un problème au niveau de l'estimation des erreurs : aucune analyse n'a été développée pour estimer et identifier les artefacts dans l'image reconstruite.

2. MEM (Maximum Entropy Method) Cette méthode [22] suppose que la solution au problème de déconvolution est celle qui maximise une grandeur appelée entropie (qui n'a pas de rapport avec l'entropie physique). Plusieurs variantes de cette méthode existent basées chacune sur une définition différente de l'entropie. En général on définit l'entropie comme une quantité qui, lorsqu'elle est maximisée, produit une image positive et dans laquelle les valeurs des pixels occupent un intervalle aussi petit que possible.

On voit que les méthodes CLEAN et MEM sont basées sur des propriétés *a priori* des sources en général très différentes. Une comparaison de ces deux méthodes est présentée par [9].

## 4. Les interféromètres d'aujourd'hui et de demain

### 4.1 Les interféromètres en service actuellement

Le tableau 1 liste les principaux interféromètres en service actuellement ou en fin de construction. Dans ce tableau ne figurent que les plus grands interféromètres dont le but est de faire de l'imagerie. Il manque toutefois les réseaux de télescopes au niveau international permettant de faire de l'interférométrie à très grande ligne de base (VLBI pour Very Long Baseline Interferometry) dans le domaine radio. Ces réseaux utilisent les télescopes disponibles des différents observatoires du monde. Le signal de chaque télescope est enregistré localement et la corrélation se fait *a posteriori* dans un centre équipé d'un corrélateur. Ces réseaux sont à géométrie variable selon que tel ou tel télescope

DOMAINE SPECTRAL	NOM	$n_a$	$D$ (m)	$d_m$ (km)	FRÉQ. (GHz)	RÉSOL. MAX.	SURFACE (m <sup>2</sup> )	LIEU	INSTITUTION
métrique et cmétrique	GMRT	30	45	25	0.05-1.5	1.7 assec	$48 \times 10^3$	Inde	NCRRA (Inde)
	WSRT	14	25	2.7	0.31-8.65	2.2 assec	$6.9 \times 10^3$	Pays Bas	ASTRON (NL)
	ATCA	6	22	6	1.25-9.2	1 assec	$2.3 \times 10^3$	Australie	CSIRO (Australie)
métrique	MERLIN	7	76 ou 30, 32, $4 \times 25$	217	0.151-24	50 mas	$7.3 \times 10^3$	Angleterre	Jodrell Bank Observatory (UK)
	VLBA	10	25	8600	0.33-43	1 mas	$4.9 \times 10^3$	USA, Hawaï, Îles Vierges satellite	NRAO (USA)
	VSOPT	1+?	8	21000	1.6-22	0.1 mas		Nouveau Mexique	ISAS, NAO (Japon)
mmétrique	VLA	27	25	36	0.30-50	40 mas	$13.3 \times 10^3$	Nouveau Mexique	NRAO (USA)
	NMA	6	10	0.35	85-237	0.7 assec	471	Japon	NRO (Japon)
	PdBI	6	15	0.4	81-245	0.7 assec	$1.1 \times 10^3$	France	IRAM (France, Allemagne, Espagne)
submm	CARMA	15+8	$10.4(6 \times) + 6.1(9 \times), 3.5(8 \times)$	2	85-270	0.4 assec	850	Californie	Universités de Berkeley, Illinois et Maryland
	SMA	8	6	0.50	180-900	0.1 assec	226	Hawaï	SAO (USA), ASTIAA (Taiwan)
infrarouge et optique	ISI	3	1.65	0.075	$27 \times 10^3$	15 mas	6.4	Californie	Université de Berkeley (USA)
	CHARA	6	1	0.35		0.2 assec	5	Californie	Université de Géorgie (USA)
	COAST	4	40 cm	0.10		1 mas	0.5	Angleterre	MRAO (UK)
	VLT	7	$4 \times 8, 3 \times 1.8$	0.20		1 mas	209	Chili	ESO (Europe)

Table 1.: Les principaux interféromètres aujourd'hui. ( $n_a$  : nombre de télescopes ;  $D$  : diamètre des télescopes ;  $d_m$  : longueur de la plus grande ligne de base)

participe aux observations et les caractéristiques des différents télescopes sont très hétérogènes, d'où la difficulté de les inclure dans ce tableau.

Le VLBA (Very Long Baseline Array) utilise le même principe d'acquisition et de corrélation qu'en VLBI mais il s'agit réellement d'un instrument unique composé d'éléments identiques. En Europe le réseau principal de VLBI est le EVN (European VLBI Network) aux longueurs d'onde métriques et centimétriques. Aux mêmes longueurs d'onde les antennes d'Asie et du Pacifique sont regroupées dans le réseau APT (Asia Pacific Telescope). Aux longueurs d'onde millimétriques les différents observatoires du monde forment le CMVA (Coordinated MM VLBI Array). Ces différents réseaux peuvent également se combiner pour former des réseaux globaux. Par exemple le VLBA et le EVN sont combinés pendant 2 ou 3 semaines tous les 3 mois. Depuis 1997 il est également possible d'utiliser le satellite du VSOP (VLBI Space Observatory Programme) combiné avec des antennes des réseaux VLBI (le VLBA par ex.).

La sensibilité d'un interféromètre comme celle d'un télescope monolithique est proportionnelle à la surface collectrice (voir par ex. [25]). Les surfaces données dans le tableau 1 montrent que le VLTI est le premier interféromètre à pouvoir concurrencer les grands télescopes ( $50\text{m}^2$ ) dans le domaine optique-infrarouge en sensibilité. Dans le domaine métrique-centimétrique le VLA depuis plus de vingt cinq ans permet d'obtenir une sensibilité supérieure à celle des plus grandes antennes uniques orientables ( $\sim 8 \times 10^3 \text{m}^2$ ) et comparable à celle d'Arecibo ( $19 \times 10^3 \text{m}^2$ ).

Ce tableau met également en évidence un manque relatif de résolution dans le domaine millimétrique et submillimétrique. Dans tous les autres domaines de longueurs d'onde des résolutions de l'ordre de la milliseconde d'arc (mas) sont atteintes alors que les interféromètres millimétriques dépassent à peine la seconde d'arc (asec) et le SMA atteint le dixième de seconde d'arc.

Il apparait également que le nombre d'éléments dans les interféromètres, (ce nombre révèle la capacité d'un interféromètre à échantillonner le plan  $uv$  et donc sa qualité d'imagerie), est beaucoup plus important dans le domaine métrique-centimétrique. Cela vient en partie du coût plus important des télescopes aux plus hautes fréquences (plus de contraintes sur la qualité des surfaces) mais aussi de difficultés techniques : détection hétérodyne, calibration de la phase (problème lié à l'atmosphère) en millimétrique-submillimétrique et transport du signal, mesure des visibilités en infrarouge-optique.

#### 4.2 *Les futurs interféromètres*

##### *Evolutions et modernisations*

EVLA (Expanded VLA) Il s'agit d'un projet d'extension et de mise à jour de la technologie du VLA. Dans une première phase les récepteurs, le transport du signal (installation de fibres optiques), et le corrélateur seront changés au profit de technologies plus modernes. Ensuite, des antennes seront ajoutées (peut-être 8) jusqu'à une distance de 250 km du VLA.

Ce projet dont la première phase devrait s'achever en 2009 permettra d'améliorer toutes les performances du VLA d'un facteur 10 : sensibilité, résolution spectrale et spatiale.

VSOP-2 (VLBI Space Observatory Programme) : mise en orbite d'une nouvelle antenne de 10 m en 2012. Cela devrait permettre d'obtenir une résolution et une sensibilité dix fois supérieures à celles de VSOP qui a pris fin en 2005.

### *Les interféromètres de nouvelle génération*

LOFAR (The Low-Frequency Array) Le projet pour les basses fréquences radio est décrit en détail dans cet ouvrage par M. Tagger et P. Zarka.

ATA (Allen Telescope Array) Développé par l'institut SETI (Search for Extraterrestrial Intelligence) et l'Université de Californie (Berkeley) sur des fonds privés, cet interféromètre composé de 350 antennes de 6 m de diamètre est en cours de construction. Il sera partiellement utilisé pour la radioastronomie et couvrira les fréquences de 0.5 à 11.2 GHz. Avec une ligne de base maximale de l'ordre du kilomètre la résolution atteindra 6 asec et sa surface collectrice sera de  $10^4$  m<sup>2</sup>. Les antennes, produites par un fabricant d'antennes paraboliques pour la réception des signaux satellites, sont à faible coût et leur nombre pourra être augmenté ultérieurement.

SKA (Square Kilometer Array) Encore au stade de concept, ce projet reste ouvert sur un certain nombre de propositions. L'idée est de réaliser un interféromètre de un kilomètre carré de surface collectrice dans le domaine centimétrique afin d'augmenter de deux ordres de grandeur la sensibilité des instruments existant. La plus grande ligne de base serait de 1 000 km et l'interféromètre pourrait être composé de 30 stations de 200 m de diamètre (2 fois plus grand que les plus grandes antennes orientables actuelles). Ces stations pourraient être soit de réelles antennes de 200 m de diamètres soit des ensemble d'antennes plus petites phasées. Le projet est décrit en détail dans la présentation de S. Torchinsky lors de cette école.

ALMA (Atacama Large Millimetre Array) Ce projet, développé par les Etats Unis (NRAO), l'Europe (ESO), le Japon et Taïwan, a pour but de combler le déficit en résolution du domaine millimétrique et submillimétrique et d'augmenter d'un facteur 10 (7 par rapport au PdBI) la surface collectrice des instruments actuels. Composé de 50 antennes de 12 m de diamètre, l'interféromètre sera reconfigurable à l'aide de transporteurs. Il sera complété par un interféromètre compact (ALMA Compact Array) de 12 antennes de 7m et de 4 antennes de 12m pour les espacements courts. Le nombre de stations permettra de couvrir toute une gamme de résolutions et de sensibilités de brillance avec une grande souplesse : le diamètre des différentes configurations variera entre 100 m pour la plus compacte jusqu'à plus de 15 km pour la plus étendue. ALMA est en court



Figure 10.: *Vue d'artiste du projet ALMA (©ESO).*

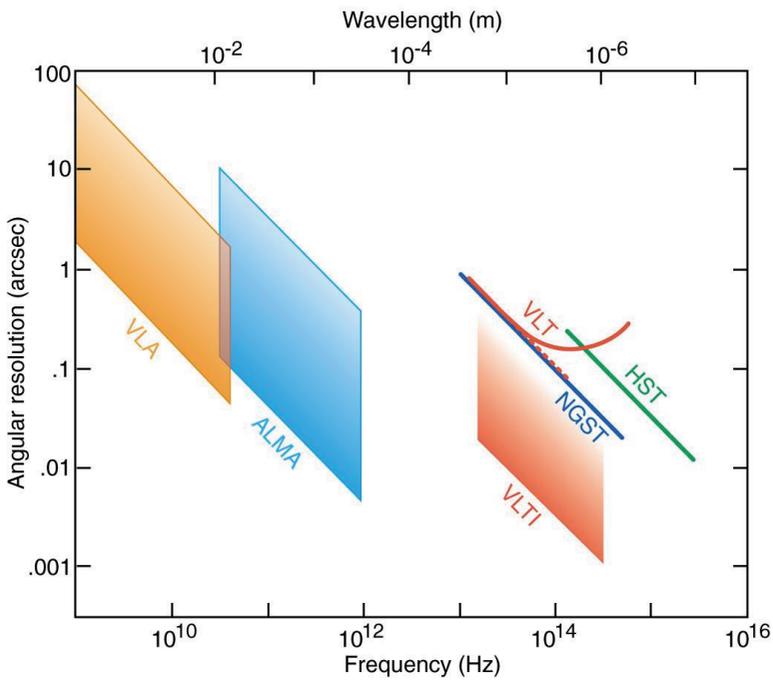


Figure 11.: *Résolution d'ALMA comparée aux autres instruments à haute résolution.*

de construction sur le plateau de Chajnantor à 5 000 m d'altitude dans le désert de l'Atacama au Chili où la qualité de l'atmosphère permettra une très grande couverture en fréquence jusqu'au domaine submillimétrique : de 30 GHz à 900 GHz. Lorsqu'ALMA sera opérationnel il sera possible de faire de l'imagerie aux plus hautes résolutions à la fois en optique et dans le domaine millimétrique-submillimétrique (voir Fig.11), ceci sera particulièrement intéressant pour les études multi-longueurs d'ondes de certains objets. SKA permettra d'atteindre les mêmes résolutions aux plus basses fréquences.

DARWIN C'est un projet de l'ESA (European Space Agency) d'interférométrie spatiale dans le domaine infrarouge. 6 télescopes de 1.5 m de diamètre seront envoyés au delà de Mars (pour ne pas être gêné par la poussière zodiacale) et combineront leurs lumières dans une unité centrale chargée de mesurer les visibilités. Les lignes de bases pourront être de 10 à 100 mètres de longueur. L'objectif principal est la détection de planètes mais un tel instrument aura de nombreuses applications astrophysiques (toutes les sources infrarouges lumineuses).

La variété et l'envergure des projets montrent à quel point l'interférométrie occupera une place de premier plan dans l'instrumentation des prochaines années. Un investissement considérable sera réalisé dans la construction de nouveaux interféromètres ayant jusqu'à 10 fois plus de télescopes dans un domaine spectral donné (mis à part le domaine optique-infrarouge où le VLTI est déjà un instrument de nouvelle génération). Plus que jamais se pose le problème de la conception (du design) des interféromètres : comment doivent être disposés les télescopes d'un interféromètre pour assurer une conversion optimale de l'investissement en qualité d'imagerie et garantir ainsi un maximum de retour scientifique ?

Bien entendu ce problème n'est pas nouveau et la question s'est posée dès la conception des premiers interféromètres. Cependant le grand nombre de télescopes impliqués dans les nouveaux projets donne une nouvelle importance à la question du design. D'une part le grand nombre d'échantillons permet d'échantillonner le plan  $uv$  sans trous (c.-à-d. avec des séparations entre les échantillons voisins plus petites que le minimum requis par l'objectif scientifique). D'autre part le nombre de degrés de liberté (le nombre de télescopes) est grand et il devient plus facile de s'approcher d'une distribution d'échantillons idéale dans le plan de Fourier (à déterminer en fonction de l'objectif scientifique). Ainsi, un design optimal devrait permettre non seulement d'extraire toute l'information requise pour l'imagerie (couverture sans trous) mais aussi, grâce à une distribution adéquate des échantillons, de produire instantanément (par une simple transformée de Fourier et éventuellement une légère pondération) une image de qualité satisfaisante avec toute la sensibilité de l'instrument.

**Références**

- [1] E. Anterrieu. Advanced imaging methods: Wipe. In *Iram Millimeter Interferometry Summer School 2*, pages 195+, 2000.
- [2] J.M. Beckers and F. Merkle, éditeurs. *ESO Conference on High-Resolution Imaging by Interferometry II. Ground-Based Interferometry at Visible and Infrared Wavelengths*, 1992.
- [3] F. Boone. Interferometric array design: Optimizing the locations of the antenna pads. *Astron. Astrophys.*, 377:368–376, Octobre 2001.
- [4] F. Boone. Interferometric array design: Distributions of fourier samples for imaging. *Astron. Astrophys.*, 386:1160–1171, Mai 2002.
- [5] F. Boone. A proposal of optimized configurations for the alma. In *ALMA memo*, numéro 400. 2002.
- [6] R. Bracewell. *The Fourier Transform and its applications*. Electrical and Electronic Engineering Series. McGraw-Hill, New York, 1965.
- [7] J.B. Breckinridge, éditeur. *Amplitude and intensity spatial interferometry; Proceedings of the Meeting, Tucson, AZ, Fév. 14-16, 1990*, volume 1237, 1990.
- [8] D.S. Briggs. *High Fidelity Deconvolution of Moderately Resolved Sources*. Thèse de Doctorat, The New Mexico Institute of Mining and Technology, 1995.
- [9] T. Cornwell, R. Braun, and D.S. Briggs. Deconvolution. In *ASP Conf. Ser. 180: Synthesis Imaging in Radio Astronomy II*, pages 151+, 1999.
- [10] A. Dutrey, éditeur. *Millimeter Interferometry*, 2000.
- [11] R.D. Ekers and A.H. Rots. Short Spacing Synthesis from a Primary Beam Scanned Interferometer. In *ASSL Vol. 76: IAU Colloq. 49: Image Formation from Coherence Functions in Astronomy*, pages 61+, 1979.
- [12] F. Gueth. Mosaicing. In *Iram Millimeter Interferometry Summer School 2*, pages 207+, 2000.
- [13] S. Guilloteau. Millimetre interferometers. In *Iram Millimeter Interferometry Summer School 2*, pages 15+, 2000.
- [14] J.A. Högbom. Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometer Baselines. *Astron. Astrophys. Suppl.*, 15:417+, June 1974.
- [15] E. Hecht. *Optics*. Addison-Wesley, 2nde édition, 1987.
- [16] E. Keto. The shapes of cross-correlation interferometers. *Astrophys. J.*, 475:843+, Février 1997.
- [17] A. Lannes, E. Anterrieu, and K. Bouyoucef. Fourier interpolation and reconstruction via shannon-type techniques: I. regularization principle. *J. of Modern Optics*, 41:1537–1574, Janvier 1994.
- [18] A. Lannes, E. Anterrieu, and K. Bouyoucef. Fourier interpolation and reconstruction via shannon-type techniques: II. technical developments and applications. *J. of Modern Optics*, 43:105–138, 1996.

- [19] A. Lannes, E. Anterrieu, and P. Marechal. Clean and wipe. *Astron. Astrophys. Suppl.*, 123:183–198, Mai 1997.
- [20] C.L. Lawson and R.J. Hanson. *Solving least squares problems*. Prentice-Hall Series in Automatic Computation, Englewood Cliffs. Prentice-Hall, 1974.
- [21] A.A. Michelson. *Studies in Optics*. Dover Publication (réédition de 1995), 1927.
- [22] R. Narayan and R. Nityananda. Maximum entropy image restoration in astronomy. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 24:127–170, 1986.
- [23] G.B. Taylor, C.L. Carilli, and R.A. Perley, editors. *Synthesis Imaging in Radio Astronomy II*, 1999.
- [24] A.R. Thompson, J.M. Moran, and G.W. Swenson. *Interferometry and synthesis in radio astronomy*. Wiley-Interscience, New York, 2nde édition, 2000.
- [25] J.M. Wrobel and R.C. Walker. Sensitivity. In *ASP Conf. Ser. 180: Synthesis Imaging in Radio Astronomy II*, pages 171+, 1999.

## Radio propagation and scintillation

Graham WOAN

*Department of Physics & Astronomy, University of Glasgow, UK*

**Abstract.** The signals we collect from a celestial radio source have not only had a long journey, they have probably had a rough one. Throughout the trip they have passed through numerous regimes of tenuous but turbulent plasma, including the immediate vicinity of the source itself, possibly the complex interstellar medium, the interplanetary medium and finally the Earth's own ionosphere, and each of these introduces its own imprint on the radiation field. Sometimes these imprints can be obvious, such as the scatter broadening of compact sources, and sometimes subtle, such as the time-frequency correlations in pulsar dynamic spectra. Here we investigate some of the basic physics behind these phenomena and derive some simple 'rule-of-thumb' relationships that help the astronomer decide whether propagation effects are important or not for a particular observation.

**Résumé.** Les signaux que nous nous recevons d'une source radio céleste ont non seulement parcouru un long voyage, mais ce voyage fut probablement chahuté. Tout du long du trajet, ils ont traversé de nombreux régimes de plasma ténus mais turbulents : à la proximité immédiate de la source elle-même, probablement le milieu interstellaire complexe, le milieu interplanétaire et finalement la propre ionosphère de la Terre. Chacun de ces milieux ajoute sa propre trace sur le champ de rayonnement. Parfois, ces traces peuvent être évidentes, comme l'élargissement par diffusion des sources compactes. Elle peuvent être subtiles aussi, comme la corrélation temps-fréquence dans les spectres dynamiques de pulsars. Ici nous étudions quelques éléments basiques de physique qui se cachent derrière ces phénomènes et en déduisons des règles opérationnelles simples pour aider l'astronome à décider des effets de propagation qui doivent être retenus pour une observation spécifique.

**Table des matières**

<b>1. Introduction</b>	<b>149</b>
<b>2. Plasma properties – non-magnetised plasmas</b>	<b>149</b>
<b>3. Real astrophysical plasmas</b>	<b>152</b>
<b>4. Non-uniform plasmas</b>	<b>153</b>
<b>5. Temporal broadening</b>	<b>155</b>
<b>6. The simple phase screen</b>	<b>156</b>
<b>7. More realistic plasma structure</b>	<b>160</b>
<b>8. Real astrophysical plasmas</b>	<b>162</b>
<b>9. Summary</b>	<b>163</b>

## 1. Introduction

Radio propagation through astrophysical plasmas, including the Earth's own ionosphere, is a vast and complex topic. Although most of the basic physics is relatively simple, the effects of this physics on the signals by the time we receive them on Earth can be both subtle and surprising. On the plus side, the media can usually be regarded as lossless (if not always optically thin), so the effects of propagation are limited to phase-like influences, including delays and rotations of the plane of polarisation. To highlight this, I will limit our discussion to the basic underlying physics of propagation through inhomogeneous media and then skip to some of the final results. More detailed expositions can be found in the voluminous literature, spanning at least six decades of scintillation observations and analyses in radio astronomy, radio communication, radar and optics, and some references to these are included in the summary at the end.

We will of course concentrate on the influence of radio propagation on low frequency radio astronomy. These include propagation through magnetised and non-magnetised plasmas including the ionosphere, the interplanetary medium, the solar corona, the interstellar medium and the intergalactic medium. Importantly, we will look carefully at propagation through inhomogeneous plasmas, as it is these that generate the most complex and interesting effects, revealing information about both the medium through which the waves are travelling and the source of those waves. In particular we will highlight how scattering in an inhomogeneous medium introduces several scale-lengths and scale-times into the radiation field due to both refractive and diffractive scattering.

## 2. Plasma properties – non-magnetised plasmas

Although we commonly think of space as empty it is, of course, far from empty. On large scales, a proton/electron soup pervades the entire Universe and, although tenuous for the most part, it can strongly affect radio waves that propagate through it. A representative radio signal from a celestial source, such as a radiogalaxy, can be expected to travel through a series of plasma regimes as it approaches Earth. Some of these are listed in Table 1, which also shows the characteristic electron densities one may expect in each. Notice that there is a terrific range in electron number density,  $n_e$ , from the intergalactic medium which may only have a handful of electrons in a cubic metre of space, to the ionosphere, where densities approach that in a discharge lamp. Compact ionised regions of star formation in the Galaxy (“HII regions”) can show number densities similar to the Earth's ionosphere on scales of tens of parsecs.

Table 1.: *Approximate electron number densities (electrons/cm<sup>3</sup>) and dispersion measures (electrons/cm<sup>2</sup>) in astrophysical plasmas.*

medium	$n_e$ (cm <sup>-3</sup> )	$DM$ (cm <sup>-2</sup> )
intergalactic	$10^{-5} - 10^{-3}$	$10^{19} - 10^{20}$
interstellar	$10^{-2}$	$10^{19} - 10^{20}$
interplanetary (1 AU)	$10^0 - 10^{-3}$	$10^{14} - 10^{16}$
ionosphere	$10^4 - 10^6$	$10^{11} - 10^{13}$

For each of the plasmas in Table 1 we can also evaluate the electron column density, or *dispersion measure*, along the line-of sight through the medium, defined as

$$DM = \int n_e(z) dz. \quad (1)$$

The table shows dispersion measure values for a source at 1 Mpc. Clearly the intergalactic and interstellar components dominate. Note that the integral is usually called the *total electron content*, TEC, when applied to the ionosphere, and the usual units of  $DM$  are parsec cm<sup>-3</sup>.

### 2.1 Refractive index and plasma frequency

Imagine a plane-polarised electromagnetic wave, of angular frequency  $\omega$ , incident on a large uniform blob of plasma with electron number density  $n_e$ . If the wave is propagating in the  $z$  direction and oscillating in  $x$ , the electrons will oscillate about the (much more massive) protons in the plasma according to their equation of motion :

$$Ee = m_e \ddot{x} = -m_e \omega^2 x. \quad (2)$$

This appears as a bulk oscillatory polarisation of the medium, which we can express in terms of a relative permittivity,  $\epsilon_r$ , as

$$P = n_e p = (\epsilon_r - 1) \epsilon_0 E. \quad (3)$$

Here,  $p$  is the dipole moment for one electron/proton pair. Combining with the equation of motion we see that

$$\epsilon_r = 1 - \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e \omega^2}, \quad (4)$$

so that the refractive index,  $\eta$ , of the plasma is

$$\eta = \epsilon_r^{1/2} = \left(1 - \frac{f_p^2}{f^2}\right)^{1/2}, \quad (5)$$

where  $f_p$  is the plasma frequency :

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}\right)^{1/2} \simeq 9(n_e/\text{cm}^3)^{1/2} \text{ kHz}. \quad (6)$$

This is the natural ('free') oscillatory frequency of the plasma. If  $f < f_p$  there are no transverse electromagnetic propagating modes through the medium. If  $f > f_p$  then TEM waves propagate with a phase velocity of  $c/\eta$  and a group velocity of  $c\eta$ . It's important to realise that, as a result, spatial variations in electron number density will give a non-uniform refractive index through the medium, and it is these inhomogeneities that leads to wave scattering.

Because the refractive index depends on frequency the travel time of a signal from source to observer is also frequency dependent. If  $f \ll f_p$  the additional delay along a path of length  $D$ , relative to the travel time at  $c$ , is

$$\tau_D = \frac{e^2}{2\pi m_e c f^2} \int_0^D n_e(z) dz. \quad (7)$$

This can be written as

$$\tau_D = 4.15 \times 10^3 \frac{1}{f_{\text{MHz}}^2} DM \text{ s}, \quad (8)$$

where  $DM$  is the dispersion measure as defined in Eqn. 1, using units of parsecs for the line of sight and  $\text{cm}^{-3}$  for the electron number density.

Dispersion transforms a transient broadband signal, such as a pulse from a pulsar, into a "chirp", with the highest frequencies arriving first, and pulsar pulses need to be *de-dispersed* (either in hardware or in software) to recover the true pulse profile and to maximise signal to noise ratio.

Pulsar dispersion can, however, be used with other propagation observables (see later) as a probe to map the galactic electron number density (see for example the NE2001 galactic free electron density model of [1]).

## 2.2 Magnetised plasmas

A magnetic field component parallel to the direction of travel gives a different refractive index for left and right-handed circular polarisation components :

$$\eta = \left(1 - \frac{f_p^2}{f(f \pm f_B)}\right)^{1/2}, \quad (9)$$

where  $f_B$  is the gyromagnetic frequency,  $eB/(2\pi m_e)$ . As linearly polarised radiation can be thought of as a superposition of a left- and a right-handed circularly polarised signal, the axial magnetic field will rotate linearly polarised radiation by an angle

$$\psi = \frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^2 f^2} \int_0^D n_e(z) B_{\parallel}(z) dz \equiv \lambda^2 RM, \quad (10)$$

where  $RM$  defines the *rotation measure* to the source. The ratio  $RM/DM$  for a particular direction gives the electron-density-weighted mean magnetic field along the line of sight to a source,

$$\langle B_{\parallel} \rangle = \frac{\int n_e B_{\parallel} dz}{\int n_e dz}. \quad (11)$$

### 3. Real astrophysical plasmas

Of course no plasma is entirely uniform or stationary. For example, the ionospheric density is highly variable, with a diurnal modulation due to EUV excitation from the Sun, density disturbances from winds and gravity waves, and ionospheric storms triggered by the arrival of highly energetic particles from the Sun and the buffeting from the blustery solar wind. These irregularities in the ionosphere cause random fluctuations in the amplitude of radio signals that propagate through them, due to the ever-changing way in which parts of the wavefront from the source are scattered into the detector. These intensity variations, called ionospheric “scintillations”, are common around the magnetic pole, pre-midnight at magnetic equator and at night in the auroral zone. One can imagine the intensity pattern that the scintillations generate on the ground – patches of light and dark scudding over the detector at the speed of the ionospheric winds and changing shape as the density perturbations evolve in time. The ground patterns show a wide range of scale-sizes (from  $\sim$ cm to  $\sim$ 100 km). The timescale of the variations at any one point depends on several factors, but is  $\sim$ 10 s at  $\sim$ 100 MHz (see later for the theory behind this). Ionospheric scintillation can severely affect low-frequency radio astronomy, particularly around solar maximum.

The solar wind itself is a turbulent, slightly magnetised, plasma (the ‘interplanetary medium’) with mean electron density dropping roughly as the inverse square of the distance from the Sun. Interplanetary density transients from coronal mass ejections or co-rotating compression regions cause mean density fluctuations of up to  $\times 100$  on timescales of hours. Smaller-scale inhomogeneities generate the *interplanetary scintillation* of radiation from sufficiently compact radio sources (on a timescale of  $\sim$  1 s at  $\sim$  100 MHz) and other propagation effects.

In contrast with the relatively uniform composition of the interplanetary medium, the interstellar medium (ISM) contains several distinct components. Only the ionised components significantly affect radio propagation at frequencies below a few gigahertz, and these fall into two phases : a warm ionised component at a temperature of about  $10^3 - 10^4$  K and a hot component at  $10^6 - 10^7$  K, probably heated in supernova shocks, in addition to the relatively compact star formation regions. Although the number densities of these two components are broadly similar, the large inhomogeneities of the ISM result in great variations in the propagation quality over different lines-of-sight, and this will be discussed later when we consider pulsar scintillation.

Finally, we reach the intergalactic medium – certainly the least well understood plasma component. The superheated intracluster medium (ICM) is significantly more tenuous than even the ISM but comprises most of the mass of a galaxy cluster and should generate similar propagation effects to the other media. Cluster gas should produce quasar scintillations at 50-100 GHz on time scales ranging from days to months [4], and are seen to broaden the apparent angular sizes of compact AGNs [8].

#### 4. Non-uniform plasmas

A plasma with refractive index variations<sup>1</sup> will distort a plane wavefront as it propagates through. Such a situation is shown graphically in Fig. 1, where the black lines represent wavefronts – lines of constant signal phase. The turbulent plasma introduces random phase corrugations that superpose and develop as the wave propagates on through the medium. We can think of the medium as an assembly of plasma pockets, each with an excess (or deficit) of plasma density with respect to the mean level. For a pocket at position  $\vec{r}$ , the excess refractive index due to its excess number density  $\Delta n_e(\vec{r})$  is

$$\Delta\eta(\vec{r}) = \frac{e^2}{8\pi^2\epsilon_0 m_e} \frac{\Delta n_e(\vec{r})}{f^2} = \frac{r_e}{2\pi} \lambda^2 \Delta n_e(\vec{r}) \quad (12)$$

where  $r_e$  is the classical radius of the electron and  $\lambda$  is the wavelength of the radiation.

Of course the wave will encounter many such pockets of turbulence as it progresses from source to telescope, but it is usually not too much of an approximation to imagine the plasma confined to a thin screen, about half way to the source. This *thin screen approximation* will clearly be unable to model the influence of the extended line-of-sight to the source, but greatly simplifies the analysis and seems to predict most of the observed scattering effects well. In fact it is instructive to go one step further, at least initially, and model the random medium as randomly placed identical blobs of excess

---

<sup>1</sup>These are typically only about 0.1% in the ISM.

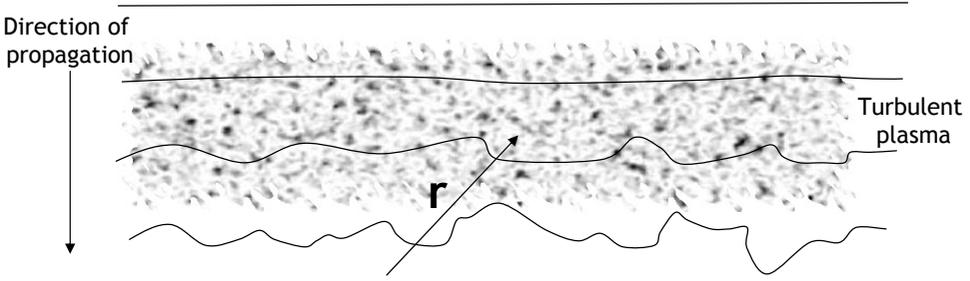


Figure 1.: *The propagation of a plane wave through a turbulent plasma, showing the corrugations to the wavefront introduced by variations in refractive index throughout the body of the plasma.*

plasma density, each of width  $a$ , distributed in a thin screen of width  $D$ . If the mean number of blobs encountered by a part of the wave as it passes through the screen is  $D/a$ , the rms *variation* in the number encountered from point to point is  $(D/a)^{1/2}$ . If a blob has an excess refractive index of  $\Delta\eta$  then each of these blobs will introduce  $2\pi\Delta\eta a/\lambda$  of phase to a portion of the wavefront. The phase perturbations over the emerging wavefront are therefore

$$\Delta\phi = r_e\lambda(Da)^{1/2}\Delta n_e \quad (13)$$

(Fig. 2). If  $a \gg \lambda$  the rays passing through the screen will be deflected as if they are passing through an ensemble of little prisms, and the deflection angles will simply be the phase slope over a blob, i.e.

$$\theta_s \simeq \frac{\phi}{2\pi} \frac{\lambda}{a} = \frac{1}{2\pi} r_e \lambda^2 (D/a)^{1/2} \Delta n_e. \quad (14)$$

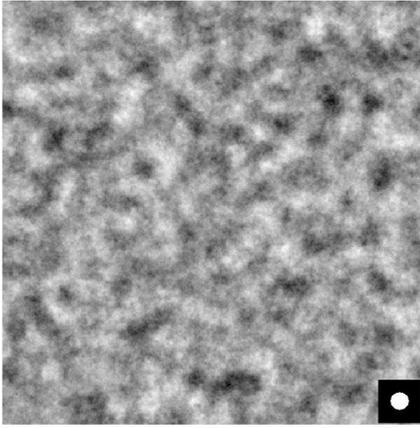
Some rays will pass through more blobs than others, so a range of scattering angles will be present, and an initially point-like source will appear to be broadened to an observer on the other side of the screen. More generally, consider two adjacent rays from a point source passing through the screen, separated by  $\vec{b}$  in the observers plane. The mean square difference in the phase at the two points is called the *phase structure function* :

$$D_\phi(\vec{b}) = \langle [\phi(\vec{R}) - \phi(\vec{R} + \vec{b})]^2 \rangle, \quad (15)$$

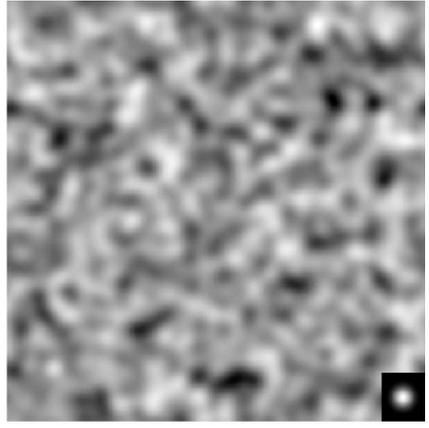
and the *coherence scale*,  $r_0$ , is the separation for which  $D_\phi(r_0) = 1$ . The spatial coherence of the radiation in the observer's plane defines the apparent angular size of a source through a simple Fourier transform (the Van Cittert Zernike theorem), so we can define the scattering width of the source to be

$$\theta_s \equiv \frac{1}{kr_0}. \quad (16)$$

$$\Delta\varphi = r_e \lambda (Da)^{1/2} \Delta n_e$$



**Circular blobs**



**Gaussian blobs**

Figure 2.: Phase screens corresponding to random superpositions of blobs with a common scale-size. Left : circular blobs (with sharp edges) ; right : Gaussian blobs of the same size. Levels of grey indicate phase.

## 5. Temporal broadening

The multipath nature scattering leads directly to the notion of *temporal broadening*. If rays from the source have a range of paths of different length that they can traverse before they reach the telescope, any short-duration structures, such as pulses, in the original signal will be broadened by a process similar to acoustic reverberation. Unlike reverberation however, the scattering paths bundle around the direct ray path. The effect is clear for the thin screen model. If the scattering screen is a distance  $z$  from the observer (and for the moment let the source be at infinity), a scattering angle of  $\theta_s$  corresponds to an excess path length for the scattered ray, with respect to the direct ray, of

$$\tau_s = \frac{z}{c}(1 - \cos \theta_s). \quad (17)$$

For small scattering angles this reduces to

$$\tau_s \simeq \frac{z\theta_s^2}{2c}. \quad (18)$$

If, as in Eqn. 14,  $\theta_s \propto \lambda^2$ , we can see that  $\tau_s \propto \lambda^4$ . Temporal broadening is therefore particularly evident at low frequencies. Unlike dispersion, there is no

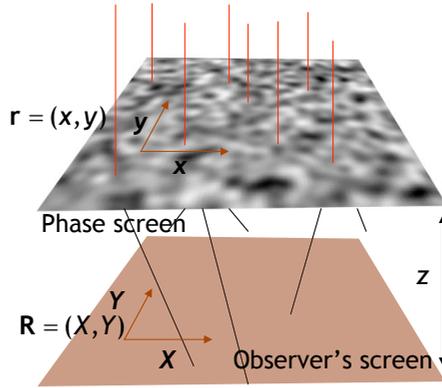


Figure 3.: *The observer-screen geometry used for the Fresnel-Kirchhoff integral.*

practical way to ‘undo’ the effects of temporal broadening, making very low frequency pulsar observations particularly problematic, especially for distant pulsars. It is easy to show that, again for the thin screen approximation, a pulse of zero duration is broadened by scattering into an exponential decay of e-folding time  $\tau_s$  [11]. If one introduces many scattering screens along the line of sight, the exponential rise is also smoothed off.

## 6. The simple phase screen

Of course it is wrong to rely on ray optics to predict scattering behaviour when the phase fluctuations are small. A better approach is to evolve the imprint of the phase screen using the Fresnel-Kirchhoff diffraction formula. If one shines a plane wave through a phase screen of the form  $\phi(\vec{r})$ , the field on the observer’s plane, a distance  $z$  away, is

$$\psi(\vec{R}) = \frac{e^{-i\pi/2}}{2\pi r_F^2} \iint \exp\left(i\phi(\vec{r}) + i\frac{|\vec{r} - \vec{R}|^2}{2r_f^2}\right) d^2r, \quad (19)$$

where  $\vec{R}$  is a vector with component  $(X, Y)$  in the observer’s plane and  $\vec{r}$  is a vector with components  $(x, y)$  in the plane of the phase screen (see Fig. 3).  $r_F = (\lambda z/2\pi)^{1/2}$  is the *Fresnel scale* – the size of the central patch of the screen within which all points are nearly equidistant from the observer. In principle the integral is over the whole screen, but in practice the contribution from the first Fresnel zone (size  $\sim r_F$ ) dominates. If the phase disturbance changes only a little ( $\ll \pi$ ) over the Fresnel zone, then  $r_F \ll r_0$  and we have *weak scattering*. If on the other hand there are large changes in phase on the Fresnel scale, we have *strong scattering* ( $r_F \gg r_0$ ). Another way to put it is to say that weak scattering corresponds to mild phase distortions of

the wavefront within the first Fresnel zone, causing weak focusing/defocusing of the important rays, whereas in strong scattering large distortions of the wavefront happen in multiple regions within the Fresnel zone, rendering it a rather meaningless construct!

### 6.1 Weak scattering

Consider a one-dimensional sinusoidal phase screen of the form

$$\phi(x, y) = \phi_0 \sin qx. \quad (20)$$

In the weak scattering limit,  $\phi(x, y)$  is small over the Fresnel zone so

$$\exp[i\phi(x, y)] \simeq 1 + i\phi(x, y) \quad (21)$$

and

$$\psi(\vec{R}) = 1 + \frac{e^{-i\pi/2}}{2\pi r_F^2} \iint i\phi(\vec{r}) \exp\left(i\frac{|\vec{r} - \vec{R}|^2}{2r_f^2}\right) d^2r, \quad (22)$$

so that the fluctuation in the complex amplitude over the observers plane is

$$\Delta\phi(X, Y) = \phi_0 \left( \sin \frac{q^2 r_F^2}{2} + i \cos \frac{q^2 r_F^2}{2} \right) \sin qX. \quad (23)$$

To first order in  $\Delta\psi$ , the intensity variation on the observers plane is

$$\Delta I(X) = 2\phi_0 \sin qX \sin \frac{q^2 r_F^2}{2}, \quad (24)$$

so an identical pattern, this time in intensity, appears in the observers screen, becoming well-developed at the *Fresnel distance*

$$z_F = \frac{2\pi^2}{\lambda q^2} \quad (25)$$

where the scale of the phase fluctuations in the screen become smaller than the Fresnel zone. Weak scattering therefore produces intensity fluctuations on the ground that are a linearly filtered version of the phase perturbations, allowing through only scales smaller than  $r_F$  (and usually dominated by scales at  $r_F$ ), and if the screen or source is moving we see intensity fluctuations (twinkling, or scintillation) on timescales  $\tau_{\text{scint}} = r_F/v_{\perp}$ , where  $v_{\perp}$  is their relative velocity across the line-of-sight. Visually, the source appears surrounded by a halo containing some (small and varying) fraction of the flux.

Each point of an extended source of angular size  $\theta$  will generate its own slightly displaced pattern and will therefore smear out the scintillation pattern on the ground on a scale of  $\theta z$ , so that sources larger than  $r_F/z$  do not scintillate (optically, this is the reason why “stars twinkle but planets don’t”). At radio wavelengths, weak scattering dominates in the interplanetary medium at elongations  $> 30$  degrees at  $\sim 100$  MHz. Quite generally, the *scintillation index*,  $m$ , of a source of brightness profile  $B$  shining through a turbulent screen is

$$m^2 = \frac{\langle (\Delta I)^2 \rangle}{I^2} = \iint \frac{|\tilde{B}(zq)|^2}{|\tilde{B}(0)|^2} \Phi(q_x, q_y) 4 \sin^2 \frac{q^2 r_F^2}{2} dq_x dq_y, \quad (26)$$

where  $\tilde{B}$  is the Fourier transform of  $B$  and  $\Phi$  is the power spectrum of the phase fluctuations. The interplanetary scintillation (IPS) of compact quasars has been used to investigate both the phase power spectrum of the interplanetary medium and (before the days of VLBI) the angular structure of the radio sources. Note that weak scintillation results from the combination of signals on baselines approximately corresponding to the Fresnel scale (typically  $\sim 100$  km for IPS) so can be thought of as a poor-man’s VLBI.

## 6.2 Strong scattering

As we have already seen, strong scattering corresponds to the regime where the screen generates a *large* phase variation over the Fresnel scale, so destroying the importance of the Fresnel scale. The new phase-stationary scale is the coherence scale,  $r_0$  (see the discussion after Eqn. 15).

Each patch of size  $r_0$  on the screen diffracts radiation over a scattering angle  $\theta_s = \lambda/(2\pi r_0)$ , and as a result  $r_0$  is sometimes called the *diffractive scale*,  $r_{\text{diff}}$ . Although all these little patches scatter radiation, an observer on the ground only sees those that scatter into the line-of-sight. If the screen is at a distance  $z$  this will include all patches within the *refractive scale*,  $r_{\text{ref}} = z\theta_s$  (see Fig. 4).

Note that the two scales are directly related to the Fresnel scale :

$$r_{\text{diff}} r_{\text{ref}} = \frac{\lambda}{2\pi\theta_s} z\theta_s = r_F^2. \quad (27)$$

In weak scattering we are restricted to one scintillation mode, but in strong scattering we get both diffractive scintillation and refractive scintillation.

If the radio source has a sufficiently small angular size (and is band-limited), it will illuminate the phase screen with spatially and temporally coherent radiation, and the overlapping scattered waves from each phase stationary patch will create a strong, random, interference pattern on the ground with a scintillation index of  $\sim 1$  called a *diffractive scintillation* pattern.

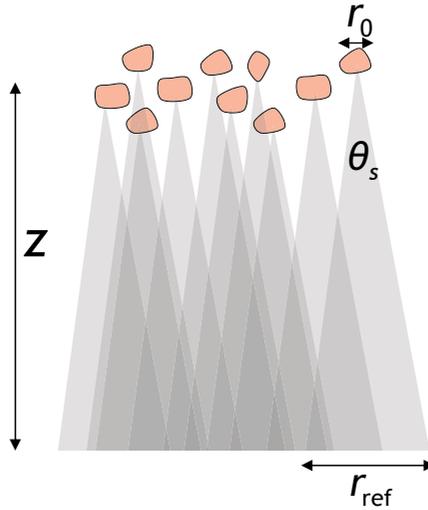


Figure 4.: *Refractive and diffractive scale-sizes in strong scattering.*

The scale-size of this pattern will be  $r_{\text{diff}}$  (or, if you prefer,  $r_0$ ), reflecting the size of a phase-stationary patch on the screen. Again, like in the case of weak scintillation, the pattern will be smeared out if the source has an angular size, as each point on the source will generate its own, slightly displaced, strong scintillation pattern. The pattern on the ground is therefore convolved with the source brightness profile and will be smeared out if  $\theta_{\text{source}} > r_{\text{diff}}/z$ . Furthermore, because the radiation takes a range of paths to reach us (the reason for temporal broadening), coherence will be lost if the difference in path length is greater than its coherence time. To maintain the interference pattern we must therefore restrict the bandwidth to approximately the inverse of the temporal broadening time, so that

$$\Delta f \simeq \frac{1}{2\pi\tau_s}. \quad (28)$$

This defines the *decorrelation bandwidth*,  $\Delta f$ , of the scintillations.

Although the bright and dark patches on the ground have the same scale-size as the phase stationary areas of the phase screen, they result from the overlap of radiation from many such areas. Each throws out a cone of coherent radiation, illuminating a patch of size  $r_{\text{ref}}$  on the ground, so conversely each point on the ground is illuminated by all the cones originating from a patch of size  $r_{\text{ref}}$  on the phase screen. Variations in the refractive index of the screen on greater than this scale will refract the scattering cones in/out of view, modulating the observed intensity. This *refractive scintillation* (see Fig. 5) and is a broadband effect.

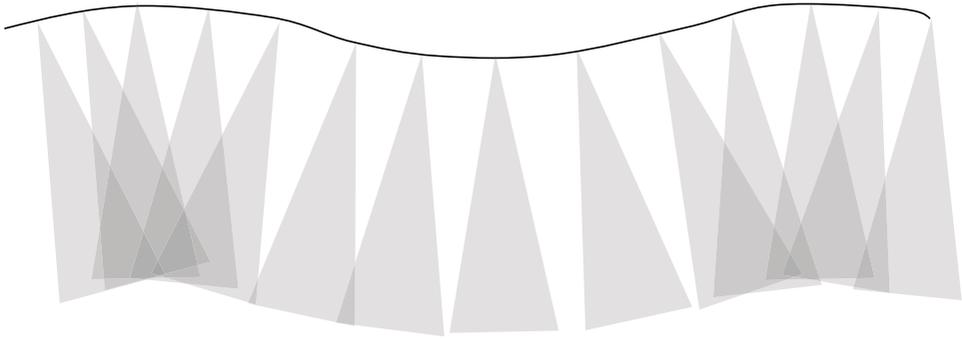


Figure 5.: *The geometry of refractive scintillation. Scattering cones are focused towards or away from the observer by large-scale variations in refractive index over the scattering screen.*

To summarise, the simple phase screen model identifies two distinct scattering regimes, called weak and strong scattering. Weak scattering corresponds to the situation when the diffractive scale (a property of the screen) is much greater than the Fresnel scale (which depends on geometry and wavelength). The distorted wavefronts produce weak, relatively broadband, scintillation (i.e., a scintillation index much less than unity) and the intensity pattern has spatial sizes of the Fresnel scale on the observer's plane. Strong scattering corresponds to the opposite situation where the diffractive scale is much *less* than the Fresnel scale. This produces a deep scintillation pattern on the (smaller) diffractive scale that is relatively narrow band. Refractive index variations on the (much larger) refractive scale can generate detectable focusing and defocusing of the scattered radiation, leading to refractive scintillation.

## 7. More realistic plasma structure

So far we have considered randomly positioned Gaussian blobs of plasma, all with the same scale-size,  $a$ . The spatial power spectrum of the corresponding electron number density is

$$P(q_x, q_y, q_z) \propto \langle |\iint\int n_e(\vec{r}) \exp(i\vec{q}\cdot\vec{r}) d^3r|^2 \rangle \propto \exp(-q^2 a^2). \quad (29)$$

It is conventional to define the spectral density in terms of wave-number,  $q$ , such that  $q^2 P(q) \Delta q$  is proportional to the power in the interval  $\Delta q$ , i.e.,

$$P(q) \propto \exp(-q^2 a^2) \quad (30)$$

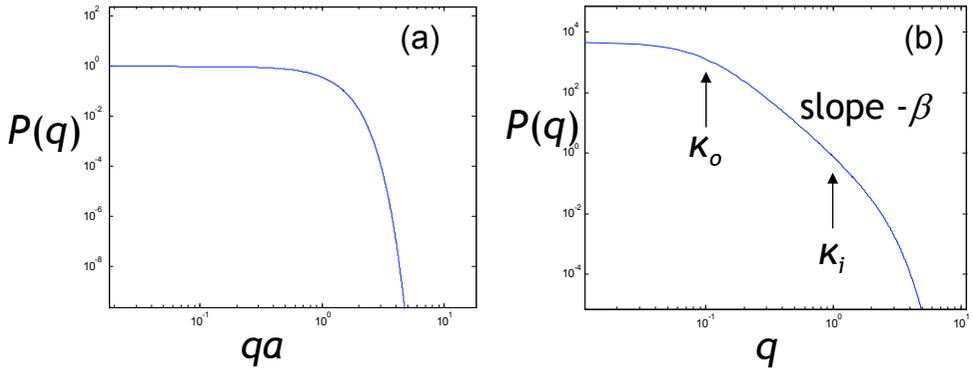


Figure 6.: *Spatial power spectra for (a) the Gaussian blob spatial distribution and (b) the power law model considered in the text.*

for our single scale-size model. A more realistic power spectrum for many turbulent fluids is a *Kolmogorov* spectrum, which is a power law of the form

$$P(q) \propto q^{-11/3}. \quad (31)$$

The theoretical justification for this a dimensional analysis due to Kolmogorov in which we assume energy is dumped into the medium on large scale-sizes, and diffuses to smaller scale sizes by some non-linear process, finally dissipating as heat at a uniform rate per unit volume. To make this practical we clearly need to define the largest and smallest scale-sizes too.

In fact, it's customary to parameterise the spectrum of the ISM or the IPM as a general power law model with inner and outer wave-numbers  $\kappa_i$  and  $\kappa_o$ , with the form

$$P(q) = \frac{C_{n_e}^2(z)}{(q^2 + \kappa_o^2)^{\beta/2}} \exp\left(-\frac{q^2}{4\kappa_i^2}\right), \quad (32)$$

with the Kolmogorov model corresponding to  $\beta = 11/3$  (see Fig. 6).  $C_{n_e}^2$  is called the *scattering strength* of the medium, and the integral

$$SM = \int C_{n_e}^2(z) dz \quad (33)$$

is the *scattering measure*, indicating the magnitude of the line of sight electron density fluctuations. The scattering, dispersion and rotation measures are the three main propagation observables used to characterise the interstellar medium.

In fact, the effect of using a power law spectrum rather than the Gaussian spectrum can be relatively slight. For example, in the weak scattering regime, the dominant scale size is almost always the Fresnel scale (as it has more power in it than the smaller allowed scales), making it difficult to determine the spectral shape at a single radio wavelength. Also, angular broadening goes as  $\lambda^{2.2}$  (rather than  $\lambda^2$ ) using the Kolmogorov spectrum, and temporal broadening as  $\lambda^{4.4}$  (rather than  $\lambda^4$ ). Refractive scintillation, generated by large scale variations in the medium, is limited only by the outer scale-size. That said, Kolmogorov models work quite well over a wide range of  $q$  for the ionosphere, IPM and ISM, though they are clearly an approximation to the truth when turbulence is being generated on several scales. The form of Eqn. 32 is still useful though – for example, sharp-edged density variations (like our original disk model) correspond to  $\beta = 4$  on small scales (e.g., [6]).

## 8. Real astrophysical plasmas

So which scattering regimes are appropriate for real astrophysical plasmas? Of course most of the effects are wavelength dependent, so there is no hard and fast rule, but a suitable summary is shown in Table 2. Note that

Table 2.: *Scintillation regimes for realistic astrophysical plasmas at 300 MHz (after Narayan, 1992).*

medium	$z/m$	$r_F/m$	$r_{\text{diff}}/m$	timescale/s	mode
Iono.	$10^5$	$10^2$	$\sim 10^3$	10	usually weak
IPM	$10^{11}$	$10^5$	$> 10^5$	1	mostly weak
ISM	$10^{19}$	$10^9$	$\sim 10^7$	DISS : $10^2 - 10^3$ RISS : $10^5 - 10^7$	strong

interplanetary scintillation strengthens as the line-of-sight to the scintillation source approaches the Sun, and at 300 MHz the transition from weak to strong scintillation occurs at solar elongations of about 10 degrees.

For interstellar scintillation to be seen at all we need a source that is physically smaller than the diffractive scale-size (so that  $\theta_{\text{source}} < r_{\text{diff}}/z$ ), which is around  $10^4$  km. Practically the only sources that are smaller than this, and have sufficiently high brightness temperatures to be detected, are pulsars. Fig. 7 shows how the transition frequency from weak to strong scattering varies with the dispersion measure to a pulsar for our Galaxy (note that this is a largely empirical relationship, reliant on the homogeneity of the small-scale structure the ISM). Most pulsars have dispersion measures of around  $100 \text{ cm}^{-3} \text{ pc}$  or more, and steep spectral indices that make them hard to see above  $\sim 10$  GHz, placing nearly all of them firmly in the strong scattering regime.

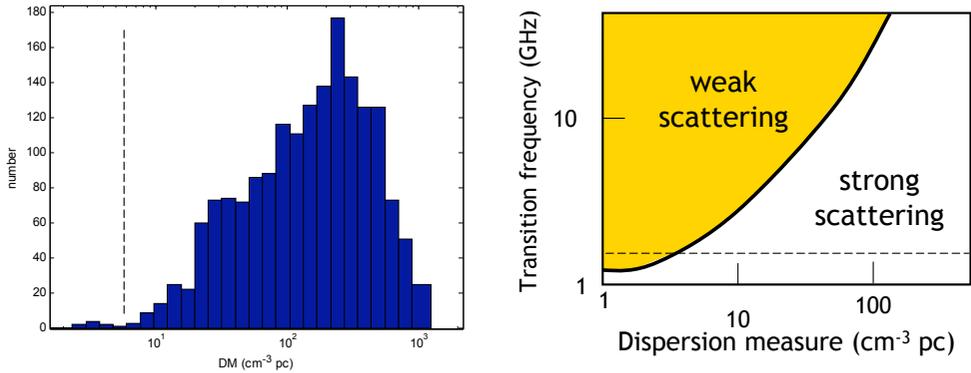


Figure 7.: *Pulsar dispersion measures (left) and weak/strong scattering transition frequencies in the Galaxy. The dashed lines correspond to the 1.4 GHz point (right) and the corresponding weak/strong division point (left).*

Refractive and, particularly, diffractive scintillation are clearly seen in many pulsar observations, especially when data on mean pulsar flux are presented as ‘dynamic spectra’, showing flux as a function of both frequency and time, and represent a unique probe of the structure of the interstellar medium.

## 9. Summary

The signals we receive from radio sources are subject to a wide range of coherent scattering processes, and these can strongly influence the spatial, temporal and frequency structure of the fields we detect. In radio astronomy, and particularly in low frequency radio astronomy, perhaps the most important are due to scattering in the ionosphere and in the interplanetary and interstellar media. The scattering is due to variations in electron density, often simply reflecting the turbulent nature of the medium itself and, as a result, is stronger at lower frequencies where the electrons have more time to react to the oscillating field. Observationally, the two most important effects are the temporal and angular broadening of sources, scaling roughly as  $\lambda^4$  and  $\lambda^2$  respectively. Relative motion between the source, scattering medium and telescope give rise to variations in apparent intensity, or scintillation, and the details of the scintillation patterns reveal information about both the source and the media the radiation is shining through. Coherent scattering processes can be understood in terms of conventional Fresnel-Kirchhoff wave theory, which identifies the importance of the Fresnel scale,  $(\lambda z/2\pi)^{1/2}$ , in the scattering medium. If refractive index variations are small on this scale, so that the phase on the wavefront is not greatly disturbed, we see weak scintillation and scattering, and the medium projects an intensity pattern on the ground that is also on the Fresnel scale. If on the other hand the variation is large, the

pattern on the ground shows narrow-band, smaller scale structure characteristic of strong scattering. A second scale-size also appears, corresponding to the refractive focusing and defocusing of the contributing patches to the received intensity.

If inspired (or otherwise) by the above, the reader may wish to delve more deeply into the literature. There are good overall surveys of scintillation by [9, 10, 3, 5, 7, 2].

## Références

- [1] J.M. Cordes and T.J.W. Lazio. Ne2001. II. using radio propagation data to construct a model for the galactic distribution of free electrons. *ArXiv Astrophysics e-prints*, 2003.
- [2] J.M. Cordes and B.J. Rickett. Diffractive interstellar scintillation timescales and velocities. *Astrophys. J.*, 507(2) :846, 1998.
- [3] J.M. Cordes, Weisberg, J.M., and V. Boriakoff. Small-scale electron density turbulence in the interstellar medium. *Astrophys. J.*, 288 :221–247, 1985.
- [4] A. Ferrara and R. Perna. Scintillation as a probe of the intergalactic medium. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 325 :1643–1648, 2001.
- [5] A. Hewish. A user’s guide to scintillation. *J. Atm. Terrest. Phys.*, 51 :743–750, 1989.
- [6] H.C. Lambert and B.J. Rickett. Radio scintillation due to discontinuities in the interstellar plasma density. *Astrophys. J.*, 531 :883–901, 2000.
- [7] R. Narayan. The physics of pulsar scintillation. *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 341 :1660, 1992.
- [8] R. Ojha, A.L. Fey, T.J.W. Lazio, D.L. Jauncey, J.E.J. Lovell, and L. Kedziora-Chudczer. Scatter broadening of scintillating and nonscintillating AGNs. I. a multifrequency vlba survey. *Astrophys. J. Suppl.*, 166 :37–68, 2006.
- [9] B.J. Rickett. Interstellar scattering and scintillation of radio waves. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 15 :479–504, 1977.
- [10] B.J. Rickett. Radio propagation through the turbulent interstellar plasma. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 28 :561–605, 1990.
- [11] I.P. Williamson. Pulse broadening due to multiple scattering in the interstellar medium. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 166 :499–512, 1974.

## **The Square Kilometre Array and the SKA Design Studies**

S.A. Torchinsky

*Observatoire de Paris, 5, Place Jules Janssen, 92190 Meudon, France*

**Abstract.** The Square Kilometre Array (SKA) is the future radio astronomy instrument which will deliver an order of magnitude improvement in sensitivity compared to current radio astronomy facilities. By taking maximum advantage of the latest digital technology, the SKA is particularly well suited to extremely large surveys, including a number of experiments targeted at understanding Dark Energy. The SKA project is described, with emphasis on the European contributions.

**Résumé.** Le futur grand radiotélescope “Square Kilometre Array” (SKA) est un réseau d’un kilomètre carré qui apportera un amélioration d’un ordre de grandeur par rapport aux radiotélescopes existants. En profitant pleinement des avancés en technologie numérique, SKA sera parfaitement adapté pour faire des très grands relevés, y compris des études particulièrement conçues pour éclairer le mystère de l’énergie sombre. Ici, on présente le projet SKA avec l’accent sur les contributions européennes.

### **Table des matières**

<b>1. Introduction</b>	<b>166</b>
<b>2. Dark Energy Experiments</b>	<b>166</b>
<b>3. The Square Kilometre Array Design Studies</b>	<b>167</b>
<b>4. Acknowledgements</b>	<b>170</b>

## 1. Introduction

The Square Kilometre Array[7] will be an enormous radio astronomy facility with first-light of the completed array expected by 2020, and initial operations beginning in 2015. The SKA will be a massive array of many receiving elements, and it will thus have both exquisite sensitivity and angular resolution, as well as an ultra wide field of view. The fully sampled field-of-view, of the order of 200 square degrees, makes the SKA effectively a 10-gigapixel ultra wide field spectroscopic radio camera.

Survey science will especially benefit from this instrument. Understanding Large Scale Structure, and Dark Energy in particular, is a key science driver of the SKA. This is one of a number of Key Science projects which include the nature and origin of Cosmic Magnetism ; the detection and evolution of the first luminous objects during the Epoch of Reionisation ; testing Einstein's theory of General Relativity in the extreme field limit ; and tracing the processes which lead to life on Earth including planet formation, extra-solar planets, organic molecules, and perhaps indications of extra terrestrial intelligence (see [4] for more details).

The SKA is a global collaboration, currently including 17 countries worldwide. There are two shortlisted sites for the instrument, both in radio quiet zones with very low population. These are the Karoo desert in South Africa, and the Mileura desert region in Western Australia. The final decision for the site will be made in 2010, with construction beginning soon thereafter.

## 2. Dark Energy Experiments

The spectroscopic capabilities in an ultra wide field of view allow the SKA to make a billion galaxy redshift survey out to  $z=2$ . An initial, all-sky survey can be completed within a year, and will be used to detect Baryonic Acoustic Oscillations (BAO) in the galaxy distribution, leading directly to a measure of the Dark Energy equation of state parameter. The SKA has the great advantage of simultaneously mapping the galaxy sky positions and redshift, by detecting the  $\lambda 21$  cm electron spin-flip transition of neutral hydrogen. The simultaneous mapping and spectroscopy eliminates the systematic errors which limit the optical surveys using photometric redshift estimates in follow-up observations. A review of current and planned BAO experiments, as well as the relevance to Dark Energy has been done by Abdalla ([1], and see also [3]).

A continuum survey complements the BAO spectroscopic survey, and will provide a large database for a statistical weak-lensing survey, with the goal of measuring Cosmic Shear ([11], [12]). Over 10 billion galaxies are expected to be catalogued [3]), and large, clean, sample can be extracted. Galaxies with intrinsically stretched morphologies, for example due to starbursting, can be removed from the sample, while still retaining a very large sample, distributed throughout the sky. By further dividing the sample into redshift bins, the

evolution of Cosmic Shear can be determined as a function of redshift ([3]). Statistics on gravitational microlensing traces the intervening mass distribution, and the combination with redshift evolution adds the ability to measure the angular diameter distance contribution to the lens equation, effectively probing Dark Energy.

A programme of proper motion studies of galaxies will provide a precise measurement of the local Hubble constant  $H_0$ . With its high sensitivity, and angular resolution using baselines of up to 3000 km, the SKA will monitor proper motion of extragalactic maser sources over a period of years, and eventually decades. A large sample of sources over a moderate timescale of several years will already provide  $\sim 1\%$  precision on  $H_0$ . Such precision provides a robust constraint on the estimation of the equation of state of Dark Energy ([3]).

If it turns out that the accelerated expansion of the universe is due, at least partly, to a negative vacuum energy, and not entirely a purely geometrical factor in General Relativity (*ie.* the Cosmological Constant with  $w \equiv 1$ ), then one can consider measuring the sound speed of Dark Energy ([9]). Such an experiment is possible with the SKA, and can measure differences from a  $w = 1$  model to the 10% level.

### 3. The Square Kilometre Array Design Studies

The Square Kilometre Array Design Studies [8] is a European Community project funded by the EC Framework Programme 6. It was proposed in 2004, and formally began on 1 July, 2005 with a total duration of 4 years. SKADS brings together the science and technology development in the partner institutes with the overall aim of producing a designed and costed SKA which is well matched to the requirements of the SKA scientific goals. SKADS is funded at the level of 38M€ with nearly 11M€ provided by FP6, and the rest by the partner national funding agencies.

Much of the scientific interest in the SKA within Europe is related to science using very large surveys. On the technological side, this capability is best provided by the concept of the Aperture Plane Phased Array ([5]). Thus, SKADS focuses on the development of the Aperture Plane Phased Array which exploits fast digital technology to make a flexible, ultra-wide field, multitasking telescope that can do many different astronomical observations all at the same time.

SKADS aims to prove the technical feasibility of the aperture array concept by building and testing prototypes. Three demonstrators are under construction : BEST, EMBRACE, and 2PAD.

The Basic Element for SKA Training (BEST) focuses on testing components and algorithms. The validity of some concepts that are at the heart of the SKA philosophy are being verified using a part of the large Northern Cross Radiotelescope in Medicina, Italy. The technique of multi-beaming must



Figure 1.: *An artist's conception of a SKA station. The Aperture-Plane Phased-Array occupies a large area, with many small receiving elements viewing the sky directly. This technology provides a very large field of view, and digital technology permits a large number of synthesised beams to fully sample the field of view with high spatial resolution. [10]*

be proven, and this involves electronically creating multiple pixels in the field-of-view of a single parabolic receiver. Adaptive beam forming will also be studied which involves combining signals from separate receivers with the proper phase delay in order to create a given pointing direction. Finally, BEST is developing and testing algorithms for mitigating and possibly eliminating man-made radio frequency interference.

The Electronic Multi-Beam Radio Astronomy Concept (EMBRACE) is the demonstrator of the aperture-plane phased-array concept which is the main focus of SKADS technology development. The EMBRACE project is led by Parbhu Patel at ASTRON, and will have demonstrators built at Westerbork in the Netherlands, and at Nançay in France. EMBRACE will be a single-polarisation telescope covering a frequency range from 500-1500 MHz, with a  $\pm 45^\circ$  scan angle. There will be a total collecting area of 300 m<sup>2</sup> at the Westerbork site, and a further 100 m<sup>2</sup> at Nançay. The individual receiving structures in each 1 m<sup>2</sup> tile are Vivaldi antennas. Each tile has 64 elements placed in parallel rows, and a dual-polarisation tile is being developed which uses a novel method for mechanically interlocking the individual antenna elements.

The combination of signals from the 64 antenna elements is done in an integrated analog circuit called a beamformer chip. This is where the phase shift is applied in order to vary the scan range. Different implementations of the beamformer chip are under development at ASTRON and at Nançay.

The entire EMBRACE development maintains a focus on cost, as well as on performance. EMBRACE components are designed with emphasis on reproducibility, and the ease of mass production. The SKA will be an instrument composed of tens of thousands of antennas and tiles, each with large numbers of the same components. Mass production is essential for making an affordable SKA.

The ultimate capability of an aperture-plane phased-array is realised with the development called 2PAD : the Dual Polarisation All Digital aperture array tile. This concept exploits digital technology to the fullest extent. The signal from the sky is digitised right after reception at the Vivaldi antenna element, and from then on, only digital electronics are used. This concept promises unprecedented flexibility and performance for a telescope, limited only by the computer power and speed of data transfer. It remains to be demonstrated that low system noise level, power consumption, and feasible data transfer rates can all be achieved at an affordable cost, but the fully digital solution provides the maximum possibility for simultaneous observing, post-analysis of transient signals, and virtually instantaneous telescope repointing. The SKA based on 2PAD technology would truly be a software telescope, limited only by computer processing power.

The Science Simulations are at the heart of the effort in SKADS. Within this context, the science drivers of the SKA are modelled in detail and they ultimately provide the technical specifications for the instrument. The core activity is the pure sky simulation which feeds into the telescope and network

simulators. These tasks, in turn, take input from the technical development as well as the measured behaviour from prototype components. The result is a virtual observation which is analysed to see if the science goals can be met. Requests for specific areas of improvement are passed-on to the technical development, and this process is iterated. In particular, the SKADS Design & Costing ([2]) effort is the focus of the science and technical interactions.

#### 4. Acknowledgements

SKADS is supported by the European Community Framework Programme 6, Square Kilometer Array Design Studies (SKADS), contract no 011938. The author is honoured to acknowledge full support from FP6.

#### Références

- [1] F. B. Abdalla, Baryonic acoustic oscillations : past, present and future, *XIXième Rencontres de Blois*, Blois, France, 2007.
- [2] P. Alexander, R. C. Bolton, A. J. Faulkner, S. A. Torchinsky, et al, SKADS Benchmark Scenario - Design and Costing, **SKA Memo #93**, <http://www.skatelescope.org>
- [3] C. A. Blake, F. B. Abdalla, S. L. Bridle, and S. Rawlings. *New Astronomy Review*, 48, 1063, 2004.
- [4] C. L. Carilli, and S. Rawlings. *New Astronomy Review*, 48, 979, 2004.
- [5] A. J. Faulkner, M. E. Jones, P. Alexander, G. W. Kant, P. D. Patel, P. Picard, R. Keller, S. Montebugnoli. Design Considerations for an SKA Quality, Cost Effective Aperture Array *Proceedings of EMTS*, Ottawa, Canada, 2007.
- [6] L. J. Greenhill. *New Astronomy Review*, 48, 1079, 2004.
- [7] SKA website : <http://www.skatelescope.org>
- [8] SKADS website : <http://www.skads-eu.org>
- [9] A. Torres-Rodríguez and C. M. Cress. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 376, 1831, 2007.
- [10] Xilostudios Videoproduzioni : <http://www.xilostudios.com>
- [11] P. Zhang, and U.-L. Pen. *Phys. Rev. Lett.*, 95, 241302, 2005.
- [12] P. Zhang, and U.-L. Pen. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 367, 169, 2006.

## **Techniques de lutte contre les interférences radioélectriques en radioastronomie basse fréquence**

Rodolphe WEBER

*Laboratoire d'Electronique Signaux Images,  
Polytech'Orleans, Université d'Orléans*

**Abstract.** Radio astronomy studies the emissions of celestial sources through the radio spectrum. However, the exponential expansion of the telecommunications makes these emissions more and more corrupted by man-made radio emissions (RFI). Therefore, RFI mitigation is becoming a necessity in radio astronomy. In this paper, several aspects of this issue are developed. In particular, the RFI context for the frequencies between 10 MHz and 4 GHz is presented, examples of RFI migration strategy are given and some practical implementations are described.

**Résumé.** La radioastronomie étudie les émissions de sources astrophysiques à partir de mesures de leur spectre électromagnétique. Malheureusement, l'explosion des moyens de télécommunications a considérablement accrue la pollution de ces mesures par des émetteurs radioélectriques. Par conséquent, leur élimination est devenue une nécessité en radioastronomie. Dans cet article, différents aspects de ce problème sont développés. D'une part, le contexte radioélectrique pour la radioastronomie française entre 10 MHz et 4 GHz est décrit. D'autre part, des exemples de stratégie de traitement des émetteurs radioélectriques ainsi que des implantations pratiques sont présentés.

### **Table des matières**

<b>1. Introduction</b>	<b>172</b>
<b>2. Le contexte radioélectrique dans la bande 10 MHz – 4 GHz</b>	<b>172</b>
<b>3. Les aspects algorithmiques</b>	<b>176</b>
<b>4. Les aspects instrumentaux</b>	<b>182</b>
<b>5. Conclusions</b>	<b>185</b>

## 1. Introduction

Depuis plusieurs années, les techniques instrumentales en radioastronomie doivent faire face à deux évolutions antagonistes. D'une part, l'explosion des moyens de télécommunications a généré une occupation croissante du spectre radioélectrique. Cela s'est traduit par une réduction du nombre et de la taille des bandes spectrales susceptibles de fournir des observations de qualité. D'autre part, l'évolution des besoins scientifiques nécessitent et va nécessiter d'observer des bandes de plus en plus larges avec des sensibilités de plus en plus importantes. Ainsi, même si certaines bandes restent exclusivement réservées à la radioastronomie (statut primaire), les interférences radioélectriques (RFI) deviennent une problématique récurrente en radioastronomie [7].

Leurs effets peuvent aller de la saturation totale de la chaîne de réception à des distorsions parfois très subtiles des données mesurées. Cette susceptibilité des observations aux RFI va dépendre de plusieurs facteurs : le type de radiotélescope (antenne simple, interféromètre...), le type d'observations (continuum, raies spectrales, pulsar...), le type de RFI (large bande ou bande étroite, intermittente ou continue...). Cette diversité de contextes est illustrée à la Figure 1.

Quoiqu'il en soit, pour pouvoir s'appropriier pleinement l'ensemble du domaine spectral, notamment dans les basses fréquences entre 10 MHz et 4 GHz, la radioastronomie doit adapter son instrumentation et ses outils logiciels à ces nouvelles conditions. A court terme, l'objectif est de continuer à observer ce qui était auparavant observable et à terme, de pouvoir observer ce qui est hors de portée des instruments actuels notamment en termes de sensibilité.

Dans un premier temps, nous brosserons un tableau du contexte radioélectrique dans la bande 10 MHz – 4 GHz [18]. Pour cela, nous nous appuierons sur l'expérience de la Station de Radioastronomie de Nançay. Ensuite, nous expliciterons quelques méthodes potentielles de traitement des RFI et enfin nous examinerons comment certaines de ces techniques ont été mises en œuvre sur des instruments récents.

## 2. Le contexte radioélectrique dans la bande 10 MHz – 4 GHz

La station de radioastronomie de Nançay dispose de 3 radiotélescopes couvrant les trois gammes de longueur d'onde suivantes : décamétriques, métriques et décimétriques<sup>1</sup>. Les 3 instruments en question sont : le réseau décamétrique (DAM), le radiohéliographe (NRH) et le radiotélescope décimétrique (NRT). Précisons qu'il existe un quatrième instrument, l'antenne de surveillance radioélectrique, qui couvre l'ensemble de la gamme de fréquence et dont la finalité est l'observation dédiée des RFI à des fins statistiques.

---

<sup>1</sup>Depuis 2009, une station LOFAR (cf. paragraphe 4.2, et [17]) est également en opération sur le site de Nançay

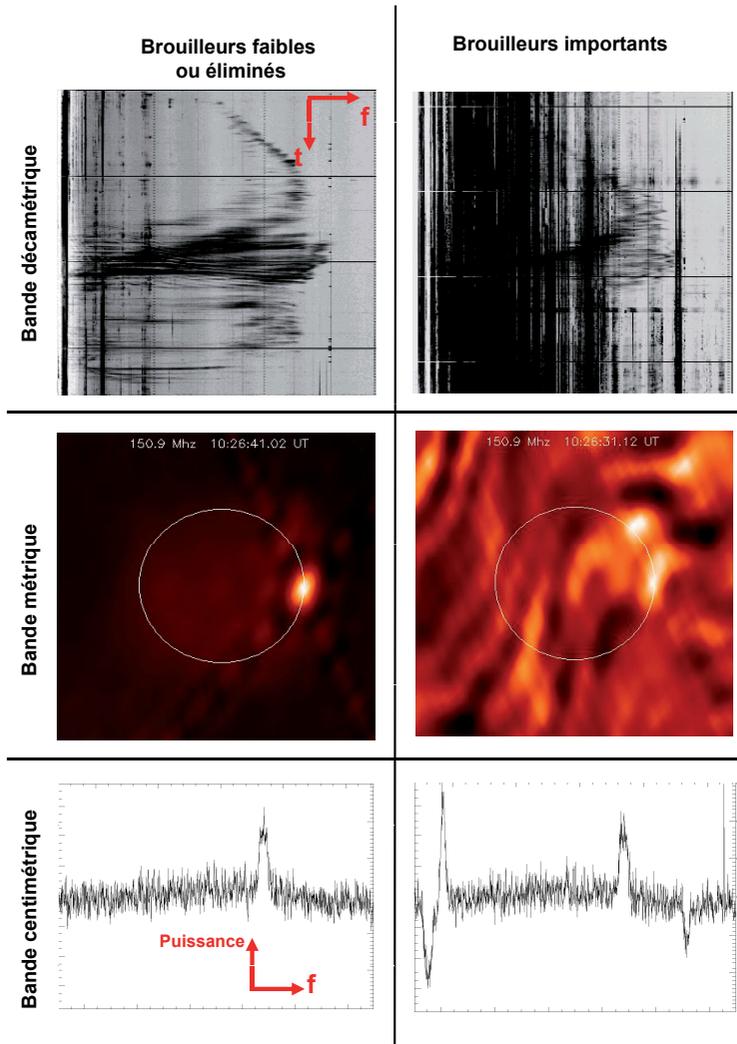


Figure 1.: *Exemples de brouillage.* (1ère ligne) Spectres dynamiques de Jupiter en bande décimétrique observés au réseau décimétrique de Nançay. Le spectre de droite dénote une forte activité radioélectrique complètement corrélée à l'activité humaine (2ème ligne) Images du Soleil observée en interférométrie avec le radiohéliographe de Nançay. Le cercle représente le diamètre optique. En présence d'un émetteur radioélectrique, l'image est complètement brouillée. En l'absence d'émetteur, la zone d'activité solaire est clairement visible (la croix est due à la fonction de transfert de l'interféromètre). (3ème ligne) Spectre intégré de la raie HI de PGC 51094 en bande décimétrique. En présence du brouilleur (un radar) le spectre obtenu présente des distortions subtiles et potentiellement trompeuses. Le spectre propre a été obtenu par un masquage en temps réel des impulsions radars. Cet algorithme est implanté de manière opérationnelle sur le récepteur numérique de Nançay (cf. Fig. 6 et [8]).

### 2.1 La bande décimétrique [10 MHz – 100 MHz]

La bande des longueurs d'onde décimétriques a été utilisée dès le début du développement des télécommunications hertziennes. A Nançay, elle est essentiellement dédiée à l'observation de Jupiter (cf. contribution de P. Zarka dans cet ouvrage) et plus récemment à l'étude des gerbes cosmiques (cf. contribution de P. Lautridou dans cet ouvrage). C'est aussi le domaine principal d'émission d'un grand nombre de phénomènes artificiels de décharge (commutations électriques, parasites industriels) ou naturels (orages atmosphériques).

Les émetteurs artificiels sont souvent puissants (plusieurs ordres de grandeur au-dessus du bruit galactique) et plutôt à bande étroite (quelques kHz). Par ailleurs, la variabilité de l'ionosphère terrestre contribue à rendre cette occupation largement non stationnaire. Cependant, on peut s'attendre à limiter les effets de la plupart de ces émetteurs à bande étroite en utilisant des récepteurs à grande dynamique et dotés d'une résolution spectrale suffisante. Sur ce dernier point, une illustration en est donnée à la Figure 2. En effet, cette capacité à observer à haute résolution fréquentielle limite l'étalement du brouilleur et autorise l'utilisation de traitements en temps réel "simples". Ces derniers consistent généralement en un masquage adaptatif du plan temps-fréquence effectué dans le domaine numérique. Naturellement, ce procédé est bien adapté au cas d'observations continuum - le plus fréquent en ondes décimétriques - et se révélerait plus délicat à mettre en œuvre en cas d'observations spectroscopiques ou à fréquence imposée. La recette n'est donc pas simplement transposable aux observations radioastronomiques aux plus hautes fréquences. Remarquons néanmoins que cette nécessité d'adapter la résolution fréquentielle (et temporelle) aux caractéristiques du brouilleur est une étape préalable quasi incontournable de toutes les techniques de lutte contre les RFI [6, 8].

### 2.2 La bande métrique [100 MHz – 1 GHz]

Cette bande est partiellement utilisée à Nançay pour l'observation du Soleil. L'observation à différentes fréquences permet d'étudier le comportement de l'atmosphère solaire (couronne solaire) à différentes altitudes. Bien entendu, l'intérêt scientifique de cette bande ne se limite pas au Soleil. En particulier, les galaxies lointaines affectées par l'expansion de l'univers voient leur raie d'émission de l'hydrogène (normalement à 1420 MHz au repos) décalée vers cette bande de fréquences.

Cette bande est caractérisée par la présence de nombreux émetteurs de radiodiffusion de très forte puissance. Citons les radios en modulation de fréquence en bas de bande (en dessous de 108 MHz), et la télévision, vers 200 MHz, puis de 460 MHz à 860 MHz. D'autre part, plusieurs bandes réservées aux satellites peuvent devenir inexploitable si la puissance émise est reçue dans le lobe principal des antennes. À une puissance plus faible, se trouve la bande GSM à 900 MHz, dont l'occupation est très dense. Pour ces différents émetteurs, un filtrage très en amont dans la chaîne de réception est généralement

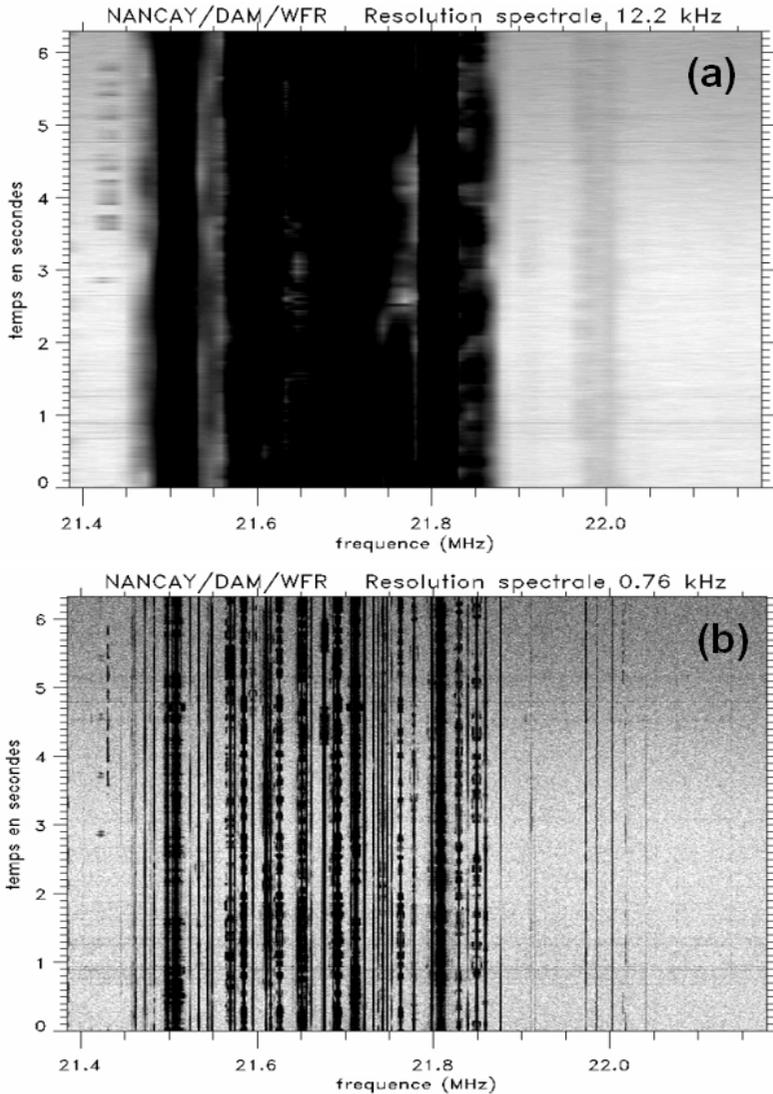


Figure 2.: Spectre de puissance temps-fréquence observé avec le réseau décimétrique de Nançay (DAM). La bande de fréquences comprises entre 21.5 MHz et 21.9 MHz est inutilisable pour l'observation astronomique lorsqu'on utilise une résolution spectrale "classique" de 12 kHz (a), alors qu'avec une résolution de 760 kHz (b), le bruit du fond du ciel peut être atteint dans une large proportion du spectre analysé (de l'ordre de 50%). Les RFI étant suffisamment résolus, des techniques de filtrage ou masquage fréquentiel peuvent être envisagées [6, 8].

mis en œuvre. Par contre, le reste de la bande est occupé par des émetteurs de télécommunication de faible puissance, intermittents et à bande très étroite.

D'un point de vue opérationnel, les émissions solaires sont généralement observées avec des résolutions temporelles élevées, autrement dit les temps de pause sont très courts. De ce fait, la présence d'émetteurs très faibles, nécessitant des temps d'intégration importants pour être détectés, est moins problématique que dans d'autres bandes (voir la bande décimétrique par exemple). Il y a donc quelques espoirs pour qu'une détection en temps réel des canaux de fréquence parasites conduise à des observations propres dans une bonne partie de cette bande.

### 2.3 La bande décimétrique [1 GHz – 4GHz]

En 1951, la première raie radio détectée fut celle de la transition hyperfine de l'atome d'hydrogène (HI) dans son état fondamental à 1 420,405 752 MHz. La bande de fréquences correspondante (1400 MHz-1427 MHz) est la plus large qui soit réservée exclusivement à la radioastronomie décimétrique. Deux autres molécules importantes dans l'étude de notre galaxie ont des transitions radio : OH à 18 cm et CH à 9 cm. En dehors des raies atomiques et moléculaires, l'observation radio continuum est vitale car elle permet d'étudier les émissions non thermiques des objets les plus énergétiques, tels les quasars à l'échelle extragalactique, les pulsars (voir l'article de I. Cognard dans ce numéro), les micro quasars, les binaires X et autres étoiles à éruptions à l'échelle galactique.

D'un point de vue opérationnel, les constantes de temps utilisées par les systèmes d'analyse actuels vont de 1 seconde à quelques minutes. Les astronomes ont besoin de mesurer des signaux typiquement mille fois plus faibles que la puissance du bruit de fond, hors parasites. Différentes procédures de mesures existent, mais toutes visent à soustraire cette puissance par des mesures différentielles afin de révéler la source astronomique, et à intégrer jusqu'à plusieurs heures d'observation afin de diminuer les fluctuations de la puissance du bruit de fond.

Les émetteurs qui peuvent être détectés dans cette bande sont des radars, des émissions de satellites vers la Terre (radionavigation, télécommunication...), de la téléphonie mobile et de la radiodiffusion numérique.

## 3. Les aspects algorithmiques

Pour continuer à faire des mesures spectrales en environnement radioélectrique perturbé, il faut développer des algorithmes capables de nettoyer en temps réel les signaux reçus. De nombreux concepts ont déjà été envisagés par différents auteurs [10, 12]. Conceptuellement, trois scénarios sont possibles en fonction du degré de mélange entre le signal astrophysique et l'émetteur.

### 3.1 *Mélange nul*

Le cas le plus sympathique se produit lorsque la source astrophysique et l'émetteur ont au moins un support (spatial, de polarisation, temporel ou fréquentiel) différencié. Théoriquement, un filtrage adapté permet alors de séparer exactement les deux composantes.

En pratique, le filtrage fréquentiel est systématiquement utilisé. Par contre, une discrimination par polarisation reste très anecdotique. De même, une dissociation temporelle n'est que très rarement envisageable puisque les sources astrophysiques émettent le plus souvent en continu.

Le filtrage spatial commence à être exploité sur les instruments de nouvelles générations à base de réseaux d'antennes (cf. les articles sur LOFAR et SKA dans cet ouvrage). Le principe repose sur l'exploitation des différences de temps d'arrivée entre le signal utile et les RFI sur chaque antenne du réseau. D'un point de vue opérationnel, la bande d'observation est segmentée en bandes suffisamment étroites pour que ces différences de temps d'arrivée puissent être approximées par des déphasages monochromatiques. Le traitement revient alors à la somme pondérée des signaux des différentes antennes. Le choix des poids doit permettre à la fois de pointer le réseau d'antennes dans la direction d'intérêt et dans le même temps de placer des atténuations maximum dans les directions des RFI. Le calcul de ces poids peut s'appuyer sur une connaissance a priori des directions d'arrivées des brouilleurs (brouilleurs fixes ou éphémérides connus). Il existe cependant des algorithmes adaptatifs qui ne nécessitent pas cette connaissance. Par exemple pour la méthode de Capon [5], le phasage optimal du réseau est obtenu en minimisant la puissance captée par le réseau tout en imposant un pointage du dit réseau dans la direction d'intérêt. Les méthodes hautes résolutions sont une autre piste [16]. Elles s'appuient sur une décomposition en valeur singulière de la matrice de corrélation du réseau. Notons cependant que toutes ces techniques adaptatives de traitement d'antennes complexifient notablement la calibration de l'instrument.

### 3.2 *Mélange partiel*

La grande majorité des instruments actuels sont à antenne unique. De fait, ils sont dépourvus de toute capacité de discrimination spatiale. Néanmoins, si les supports (essentiellement fréquentiels et/ou temporels) se recouvrent partiellement, il est alors envisageable de masquer ces zones fréquentielles et/ou temporelles polluées tout en conservant un maximum d'information sur le signal utile.

Etant donné la nature essentiellement spectrale des mesures en radioastronomie, les masques fréquentiels ont été les premiers mis en œuvre. Le masquage temporel, quant à lui, est très bien adapté aux émetteurs impulsifs tels les radars ou les modulations de type Time Division Multiple Access (TDMA) où un canal fréquentiel est divisé en créneaux temporels qui sont alloués dynamiquement. Dans ce dernier cas, nous pouvons même parler de masquage

temps-fréquence (t-f). Concrètement, le choix du pavage du plan t-f doit être en adéquation avec la répartition t-f du brouilleur à éliminer. Il reste alors à étiqueter ces pavés.

Si nous mettons de côté quelques techniques très spécifiques telles que la prédiction linéaire utilisée pour l'observation des gerbes cosmiques (cf. l'article de P. Lautreidou dans cet ouvrage), l'approche la plus utilisée reste la mise en œuvre d'un détecteur bayésien où deux hypothèses statistiques, traditionnellement notée H0 et H1, s'affrontent.

L'hypothèse H0 (respectivement H1) est définie par les propriétés statistiques du signal en l'absence (respect. présence) de brouilleurs. Sous cet angle, la problématique devient alors la définition d'un critère qui offre le meilleur contraste entre les deux hypothèses H0 et H1. En pratique, du fait des non-stationnarités potentielles et de la difficulté de modéliser parfaitement les deux hypothèses, il est important de définir un seuil de détection robuste aux éventuelles fluctuations et imprécisions de ces statistiques. A défaut, les performances du détecteur risquent de complètement s'écrouler.

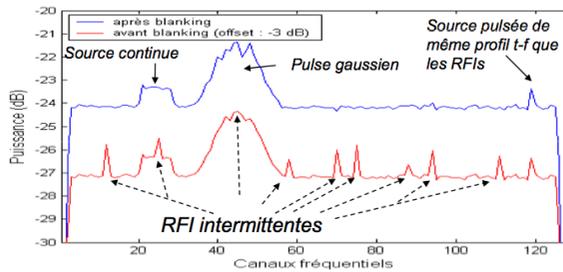
Concrètement, le critère le plus communément utilisé est le critère de puissance. Sous réserve de pouvoir définir un seuil robuste [8], il est bien adapté pour des RFI relativement puissantes par rapport au signal d'intérêt. Des exemples de traitement de tels émetteurs sont donnés à la Figure 1 (3ème ligne) et à la Figure 7.

Afin de s'affranchir des problèmes de fluctuations statistiques évoqués ci-dessus ou lorsque la source d'intérêt présente des sursauts importants comme dans le cas du Soleil ou de Jupiter, il peut être intéressant de s'appuyer sur des modélisations cyclostationnaires pour caractériser l'hypothèse H1 [4, 20]. L'apport d'un tel critère est illustré à la Figure 3a.

### 3.3 Mélange total

Finalement, si aucune discrimination n'est possible, notamment lorsque les émetteurs diffusent en continu sur le même domaine temps-fréquence que la source astrophysique, des méthodes d'estimation-soustraction doivent être mise en œuvre. Elles peuvent s'appliquer sur la forme d'onde, soit à partir d'une antenne de référence pointée sur le brouilleur (cf. Figure 4 et [1, 15]), soit directement sur l'antenne radioastronomique (cf. Figure 5 et [9]). Dans les deux cas, une des difficultés est alors l'estimation adaptative du canal de transmission. Une autre possibilité est de travailler directement sur le spectre de puissance en estimant par modélisation les parts respectives du brouilleur et de la source astrophysique. Des modèles statistiques ont déjà été testés pour des brouilleurs sinusoïdaux [11], et des travaux sont en cours sur des brouilleurs cyclostationnaires [3]. Un exemple de traitement cyclostationnaire est donné à la Figure 3-b.

**(a) Simulation d'un détecteur cyclostationnaire**



**(b) Simulation d'un estimateur cyclostationnaire**

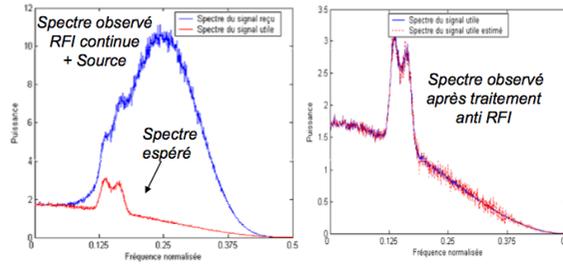


Figure 3.: Différentes exploitations de la cyclostationnarité des RFI. Par définition un signal cyclostationnaire présente une périodicité en temps de sa fonction d'autocorrélation. Cette caractéristique statistique temporelle peut être exploitée [3] (a) pour faire de la détection de brouilleurs, (b) pour faire de l'estimation de brouilleur continu.

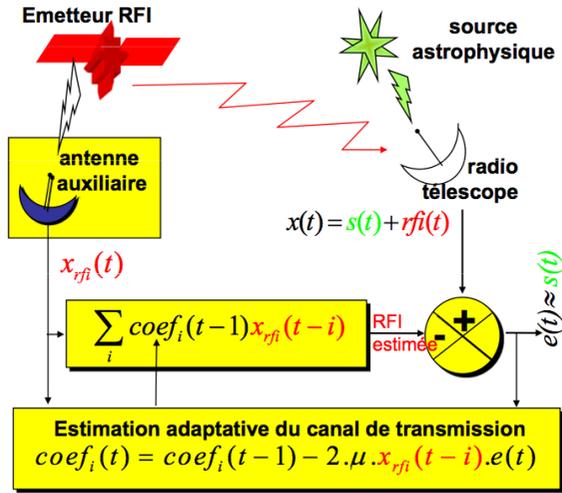


Figure 4: L'utilisation d'une antenne auxiliaire pointée sur l'émetteur RFI permet de récupérer un signal lié au seul RFI. Le trajet de l'émetteur RFI à l'antenne auxiliaire étant différent de celui au radiotélescope, il faut obtenir une estimation de la fonction de transfert correctrice  $\mu$  (qui permet de choisir le compromis entre vitesse d'adaptation et précision de l'adaptation). Cette dernière est obtenue par un algorithme adaptatif. Un exemple pratique de réalisation est donné dans [1, 15].

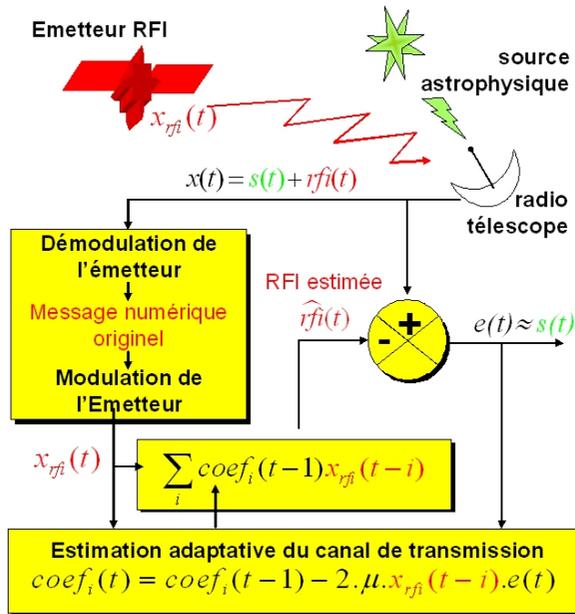


Figure 5.: *Synthèse paramétrique de l'émetteur RFI à partir d'une antenne unique. Schématiquement, l'équivalent d'un récepteur de télécom va par démodulation régénérer le message numérique originel émis par la RFI. Ce message numérique est par essence exempt de tout bruit. Il est donc utilisé pour resynthétiser par modulation le signal RFI tel qu'il a été généré par l'émetteur. Un algorithme adaptatif estime les paramètres de la modulation ainsi que la fonction de transfert entre l'émetteur et le radiotélescope ( $\mu$  permet de choisir le compromis entre vitesse d'adaptation et précision de l'adaptation). Un exemple pratique de réalisation est donné dans [9].*

## 4. Les aspects instrumentaux

Les performances des algorithmes peuvent être complètement anéanties si le système d'acquisition se trouve ébloui par l'émetteur. Or, la plupart des récepteurs de radioastronomie codent le signal sur quelques bits (1-bit de quantification est théoriquement suffisant si le signal observé a essentiellement les caractéristiques d'un bruit blanc). Par conséquent, en présence d'émetteurs, les non-linéarités induites par cette faible dynamique saturent complètement les observations, empêchant toute exploitation ultérieure.

L'évolution du contexte radioélectrique nécessite donc la mise en œuvre de systèmes de réception capables d'une part de supporter de grandes dynamiques et d'autre part de réaliser des fonctions du traitement de signal plus diversifiées que la classique analyse spectrale. A cela s'ajoute également un besoin scientifique d'observer des bandes de plus en plus larges.

Diverses architectures pour ces récepteurs de nouvelle génération sont actuellement testées. Beaucoup de questions sont encore en suspens et les réponses ne sont pas uniques : Quelle arithmétique privilégier ? Combien de bits pour traiter le signal ? Quel type de calculateur ? Quelle part de matériels et de logiciels ? Plutôt des grappes de PC, des cartes électroniques avec des composants numériques reconfigurables ou un mixte des deux ? Quelques exemples de stratégie instrumentale sont décrits ci-après.

### 4.1 Nouvelle génération de récepteur numérique à Nançay

La station de radioastronomie de Nançay s'est progressivement dotée d'outils permettant une cohabitation de plus en plus efficace avec les différents émetteurs auxquels elle est confrontée. D'outils logiciels exploitant les spectres mesurés dans un premier temps, en passant par des systèmes de détection analogiques [14], elle dispose actuellement de récepteurs à grande dynamique dont le plus récent, totalement reconfigurable, effectue des traitements en temps réel [19] (cf. Fig. 6a).

Outre les mesures spectrales de base, ce récepteur inclut plusieurs traitements d'élimination en temps réel des brouilleurs (cf. Fig. 6b). Sa haute précision temporelle et fréquentielle lui permet de s'adapter au profil t-f fréquence du brouilleur. Notamment, un banc de filtres polyphasés de 8192 canaux (cf. article de R. Weber dans cet ouvrage) à 49152 coefficients a été implanté. Il permet de garantir une réjection entre canaux supérieure à 70 dB. En final, deux processeurs de signaux peuvent être utilisés pour des opérations de détection ou d'estimation.

La Figure 1 (3ème ligne) et la Figure 7 sont deux illustrations des capacités de réjection en temps réel de ce récepteur. Une autre application permettant la détection automatique de sursaut rapide en présence de brouilleurs est également en fonction [8].

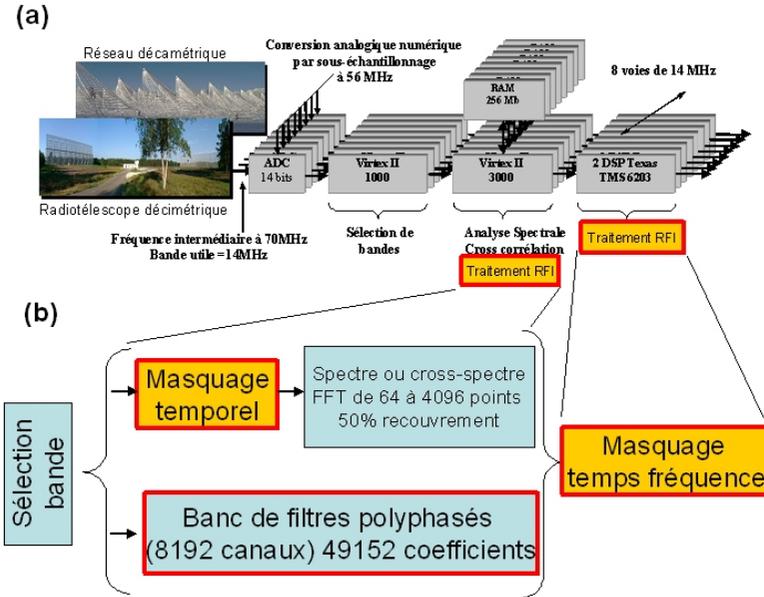


Figure 6.: Architecture matérielle et fonctionnelle du récepteur « Reconquête du domaine hertzien ». (a) Architecture matérielle : Le récepteur gère 8 voies identiques en parallèle. Le convertisseur analogique numérique (CAN) est sur 14 bits. Par voie, deux composants logiques reconfigurables (Virtex) et deux processeurs numériques (DSP) sont disponibles pour traiter le signal. Le récepteur permet de sélectionner une bande comprise entre 14 MHz et 875 kHz. Une analyse spectrale est ensuite effectuée. La résolution spectrale est comprise entre 64 et 8192 canaux. (b) Traitements implantés en routine. Le masquage temporel est utilisé pour éliminer les radars de manière automatique. La Figure 1 (3ème ligne) est obtenue avec ce traitement. Le masquage t-f est illustré, quant à lui, à la Figure 7.

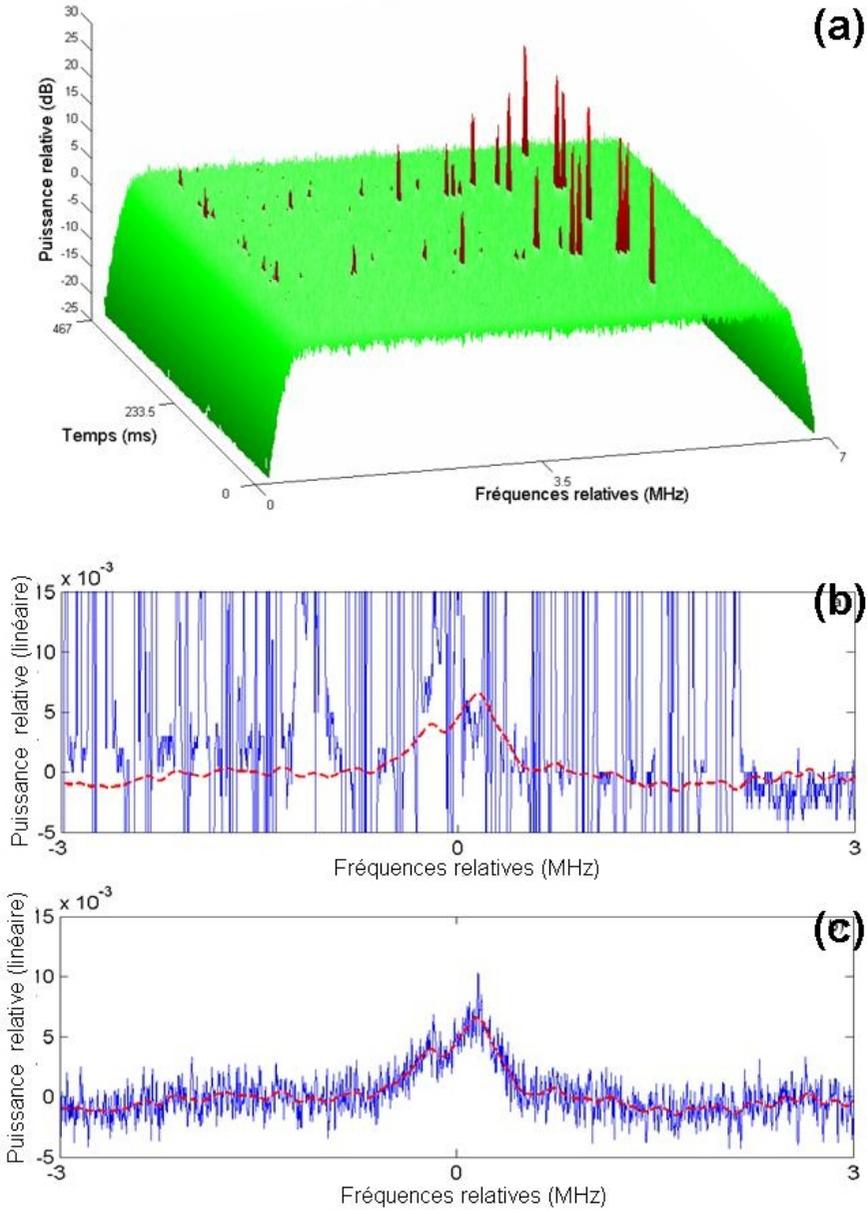


Figure 7.: Exemple de masquage temps-fréquence d'un émetteur TDMA en bande décimétrique. (a) les impulsions  $t$ - $f$  sont clairement visibles sur cet échantillon du spectre temps-fréquence. La source astrophysique (IIIZW35) est noyée dans le bruit autour de 0 dB. (b) Le spectre moyenné pendant 13 mn sans masquage. La présence de l'émetteur rend inexploitable ce spectre intégré. En pointillé, le profil attendu (c) Le spectre moyenné pendant 13 mn avec masquage. Le critère de puissance utilisé permet de conserver 97.5% de l'information tout en éliminant les pics dus au brouilleur.

## 4.2 LOFAR et SKA

LOFAR est un grand réseau interférométrique couvrant la gamme de 10 à 220 MHz en cours de construction aux Pays-Bas. Chaque site sera constitué d'un réseau d'antennes phasées. Une bande de 32 MHz issue de chaque antenne sera tout d'abord analysée au travers d'un banc de filtres polyphasés de 256 canaux. Les canaux contenant des émetteurs seront éliminés par des techniques de détection proches de celles décrites en section 3.2 ou dans [13, 2]. Ensuite, un filtrage spatial sera appliqué (cf. section 3.1). Finalement, chaque canal sera lui-même redécomposé en 256 sous-canaux où une détection de RFI sera à nouveau mise en œuvre.

SKA est un projet à horizon 2020. Sa surface collectrice sera de 1 km<sup>2</sup>. Il couvrira la bande entre 150 MHz et 20 GHz, il aura des capacités multifréquences et multifaisceaux. En termes de techniques de traitement des émetteurs, il capitalisera toutes les expérimentations en matière de traitement de RFI.

## 5. Conclusions

Que cela soit dans le choix des méthodes ou dans l'architecture des systèmes d'observation, force est de constater qu'il n'y a pas de solutions miracles. A plus long terme, il est clair que des projets d'instruments tels que LOFAR et SKA intégreront nombre de ces techniques, plus d'autres encore à développer. Cependant, ces aspects techniques ne doivent pas faire oublier que l'action la plus efficace, lorsqu'elle aboutit, reste la régulation du spectre et l'attribution de bandes protégées à la radioastronomie.

## Remerciements

Certains résultats évoqués dans cet article sont issus d'un travail collectif de Stephanie Bretteil, Andrée Coffre, Pierre Colom Laurent Denis, Cédric Dumez-viou, Christian Fabrice, Eric Gérard, Guy Kenfack, Alain Kerdraon, Alain Lecacheux, Jean-Michel Martin, Philippe Ravier, Patrice Renaud, Philippe Picard, Emmanuel Thetas, Philippe Zarka du *RFI Mitigation Group* dont fait partie également l'auteur.

## Références

- [1] C. Barnbaum and R. F. Bradley. A new approach to interference excision in radio astronomy: real-time adaptive cancellation. *Astron. J.*, 115:2598–2614, 1998.
- [2] A. J. Boonstra. *Radio frequency interference mitigation in radio astronomy*. PhD Thesis, TU Delft, Dept. EEMCS, 2005.

- [3] S. Bretteil. *Estimation spectrale en temps réel de sources radioastronomiques en présence de brouilleurs cyclostationnaires. Application au radiotélescope décimétrique de Nançay*. Thèse de Doctorat, Université d'Orléans, 2005.
- [4] S. Bretteil and R. Weber. Comparison between two cyclostationary detectors for RFI mitigation in radio astronomy. *Radio Sci.*, 40(RS5S15), 2005.
- [5] J. Capon. High-resolution frequency-wavenumbers spectrum analysis. *Proc. of the IEEE*, 57(8), 1969.
- [6] V. Clerc. *Implémentation de processus hétérogènes de traitement du signal en temps réel à contrainte moyenne. Application à la radioastronomie*. Thèse de Doctorat, Université Paris 6, 2003.
- [7] CRAF. *Handbook for Radio Astronomy*. European Science Foundation, 3ème édition, 2005.
- [8] C. Dumez-Viou. *Restauration de sources radioastronomiques en milieu radioélectrique hostile : Implantation de détecteurs temps-réel sur des spectres dynamiques*. Thèse de Doctorat, Université d'Orléans, 2007.
- [9] J. D. Ellingson, S. W. ans Bunton and J. F. Bell. Removal of the glonass c/a signal from oh spectral line observations using a parametric modelling technique. *Astron. J. Supp.*, 135(1):87–93, 2001.
- [10] S. W. Ellingson. Techniques for mitigation of radio frequency interference in radio astronomy. In *IAU General Assembly*, Prague, République Tchèque, 2006.
- [11] P. A. Fridman. RFI excision using a higher order statistics analysis of the power spectrum. *Astron. Astrophys.*, 368:369–376, 2001.
- [12] P. A. Fridman. RFI mitigation methods in radio astronomy. *Astron. Astrophys.*, 378:327–344, 2001.
- [13] A. Leshem and A. J. van der Veen. Multichannel interference mitigation techniques in radio astronomy. *Astron. Astrophys., Suppl. Ser.*, 13(1):355–374, 2000.
- [14] P. Picard, D. Aubry, E. Gerard, and I. Thomas. A short pulse blanker for wide band radio spectroscopy. In *XXXVII Assemblée générale de l'URSI*, Maastricht, Pays-Bas, 2002.
- [15] A. J. Poulsen, B. D. Jeffs, K. F. Warnick, and J. R. Fisher. Programmable real-time cancellation of glonass interference with the green bank telescope. *Astron. J.*, 130:2916–2927, 2005.
- [16] J. Raza, A. J. Boonstra, and A. J. van der Veen. Spatial filtering of RF interference in radio astronomy. *IEEE Signal Processing Letters*, 9(2), 2002.
- [17] M. Tagger and P. Zarka. LOFAR : the LOw Frequency ARray and the french FLOW consortium. *Ce volume*, p. 339.

- [18] R. Weber, P. Colom, A. Kerdraon, and A. Lecacheux. Techniques d'observation en radioastronomie basse fréquence en présence d'émetteurs radio-électriques. *Bulletin du Bureau National de Métrologie*, 2004-3(126):67–72, 2004.
- [19] R. Weber, C. Viou, A. Coffre, L. Denis, P. Zarka, and A. Lecacheux. DSP-enabled radio astronomy: towards IIZW35 reconquest. *J. of Applied Signal Processing*, 16:2686–2693, 2005.
- [20] R. Weber, P. Zarka, V. B. Ryabov, R. Feliachi, J.-M. Grießmeier, L. Denis, R. V. Kozhin, V. V. Vinogradov, and P. Ravier. Data preprocessing for decametre wavelength exoplanet detection : an example of cyclostationary RFI detector. In *EUSIPCO*, Poznan, Pologne, 2007.



## Introduction au banc de filtres polyphases

Rodolphe WEBER

*Laboratoire d'Electronique Signaux Images,  
Polytech'Orleans, Université d'Orléans*

**Abstract.** Nowadays, polyphase filtering is a common signal processing function which is implemented in most of radio astronomical receivers. The aim of this article is to provide the main basis to understand such implementation.

**Résumé.** Le filtrage polyphase est une fonction de traitement du signal très en vogue dans les récepteurs de radioastronomie récents ou en cours de développement. L'objectif de cet article est de fournir les éléments de compréhension qui vont permettre d'interpréter correctement les résultats obtenus avec les récepteurs qui contiennent ce type d'implantation.

### Table des matières

1. Introduction	195
2. Rappels de filtrage numérique	195
3. Filtrage polyphase	197
4. Banc de filtre polyphases	199
5. Filtrage multiscandance	200
6. Conclusions	202

## 1. Introduction

Le filtrage polyphase est une fonction de traitement du signal très en vogue dans les récepteurs de radioastronomie récents ou en cours de développement [1, 4, 3]. Fonctionnellement, rien ne la distingue d'un filtrage numérique classique. Tout son intérêt réside dans l'efficacité de son implantation matérielle qui permet de réduire notablement le nombre de multiplications par seconde (Ops) par rapport à une implantation classique. En outre, dans le cas de spectromètre numérique, elle apporte une meilleure résolution fréquentielle comme l'illustre la Figure 1.

L'objectif de cet article est de fournir les éléments de compréhension qui permettront d'interpréter correctement les résultats obtenus avec les récepteurs qui intègrent des implantations polyphases. Pour ce faire, nous rappellerons dans un premier temps quelques bases du filtrage numérique. Ensuite, nous cheminerons progressivement du filtrage polyphase au filtrage multiscadence, aboutissement ultime des bancs de filtres polyphases

## 2. Rappels de filtrage numérique

Dans le cadre de ces implantations polyphases, nous nous intéressons qu'aux filtres non-récurrents. Ils correspondent à une simple moyenne pondérée des échantillons d'entrée :

$$\sum_{i=0}^{N-1} h_i x(n-i) = y(n) \quad (1)$$

où  $n$  est l'instant courant (la fréquence d'échantillonnage,  $F_s$ , est sous-entendue),  $x(n-i)$  est un échantillon d'entrée retardé d'une durée  $i$  par rapport à l'instant courant, les  $h_i$  sont les coefficients du filtre,  $y(n)$  est la sortie du filtre.

La réponse de ce filtrage à une impulsion<sup>1</sup> est appelée la réponse impulsionnelle,  $h(n)$ . Dans le cas de filtres non-récurrents, cette réponse impulsionnelle est simplement donnée par :

$$h(n) = \begin{cases} h_n & \text{si } n = 0, \dots, N-1 \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases}$$

La connaissance de  $h(n)$  permet de calculer la sortie du filtre à tout type d'excitation par la relation suivante :

$$(x \otimes h)(n) = y(n) \quad (2)$$

---

<sup>1</sup>Un signal qui vaudrait 1 à l'instant 0, et 0 à tous les autres instants.

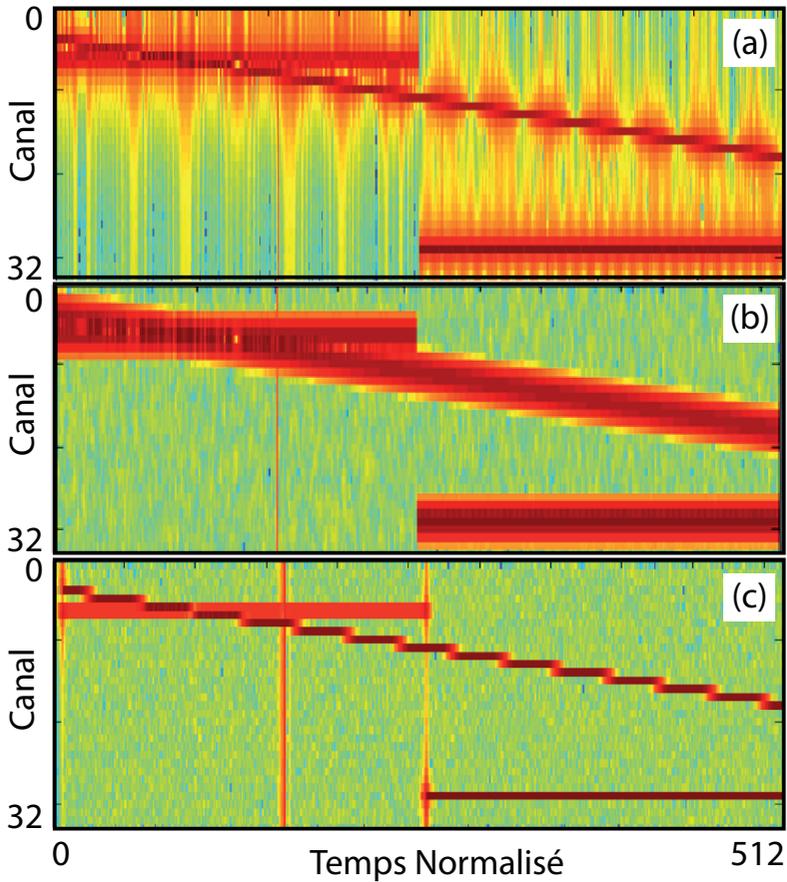


Figure 1.: Spectres dynamiques de 32 canaux obtenus grâce à 3 implantations de banc de filtres. Le signal observé présente un signal sinusoïdal qui dérive, un signal sinusoïdal qui se trouve à cheval entre le canal 5 et le canal 6 puis qui bascule au milieu du canal 28, une impulsion à l'instant 158. (a) Transformée de Fourier glissante sur 32 points. La présence de lobes secondaires donne cet effet de bavure (b) Transformée de Fourier glissante avec fenêtrage de Blackman-Harris préalable sur 32 points. Le fenêtrage élimine les bavures mais le lobe principal est élargi. (c) Implantation d'un banc de filtres polyphase qui cumule bonne réjection entre canaux et bonne résolution fréquentielle. Le filtre prototype fait 640 coefficients.

où  $\otimes$  désigne l'opérateur de convolution.

La transformée en Z (TZ) est très utilisée en traitement numérique du signal. C'est une transformation linéaire qui est définie comme suit :

$$F(z) = \text{TZ}(f)(z) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} f(n)z^{-n}, z \in \mathbb{C}$$

où  $f(n)$  est une suite numérique quelconque et  $z$  le dual de  $n$  dans l'espace transformé.

Les problématiques de convergence de la TZ sont hors du cadre de cet article. Par contre, les propriétés suivantes vont nous être d'un grand intérêt :

$$\begin{aligned} \text{TZ}((x \otimes y)(n)) &= X(z)Y(z) \\ \text{TZ}(x(n-i)) &= z^{-i}X(z) \\ X(z)|_{z=\exp(j2\pi f)} &= \text{TF}(x)(f) \end{aligned}$$

où  $X(z)$  et  $Y(z)$  sont les TZ respectives de  $x(n)$  et  $y(n)$  et TF représente la transformée de Fourier discrète.

A partir de ces propriétés, calculons la TZ de l'Eq. 1 :

$$X(z) \sum_{i=0}^{N-1} h_i z^{-i} = Y(z) \quad (3)$$

Un résultat identique est obtenu en prenant la TZ de l'Eq. 2 avec par définition :

$$H(z) = \sum_{i=0}^{N-1} h_i z^{-i} \quad (4)$$

$H(z)$  se nomme également fonction de transfert en  $Z$  du filtre. Comme le montre la Figure 2, l'Eq. 3 permet de définir l'implantation classique d'un filtre non-récurusif. Nous allons voir, à la section suivante, qu'en réarrangeant différemment la sommation de l'Eq. 4, nous pouvons proposer une autre implantation d'un filtre non-récurusif.

### 3. Filtrage polyphase

Pour des raisons de simplicité, nous allons supposer que le nombre de coefficients du filtre,  $N$ , est un multiple d'une constante entière,  $D$  (i.e.  $N = K.D$ ). Développons la sommation de l'Eq. 4 sous la forme de  $D$  lignes de  $K$

**Equation :** 
$$Y(z) = \sum_{i=0}^{N-1} h_i \cdot [z^{-i}X(z)]$$

**Implantation :**

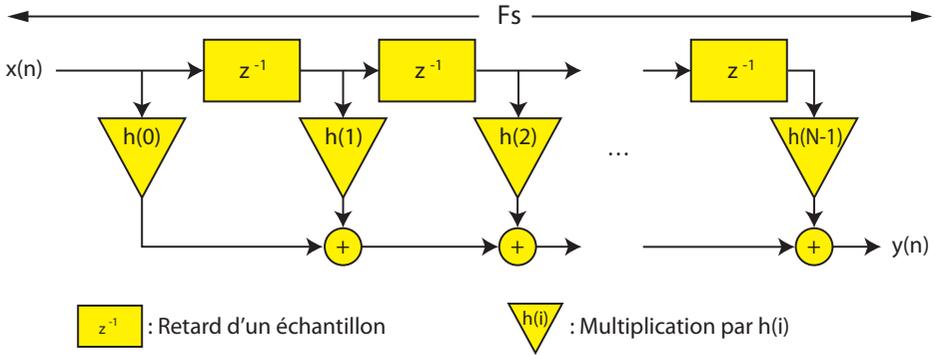


Figure 2.: *Implantation classique d'un filtre numérique. Les échantillons sont retardés ( $z^{-i}X(z)$ ) puis multipliés par les coefficients correspondants,  $h(i)$ . Les produits obtenus sont sommés pour former le résultat du filtrage. L'ensemble de ces opérations doit être cadencé à la fréquence d'échantillonnage,  $F_s$ . Le nombre d'Ops est  $N$ .*

colonnes :

$$H(z) = \sum_{i=0}^{K \cdot D - 1} h_i z^{-i}$$

$$= \left\{ \begin{array}{lll} h_0 z^{-0} & + h_D z^{-D} & + \dots + h_{D(K-1)} z^{-D(K-1)} \\ + h_1 z^{-1} & + h_{D+1} z^{-(D+1)} & + \dots + h_{D(K-1)+1} z^{-D(K-1)-1} \\ & \vdots & \\ + h_{D-1} z^{-(D-1)} & + h_{2D-1} z^{-(2D-1)} & + \dots + h_{DK-1} z^{-(DK-1)} \end{array} \right\}$$

Considérons les fonctions de transfert en  $Z$  suivantes, pour  $l = 0, \dots, D - 1$  :

$$E_l(z) = \sum_{i=0}^{K-1} h_{l+iD} z^{-i}$$

Il est facile de vérifier que :

$$H(z) = \left\{ \begin{array}{ll} & E_0(z^D) \\ +z^{-1} & E_1(z^D) \\ \vdots & \\ +z^{-D+1} & E_{D-1}(z^D) \end{array} \right\} = \sum_{i=0}^{D-1} z^{-i} E_i(z^D) \tag{5}$$

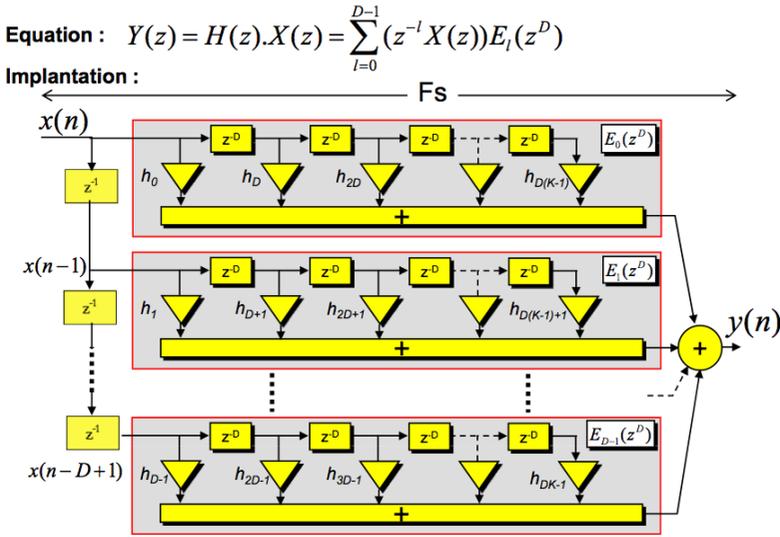


Figure 3.: *Implantation polyphase d'un filtre numérique. Le signal  $x(n)$ , progressivement retardé, est appliqué à  $D$  filtres dits polyphases,  $E_l(z^D)$ , puis les sorties de ces  $D$  filtres polyphases sont sommées entre elles. Les coefficients des filtres  $E_l(z^D)$  sont définis à partir d'une réagencement des coefficients du filtre originel. L'ensemble de ces opérations doit être cadencé à la fréquence d'échantillonnage,  $F_s$ . Le nombre d'Ops est  $N$ .*

onc, l'Eq. 3 devient :

$$X(z) \begin{Bmatrix} +z^{-1} & E_0(z^D) \\ +z^{-1} & E_1(z^D) \\ \vdots & \vdots \\ +z^{-D+1} & E_{D-1}(z^D) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} +z^{-1} & X(z).E_0(z^D) \\ +z^{-1} & X(z).E_1(z^D) \\ \vdots & \vdots \\ +z^{-D+1} & X(z).E_{D-1}(z^D) \end{Bmatrix} = Y(z)$$

La Figure 3 donne l'implantation correspondant à cette équation. L'approche polyphase revient essentiellement à décomposer le filtre à implanter en  $D$  filtres parallèles qui sont extraits du filtre originel. Ce parallélisme peut être ensuite exploité si l'architecture matérielle ciblée est également parallélisable. Néanmoins, à ce stade de la présentation, il n'y a pas de différence en termes fonctionnels ni en termes d'Ops par rapport à une implantation classique. Examinons maintenant ce que donne cette approche dans le cas d'un banc de filtre.

#### 4. Banc de filtre polyphases

Un banc de filtres est la mise en œuvre de  $M$  filtres indépendants,  $H_k(z)_{k=0,\dots,M-1}$ , en parallèle, chacun étant supposé sélectionner une fraction,

en général  $1/M$ , de la bande à analyser. La Figure 4a illustre ce propos. Posons le fait que ces filtres  $H_k(z)$  ne soient que des versions régulièrement translatées en fréquence d'un filtre passe-bas prototype,  $H(z)$ . Mathématiquement, cela revient à écrire :

$$H_k(z) = H \left[ z \cdot \exp \left( -j2\pi \frac{k}{M} \right) \right] \text{ pour } k = 0, \dots, M - 1$$

D'autre part, considérons l'implantation polyphase du filtre passe-bas prototype,  $H(z)$ , telle qu'elle est donnée à l'Eq. 5. En prenant  $D = M$ , l'équation précédente devient alors :

$$H_k(z) = \sum_{l=0}^{M-1} \left( z \cdot \exp \left( -j2\pi \frac{k}{M} \right) \right)^{-l} E_l \left( z^M \cdot \exp \left( -j2\pi \frac{k}{M} \right)^M \right)$$

Après simplification, les filtres  $H_k(z)$  s'écrivent donc :

$$H_k(z) = \sum_{l=0}^{M-1} z^{-l} \cdot E_l(z^M) \cdot \exp \left( -j2\pi \frac{kl}{M} \right)$$

Cette expression indique que la sortie du banc de filtres  $H_k$  n'est autre que la TF inverse des sorties des filtres polyphases. Ces derniers sont issus du filtre prototype  $H$  dont dérivent les dits  $H_k$  (cf. Fig. 4b). En considérant que le filtre prototype possède  $N$  coefficients, une implantation classique d'un banc de  $M$  filtres nécessiterait  $N.M$  Ops alors que son implantation polyphase ne nécessite que  $N + M \cdot \log M$  Ops.

Soulignons que cette implantation n'impose aucune restriction sur le nombre de coefficients,  $N$ , du filtre prototype. De ce fait, il est possible d'ajuster de manière indépendante la largeur de son lobe principal et le niveau de ses lobes secondaires. Ainsi, en augmentant  $N$ , de très bonnes performances en termes de résolution fréquentielle et de réjection entre canaux peuvent être atteintes (cf. Fig. 1c).

En fait, cette implantation n'est qu'une généralisation des spectromètres à base de TF. En effet, si nous prenons  $N = M$ , l'implantation correspond à la mise en œuvre classique d'une TF glissante sur  $M$  échantillons avec fenêtrage préalable (cf. Figs. 1a et 1b).

A ce stade, la cadence de sortie des échantillons par canal reste égale à la cadence d'entrée,  $F_s$ . Or les filtrages appliqués ont réduit la largeur du signal observé en sortie de chaque canal, il donc possible de réduire le flux de sortie en conséquence. Cet aspect est abordé à la section suivante.

## 5. Filtrage multicadence

La manière la plus simple pour réduire un flux numérique est d'éliminer des échantillons de manière régulière. Cette opération se nomme une décimation

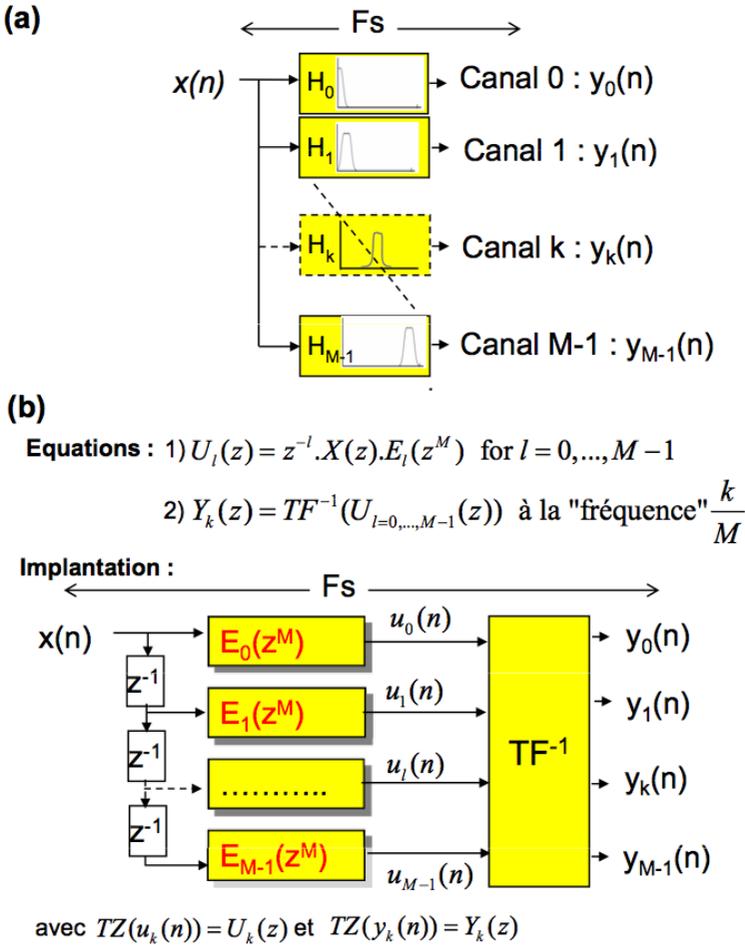


Figure 4.: *Implantation d'un banc de filtres. (a) Implantation classique en définissant  $M$  filtres  $H_{k=1, \dots, M-1}$  régulièrement répartis sur l'ensemble de la bande. En supposant qu'il y a  $N$  coefficients par filtre, la mise en œuvre du banc de filtres nécessite  $N \cdot M$  Ops. (b) Implantation polyphase du banc de filtres. Un filtre passe-bas prototype permet de définir les filtres polyphases  $E_l(z^M)$ . La TF inverse permet de translater fréquentiellement ce filtre prototype pour former les différents filtres  $H_{k=1, \dots, M-1}$ . L'ensemble de ces opérations doit être cadencé à la fréquence d'échantillonnage,  $F_s$ . Le nombre d'Ops est donc  $N$  pour la partie polyphase et  $M \cdot \log M$  pour la TF inverse.*

et elle est définie par un facteur de décimation  $T$  :

$$x_{\text{décimé}}(n) = x(nT)$$

Cette fonction est tout à fait similaire à une fonction d'échantillonnage utilisée pour passer du domaine analogique au domaine numérique. Notamment toutes les considérations liées au repliement de spectre sont valides. Elles seront supposées connues pour la suite. Ainsi, si chaque canal du banc de filtres est décimé par un facteur  $T$ , le spectre du signal résultant présentera des effets de repliement plus ou moins marqués suivant la réjection garantie par le filtre prototype.

Théoriquement, si le filtre prototype était parfait (filtre rectangulaire de largeur  $1/M$ ), le facteur de décimation pourrait être  $T = M$ . En pratique, le filtre prototype étant plus large que la largeur d'un canal idéal, une décimation par  $M$  entraîne systématiquement un repliement. Par contre cette décimation, dite maximale, donne le débit en sortie le plus bas.

D'un point de vue implantation, l'application d'une décimation en sortie de chaque canal est un gaspillage phénoménal de temps de calcul. En effet, seule 1 sortie sur  $T$  est conservée alors que toutes ont été calculées. La Figure 5 montre comment la décimation peut être décalée bien plus en amont pour finalement ne faire calculer au banc de filtres que les opérations strictement nécessaires au calcul des sorties effectives. Dans le cas où  $T = M$ , le nombre d'Ops est divisé par  $M$  ! Pour prolonger l'analogie donnée à la section précédente, on est passé d'une TF glissante à une TF par blocs contigus de  $M$  échantillons.

A titre d'exemple, le récepteur «Reconquête du domaine Hertzien» intègre un spectromètre à 8192 canaux qui exploite un filtre prototype à 49152 coefficients (cf. Fig. 6 et [3]). Sur des principes similaires, il existe d'autres implantations optimales de fonctions de filtrage multicadence (voir [2], pour plus de détails).

## 6. Conclusions

L'aspect polyphase d'un banc de filtres polyphases n'est qu'une astuce d'implantation qui permet de réduire le nombre d'opérations à effectuer. Fonctionnellement, rien ne différencie un banc de filtres polyphase d'un banc de filtres classique. Notamment, la sortie d'un canal s'interprète comme le filtrage du signal d'entrée par un filtre passe-bas prototype translaté à la fréquence central du dit canal. Ce filtrage peut être suivi par une décimation. L'intérêt de cette technique est que, tout en minimisant les coûts d'implantation matérielle, elle permet d'obtenir de très bonnes performances en termes de résolution fréquentielle et de réjection par le choix ad-hoc du filtre prototype.

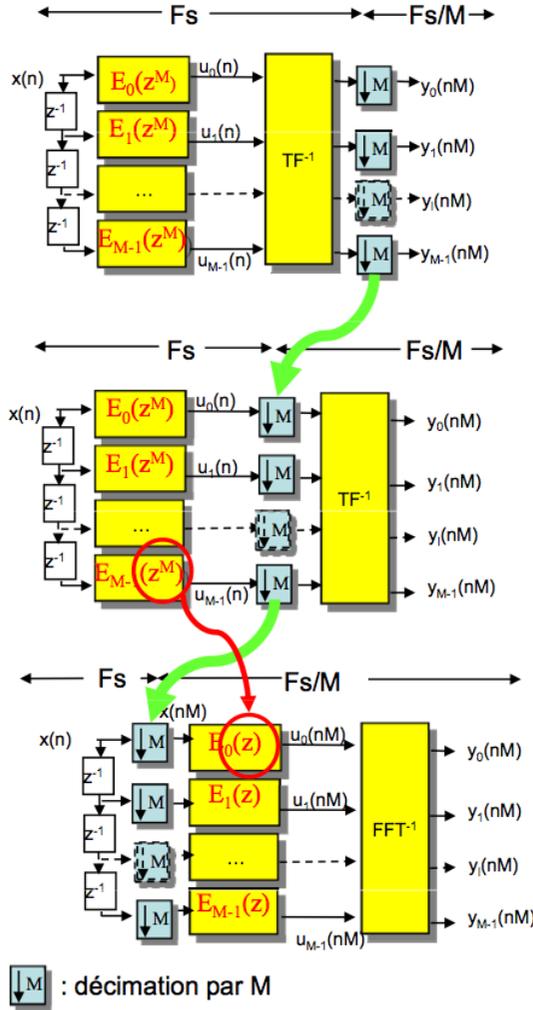


Figure 5.: Implantation d'un banc de filtres polyphase avec décimation par  $M$ . (a) vue fonctionnelle. (b) puis (c), la décimation est progressivement déplacée en amont. Les filtres polyphase passent d'une structure  $E_l(z^M)$  à une structure  $E_l(z)$ . Au final, seules les opérations nécessaires au résultat définitif sont calculées. Cela permet de réduire encore d'un facteur  $M$ , le nombre d'Ops.

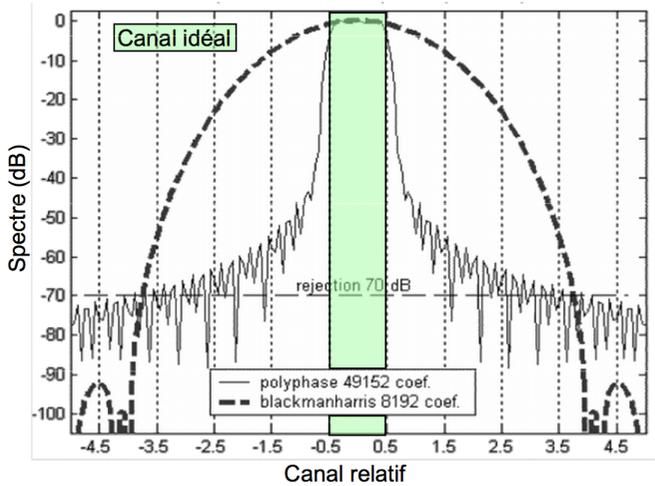


Figure 6.: *Spectre du filtre prototype intégré dans le récepteur «Reconquête du Domaine Hertzien». Il est défini par 49152 coefficients et il sert à générer un banc de filtres à 8192 canaux. La bande analysée par le récepteur est de 14 MHz. A titre de comparaison, le spectre d'un fenêtrage de Blackman-Harris (8192 points) est donné ainsi que le canal idéal.*

## Références

- [1] I. Cognard and G. Theureau. The Nançay Pulsar Instrumentation: The BON Coherent Dedispersor. In *On the Present and Future of Pulsar Astronomy, 26th meeting of the IAU*, Prague, République Tchèque, 2006.
- [2] P. P. Vaidyanathan. Multirate systems and filter banks. In *Signal Processing Series*, Prentice Hall, Englewoods Cliffs, NJ, USA, 1993.
- [3] R. Weber, C. Viou, A. Coffre, L. Denis, P. Zarka, and A. Lecacheux. DSP-enabled radio astronomy: towards IIIZW35 reconquest. *J. of Applied Signal Processing*, 16:2686–2693, 2005.
- [4] Workshop on Digital Backends. Abstracts. *RadioNet Meeting*, Bonn, 2004.



## Trois décennies d'étude des émissions radio de Jupiter : du Réseau Décamétrique de Nançay à LOFAR

Philippe ZARKA

*CNRS-Observatoire de Paris, Meudon, France*

**Abstract.** A brief review of Jupiter studies in the radio decameter range during the last three decades is presented, as well as an introduction to future work with LOFAR.

**Résumé.** Une brève revue des études de Jupiter menées dans la gamme décamétrique durant les trois dernières décennies est présentée, et les futures études avec LOFAR sont esquissées.

### Table des matières

1. Introduction	202
2. Première époque (<1990)	203
3. Passé récent (1990–2000)	204
4. Le présent (2000–2010)	206
5. LOFAR et le futur proche	207

## 1. Introduction

L'émission décamétrique de Jupiter (DAM) a été découverte à 22 MHz avec le radiotélescope "Croix de Mills" [3]. Sa polarisation circulaire dominante fut mesurée peu après [8] (on sait aujourd'hui que la polarisation du DAM est elliptique). Cette émission fut rapidement interprétée comme l'émission cyclotron d'électrons libres dans le champ magnétique de Jupiter. La fréquence cyclotron étant proportionnelle à l'amplitude du champ magnétique ( $f_{ce} = eB/2\pi m_e$ ), l'existence du DAM implique un champ magnétique d'amplitude  $B \sim 10$  G à la surface de Jupiter. La détection de l'émission synchrotron des ceintures de radiation de Jupiter [30] et de ses variations à une période  $\sim 10$ h permit de confirmer les conclusions tirées de l'observation du DAM et donnèrent la première indication d'un dipôle magnétique Jovien incliné de  $10^\circ$  sur son axe de rotation. L'exploration à distance de la magnétosphère de Jupiter commença donc presque en même temps que celle in-situ de la magnétosphère terrestre.

Une découverte majeure est celle de la corrélation de l'occurrence d'une partie du DAM avec la position du satellite Io le long de son orbite [1]. Ce phénomène, appelé "contrôle par Io", révéla l'interaction électrodynamique entre Io et le champ magnétique Jovien. Les émissions "contrôlées par Io" sont détectées quand Io est vu par l'observateur au limbe Ouest ou un peu en avant du limbe Est de Jupiter (angles observateur-Jupiter-Io de  $-90^\circ$  ou  $+60^\circ$ ). Ce phénomène, reconnu bien avant la découverte par les sondes Voyager du volcanisme de Io et du tore de plasma distribué le long de son orbite, peut s'interpréter qualitativement comme suit : l'interaction entre l'ionosphère de Io et le champ magnétique de Jupiter génère des courants et des électrons accélérés produisant à leur tour les émissions radio en question ; cette interaction, mettant en jeu des ondes d'Alfvén, n'est pas instantanée ; les émissions radio sont produites  $\sim 30$  min. après le début de l'interaction ; Io orbitant en 42h et le champ magnétique Jovien tournant en 10h, ce dernier balaye Io d'arrière en avant relativement au sens du mouvement orbital de Io ; du fait du délai de 30 min. ci-dessus, la ligne de champ magnétique jovien portant les sources du DAM contrôlé par Io est décalée de  $\sim 15^\circ$  vers l'aval de la position instantanée de Io, formant des angles observateur-Jupiter-Io de  $\pm 75^\circ$  ; enfin l'émission radio est produite selon un diagramme de rayonnement très anisotrope, le long d'un feuillet conique mince ouvert à  $\sim 75^\circ$  autour de la direction du champ magnétique dans la source [34]. Les sources du "Io-DAM" dans l'hémisphère Nord sont désignées par A & B, celle de l'hémisphère Sud par C & D.

Bien qu'il y ait eu des études du rayonnement synchrotron de Jupiter par le radiotélescope décimétrique de Nançay, nous nous concentrons ici sur l'étude du DAM durant les 3 dernières décennies à Nançay. Aux longueurs d'ondes du DAM (10 – 30 m), aucune résolution spatiale pertinente n'étant disponible avant l'avènement de LOFAR, les études du DAM se sont développées dans le plan temps-fréquence. L'émission est modulée par des variations saisonnière, rotationnelle, liées au vent solaire, à Io, et est intrinsèquement sporadique

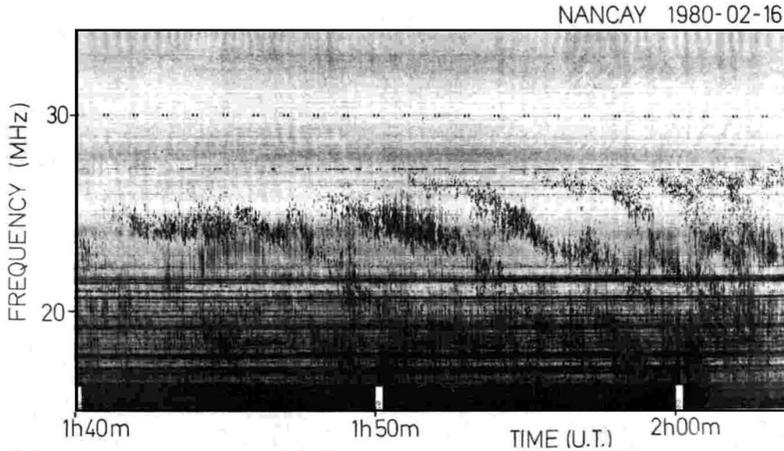


Figure 1.: *Spectre dynamique basse résolution (“fac-simile”) du DAM enregistré dans les années 1980.*

et affectée par la propagation des ondes radio entre leur source Jovienne et la surface terrestre (à travers le tore de Io, le milieu interplanétaire et l’ionosphère terrestre), les études temps-fréquence doivent être multi-échelles (cf. Fig. 4 de [21]).

Nous distinguons ci-dessous 4 grandes époques de l’étude du DAM, et présentons une sélection (non-exhaustive et partielle) des résultats obtenus.

## 2. Première époque (<1990)

Le réseau décimétrique de Nançay (RDN) a été construit en 1977 [2], en parallèle et en “soutien sol” au survol de Jupiter par les sondes Voyager 1 & 2 en 1978-79 [31]. C’est un réseau dense constitué de 144 antennes log-spirales coniques (modèles “Tipi” de Clark Lake) couvrant un champ d’environ un hectare et permettant de mesurer des flux étalonnés. 72 antennes sont polarisées circulairement à droite, et 72 à gauche. Elles couvrent la gamme spectrale 10–120 MHz. Le diagramme d’une antenne élémentaire a une ouverture de  $90^\circ$  à mi-puissance. Le phasage de chaque demi-réseau de 72 antennes est analogique et à 3 étages (rotation électronique de blocs de 8 antennes par pas de  $45^\circ$ , puis lignes à retard EO puis NS). Il permet de pointer un faisceau de  $\sim 6^\circ \times 10^\circ$  dans une direction arbitraire jusqu’à  $> 60^\circ$  de l’axe de l’antenne (incliné de  $20^\circ$  vers le sud par rapport au zénith). Le pointage est électronique (par phasage) et donc quasi-instantané. Le gain d’une antenne est 6 dB, celui d’un bloc de 8 antennes 15 dB, et celui d’un demi réseau 25 dB. L’aire effective de chaque demi-réseau est  $A_{eff} = 24\lambda^2 \leq 4000 \text{ m}^2$  (l’aire maximum est atteinte vers 25 MHz).

Jusqu’en 1990, les observations quotidiennes de Jupiter (dites “de routine”) dans le plan temps-fréquence de 10 à 40 MHz, pendant 8h autour du transit

de Jupiter au méridien de Nançay, ont été enregistrées de manière analogique directement sous forme de tracés sur papier, par un système de type fac-simile. Ce système traçait les spectres consécutifs enregistrés par un analyseur de spectre à balayage sous forme de lignes où la densité de noir est proportionnelle à l'intensité mesurée (Figure 1). On obtient ainsi le spectre dynamique de l'intensité reçue, avec une résolution d'environ  $75 \text{ kHz} \times 1 \text{ s/spectre}$  (alternativement en polarisation gauche et droite). Ces observations à "basse résolution" ont permis de nombreuses études :

- Catalogues et statistiques de l'occurrence du DAM [18]
- Morphologie et occurrence des "arcs" emboîtés dans le plan temps-fréquence, et tentatives de modélisation via des effets de propagation (caustiques) [19] ou des ondes d'Alfvén avec réflexions multiples entre le tore de Io et l'ionosphère de Jupiter, générant des séries de cônes d'émissions radio [10]
- Effet de la scintillation interplanétaire sur le DAM, fournissant des contraintes sur la localisation des sources dans la magnétosphère Jovienne [9]
- Occurrence et distribution temps-fréquence des sursauts "millisecondes" (sursauts brefs dérivant rapidement en fréquence) ; bien que les observations de routine ne permettent pas de les résoudre, une interprétation de ces sursauts a été proposée, via des paquets d'électrons "remontant" les lignes de champ magnétique reliant Jupiter à Io [7, 17].

### 3. Passé récent (1990–2000)

En 1990, la routine du RDN est passée sous forme numérique, en conservant les mêmes résolutions que précédemment. Ses données (Figure 2a) sont mises en ligne sur [www.obs-nancay.fr](http://www.obs-nancay.fr) (réseau décimétrique). Durant cette décennie, un spectro-polarimètre numérique (SPN) à balayage a également été mis en œuvre au RDN, fournissant à des résolutions temporelle et spectrale voisines de celles de la routine les 4 paramètres de Stokes déterminant la polarisation complète des ondes reçues (et non plus seulement leur intensité en polarisation circulaire gauche et droite). Enfin, un spectrographe acousto-optique (SAO) a également été construit et exploité, donnant pour la première fois accès à la haute résolution temporelle : le SAO permet dans une ou deux voies de polarisation circulaire l'acquisition d'un spectre complet toutes les quelques millisecondes, en mode multicanal et avec une couverture temporelle proche de 100% (Figure 2b).

Ces nouveaux instruments "sol" ont accompagné, soutenu et complété la ré-exploration de la magnétosphère de Jupiter par les sondes spatiales Ulysses, Galileo, Cassini (Figure 2c), avec quelques contributions de Wind. C'est également dans cette décennie qu'ont démarré les observations en infrarouge et ultraviolet des aurores de Jupiter (y compris la tache aurorale UV et IR dans chaque hémisphère due à l'interaction Io-Jupiter), permettant les premières études multi-spectrales.

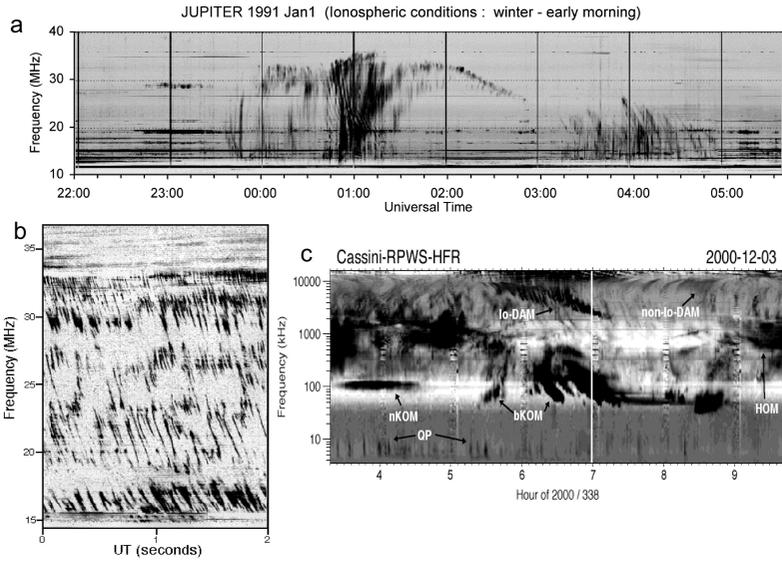


Figure 2.: Spectres dynamiques des émissions radio de Jupiter obtenus (a) par la routine numérique mise en service en 1990 (émission Io-Jupiter), (b) par le SAO à 3 msec de résolution, (c) par l'expérience radio de la sonde Cassini entre 0 et 16 MHz.

Ces observations ont apporté un grand nombre de résultats nouveaux concernant le spectre, la localisation des sources, et la directivité des différentes composantes radio Joviennes (cf. [36]), dont notamment :

- La mesure directe — goniopolarimétrique — par Ulysses de la localisation des sources du rayonnement hecto-kilométrique Jovien, démontrant que l'émission est produite à la fréquence cyclotron électronique locale  $f_{ce}$  [15]
- L'explication de la forme temps-fréquence des arcs radio Io-Jupiter par une combinaison de la topologie du champ magnétique de Jupiter et de la directivité du DAM [26]
- La relation des émissions radio indépendantes de Io avec l'ovale auroral principal UV, et celle du DAM dépendant de Io avec la tache UV/IR au voisinage du pied de la ligne de champ instantanée Io-Jupiter [24, 25]
- La mesure de la polarisation 100% elliptique du DAM [5, 6], impliquant une densité de plasma extrêmement faible ( $\leq 5 \text{ cm}^{-3}$ ) dans les régions sources du DAM [20]
- La mesure massive de taux de dérive ( $df/dt$ ) des sursauts milliseconde, permettant d'en déduire l'énergie ( $5 \pm 2 \text{ keV}$ ) des paquets d'électrons — en mouvement adiabatique — qui les produisent [34].

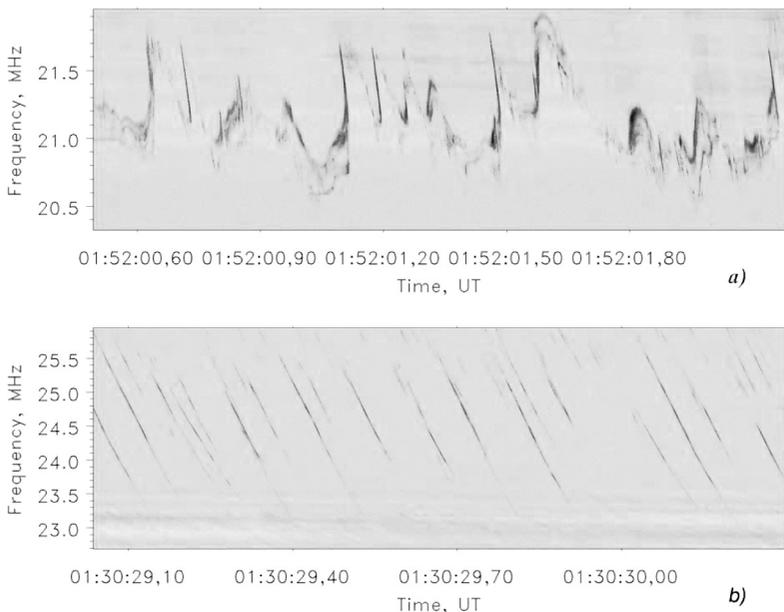


Figure 3.: *Spectres dynamiques à très haute résolution des sursauts millisecondes obtenus par FFT appliquée à la forme d’onde numérisée par un prototype du récepteur Drafta à Kharkov. (haut) sursauts complexes, (bas) sursauts simples.*

#### 4. Le présent (2000–2010)

La décennie 2000–2010 a vu une nouvelle révolution instrumentale dans ce domaine : mise en place de spectropolarimètres numériques à FFT de première génération [14], 2<sup>me</sup> génération (le projet “Reconquête du domaine Hertzien”) [32], et 3<sup>me</sup> génération (récepteurs DSPZ/Drafta installés au radiotélescope UTR2 de Kharkov [29]), combinant les avantages du SPN et du SAO. Leur réalisation “tout numérique” a mis l’accent sur une dynamique d’entrée très élevée (>70 dB), permettant d’accepter sans saturation les parasites intenses très nombreux dans la bande 10–40 MHz. Des numériseurs de forme d’onde ont également été mis en œuvre à Nançay et Kharkov : de 1<sup>re</sup> génération (projet Robin réalisé à Nançay puis transféré à Kharkov), 2<sup>me</sup> génération (récepteur PDA à 80 MHz × 14 bits mis en œuvre à Nançay pour des études de corrélation avec LOFAR — cf. section suivante), et 3<sup>me</sup> génération (récepteur DSPZ/Drafta à 66 MHz × 16 bits mis en œuvre à Kharkov [29]). Ces numériseurs de forme d’onde permettent l’accès en temps différé (par calcul) à des résolutions temporelle  $\delta t$  ou spectrale  $\delta f$  arbitrairement fines, limitées seulement par la relation  $\delta t \times \delta f \geq 1$  (Figure 3). En parallèle, un effort de modélisation théorique a été mené en vue de l’interprétation quantitative de ces nouvelles observations, en particulier concernant l’émission DAM Io-Jupiter.

Parmi les nombreux résultats de ces nouvelles études, on peut mentionner :

- La découverte de sauts de potentiel électrique  $\sim 1$  kV le long des lignes de champ magnétique Io-Jupiter [11]
- La modélisation de l'accélération des électrons responsables du DAM Io-Jupiter par des ondes d'Alfvén ; en particulier, une explication a été proposée pour la nature discrète, la dérive et la quasi-périodicité des sursauts millisecondes [12]
- L'étude de la structure ultrafine ( $\mu\text{sec}$ ) des sursauts millisecondes : des segments quasi-monochromatiques découverts par [4] ont en fait été interprétés comme résultant de l'amplification à bande étroite du rayonnement radio, comme prédit par le mécanisme supposé de génération du DAM (Instabilité Maser Cyclotron) [28]
- La modélisation géométrico-physique quantitative des spectres dynamiques radio (arcs, notamment), via un logiciel de simulation, mettant en évidence le fait que le DAM est amplifié dans une direction oblique (plutôt que perpendiculaire) par rapport au champ magnétique dans la source [13, 22]
- L'étude statistique de la distribution des fréquences maximales du DAM Io-Jupiter et sa comparaison avec les modèles de champ magnétique Jovien ; une solution possible passe par l'excitation d'ondes d'Alfvén aussi bien que de "chocs lents" par l'interaction Io-Jupiter [37].

Un intérêt majeur de l'étude du DAM est que cette émission peut être étudiée depuis le sol, au-dessus de la coupure ionosphérique terrestre ( $\sim 10$  MHz), au contraire de celles des autres planètes limitées à  $f \leq 1.5$  MHz du fait de leur champ magnétique plus faible. De ce fait, les observations ne sont pas affectées par les limitations sévères en termes de résolution, débit de données ...affectant les observations spatiales. L'étude du DAM peut — et doit — donc servir de prototype à celle des autres émissions radio planétaires. La modélisation des arcs, par exemple, s'applique à l'émission kilométrique de Saturne [16], et celle des sursauts millisecondes peut éclairer sur l'étude des structures fines de toutes les émissions radio planétaires [35].

De nombreuses questions restent ouvertes, comme par exemple celles qui concernent le DAM associé à l'ovale auroral principal Jovien. D'autres observations requièrent une interprétation, comme la distribution en loi de puissance constatée pour les intensités des sursauts milliseconde [27] ...

## 5. LOFAR et le futur proche

L'avènement de LOFAR devrait renouveler les études des émissions radio de Jupiter en y ajoutant la dimension "imagerie". LOFAR est un interféromètre de réseaux phasés (appelés "stations") en fin de construction aux Pays-Bas et en Europe. Il couvre la gamme 30–80 MHz aux basses fréquences, avec une extension possible à 10 MHz avec une sensibilité moindre, sans incidence pour les études de Jupiter dont le flux est de plusieurs millions de Jy. Avec un diamètre de  $\sim 100$  km aux Pays-Bas, et jusqu'à 1000 km avec les stations européennes, LOFAR atteindra une résolution angulaire de  $2''$  à 30 MHz. Cette

résolution permet d'imager les radiosources aurorales Joviennes, qui s'étendent sur 10–15" en longitude et  $\sim 10''$  en altitude. Cette imagerie doit être rapide  $\ll 1$  sec pour pouvoir résoudre les sources des sursauts radio millisecondes. Là encore, le flux élevé du DAM permettra d'obtenir un bon rapport S/B avec des expositions courtes.

Les objectifs de l'imagerie rapide du DAM avec LOFAR ont été analysés et décrits dans [38, 33]. Ils consistent en :

- Cartographie du champ magnétique à la surface de la planète, via la fréquence maximum des émissions détectées
- Mesure directe de l'angle d'émission du DAM relativement au champ magnétique dans la source, en fonction de la fréquence
- Contrainte sur la physique de l'interaction Io-Jupiter, via la mesure de la différence de longitude entre la ligne de champ active et la ligne de champ instantanée de Io
- Observation directe des sources mobiles des sursauts millisecondes, et peut-être des sauts de potentiel alignés
- Détection directe du DAM induit par les interactions Ganymède-Jupiter, Europe-Jupiter et/ou Callisto-Jupiter, et bilan énergétique correspondant
- Corrélation des images radio aux images UV et IR des aurores et des pieds magnétiques Nord et Sud des satellites
- Cartographie du plasma circumjovien, en particulier du tore de Io, via l'effet Faraday et les franges de diffraction et modulation induites sur le DAM qui le traverse
- Possible amélioration de la détermination à long-terme de la période de rotation Jovienne.

Remplir ces objectifs requiert de parvenir à faire de l'interférométrie à très longue base ( $\sim 1000$  km) et à basse fréquence ( $\sim 20$ – $40$  MHz), en dépit des perturbations de phase introduites par la traversée de l'ionosphère terrestre par le DAM. Ces perturbations risquent en effet d'être décorréliées à 1000 km de distance. Une étude de faisabilité en vraie grandeur a été réalisée entre le RDN et la première station de test de LOFAR, et des franges ont été obtenues à  $\sim 22$  MHz avec un bon rapport S/B [23, 39]. Ces résultats sont très encourageants pour la suite des études de Jupiter avec LOFAR.

En parallèle à LOFAR, de nouvelles avancées dans la physique de la magnétosphère de Jupiter (et de ses émissions radio) sont attendues dès 2015 avec la mission JUNO (NASA) et vers 2020 avec la mission EJSM/Laplace (ESA).

## Références

- [1] Bigg, E. K., Influence of the satellite Io on Jupiter's decametric emission, *Nature*, 203 :1008–1010, 1964.
- [2] Boischoat, A., C. Rosolen, M. G. Aubier, G. Daigne, F. Genova, Y. Leblanc, A. Lecacheux, J. de La Noë, & B. Moller-Pedersen, A new high-gain,

- broadband, steerable array to study Jovian decametric emission, *Icarus*, 43 :399–407, 1980.
- [3] Burke, B. F. & K. L. Franklin, Observations of a variable radio source associated with planet Jupiter, *J. Geophys. Res.*, 60 :213–217, 1955.
- [4] Carr, T. D. & F. Reyes, Microstructure of Jovian decametric S bursts, *J. Geophys. Res.*, 104 :25127–25142, 1999.
- [5] Dulk, G. A., A. Lecacheux, & Y. Leblanc, The complete polarization state of a storm of millisecond bursts from Jupiter, *Astron. Astrophys.*, 253 :292–306, 1992.
- [6] Dulk, G. A., Y. Leblanc, & A. Lecacheux, The complete polarization state of Io-related radio storms from Jupiter : A statistical study, *Astron. Astrophys.*, 286 :683–700, 1994.
- [7] Ellis, G. R. A., The source of the Jupiter S-bursts, *Nature*, 283 :48–50, 1980.
- [8] Franklin, K. L. & Burke, B. F., Radio observations of Jupiter, *Astronomical Journal*, 61 :177+, 1956.
- [9] Genova, F. & A. Boischot, Structure of the source of Jovian decametric emission and interplanetary scintillation, *Nature*, 293 :382+, 1981.
- [10] Gurnett, D. A. & C. K. Goertz, Multiple Alfvén wave reflections excited by Io Origin of the Jovian decametric arcs, *J. Geophys. Res.*, 86 :717–722, 1981.
- [11] Hess, S., P. Zarka, & F. Mottez, Io-Jupiter interaction, millisecond bursts and field aligned potentials, *Planet. Space Sci.*, 55 :89-99, 2007.
- [12] Hess, S., F. Mottez, & P. Zarka, Jovian S-bursts generation by Alfvén waves, *J. Geophys. Res.*, 112 :A11212, 2007.
- [13] Hess, S., B. Cecconi, & P. Zarka, Modeling of Io-Jupiter Decameter Arcs, Emission Beaming and Energy Source, *Geophys. Res. Lett.*, 35 :L13107, 2008.
- [14] Klewein, P., C. Rosolen, & A. Lecacheux, New digital spectrometers for ground-based decameter radio astronomy, in *Planetary Radio Emissions IV*, edited by H. O. Rucker, S. J. Bauer, & A. Lecacheux, 349–358, Austrian Acad. Sci. Press, Vienna, Austria, 1997.
- [15] Ladreiter, H. P., P. Zarka, & A. Lecacheux, Direction-finding study of Jovian Hectometric and broadband Kilometric radio emissions : evidence for their auroral origin, *Planet. Space Sci.*, 42 :919-931, 1994.
- [16] Lamy, L., P. Zarka, B. Cecconi, S. Hess, & R. Prangé, Modeling of Saturn kilometric radiation arcs and equatorial shadow zone, *J. Geophys. Res.*, 113 :A10213, 2008.
- [17] Leblanc, Y., F. Genova, & J. de La Nœ, The Jovian S-bursts. I - Occurrence with L-bursts and frequency limit, *Astron. Astrophys.*, 86 :342–348, 1980.

- [18] Leblanc, Y., J. de La Noë, F. Genova, A. Gerbault, & A. Lecacheux, A catalogue of Jovian decametric radio observations from January 1978 to December 1979, *Astron. Astrophys. Supp. Series*, 46 :135–149, 1981.
- [19] Lecacheux, A., N. Meyer-Vernet, & G. Daigne, Jupiter's decametric radio emission - A nice problem of optics, *Astron. Astrophys.*, 94 :L9–L12, 1981.
- [20] Lecacheux, A., Polarization aspects from planetary radio emissions, in *Planetary Radio Emissions II*, edited by H. O. Rucker, S. J. Bauer, & B. M. Pedersen, 311–325, Austrian Acad. Sci. Press, Vienna, Austria, 1988.
- [21] Lecacheux, A., Konovalenko, A. A., & Rucker, H.O., Using large radio telescopes at decametre wavelengths, *Planet. Space Sci.*, 52 :1357–1374, 2004.
- [22] Mottez, F., S. L. G. Hess, & P. Zarka, Explanation of dominant oblique radio emission at Jupiter and comparison to the Terrestrial case, *Planet. Space Sci.*, 58 :1414–1422, 2010.
- [23] Nigl, A., P. Zarka, J. Kuijpers, H. Falcke, L. Bähren, & L. Denis, VLBI observations of Jupiter with the Initial Test Station of LOFAR and the Nançay Decametric Array, *Astron. Astrophys.*, 471 :1099–1104, 2007.
- [24] Prangé, R., D. Rego, D. Southwood, P. Zarka, S. Miller, & W. Ip, Rapid energy dissipation and variability of the Io-Jupiter electrodynamic circuit, *Nature*, 379 :323–325, 1996.
- [25] Prangé, R., D. Rego, L. Pallier, J. E. P. Connerney, P. Zarka, & J. Queinnec, Detailed study of FUV Jovian auroral features with the post-COSTAR Hubble Faint Object Camera, *J. Geophys. Res.*, 103 :20195–20215, 1998.
- [26] Queinnec, J., & P. Zarka, Io-Controlled Decameter Arcs and Io-Jupiter Interaction, *J. Geophys. Res.*, 103 :26649–26666, 1998.
- [27] Queinnec, J., & P. Zarka, Flux, power, energy and polarization of Jovian S-bursts, *Planet. Space Sci.*, 49 :365–376, 2001.
- [28] Ryabov, V. B., B. P. Ryabov, D. M. Vavriv, P. Zarka, R. Kozhin, V. V. Vinogradov, & V. A. Shevchenko, Jupiter S-bursts : narrow-band origin of microsecond subpulses, *J. Geophys. Res.*, 112 :A09206, 2007
- [29] Ryabov, V. B., D. M. Vavriv, P. Zarka, B. P. Ryabov, R. Kozhin, V. V. Vinogradov, & L. Denis, A low-noise, high dynamic range digital receiver for radio astronomy applications : an efficient solution for observing radio-bursts from Jupiter, the Sun, pulsars and other astrophysical plasmas below 30 MHz, *Astron. Astrophys.*, 510 :A16, 2010.
- [30] Sloanaker, R. M., Apparent temperature of Jupiter at a wave length of 10 cm, *Astronomical Journal*, 64 :346, 1959.
- [31] Warwick, J. W., J. B. Pearce, A. C. Riddle, J. K. Alexander, M. D. Desch, M. L. Kaiser, J. R. Thieman, T. D. Carr, S. Gulkis, A. Boischoth, C. C. Harvey, & B. M. Pedersen, Voyager 1 planetary radio astronomy observations near Jupiter, *Science*, 204 :995–998, 1979.

- [32] Weber, R., C. Viou, A. Coffre, L. Denis, P. Zarka, & A. Lecacheux, DSP-enabled Radio Astronomy : Towards IIIZW35 reconquest, *J. Appl. Signal Proc.*, 16 :2686-2693, 2005.
- [33] Zarka, P., Radio imaging of Jupiter's (and other planets) radiation belts – Radio imaging of high latitude (auroral) magnetospheric emission from Jupiter – Radio imaging of Solar system planetary lightning, in *A Science Case for an Extended LOFAR*, edited by C. Vogt, ASTRON, Dwingeloo, The Netherlands, 2006.
- [34] Zarka, P., T. Farges, B. P. Ryabov, M. Abada-Simon, & L. Denis, A scenario for jovian S-bursts, *Geophys. Res. Lett.*, 23 :125-128, 1996.
- [35] Zarka, P., Auroral radio emissions at the outer planets : observations and theories, *J. Geophys. Res.*, 103 :20159-20194, 1998.
- [36] Zarka, P., Radio Emissions from the Planets and their Moons, in *Radio Astronomy at Long Wavelengths*, Geophysical Monograph Series, 119 :167–178, edited by R. G. Stone, K. W. Weiler, M. L. Goldstein, & J.-L. Bougeret, AGU, Washington, DC, 2000.
- [37] Zarka, P., D. Langmayr, A. Gerbault, L. Denis, A. Coffre, & F. Korver, Lead angle of Io-controlled radio emission : Alfvén wave or slow shock ?, *Magnetospheres of the Outer Planets conference*, John Hopkins University, Laurel, MD, 2002.
- [38] Zarka, P., Fast radio imaging of Jupiter's magnetosphere at low frequencies with LOFAR, *Planet. Space Sci.*, 52 :1455-1467, 2004.
- [39] Zarka, P., Interférométrie décamétrique à longue base entre Nançay et LOFAR, in *Mesures en électromagnétisme*, Instrumentation, Mesure, Métrologie (I2M), Lavoisier, Paris, 7(1-4) :119-133, 2007.



## **Les gerbes atmosphériques et leur contrepartie radio**

Thierry GOUSSET

*SUBATECH, Nantes*

**Abstract.** The main features of high-energy cosmic-ray air showers are explained before the question of their radio emissions is addressed.

**Résumé.** Les principales caractéristiques des gerbes atmosphériques issues des rayons cosmiques de grande énergie sont expliquées afin d'aborder le problème de leur émission radioélectrique.

### **Table des matières**

<b>1. Introduction</b>	<b>214</b>
<b>2. Les grandes gerbes atmosphériques</b>	<b>214</b>
<b>3. Des gerbes aux champs électriques</b>	<b>223</b>

## 1. Introduction

Les rayons cosmiques qui pénètrent l'atmosphère dissipent leur énergie en produisant une gerbe de particules secondaires. Au-delà de  $10^{14}$  eV, où le flux devient inférieur à 1 particule/m<sup>2</sup>/sr/h, c'est l'observation indirecte de cette gerbe qui permet la détection du rayonnement cosmique. Les techniques standard de cette observation indirecte sont la détection au sol par un réseau de détecteurs élémentaires qui échantillonnent les particules secondaires et la détection de la fluorescence des molécules de l'atmosphère qui suit le passage des particules chargées de la gerbe.

Les gerbes comportant un grand nombre de charges électriques, on peut aussi envisager de mesurer le champ électrique engendré par cette distribution de charge et de courant. Ce cours va s'intéresser à donner une description, parfois qualitative, parfois quantitative, des caractéristiques des gerbes afin de pouvoir déterminer celles de son champ radioélectrique. Il emprunte beaucoup à la revue d'Allan [1] en tentant de situer le propos vis-à-vis de la recherche actuelle dans le domaine. La gamme d'énergie de rayons cosmiques visée sera celle accessible en radio, autour de  $10^{17}$  eV et au-delà.

## 2. Les grandes gerbes atmosphériques

### 2.1 Les gerbes et le rayonnement incident

*Longueurs.*

On va rencontrer toutes sortes de rayons dont le sort sera réglé par la façon dont ils interagissent avec le milieu qu'ils traversent. Dans une situation d'interaction donnée, la grandeur pertinente sera une longueur  $\ell$ , correspondant au *libre parcours moyen* pour que ladite interaction se produise (l'absorption du rayon, sa prochaine collision, etc). En fait, il est plus pratique de travailler avec une grandeur dérivée de  $\ell$ .

Pour l'expliquer, sans plus préciser la situation, prenons un rayon qui se déplace en parcourant une distance notée  $x$  et considérons la probabilité  $p(x)$  que rien ne se produise entre 0 et  $x$

$$\frac{dp}{p} = -\frac{dx}{\ell}$$

avec  $\ell$  le libre parcours moyen caractérisant la façon dont le rayon interagit avec son environnement. Ce libre parcours moyen s'exprime

$$\frac{1}{\ell} = n \times \sigma$$

avec  $n$  la densité de centres diffuseurs et  $\sigma$  la section efficace du processus d'interaction considéré.

Lorsque la densité varie, par exemple, dans le cas de l'atmosphère, avec l'altitude, sans que la nature des centres diffuseurs change ( $n$  dépend de  $x$  mais  $\sigma$  n'en dépend pas) la description du phénomène d'interaction reste simple pourvu d'utiliser la *profondeur de matériel traversée*  $X$  définie par

$$dX = \rho(x)dx$$

où  $\rho$  est la masse volumique de la substance traversée. La probabilité de non-interaction se réécrit

$$\frac{dp}{p} = -\frac{dX}{\lambda}$$

avec  $\lambda = \rho \times \ell$  en unité de  $X$ , soit en pratique en  $\text{g/cm}^2$ .

$85 \text{ g/cm}^2$  comparé à  $1000 \text{ g/cm}^2$ .

Nous avons déjà remarqué que l'atmosphère joue le rôle d'un écran qui empêche les rayons cosmiques d'arriver intact jusqu'au sol. Quantitativement, la qualité de cet écran peut être évaluée en comparant la longueur d'interaction des protons de hautes énergies dans l'air<sup>1</sup>  $\lambda_{pA} = 85 \text{ g/cm}^2$  avec la profondeur d'atmosphère pour une trajectoire verticale jusqu'au sol  $\int dX \approx 1000 \text{ g/cm}^2$ .

### *Rayons cosmiques et physique des hautes énergies.*

En fait,  $\lambda_{pA}$  varie avec l'énergie du proton. Sa connaissance vient des expériences de mesures des sections efficaces effectuées auprès des accélérateurs de particules. Considérons par exemple, la réaction

$$p(E_p = 10^{17} \text{ eV}) + A \rightarrow X.$$

Pour voir auprès de quel collisionneur de particules on peut observer une collision de ce type, il faut calculer le carré de l'énergie dans le centre de masse

$$s_{NN} \approx 2m_N c^2 E_p = O\left((10 \text{ TeV})^2\right),$$

c'est-à-dire le domaine d'énergie qui sera accessible au LHC! En 2007, le collisionneur le plus énergétique est le Tevatron (collisions protons-antiprotons) avec  $s_{p\bar{p}} = (2 \text{ TeV})^2$  et, pour des collisions avec des noyaux, c'est le RHIC avec  $s_{NN} = (200 \text{ GeV})^2$ .

Bref, la description de la première ou des quelques premières collisions nécessite d'extrapoler les sections efficaces obtenues auprès des accélérateurs. La façon de faire cela repose sur des modèles hadroniques, dont on peut trouver une description succincte dans le livre de Stanev [11], section 8.3.

---

<sup>1</sup>A pour air (80% d'azote et 20% d'oxygène).

*Particules secondaires.*

Le développement de la gerbe résulte de la nature des particules produites lors des collisions, ainsi que de leur distribution, ce que cache le X dans

$$p + A \rightarrow X.$$

On rencontre typiquement  $\sim 10^2$  pions (20% d'autres hadrons), des fragments de la cible  $A$  (que l'on distingue car étant de très basse énergie ils vont rester au voisinage de leur point de production) et le baryon 'original' emportant une fraction de l'énergie du rayon cosmique incident. Les pions sont des  $\pi^+$ , des  $\pi^-$  et des  $\pi^0$  dont le destin diffère.

Pour donner naissance aux grandes gerbes, les particules les plus importantes sont les  $\pi^0$  qui se désintègrent selon

$$\pi^0 \xrightarrow{99\%} 2\gamma.$$

Cette désintégration est rapide,  $c\tau_{\pi^0} = 25$  nm, de sorte que les  $\pi^0$  se désintègrent avant d'avoir le temps de réinteragir.

Les  $\gamma$  (photons) engendrent la composante électromagnétique de la gerbe, selon la succession

1. création de paires  $\gamma + A \rightarrow e^+ + e^- + X$ ,
2. bremsstrahlung  $e + A \rightarrow e + \gamma + X$ ,

puis 1, puis 2, etc.

*Développement spatiotemporel.*

On a donc affaire à un processus multiplicatif au cours duquel l'énergie du rayon cosmique va être partagée à la multitude des particules secondaires. C'est aussi la quantité de mouvement initiale qui est distribuée, ce dont la gerbe garde la trace dans son développement en grande partie vers l'avant. Une illustration est donnée sur la figure 1 qui suggère les deux aspects complémentaires que sont : (i) la façon dont se présente la gerbe à un instant donné, un front de quelques mètres d'épaisseur<sup>2</sup>, et (ii) l'évolution temporelle, le front avance à une vitesse proche de  $c$ .

Après cette introduction qui permet de se représenter le phénomène, nous allons préciser quelques éléments de la distribution des particules d'une gerbe dans l'espace et au cours du temps, ainsi que sur le plan énergétique, tous aspects utiles à la bonne modélisation du système de charges et de courants dont on cherchera par la suite à évaluer le champ électromagnétique.

---

<sup>2</sup>La traîne des particules de basse énergie est exclue de la gerbe.

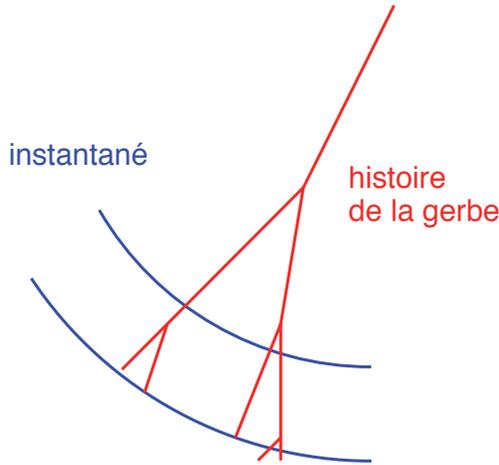


Figure 1.: La gerbe à différents instants et son histoire.

## 2.2 Développement temporel et distribution de l'énergie

### Développement temporel.

On s'intéresse à l'évolution du nombre de particules  $N$  avec la profondeur  $X$ . De quel  $N$  parlons-nous ? Ce peut être le nombre d'électrons et de positrons, c'est-à-dire les particules qui nous intéressent en radio ; le nombre de particules chargées, sachant que, sauf au début du développement, électrons et positrons constituent 90% des charges ; ou encore le nombre de particules chargées au dessus d'un seuil en énergie, fixé en pratique par le type de détecteur utilisé.

La forme de  $N(X)$  résulte de deux effets concomitants : (i) la multiplication déjà évoquée qui augmente le nombre de particules en répartissant l'énergie et (ii) la perte d'énergie par ionisation qui dégrade l'énergie des particules chargées jusqu'en deçà du seuil où on considère que la particule n'appartient plus à la gerbe.

### Modèle de Heitler.

Un modèle simple permet de préciser ce qui se passe et de formuler comment les paramètres  $X_{\max}$  et  $N_{\max}$  varient avec l'énergie.

Considérons la situation où

- les processus de production sont du type  $1 \rightarrow 2$ ,
- les particules produites emportent chacune la moitié de l'énergie de la particule mère,
- un tel processus a lieu à chaque pas de longueur  $X_{1/2}$ ,
- le processus s'arrête dès que  $E \leq E_C$ .

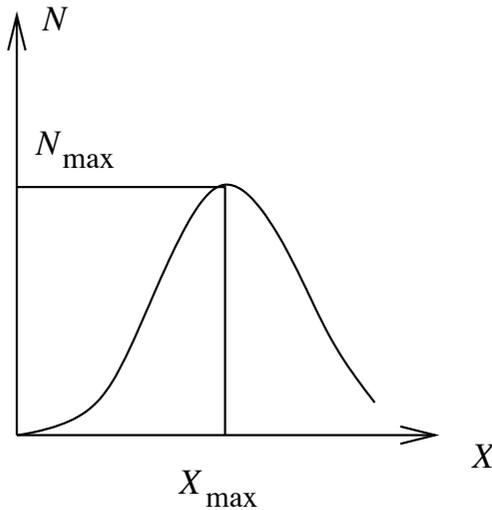


Figure 2.: Allure de  $N(X)$  et définition de deux paramètres importants.

On calcule facilement qu'après l'étape  $k$

$$X = k \times X_{1/2}, \quad N = 2^k$$

et l'énergie par particule vaut  $E_p/N$ , de sorte que :

$$N_{\max} = \frac{E_p}{E_C}, \quad X_{\max} = X_{1/2} \log_2(E_p/E_C).$$

Le nombre de particules au maximum varie comme l'énergie de la particule primaire et la profondeur où se produit ce maximum, comme son logarithme. Ces dépendances constituent une approximation raisonnable de la réalité.

*Gerbe initiée par un photon.*

Les gerbes initiées par un photon (ou un électron) sont plus simples car elles ne possèdent pas de composantes hadroniques. Pour elles les processus multiplicatifs sont

$$\gamma + A \rightarrow e^+ + e^- + X \quad \text{et} \quad e + A \rightarrow e + \gamma + X$$

qui sont, comme dans le modèle de Heitler, de type  $1 \rightarrow 2$ . De plus, en première approximation, tous les deux sont caractérisés par la même échelle de longueur appelée longueur de radiation et notée  $X_0$ . Dans l'air  $X_0 \approx 40 \text{ g/cm}^2$ .

Pour appliquer le modèle de Heitler à une gerbe électromagnétique, il faut calculer

$$X_{1/2} \approx \ln 2 \times X_0 = 30 \text{ g/cm}^2$$

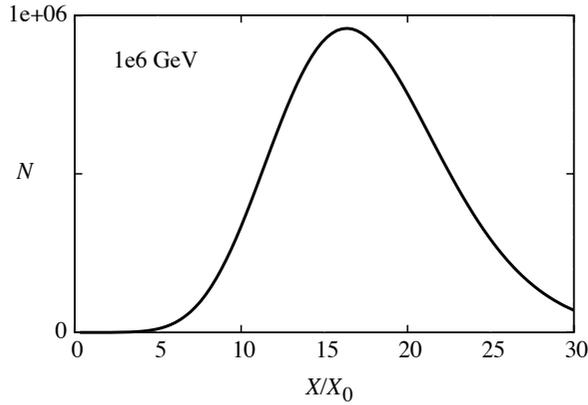


Figure 3.:  $N(X)$  avec la paramétrisation de Greisen et  $X_{\max}$  donné par (1).

et savoir que les processus  $1 \rightarrow 2$  dominant tant que  $E > E_C$ , avec  $E_C$  l'énergie critique qui vaut  $\approx 100$  MeV pour l'air. On déduit

$$N_{\max} = \frac{E_\gamma}{100 \text{ MeV}}, \quad X_{\max} = 100 \text{ g/cm}^2 \times \log_{10}(E_\gamma/100 \text{ MeV}). \quad (1)$$

En fait, on va voir que  $N_{\max}$  est surestimé du fait que le modèle ignore les pertes par ionisation.

#### Paramétrisation de Greisen.

Une expression explicite du développement pour une gerbe initiée par un photon est donnée par la paramétrisation de Greisen (voir [11], p. 175)

$$N_e^\gamma = \frac{0.31}{\sqrt{\ln E_\gamma/E_C}} \exp \left[ \left(1 - \frac{3}{2} \ln s\right) X/X_0 \right], \quad s = \frac{3X}{X + 2X_{\max}}.$$

Une illustration en est donnée Fig. 3. Pour  $X = X_{\max}$  avec  $X_{\max}$  de l'équation (1) on trouve que le  $N_{\max}$  de (1) est corrigé par le préfacteur  $0.31/\sqrt{\ln E_\gamma/E_C}$ , soit 8% à  $10^{15}$  eV.

$N_{\max}$  à partir de la profondeur intégrée.

Un autre raisonnement permet de trouver une approximation de  $N_{\max}$  plus proche de réalité que ne le fait le modèle de Heitler, et valable pour tout type de gerbes. Il est basé sur le fait que l'énergie incidente est finalement dissipée dans l'atmosphère par ionisation. Pour des particules relativistes cette perte est à peu près indépendante de l'énergie de la particule et vaut

$$dE/dX \approx -2 \text{ MeV/g/cm}^2.$$

Soit  $N(X)$  le nombre de particules chargées<sup>3</sup> à la profondeur  $X$ , l'énergie cédée par ionisation dans la tranche  $[X, X + dX]$  est

$$dE = (2 \text{ MeV/g/cm}^2) \times N(X)dX$$

et, par intégration,

$$\int N(X)dX \approx \frac{E_p}{2 \text{ GeV}} \times 1000 \text{ g/cm}^2.$$

Cette mesure *calorimétrique* est la méthode utilisée dans la détection des gerbes par fluorescence pour déterminer  $E_p$  à partir de l'observation de  $N(X)$  [9].

On peut écrire  $\int N(X)dX = N_{\max} \times \Delta X$ , avec  $\Delta X$  la profondeur caractéristique d'une gerbe. Prenant pour  $\Delta X$  une épaisseur d'atmosphère, on trouve

$$N_{\max} = \frac{E_p}{2 \text{ GeV}}. \quad (2)$$

On obtient la même dépendance en  $E_p$  que dans (1), mais avec un préfacteur qui vaut 5%.

#### *Distribution de l'énergie.*

Dans le modèle de Heitler, on peut évaluer la profondeur intégrée associée aux particules d'énergie supérieure à  $E = E_\gamma/2^k$

$$\int_{>E} N(X)dX = 30 \text{ g/cm}^2 \times 2^k(1/2 + 1/4 + \dots) \approx (E_\gamma/E) \times 30 \text{ g/cm}^2.$$

D'autre part, sachant qu'un électron d'énergie  $E = E_C$  perd cette énergie sur une longueur de radiation la profondeur intégrée associée aux particules d'énergie inférieure à  $E_C$  vaut  $(E_\gamma/E_C) \times 40 \text{ g/cm}^2$ .

Dans la réalité, il faut donner un peu plus d'importance aux particules de basse énergie et une paramétrisation simple pour tout  $E$  est donnée par

$$\int_{>E} NdX \approx 40 \text{ g/cm}^2 \times \frac{E_\gamma}{E_C} \times \frac{30 \text{ MeV}}{E + 30 \text{ MeV}}.$$

Ceci s'applique à la gerbe sur toute son histoire mais conduit aussi à une description raisonnable de la distribution en énergie autour du maximum de  $N(X)$ , soit :

$$\frac{N_{>E}(X)}{N(X)} = \frac{30 \text{ MeV}}{E + 30 \text{ MeV}}. \quad (3)$$

---

<sup>3</sup>Des électrons, positrons, muons, pions chargés, toutes particules de charge  $\pm e$ .

*Et la composante hadronique. . .*

Les pions chargés ont une durée de vie moyenne bien plus grande que celle des pions neutres ( $c\tau = 8$  m) de sorte qu'il leur est possible de réinteragir et engendrer leur propre filiation hadronique. Cette possibilité est favorable si leur longueur d'interaction  $\gamma c\tau$  est supérieure à leur libre parcours  $\ell_{\pi A}$ . On déduit  $\ell_{\pi A}$  de  $\lambda_{\pi A} = 120$  g/cm<sup>2</sup> et de la densité de l'air à l'altitude considérée (par exemple :  $\ell_{\pi A} \approx 1$  km pour  $n(z=0) = 1$  mg/cm<sup>3</sup>). Qualitativement, les pions de hautes énergies ont tendance à réinteragir. Dans le cas contraire, ils se désintègrent en produisant chacun un muon et un neutrino. Les muons ne perdent leur énergie que par ionisation (à hauteur de 2 MeV/g/cm<sup>2</sup>) et ont une durée de vie assez longue pour constituer une composante de la gerbe intéressante car directement reliée aux pions formés.

Quantitativement, le comportement moyen d'une gerbe complète peut être paramétrisé par diverses formules ajustées à un Monte-Carlo ; par exemple par une forme de Gaisser-Hillas (cf. [3], p. 239)

$$N(X) = N_{\max} \left( \frac{X}{X_{\max}} \right)^{X_{\max}/\lambda} \exp - \left( \frac{X - X_{\max}}{\lambda} \right),$$

avec

$$\lambda = 70 \text{ g/cm}^2, \quad X_{\max} = 70 \text{ g/cm}^2 \times \log_{10}(E_p/100 \text{ MeV}).$$

Cela décrit un comportement moyen et des fluctuations d'une gerbe à une autre interviennent par exemple sur la position de la première interaction qui affecte la position du  $X_{\max}$ , ou sur la forme de  $N(X)$  et la valeur de  $N_{\max}$  dépendant de la réalisation particulière des premières collisions hadroniques (inélasticité, multiplicité, énergies des secondaires).

*Excès d'électrons.*

Pour un  $e^\pm$  ou un  $\gamma$  en dessous de  $E_C$ , bremsstrahlung et création de paire sont dépassés par la production de rayons  $\delta$

$$e + A \rightarrow e + e^- + X,$$

et la diffusion Compton

$$\gamma + A \rightarrow \gamma + e^- + X,$$

qui enrichissent la gerbe en électrons. Combinées à la désintégration en vol des positrons, on obtient un excès de 10 à 20% d'électrons pour la composante énergétique en dessous de l'énergie critique.

### 2.3 Développement latéral et longitudinal

Bien que le développement de la gerbe ait lieu essentiellement vers l'avant on observe un certain étalement transversal de la gerbe dû, d'une part, à l'angle d'émission des particules au moment de leur production et, d'autre part, à la diffusion multiple des particules sur les molécules d'air. Ceci a en plus pour conséquence de retarder les particules par rapport au front de la gerbe, ce qui se traduit par une certaine épaisseur dans la direction longitudinale. Largeur et épaisseur du cœur de gerbe interviennent en radio.

#### *Diffusion multiple*

L'étalement des hadrons est essentiellement dû au processus d'émission. Il est limité à quelques mètres. L'étalement des électrons, régi par la diffusion multiple, est de plus grande importance.

Pour estimer cet effet, on s'appuie sur l'équation d'évolution de l'angle de diffusion

$$d\theta^2 = \left(\frac{E_s}{E}\right)^2 \frac{dX}{X_0}, \quad E_s = \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} m_e c^2 = 21 \text{ MeV},$$

qui incorpore le fait que chaque diffusion est d'angle  $\sim 1/\gamma = m_e c^2/E$ , qu'après  $dn$  diffusions,  $d\theta^2 \sim dn \times (1/\gamma)^2$ , et qu'il y a une diffusion avec rayonnement pour  $1/\alpha$  diffusions sans rayonnement ( $dn = (1/\alpha) dX/X_0$ ).

La quantité

$$X_1 = \frac{E_s}{E_C} X_0$$

est appelée rayon de Molière et régit le développement latéral des électrons d'énergie  $E_C$ . Prenant en compte la perte d'énergie [1, p. 207], on évalue le déplacement latéral à 40 m pour ces électrons au niveau de la mer. La diffusion multiple entraîne aussi un retard dans la direction longitudinale correspondant à 3 m pour ces mêmes électrons.

La formule de NKG donne quantitativement le flux des électrons en fonction de la distance à l'axe ([3], p. 226, [11], p. 179)

$$n_e(r, X) = N_e(X) \frac{C}{r r_1} \left(\frac{r}{r_1}\right)^{s-1} \left(1 + \frac{r}{r_1}\right)^{s-9/2},$$

avec le rayon de Molière

$$r_1 = \frac{X_1}{\rho_{\text{air}}} = \frac{E_s}{E_C} \frac{X_0}{\rho_{\text{air}}}.$$

### 3. Des gerbes aux champs électriques

Armés d'une description suffisamment détaillée des grandes gerbes atmosphériques, nous pouvons attaquer la question de leur champ radioélectrique. Nous commençons par un exercice suggéré dans la revue d'Allan [1], p. 172.

#### 3.1 Un premier exercice

*Détour : lumière Cerenkov dans l'air.*

Une charge  $q = Ze$  animée d'une vitesse  $v$  supérieure à la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques dans le milieu considéré est source d'un rayonnement Cerenkov avec une distribution spectrale de l'énergie émise par unité de longueur :

$$\frac{d^2 E_C}{dL d\omega} = \alpha Z^2 \sin^2 \theta_C \frac{\omega}{\hbar c},$$

avec  $\omega = h\nu$ , où  $\nu$  est la fréquence du rayonnement émis,  $\alpha$  la constante de structure fine, et  $\theta_C$  l'angle d'émission Cerenkov. Dans l'air, on a  $\theta_C \ll 1$  et considérant l'exemple simple d'un mouvement vertical vers le bas, il est facile de voir que la charge sur un élément de sa trajectoire  $\Delta z$  autour de l'altitude  $z_0$  illumine un anneau au sol de rayon moyen  $z_0 \theta_C$  et de largeur  $\Delta z \theta_C$ . De l'équation ci-dessus on déduit l'énergie reçue par unité de surface

$$\frac{\Delta E_C}{2\pi z_0 \Delta z \theta_C^2} = \alpha Z^2 \frac{\omega \Delta \omega}{hc z_0}.$$

Effectuons une application numérique pour une gerbe de  $10^{17}$  eV au voisinage du maximum ( $z_0 = 4$  km) en multipliant par le nombre  $N_e = 0.5 \times 5 \cdot 10^7$  d'électrons et de positrons ( $Z = 1$ ) au dessus du seuil d'émission Cerenkov (ce seuil est à 25 MeV à l'altitude considérée et est dépassé par un peu plus de la moitié des électrons d'après l'Eq. (3)). Dans le domaine visible,  $\lambda = 0.6 \mu\text{m}$  et  $\Delta\lambda = 0.4 \mu\text{m}$ , cela donne  $dE_C/dS \sim 10^2$  MeV/m<sup>2</sup>, en utilisant  $hc = 1.24$  eV  $\mu\text{m}$ .

*Cerenkov radio.*

Pour transposer en radio, dans le domaine décamétrique, divisons  $\omega$  par  $\sim 10^7$  et  $\Delta\omega$  par  $\sim 10^7$ . Pour une surface de collection  $A_e \sim 10$  m<sup>2</sup>, cela donne

$$\Delta E_C = 10^{-5} \text{ eV},$$

ce qui est faible comparé au bruit galactique

$$k_B T \times \Delta\nu \times \Delta t = 2.5 \text{ eV}.$$

On a utilisé  $\Delta t \sim 1/\Delta\nu$ . Au contraire de l'observation d'une source stationnaire où il est utile d'augmenter  $\Delta t$  (et où c'est la comparaison avec les *fluctuations* du bruit du ciel qui importe), en détection impulsionnelle il faut limiter la durée de mesure à celle de l'impulsion ou à  $1/\Delta\nu$  pour un système de détection dont la bande est limitée.

*La cohérence est nécessaire en radio.*

Pour obtenir une contribution suffisante dans le domaine radio, il faudrait que l'émission aille comme  $N_e^2$  plutôt que  $N_e$ , c'est-à-dire qu'elle soit cohérente. En première approximation on a vu qu'électrons et positrons sont créés par paires, de sorte que la cohérence entrainerait un champ nul! Cependant, il existe deux mécanismes qui séparent *systématiquement* les charges de sorte que cette compensation n'a pas lieu : la déviation par le champ magnétique terrestre (ou par le champ électrique atmosphérique en conditions orageuses) et la production de l'excès d'électrons par les mécanismes de production élémentaires en dessous de l'énergie critique. Si on suppose un excès d'électrons de 10%, l'estimation ci-dessus indique qu'il serait possible de détecter des gerbes d'énergie de l'ordre de  $10^{17}$  eV. On remarque aussi qu'en situation de cohérence, on s'attend à ce que l'amplitude du champ électrique varie en proportion de  $N_{\max}$  et donc de l'énergie du rayon cosmique incident.

### 3.2 Approches du problème

On peut classer les diverses attaques du calcul du champ radio engendré par une gerbe selon la formulation du champ électrique dans ces approches.

*Approche particulière.*

Le champ électrique est  $\sum_{k=1}^N \vec{E}_k(t, A)$  avec  $\vec{E}_k$  le champ électrique d'une charge dont on suit le mouvement à la façon dont on le fait dans une approche Monte-Carlo. Ce type d'approche est populaire dans la communauté des gerbes, car la comparaison aux Monte-Carlo est la méthode utilisée par les techniques standard de détection de gerbes. Cette approche est celle qui a été la plus poussée à ce jour, en particulier par Tim Huege et ses collaborateurs [4, 5, 6, 7]. Le champ calculé est le champ *géosynchrotron* émis par chaque particule (en pratique les électrons et les positrons) de charge  $q$  et vitesse  $\vec{v}$

$$\vec{E}_q(t, A) = \frac{q}{4\pi\epsilon c^2} \frac{\vec{R} \wedge \left[ (\vec{R} - R\vec{v}/c) \wedge \vec{a} \right]}{\|R - \vec{R} \cdot \vec{v}/c\|^3}$$

avec  $\vec{R}$  le vecteur liant la position de la charge à l'instant d'émission et le point de réception  $A$ , et

$$\vec{a} = \frac{q\vec{v} \wedge \vec{B}}{\gamma m_e},$$

l'accélération subie par la charge dans le champ magnétique terrestre. La difficulté tient dans le fait qu'il est impossible pour des raisons de temps de calcul de suivre toutes les charges et qu'il faut donc réduire la complexité du problème.

### *Approche à la Maxwell.*

Le champ électrique est déterminé de façon macroscopique à partir de la distribution de charge et de courant qui existe dans la gerbe :  $\vec{E}[\rho, \vec{j}]$ . C'est l'approche la plus naturelle du point de vue de l'électromagnétisme, si ce n'est que le point dur est de proposer une bonne description de  $\rho$  et  $\vec{j}$ . Cette approche a été suivie par Kahn et Lerche dans les années 1960 [8]. Dans ce travail exploratoire, ils se sont contentés d'une géométrie particulière (émission par une distribution annulaire) et ont négligé l'évolution de la gerbe avec l'idée d'examiner la contribution autour de  $N_{\max}$ , avant d'explorer l'effet de la diminution de  $N$  après le maximum. Le résultat essentiel de ce travail est d'avoir suggéré l'existence d'une contribution géomagnétique, et d'avoir montré qu'elle dominait l'effet Askaryan, le champ électrique dû à l'excès d'électrons. Très récemment cette approche a été reprise en vue de proposer une modélisation plus réaliste de la gerbe et qui pourrait mener à une implémentation numérique complète [10].

### *Approche à la Feynman.*

Dans ses cours, Feynman propose une formule de champ électrique basée sur la description du mouvement des charges sources vue de l'observateur. Pour une charge en mouvement relativiste

$$\vec{E} = \frac{-q}{4\pi\epsilon_0 c^2} \vec{e}''_R.$$

Dans sa revue, Allan base ses raisonnements sur cette approche, ce qui apporte un éclairage original au problème. Cette voie n'est pas utilisée à l'heure actuelle.

### *3.3 Grands paramètres d'impact*

Afin de se familiariser avec quelques caractéristiques du champ radio des gerbes on étudie la situation plus simple de l'observation à grand paramètre d'impact. Pour fixer les idées sur l'exemple d'une gerbe verticale, le développement a lieu sur une dizaine de km avec un maximum entre 4 et 2 km d'altitude pour un proton entre  $10^{17}$  et  $10^{19}$  eV. Il y a une fenêtre de paramètre d'impact autour du kilomètre où les dimensions spatiales de la gerbe peuvent être négligées en première approximation tout en gardant une partie du phénomène d'émission à petit angle des charges en mouvement relativiste.

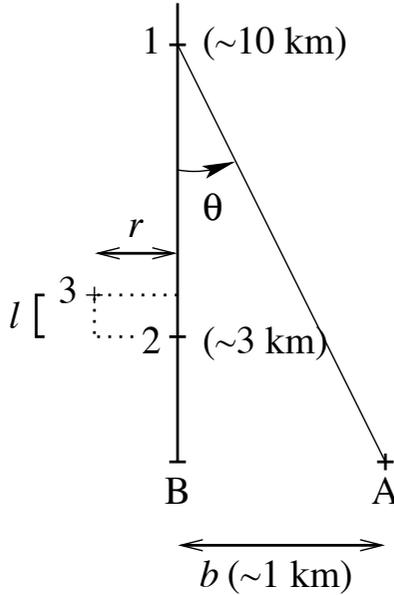


Figure 4.: Situation verticale : positions de quelques points d'émission.

### Echelles de temps.

Explicitons un peu tout ceci. Soit une particule  $Q$  se déplaçant verticalement vers le sol à la vitesse  $v \approx c$ . On choisit  $t = 0$  quand  $Q$  passe en B, point de la trajectoire le plus proche de l'antenne A. Le signal émis par le point 1, 2 ou B (voir Fig. 4) sera reçu à  $ct_i = \sqrt{d_{iB}^2 + b^2} - d_{iB}$ .<sup>4</sup> Entre 1 et 2 et pour  $b$  de l'ordre du km,  $\theta$  est petit et  $\Delta t_{12} \approx 0.4b^2$  (temps en  $\mu\text{s}$  et distance en km) alors que  $\Delta t_{2B} = 3.3b$ . Pour  $b = 1$  km,  $\Delta t_{12} = 400$  ns  $\ll \Delta t_{2B} = 3.3$   $\mu\text{s}$  traduit le fait que l'émission à petit angle est contractée (effet Doppler).

Pour voir l'effet des dimensions spatiales de la gerbe sur l'émission on calcule l'écart entre temps de réception de signaux émis au même instant en 2 et en 3

$$\Delta t_{32} \approx l/c + br/(cd_{2B}).$$

Avec  $l = 3$  m et  $r = 40$  m (cf. 2.3), cet écart de temps n'excède pas 50 ns, bien inférieur à  $\Delta t_{12} = 400$  ns. Par contre, à petit paramètre d'impact la contraction Doppler est telle que les écarts de temps dus à l'extension de la gerbe deviennent prépondérants.

<sup>4</sup>On a posé  $v = c$ . Il est possible de conduire une étude plus détaillée qui indique que l'approximation  $v \approx c$  peut être faite aux angles  $\theta \gg |c - v|$ .

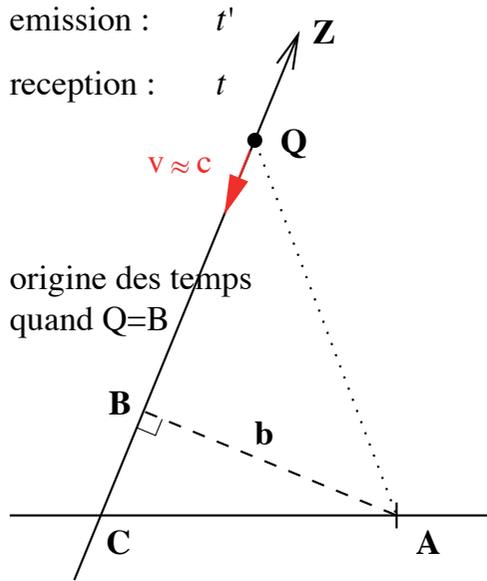


Figure 5.: Géométrie du modèle ponctuel.

*Le modèle ponctuel.*

A grand paramètre d'impact, le développement temporel du signal reçu est régi par l'évolution du nombre de charges : l'impulsion radio donne une image de  $N(X)$ , distordue puisque la contraction Doppler est grande au début puis va en diminuant ; l'impulsion a un temps de montée court puis décroît plus lentement.

Pour explorer ce signal on peut formuler un modèle ponctuel dans lequel les écarts de temps qui interviennent dans  $\Delta t_{32}$  sont mis à zéro, c'est-à-dire où l'extension de la gerbe est ignorée. Ce modèle permet d'obtenir des formes très simples du champ électrique dépendant du mécanisme d'émission supposé.

Pour l'émission géosynchrotron, on trouve (notations Fig. 5)

$$E(t, A) = \frac{e N_{ee}(t') a_T}{4\pi\epsilon c^2} \frac{b^2}{2 (ct)^3}$$

avec

$$a_T = \frac{e c B \sin \alpha}{\bar{\gamma} m_e}.$$

Cette expression de  $E$  est obtenue dans la région des petits angles où la hiérarchie  $-ct' \gg b^2/2 \gg ct$  s'applique et où la relation entre  $t, t'$  et  $b$  prend la forme simple

$$ct \times ct' \approx -b^2/2.$$

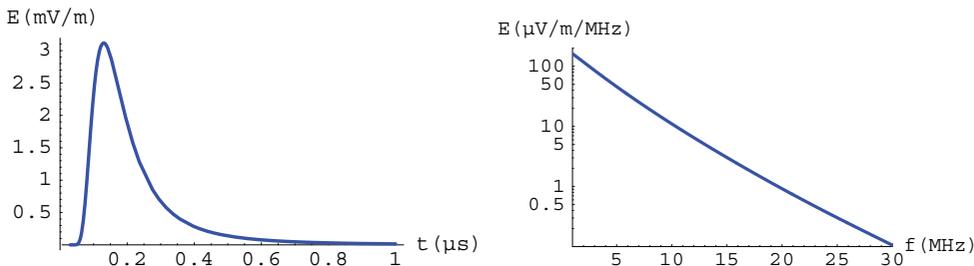


Figure 6.: Norme du champ électrique géosynchrotron dans le modèle ponctuel pour une gerbe verticale de  $10^{19}$  eV observée à 700 m et sa transformée de Fourier.

L'allure de l'impulsion est montrée pour une gerbe verticale de  $10^{19}$  eV observée à  $b = 700$  m Fig. 6. L'impulsion dure quelques centaines de nanosecondes. A cause du terme en  $1/t^3$  dans l'expression de  $E$  on ne voit presque rien de la phase  $2 \rightarrow B$  Fig. 4. La montée est rapide et la descente plus lente comme anticipé. On voit sur le spectre que l'essentiel du signal est à basse fréquence, ce qui n'est pas favorable à l'observation<sup>5</sup>. On obtient des impulsions plus courtes et plus de signal à haute fréquence en considérant des paramètres d'impact plus petits (mais l'approximation ponctuelle doit être abandonnée) ou en s'intéressant à des gerbes inclinées. Pour ces dernières en effet, la profondeur d'atmosphère atteinte à l'altitude  $h$ , donnée par

$$X(h, \Theta) = \int_h^\infty \rho(z) \frac{dz}{\cos \Theta},$$

où  $\Theta$  est l'angle de l'axe de la gerbe par rapport à la verticale, est supérieure à celle d'une gerbe verticale. Pour un même paramètre d'impact, les gerbes se développent plus tôt (à plus petit  $\theta$ ) et bénéficient d'une plus grande contraction Doppler. En conséquence, les impulsions sont plus courtes avec des temps de montée plus rapides, de sorte que les composantes de Fourier à haute fréquence sont plus importantes.

### 3.4 Modélisation et expériences radio

Les résultats précédents indiquent que la détection radio semble possible à relativement grand paramètre d'impact pour les rayons cosmiques les plus énergétiques. Vus les flux extrêmement faibles cela impose de grands réseaux et est donc incompatible avec une expérience de démonstration.

C'est à petit paramètre impact avec un réseau assez dense que l'on peut espérer faire cette démonstration. La façon de s'y prendre a été exposée lors

<sup>5</sup>Compte-tenu des émetteurs ondes courtes en dessous de 20 MHz [2], c'est le niveau au-delà de 20 MHz qu'il faut regarder. Avec  $1 \mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$ , on est près du seuil de détection de CODALEMA.

de cette Ecole [2]. Par rapport à la situation ci-dessus, les impulsions à attendre sont bien plus courtes, une dizaine de nanosecondes à  $b \leq 100$  m. Le niveau de signal pour une gerbe de  $10^{17}$  eV est de l'ordre du  $\mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$  [1, p. 224] jusqu'à 50 MHz, ce qui donne une indication du seuil en énergie pour la détection des gerbes en radio.

Dans cette situation, la forme de l'impulsion n'est plus directement reliée à l'évolution de  $N(X)$  et la comparaison des signaux mesurés à la théorie nécessite l'emploi d'approches élaborées du type de celles indiquées en 3.2. Une telle comparaison et la question connexe de l'inversion du problème, c'est-à-dire de l'extraction des informations sur la gerbe à partir des signaux recueillis, sont des problématiques d'actualité en 2007 pour la détection radio des gerbes de rayons cosmiques.

## Références

- [1] H.R. Allan. In J.G. Wilson and S.A. Wouthuysen, editors, *Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics*, volume 10, page 171, Amsterdam, Pays-Bas, 1971. Elsevier BV.
- [2] R. Dallier and P. Lautridou. Ce volume, p. 263.
- [3] T. Gaisser. *Cosmic rays and particle physics*. Cambridge University Press, 1990.
- [4] T. Huege and H. Falcke. Radio emission from cosmic ray air showers: Coherent geosynchrotron radiation. *Astron. Astrophys.*, 412:19–34, 2003.
- [5] T. Huege and H. Falcke. Radio emission from cosmic ray air showers: Monte carlo simulations. *Astron. Astrophys.*, 430:779–798, 2005.
- [6] T. Huege and H. Falcke. Radio emission from cosmic ray air showers: Simulation results and parametrization. *Astropart. Phys.*, 24:116–136, 2005.
- [7] T. Huege, R. Ulrich, and R. Engel. Monte carlo simulations of geosynchrotron radio emission from corsika-simulated air showers. *Astropart. Phys.*, 27:392–405, 2007.
- [8] F.D. Kahn and I. Lerche. Radiation from cosmic ray air showers. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 289:206–213, 1966.
- [9] M. Nagano and A. Watson. *Rev. Mod. Phys.*, 72:689, 2000.
- [10] O. Scholten, K. Werner, and F. Russydi. A macroscopic description of coherent geo-magnetic radiation from cosmic-ray air showers. *Astropart. Phys.*, 29:94–103, 2008.
- [11] T. Stanev. *High Energy Cosmic Rays*. Springer, 2004.



## **De la radiodétection des rayons cosmiques à la radioastronomie impulsionnelle**

Pascal LAUTRIDOU, Richard DALLIER  
et le travail de la collaboration CODALEMA

SUBATECH, *Nantes*

**Abstract.** Some elements of wave form analysis and trigger technics adapted to the radio-detection of transient signals are presented.

**Résumé.** Nous présenterons quelques éléments d'analyse en forme d'onde et de techniques de déclenchement adaptés à la radio-détection des signaux transitoires.

### **Table des matières**

<b>1. Introduction</b>	<b>232</b>
<b>2. Les thématiques physiques</b>	<b>233</b>
<b>3. Potentiel de l'approche "formes d'ondes"</b>	<b>240</b>
<b>4. Exemples de trigger et d'analyse des signaux</b>	<b>244</b>

## 1. Introduction

L'objectif de ce cours est de présenter quelques éléments de détection des transitoires électromagnétiques en rappelant les contextes scientifiques dans lesquels peuvent s'inscrire ces études. Nous discuterons des différentes techniques d'analyse et de déclenchement avec leurs contraintes et leurs performances, que nous illustrerons par les quelques exemples ayant déjà fait l'objet d'applications dans les domaines des astroparticules et de la radioastronomie. Les développements qui pourraient être envisagés en physique de l'atmosphère seront simplement effleurés, et les utilisations possibles en détection des signaux d'origine anthropique (cibles mouvantes : avions, satellites, etc, ou fixes : émetteurs radar à large spectre, etc) ne seront pas discutées.

L'idée de détecter des transitoires radioélectriques (à l'échelle de la  $ns$ ) n'est pas nouvelle. Dans le domaine des astroparticules, la technique de radiodétection des grandes gerbes cosmiques atmosphériques a été explorée dans les années 1965-70 [1] mais a été abandonnée rapidement au cours de la décennie suivante en raison de difficultés techniques. Ce signal radioélectrique, qui se trouve essentiellement dans le domaine des longueurs d'onde décamétriques (1-100 MHz), tire son origine de dissymétries dans les distributions de charges des particules secondaires créées dans la gerbe [10]. Du point de vue de la détection, l'atout de cette émission réside dans le fait que sa puissance est liée au nombre total de charges produites dans la gerbe, c'est à dire à l'énergie du primaire. Deux aspects nouveaux ont justifié la renaissance de cette idée de détection :

- le fait que la mesure de signaux radioélectriques transitoires soit un challenge bien plus accessible qu'il y a 40 ans.
- le fait qu'un intérêt pour cette méthode soit clairement identifié à la convergence des efforts techniques et scientifiques de deux communautés : en Astroparticules et en Radioastronomie.

En 2001, un groupe d'expérimentateurs de SUBATECH a proposé d'investiguer à nouveau cette méthode de détection. Leur approche novatrice repose sur l'analyse impulsionnelle (formes d'ondes) plutôt que fréquentielle des signaux. Ce protocole expérimental, totalement différent de celui suivi à l'époque, a été mis en oeuvre dans l'expérience de test baptisée CODALEMA (COsmic Detection Array with Logarithmic ElectroMagnetic Antennas), implantée sur le site de l'Observatoire radio-astronomique de Nançay [2, 3] et décrite dans un autre chapitre de cet ouvrage ("Le projet CODALEMA"), qui a permis de défricher la faisabilité et la pertinence de ce concept. Les premiers résultats indiquent que cette méthode de détection pourrait ouvrir une alternative nouvelle et complémentaire en performances et en coût pour la prochaine génération d'expériences en Astroparticules, mais également, comme nous allons l'évoquer ici, vers une nouvelle fenêtre en radioastronomie : la *radioastronomie impulsionnelle*.

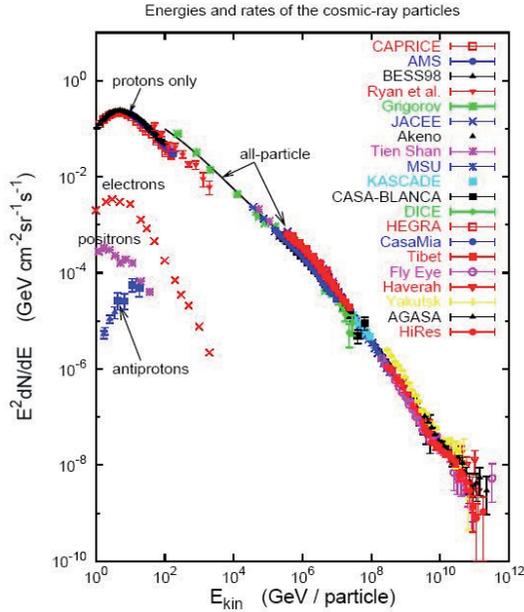


Figure 1.: *Le spectre des rayons cosmiques, extrait de [15], rassemble les mesures expérimentales sur le flux de cosmiques sur Terre en fonction de leur énergie.*

## 2. Les thématiques physiques

### 2.1 Les rayons cosmiques

Au dessus du GeV, le rayonnement cosmique est essentiellement constitué de particules chargées d'origine extra-terrestre se propageant à des vitesses relativistes jusqu'à la Terre (90 % de protons, 9 % de noyaux lourds dont l'hélium et d'environ 1 % d'électrons). Cependant, ces abondances varient substantiellement avec le domaine d'énergie.

Le spectre en énergie des cosmiques (cf. Fig. 1) rend compte de la dépendance du flux de cosmiques avec l'énergie de la particule. Ce spectre (non thermique) en loi de puissance traduit la violence des sources qui ont produit ce rayonnement. Il interroge, par sa régularité sur de telles échelles, sur les mécanismes qui le produisent. L'un des buts de l'étude des rayons cosmiques est d'identifier les sources et les mécanismes susceptibles d'accélérer les particules jusqu'aux énergies que l'on observe (de l'ordre du Joule!), de déterminer leur nature, et d'estimer l'effet de la propagation de ce rayonnement depuis sa source jusqu'à nous. Selon les domaines d'énergie, les observables accessibles et les candidats sources diffèrent.

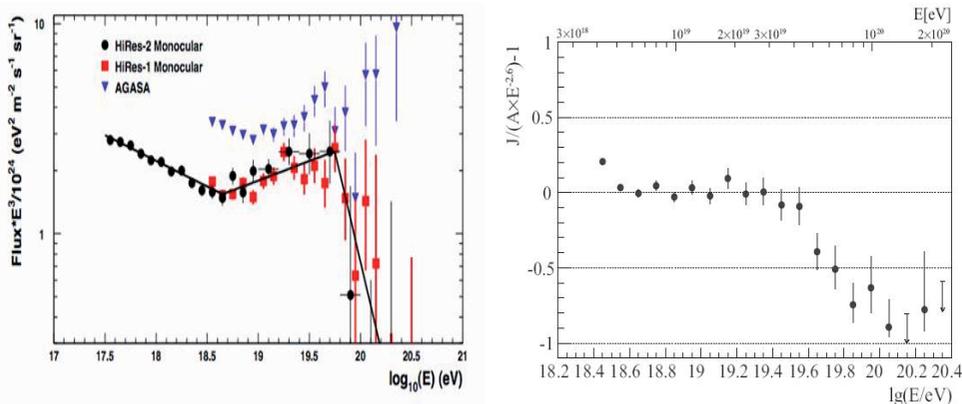


Figure 2.: *La situation actuelle : à gauche, figure extraite de [4]. L'expérience HiRes confirme l'observation d'une structure marquée par un redressement du spectre à  $4 \times 10^{18}$  eV, la cheville, et une coupure franche à  $6 \times 10^{19}$  eV engendrée par les pertes de la coupure GZK, en désaccord avec les mesures de l'expérience AGASA (triangles, sur la même figure). A droite, figure extraite de [17] montrant la différence entre le spectre redressé mesuré par le détecteur de surface de l'Observatoire Pierre Auger et un flux considéré proportionnel à  $E^{-2.6}$  en fonction de l'énergie. Une coupure marquée dans le spectre est aussi observée pour  $E \sim 6 \times 10^{19}$  eV.*

Pour le domaine des plus hautes énergies (le cadre de CODALEMA), une caractéristique particulière du flux des rayons cosmiques devrait permettre de lever certaines hypothèses sur la nature et la source de ces particules. Cette caractéristique est nommée “coupure GZK”, pour [11], [20] (les 3 physiciens à l'origine de cette prédiction la même année 1966). Elle traduit le fait que les photons à 2.73 K du fond diffus cosmologique (ou CMB pour Cosmic Microwave Background), dans lequel baigne notre Univers, possèdent une énergie suffisante dans le référentiel propre d'un proton très énergétique de  $10^{20}$  eV (ou plus) pour ouvrir le premier canal d'interaction hadronique et produire des  $\pi^0$  et des  $\pi^+$  par décroissance de la résonance  $\Delta$ . Au cours de son voyage sidéral, chacune des interactions du proton avec le CMB va alors réduire son énergie d'environ 20 % jusqu'à ce que son énergie atteigne, au bout d'une centaine de Mpc, la valeur seuil de l'interaction (la coupure) située à environ  $10^{19.4}$  eV. Ceci se traduit dans le spectre par un effondrement du flux des protons pour les énergies supérieures à celle de cette coupure. Cet effet particulier n'a été confirmé que récemment. Deux expériences (HiRes, AGASA) ont fourni, dans les années 90, des résultats contradictoires sur l'existence de cette coupure. AGASA n'a pas observé de coupure GZK, tandis qu'HiRes a mis en évidence 2 accidents marqués [4] : la “cheville”, rupture de pente à  $4 \times 10^{18}$  eV, et la coupure GZK à  $6 \times 10^{19}$  eV (Fig. 2 à gauche). Depuis 2004, un détecteur géant, l'Observatoire Pierre Auger (<http://www.auger.org>), spécialement dédié à ce domaine des hautes énergies et présentant une surface de détection largement

supérieure à celle de ses prédécesseurs, a pu rapidement accumuler de la statistique et obtenir des résultats décisifs sur plusieurs aspects du rayonnement cosmique d’ultra haute énergie. Ses données confirment, comme le montre la figure 2 à droite, la présence d’une coupure GZK dans le spectre à une énergie similaire à celle obtenue par l’expérience HiRes [17]. La conséquence est que les scénarii (dits “top-down”) mettant en jeu une éventuelle “nouvelle physique” impliquant des particules dites de “Grande Unification”, non sensibles à l’interaction hadronique avec le fond diffus cosmologique, ne peuvent plus avoir cours. Les rayons cosmiques d’énergie extrême seraient donc des particules “classiques” accélérées par des mécanismes astrophysiques encore inconnus (scénario dit “bottom-up”). L’enjeu est dorénavant de trouver les objets astrophysiques responsables de cette fabuleuse accélération. Le diagramme de Hillas (Fig. 3) suggère des sources possibles à ces énergies, et propose une limite haute sur l’énergie maximale accessible pour un site d’accélération donné en fonction de sa taille et du champ magnétique basée sur le mécanisme d’accélération de Fermi [14]. Dans ce raisonnement, une particule accélérée voit son rayon de Larmor, défini par  $r_L = \frac{E}{qBc}$ , augmenter avec son énergie. Pour une valeur de  $r_L$  supérieure à  $L$ , la taille caractéristique du site d’accélération, la particule n’est plus confinée et s’échappe du site avec une énergie maximale définie par :

$$\frac{E_{max}}{10^{18} \text{ eV}} = Z \times \left( \frac{L}{1 \text{ kpc}} \right) \times \left( \frac{B}{1 \mu\text{G}} \right) \quad (1)$$

avec  $Z$  la charge de la particule. En considérant cette interprétation, et suivant l’intensité de la coupure GZK, cela pourrait signifier que des objets astrophysiques extrêmement massifs encore inconnus se trouveraient dans le voisinage direct de notre galaxie.

Cette problématique posée, on discerne donc tout l’intérêt que peut présenter la mise en place d’une nouvelle méthode de détection de ces particules, complémentaires à celles existantes et permettant d’augmenter la statistique de comptage et d’améliorer la détermination de l’origine des rayons cosmiques d’ultra-haute énergie. L’expérience CODALEMA se place dans ce cadre.

## 2.2 Les pulsars

Concernant la radioastronomie, à l’échelle des temps courts ( $\mu\text{s}$ ), le “ciel impulsionnel” a jusqu’à présent été ignoré par les hypothèses de stationnarité utilisées en radioastronomie classique. La présence dans les données acquises avec le Réseau Décamétrique de Nançay (RDN) de signaux impulsionnels ayant pour origine des émetteurs radio non thermiques, faisant appel à des processus d’émission cohérents (Soleil, Jupiter, Galaxie), n’est pas à exclure. De tels phénomènes ont d’ailleurs été détectés (à plus haute fréquence) dans l’émission de quelques pulsars. En utilisant ponctuellement au radiotélescope d’Arecibo (Porto Rico) jusqu’à des fréquences de 8 GHz une technique de détection extrêmement similaire à celle que nous avons développée pour l’expérience CODALEMA, Hankins [13] et ses collaborateurs ont pu démontrer

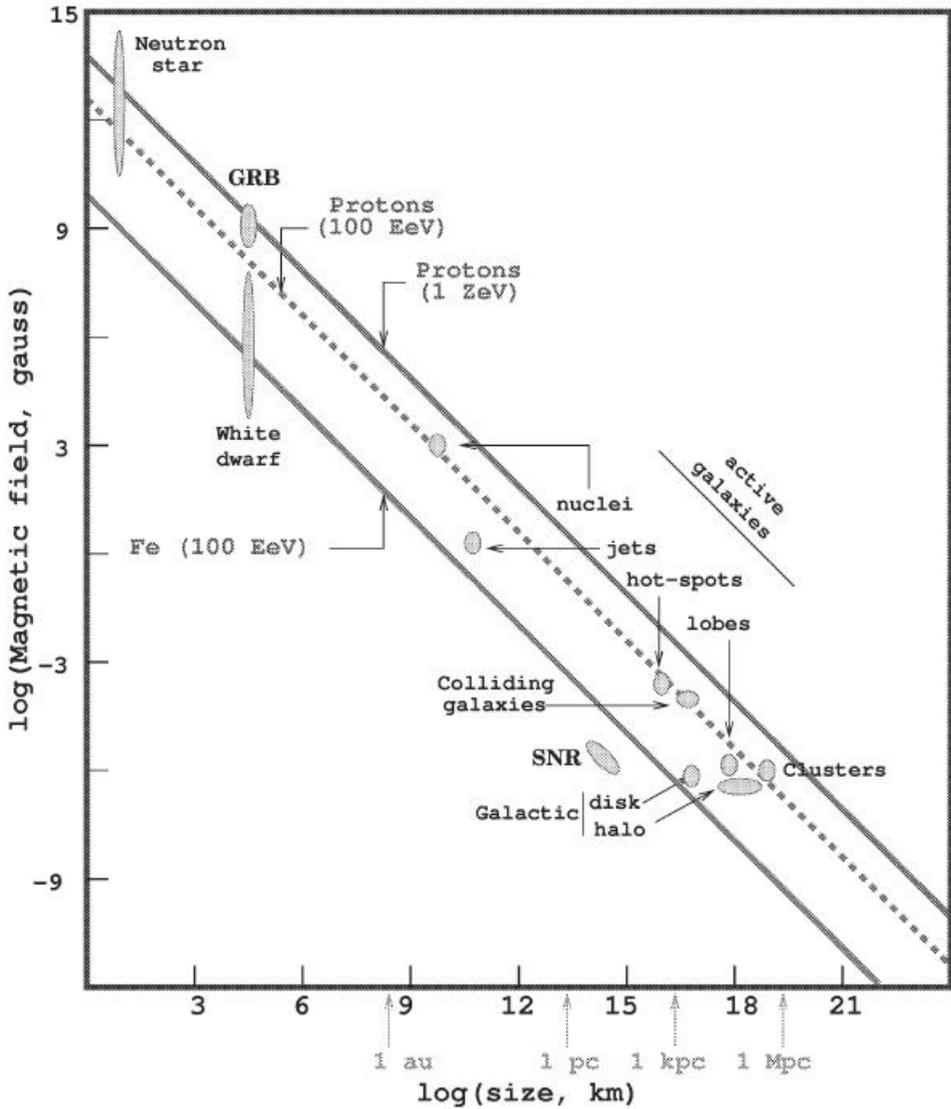


Figure 3.: Le diagramme de Hillas propose les sites d'accélération potentiels de rayons cosmiques grâce à la relation qui existe entre la taille du site (en abscisse), le champ magnétique qui y règne (en ordonnée) et l'énergie maximale accessible à une particule avant de ne plus être confinée par le champ magnétique.

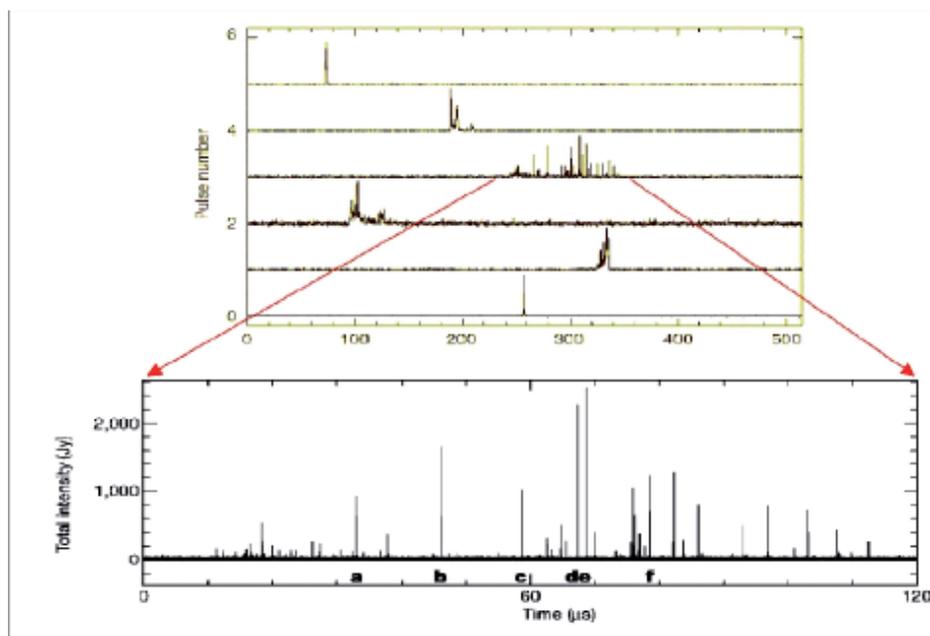


Figure 4.: *Figure tirée de [13]. Les structures observées dans les pulses géants du pulsar du Crabe atteignent des durées de 2 ns. Leur enveloppe pourrait constituer le pulse géant effectivement détecté de manière classique, qui serait alors composé d’un train d’impulsions ultra courtes.*

l’existence de structures temporelles à l’échelle de la nanoseconde dans les pulses géants du pulsar du Crabe PSR0531 (Fig. 4). Soglasnov à Tidbinbilla (Australie) [19] a également montré la présence de phénomènes similaires, quoique moins résolus, dans les impulsions géantes de PSR1937 (Fig. 5). L’origine de ces structures nanosecondes reste encore inexpliquée, mais leur observation implique que la région émettrice située sur la surface du pulsar devient, de fait, le plus petit objet jamais résolu à des échelles de distances astronomiques. En effet, pour respecter les critères de cohérence de l’émission, la taille de la zone émettrice compatible avec une telle échelle temporelle ne doit pas excéder quelques mètres !

En 2003, [5] ont dressé la carte des sites astrophysiques candidats. Leur diagramme présenté Fig. 6 recense, dans un espace “durée du phénomène - flux émis”, les sources actuellement connues pour leur émission de transitoires radio dits “rapides” (de l’ordre de quelques centaines de  $\mu\text{s}$  à quelques ms). Les pulsars apparaissent au centre de ce diagramme. Etant donné que la preuve a été faite de leur émission “nanoseconde” (au moins dans certains cas), il semble logique, naturel et intéressant de regarder de près les objets situés aux frontières du graphique, d’un côté, les noyaux actifs de galaxies

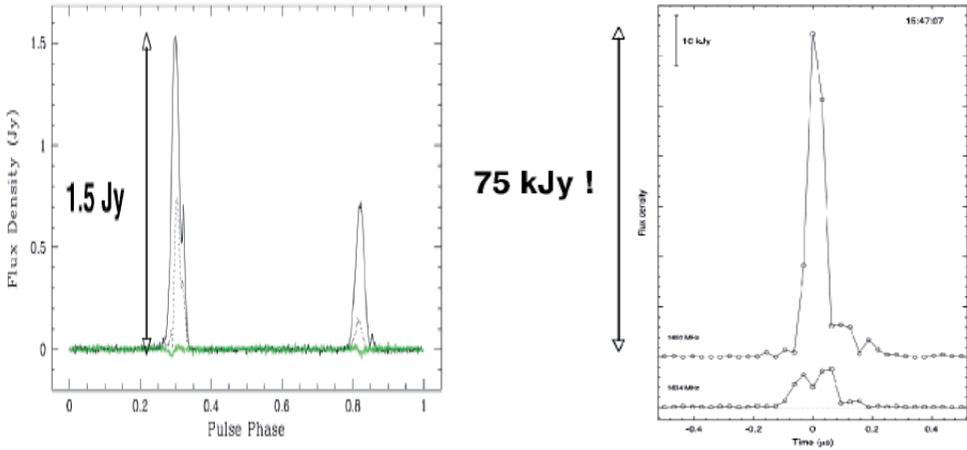


Figure 5.: *Figure tirée de [19]. A gauche, un pulse normal de PSR1937. A droite, un pulse géant partiellement résolu avec une résolution de 31.25 ns. Le facteur 50000 en flux autorise à penser détecter relativement facilement ce type d'événement avec un système radio déclenché travaillant à très haute fréquence d'échantillonnage.*

(AGN), de l'autre, les atmosphères des planètes géantes comme Jupiter.

En France, le grand Radio Télescope de l'Observatoire de Nançay (NRT) travaille dans un domaine de fréquences intermédiaire entre 1 et 3 GHz qui pourrait être particulièrement bien positionné pour la détection de ces transitoires. Cette bande de fréquences présente un bon compromis entre puissance émise par un pulsar et effet de la dispersion, et elle est aussi bien située pour la détection des transitoires Čerenkov qui pourraient être associés aux gerbes cosmiques. Un programme préliminaire d'exploration pour l'installation d'un système de numérisation des signaux du RT a été initié dès juin 2005, principalement centré sur la reconnaissance et l'identification des transitoires parasites détectables (reliés essentiellement soit à la station de Nançay elle-même, soit à des signaux radar réfléchis sur des avions). En juin 2006, une première campagne de numérisation à très haute fréquence d'échantillonnage d'impulsions de pulsars a été conduite (voir descriptif de la méthodologie suivie au paragraphe 4.3).

Le potentiel de recherche est important, car dès lors qu'un objet astrophysique est susceptible d'émettre des transitoires radio rapides, une technique de détection impulsionnelle permettrait de repérer (trigger) et d'analyser en détail à très grande résolution temporelle (analyse en forme d'onde). Par exemple, des critères de déclenchement sur des signaux provenant de sources astrophysiques diverses (blazars, Jupiter, galaxies actives et pulsars) pourraient également être étudiés, bien que pour l'instant aucune tentative n'ait été faite.

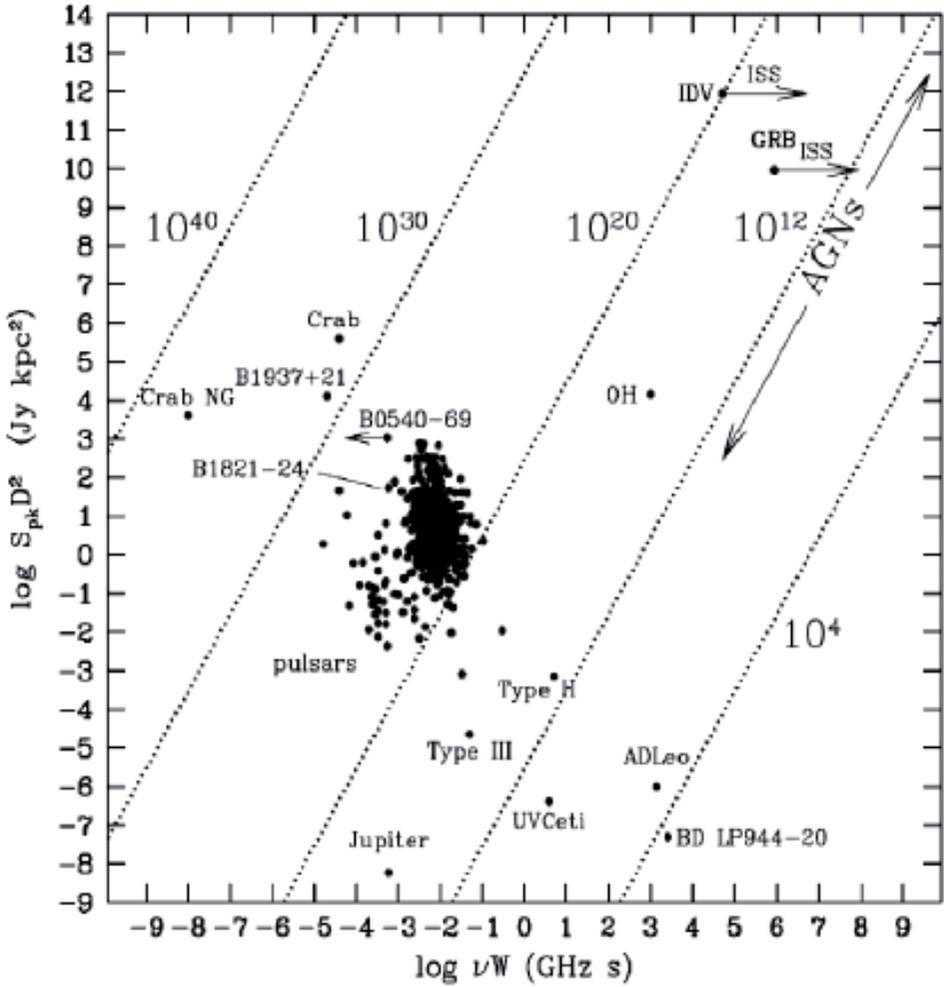


Figure 6.: *Figure tirée de [5]. Le diagramme flux-durée du phénomène transitoire laisse apparaître les pulsars en son centre. Le fait d'avoir déjà détecté des phénomènes ultra-rapides dans ces objets permet d'augurer de l'intérêt de réussir à observer à très grande résolution temporelle ceux situés en périphérie du graphique.*

### 2.3 L'atmosphère

Du point de vue géophysique, les orages en vue directe aussi bien que les orages sous l'horizon sont couramment détectés sous forme de très nombreuses impulsions électromagnétiques individuelles dans le domaine de la centaine de ms. Dès la mise en fonctionnement du détecteur en 2003, CODALEMA a observé des impulsions extrêmement rapides qui pouvaient être liées à des phénomènes électriques en très haute atmosphère. La plupart de ces phénomènes sont identifiés pour le moment dans le visible ou l'ultra-violet : éclairs de forte intensité, rayonnements moléculaires annulaires de grande dimension à haute altitude (elves, pluriel de *elfe*), décharges lumineuses de plusieurs millisecondes en altitude (sprites). D'autres apparaissent à très faible longueur d'onde (TGF : Terrestrial Gamma Flashes). Les intensités qu'ils mettent en jeu suggèrent des sources d'énergie particulièrement intenses qui pourraient être corrélées aux rayons cosmiques de très haute énergie ( $E > 1 \times 10^{16}$  eV). En effet, suivant certains modèles, ces signaux pourraient résulter d'un couplage entre le rayonnement cosmique, l'ionosphère et l'atmosphère, amplifié lors des orages atmosphériques (voir [16, 12, 18], et sur le site Rhesi de la NASA<sup>1</sup>). Les mesures systématiques de transitoires permettraient d'ouvrir un nouveau champ d'investigation en géophysique de l'atmosphère où la connaissance des phénomènes transitoires est encore très parcellaire.

Dans l'état actuel des recherches, bien que des manifestations de ce type de phénomènes aient été répertoriées, nous n'en sommes qu'à recenser les études expérimentales ou théoriques de ces possibles corrélations. L'étape naturelle suivante sera alors d'imaginer comment un dispositif de radio-détection comme CODALEMA, éventuellement complété, pourrait signer ces corrélations.

### 3. Potentiel de l'approche "formes d'ondes"

En astronomie, les techniques d'observation reposent essentiellement sur une méthode de détection adaptée aux émissions stationnaires des objets astrophysiques. Les méthodes couramment utilisées, telle que la détection hétérodyne (mélange de l'onde objet avec une onde de référence synthétisée à une fréquence variable afin de balayer une certaine bande passante en fréquence) ou homodyne (mélange de l'onde avec elle-même), ou encore le phasage classique en ligne des signaux de plusieurs antennes, ne permettent pas d'espérer détecter des phénomènes transitoires très rapides (en deçà de quelques dizaines de  $\mu$ s). En effet, si la puissance du transitoire peut être importante, son énergie restera "diluée" dans le signal enregistré sur une durée bien supérieure à la sienne, et sa signature spectrale apparaîtra difficilement dans le spectre final.

---

<sup>1</sup>[http://www.nasa.gov/vision/universe/solarsystem/rhesi\\_tgf.html](http://www.nasa.gov/vision/universe/solarsystem/rhesi_tgf.html)

La seule solution permettant l'étude de phénomènes transitoires extrêmement rapides est alors d'enregistrer la forme d'onde à l'échelle de temps de la durée du transitoire. Nous nous trouvons alors en face de deux problématiques nouvelles par rapport aux techniques jusqu'alors employées et aux connaissances des constructeurs et utilisateurs d'instruments :

- d'une part, la mise en place d'un nouveau principe d'observation du ciel pour enregistrer et analyser réellement la forme d'onde du signal, que la future génération de télescopes géants opérant à basse fréquence (LOFAR, SKA, voir les chapitres correspondants dans cet ouvrage) ne devrait que partiellement exploiter.
- d'autre part, un mode particulier de fonctionnement "en déclenchement", autorisant l'enregistrement à très grande bande passante des informations uniquement lors de l'occurrence de l'événement transitoire intéressant recherché.

Ces problématiques pourraient finalement se traduire dans le dilemme expérimental suivant :

- la méthode "classique" voit "longtemps" mais "rarement", et analyse successivement toutes les fréquences par balayage (sur des durées de l'ordre de la ms à 500 ms, avec une très bonne résolution en fréquence). Cette approche exclut l'observation de transitoires très rapides.
- La méthode forme d'onde + déclenchement sur événement voit "brièvement" mais peut voir "souvent" (sous réserve de provoquer des déclenchements fréquents). La résolution en fréquence est médiocre (il est difficile de conserver des "snapshots" sur une très grande profondeur mémoire, donc sur une grande durée). En revanche on dispose alors de la capacité d'analyser *simultanément* toutes les fréquences et un nouvel avantage collatéral pourrait apparaître car le temps de cohérence de la turbulence atmosphérique étant de l'ordre de 100  $\mu$ s, toute observation de durée inférieure à cette échelle de temps permettrait sans doute de s'affranchir de cette turbulence et peut être enfin d'accéder à de l'imagerie.

### 3.1 *L'analyse simultanée de toute l'information*

L'intérêt principal de l'enregistrement en forme d'onde est de pouvoir accéder en même temps à l'ensemble des paramètres du signal (amplitude, spectre en fréquence large, forme et durée d'un transitoire). Techniquement, c'est à la fois la bande passante analogique de l'électronique, la vitesse d'échantillonnage, ainsi que la mémoire numérique rapide qui ont longtemps limité les performances. A l'heure actuelle, des bandes passantes analogiques du convertisseur ADC de 1 GHz, des vitesses d'échantillonneur jusqu'à 2 GS/s sont facilement disponibles, et l'on commence à trouver sur le marché concurrentiel des systèmes fonctionnant à 64 GS/s avec une profondeur mémoire de 128 millions de points.

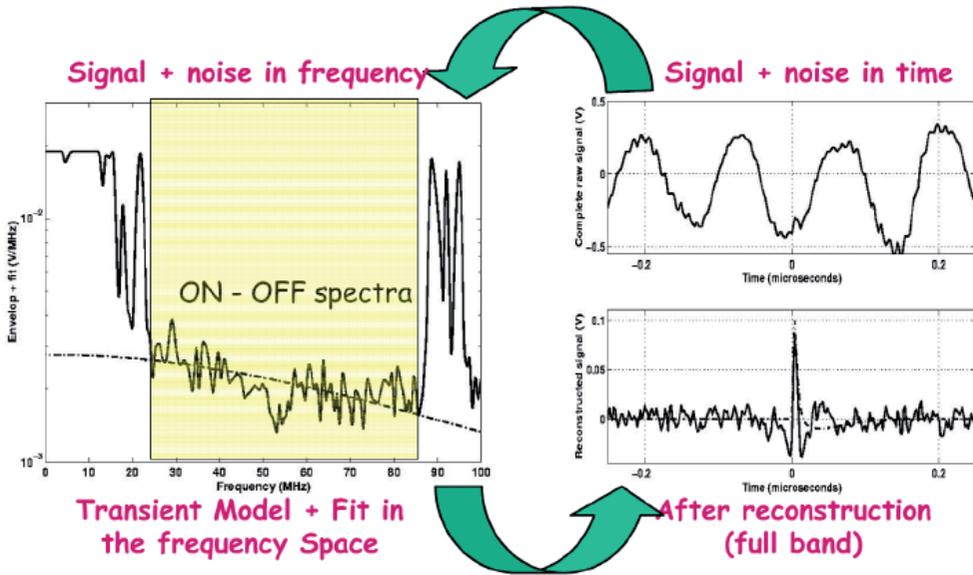


Figure 7.: Exemple de reconstruction complète d'un transitoire enregistré par l'expérience CODALEMA en utilisant une méthode On-Off par transformée de Fourier et un modèle de forme d'impulsion.

Un transitoire noyé dans un bruit blanc présente une signature spectrale (accessible par simple transformée de Fourier) dont la largeur de bande est liée à la durée du signal transitoire. L'élimination du bruit, au delà d'un simple filtrage en fréquence (qui présente l'inconvénient de perdre l'information sur la morphologie de l'impulsion), peut se faire par soustraction dans l'espace de Fourier du spectre du bruit, considéré sur la portion de signal hors transitoire. Par transformée de Fourier inverse, on revient à la forme d'onde temporelle du signal auquel a été soustrait le bruit (Fig. 7). Ce type de méthode s'apparente à une soustraction dite "On-Off" bien connue des observateurs en radioastronomie. D'autres méthodes par filtrage adaptatif (estimation adaptée des coefficients du filtre par la méthode LPC, Linear Predictive Coefficients, Fig. 8) ou les analyses en ondelettes permettent aussi de remonter d'une autre manière peut être plus satisfaisante à tout ou partie de la forme l'impulsion. L'extraction des paramètres des impulsions peut alors contraindre fortement les modèles et, par suite, permettre d'accéder de manière très fine à la physique du mécanisme d'émission de la source).

Parallèlement, un autre avantage d'une analyse en forme d'onde est de permettre dans le même temps la datation de son instant d'arrivée, avec une précision liée à la vitesse d'échantillonnage du système. Cet étiquetage temporel de l'onde permet notamment la reconstruction de sa direction d'arrivée, sous réserve de disposer d'au moins 3 antennes parfaitement bien localisées

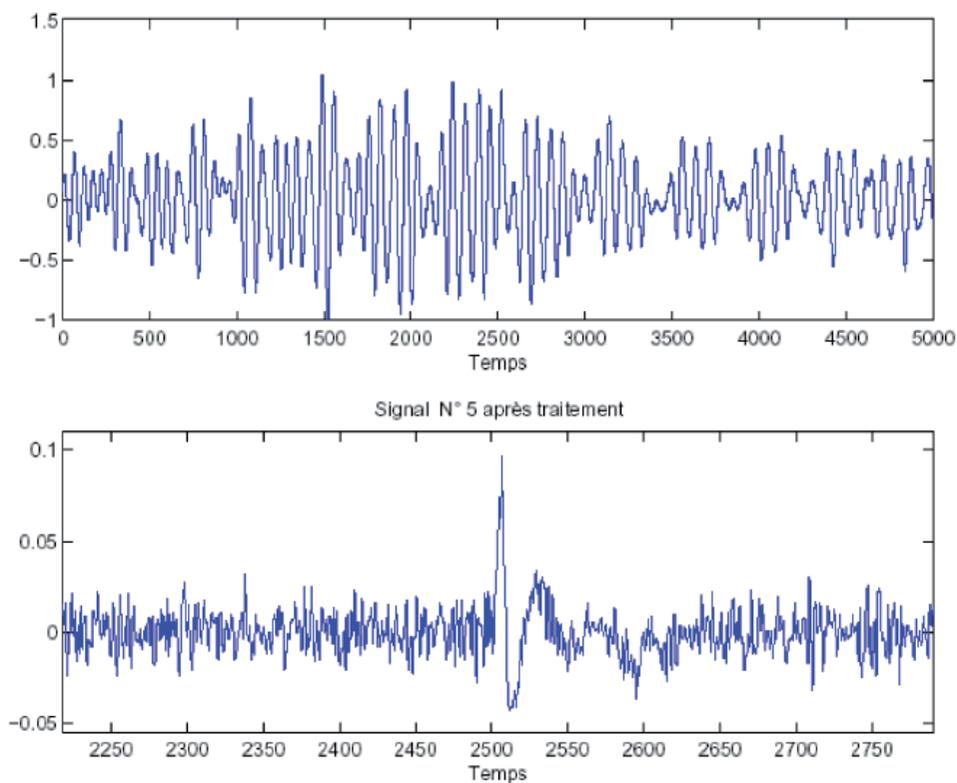


Figure 8.: *Exemple de reconstruction par un filtrage LPC d'un transitoire enregistré par l'expérience CODALEMA. En haut : forme d'onde pleine bande, en bas : après traitement LPC.*

dans l'espace afin d'effectuer l'opération de triangulation (cf. chapitre "CODALEMA"), et de supposer un front d'onde plan (la reconstruction d'un front d'onde sphérique nécessite la présence d'une quatrième antenne au minimum). Il est même possible de reconstituer la trajectoire apparente dans le ciel d'un système mobile émettant des transitoires. Une dernière potentialité, quoique non des moindres, est le phasage numérique, *a posteriori*, des formes d'onde enregistrées sur déclenchement par un signal transitoire, préfigurant ce que pourrait être l'un des modes de fonctionnement des grands radiotélescopes numériques du futur (LOFAR, SKA).

### 3.2 L'identification des transitoires : le trigger

Il s'agit d'élaborer une stratégie permettant "on-line" le repérage de ces transitoires en utilisant un système de "déclenchement" (souvent remplacé par le vocable anglais "trigger"). Ce principe, utilisé couramment en physique des particules, est de détecter une impulsion (ici toute variation rapide du spectre en fréquence), afin de n'enregistrer *que* l'information recherchée, dans le but de limiter le volume de données à traiter. Appliqué à la radiodétection, ce principe fixe ce que doit être la réponse du système de trigger : instantanée sur tout signal présentant une variation temporelle rapide de son contenu en fréquence (dans un temps de l'ordre de la période de l'onde), et efficace au moins dans les plages de fréquence non polluées par des émetteurs stationnaires. Nous décrirons 2 types de trigger, qui ont été appliqués à la radiodétection des rayons cosmiques, ainsi que le concept de trigger qui a été essayé pour la radiodétection de pulses géants de pulsars.

## 4. Exemples de trigger et d'analyse des signaux

### 4.1 La détection des gerbes atmosphériques en BF : le trigger radio CODALEMA

Contrairement aux techniques d'observation développée en astronomie, compte tenu du flux des cosmiques ( $1/\text{siècle}/\text{km}^2/\text{sr}$  autour de  $10^{20}$  eV), il est impératif de développer une stratégie de reconnaissance du transitoire recherché de manière à minimiser le volume des données enregistrées.

Le but du trigger de CODALEMA est d'identifier une impulsion (donc un signal de durée finie et à large spectre) dans un bruit quasi stationnaire. Pour la phase de prospective de cette nouvelle méthode de détection, le choix développé par CODALEMA a été de disposer d'un système de déclenchement le moins sélectif possible (dit "minimum-bias"), le moins contraignant sur la forme du transitoire, le plus simple possible et le moins coûteux. Ces considérations ont conduit à utiliser un simple filtre basse-bande comme élément de trigger. En effet, sachant que les signaux transitoires générés par les gerbes atmosphériques à petit paramètre d'impact, soit dans les conditions de fonctionnement de

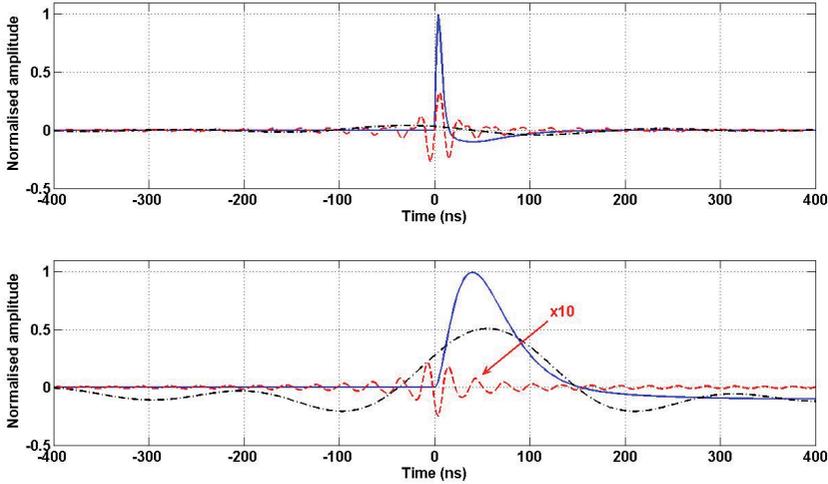


Figure 9.: *Illustration de l’effet du filtre pour 2 transitoires de durées différentes. En trait plein bleu, le signal transitoire original dont l’amplitude est normalisée, en tirets-points noirs la forme d’onde filtrée 1 – 5 MHz et en tirets rouges, la forme d’onde filtrée 37 – 70 MHz.*

CODALEMA [10] sont très rapides (quelques dizaines de ns en moyenne) et que leur spectre faiblement décroissant s’étend jusqu’aux environs de 100 MHz, la détection de seulement une fraction du spectre peut être suffisante pour signaler l’occurrence d’un transitoire.

Après le choix de la bande de fréquence de trigger adaptée au ciel local [7], ces impulsions filtrées se présentent sous forme de signaux oscillants. Une illustration pour deux durées d’impulsion et deux bandes de fréquence de déclenchement est donnée Fig. 9 : une bande de hautes fréquences contenant l’information rapide, typiquement le front de montée du transitoire, et une bande de basses fréquences contenant la partie plus lente du transitoire. A petit paramètre d’impact de la gerbe, le filtrage réalisé dans la bande hautes fréquences est le plus efficace, son aspect fortement transitoire permet de déclencher une acquisition et ainsi de dater l’instant d’arrivée du signal. A plus grand paramètre d’impact, le transitoire moins rapide est plus difficilement détectable en hautes fréquences car c’est seulement la bande de fréquences basses qui conserve alors la partie significative du signal.

Le trigger CODALEMA va donc consister à comparer la forme d’onde filtrée à un seuil en tension dont l’amplitude sera déterminée par le niveau de bruit quasi stationnaire dans la même bande de fréquences. Le déclenchement “on-line” ordonne alors la numérisation “au vol” de l’ensemble des formes d’ondes des antennes. Ce principe de fonctionnement très simple est représenté Fig. 10. Ce trigger “on-line” travaille à un fort taux mais, grâce à la numérisation

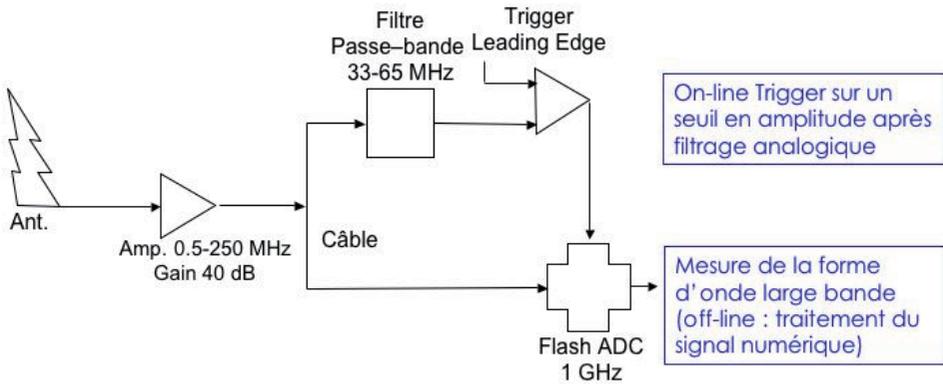


Figure 10.: Schéma de l'électronique CODALEMA à Nançay. Après amplification, le signal large bande d'antenne (dont on a éliminé les fréquences inférieures à 500 kHz correspondant aux émetteurs "Grandes Ondes") peut être scindé en 2, l'un correspondant à la voie trigger constituée d'un filtre passe bande et d'un comparateur, l'autre permettant la numérisation large bande sur le déclenchement du signal de trigger. C'est le principe de fonctionnement d'une station radio autonome pour la détection des gerbes atmosphériques. Dans le cas d'un réseau câblé où seulement l'une des antennes est singularisée en trigger, l'acquisition des signaux large bande des autres antennes est pilotée par le signal de l'antenne trigger seule.

des formes d'onde, une seconde sélection plus fine correspondant en fait à un trigger de second niveau, est effectuée "off-line". En effet, par analyse des formes d'onde, le trigger "off-line" peut ajuster très finement le seuil à appliquer qui est alors *continûment* adapté, événement par événement, au niveau de bruit stationnaire réellement enregistré sur le signal large bande, filtré numériquement dans la même bande que celle du trigger. De plus, le réseau CODALEMA utilisant plusieurs antennes, un troisième critère trigger associé aux événements gerbes peut être obtenu en calculant le nombre exact d'antennes en coïncidence (incluant des antennes qui n'auraient pas forcément franchi un seuil "on-line"). Ces signaux transitoires sur les antennes sont révélés lors de l'analyse off-line par filtrage numérique (Fig. 11 et Fig. 12). Pour ce faire, on applique aux signaux un filtrage numérique passe-bande abrupt entre 37 et 70 MHz. Celui-ci est réalisé en multipliant la transformée de Fourier du signal par une fenêtre rectangulaire  $G(\nu)$  définie par  $G(\nu) = 1$  pour  $37 \text{ MHz} \leq |\nu| \leq 70 \text{ MHz}$ ,  $G(\nu) = 0$  ailleurs.

Ce type de fenêtrage présente trois caractéristiques importantes à souligner :

- Il n'est pas causal, ce qui ne pose pas de problème tant qu'il est utilisé en temps différé, et permet d'éviter d'introduire un retard de phase au signal. L'instant d'apparition du maximum du transitoire n'est donc pas modifié.

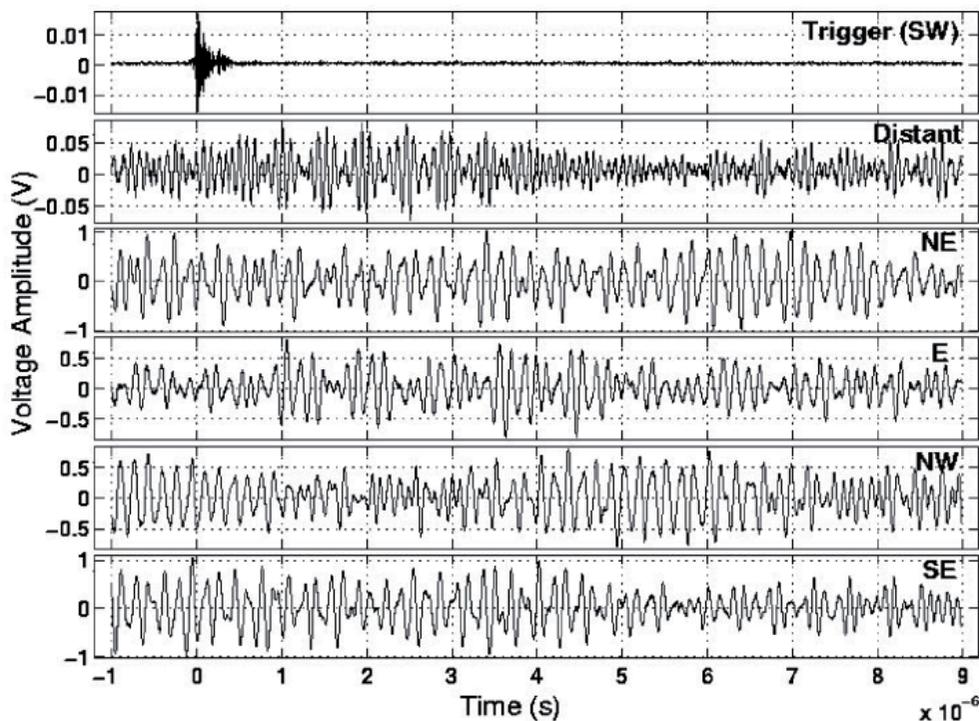


Figure 11.: Illustration pour un évènement gerbe du signal de l'antenne trigger (munie d'un filtre analogique passe bande 35-65 MHz), du signal d'une antenne munie d'un filtre passe haut 10-100 MHz et des signaux des autres antennes enregistrés en pleine bande 1-100 MHz. Pour ces derniers signaux, l'excursion crête à crête en tension est de 1 V, plus de 3 ordres de grandeurs au dessus de l'amplitude crête attendue pour un transitoire associé à une gerbe atmosphérique ( $\sim 1$  mV).

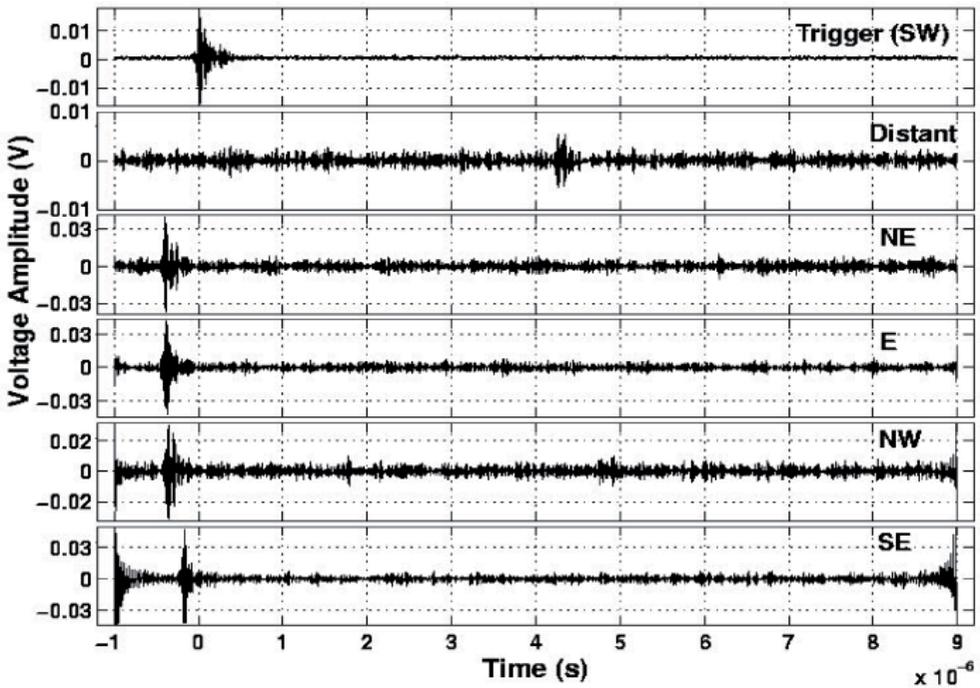


Figure 12.: Meme signaux que la figure précédente mais obtenus après un filtrage numérique off-line dans 37-70 MHz. Les retards induits par les câbles ont été corrigés de façon à ce que l'instant  $t_0$ , où le trigger a déclenché l'acquisition, soit identique pour toutes les antennes. Les retards observés sont dus au temps de vol de l'onde électromagnétique sur le réseau. L'excursion crête à crête en tension est maintenant de l'ordre de quelques mV, soit 3 ordres de grandeurs au dessous de l'amplitude crête du signal pleine bande.

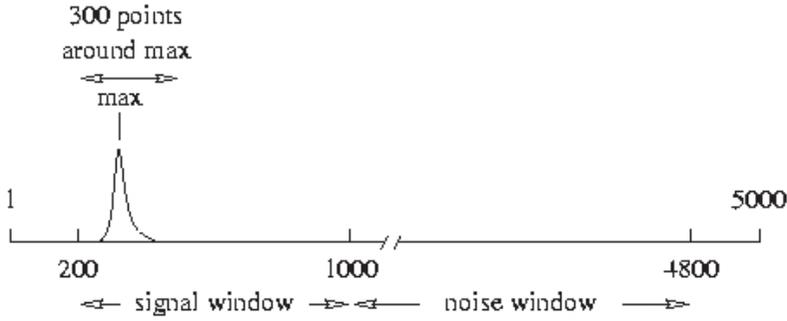


Figure 13.: *Le signal est analysé en 2 parties, une partie signal dans laquelle est attendu le transitoire en coïncidence en temps avec le trigger et une partie bruit où sont évaluées les conditions de fond radio au moment de l'acquisition.*

- Le choix de la fenêtre rectangulaire induit un phénomène de Gibbs dans l'espace temporel. Cela se traduit par des oscillations en sinus cardinal (la transformée de Fourier inverse de la fenêtre rectangulaire), observables aux extrémités du signal filtré.
- A la sortie du filtre, les amplitudes des signaux seront d'autant plus faibles que la bande sera étroite. La dynamique du numériseur doit être très grande pour conserver une bonne sensibilité.

Afin de rendre automatique la détection de transitoire dans les procédures d'analyse, un seuil automatique est évalué sur les signaux filtrés suivant le principe suivant : sur les  $10\mu s$  de signal enregistré, 2 zones de 200 points (500 ns) sont ignorées au début et à la fin pour éviter les oscillations dues au phénomène de Gibbs. Le reste du signal est divisé en 2 fenêtres distinctes (Fig. 13). La première, la fenêtre signal, d'une largeur de 800 points ( $1.6\mu s$ ), est la zone de temps dans laquelle est attendu un transitoire en coïncidence avec le trigger, compte tenu du temps de vol de l'onde et de la distance entre les antennes. Le maximum de puissance est recherché dans cette fenêtre signal. On évalue ensuite  $\mu_s = \langle V^2 \rangle_{signal}$ , la puissance moyenne dans la fenêtre de 300 points (600 ns) autour de ce maximum. Sur la fenêtre de bruit, on évalue les conditions de fond radio au moment de l'acquisition du signal. La puissance moyenne  $\mu_b = \langle V^2 \rangle_{bruit}$  est calculée ainsi que l'écart type  $\sigma_b = (\langle (V^2 - \mu_b)^2 \rangle_{bruit})^{1/2}$ . La présence d'un transitoire est validée si la condition suivante est remplie :

$$\mu_s \geq \mu_b + k \times \frac{\sigma_b}{\sqrt{N_s}} \quad (2)$$

avec  $N_s = 3800$  le nombre de points de la fenêtre bruit et  $k = 10$ , une constante qui a été déterminée de façon empirique pour rejeter les signaux non transitoires. Lorsque la présence d'un transitoire sur une voie est validée, on extrait du signal les quantités  $V_{max}^2$  et  $t_{max}$ , respectivement l'amplitude crête du transitoire dans la bande filtrée et l'instant de détection de celui-ci sur la voie. Ces

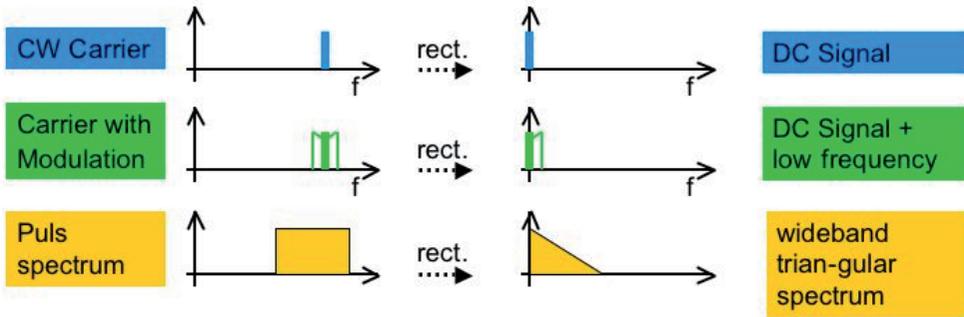


Figure 14.: *Principe du trigger par rectification qui est développé pour l'expérience LOPES-Star.*

informations sont ensuite utilisées pour reconstruire la direction d'arrivée du front d'onde et d'identifier les coïncidences temporelles de transitoires sur les différentes antennes, en vue de la reconstitution de la direction d'arrivée de l'onde (cf. chapitre "CODALEMA").

#### 4.2 La détection des gerbes atmosphériques en BF : le trigger radio LOPES-Star

Parallèlement à CODALEMA, l'expérience LOPES [8] à Karlsruhe en Allemagne, a aussi pour but de développer la méthode de radiodétection de gerbes atmosphériques. Elle s'appuie sur des antennes et des techniques de numérisation développées pour le projet LOFAR et utilise la bande de fréquence 40-80 MHz. Sur ce site, l'environnement électromagnétique général additionné à la présence de puissants émetteurs dans la bande 40-80 MHz ne permettent pas la mise en oeuvre de la méthode de trigger très rudimentaire utilisée par CODALEMA (le trigger CODALEMA, qui utilise uniquement un filtre passe bande, n'est pas efficace si un émetteur trop puissant est présent dans sa bande). La collaboration LOPES a donc entamé le développement d'une technique de trigger radio plus sophistiquée dite de "rectification" et de détection d'enveloppe (voir [9, 6] et <http://www.augerradio.org/wiki/>) dans le but de minimiser les déclenchements intempestifs sur des signaux radio parasités par des signaux aléatoires sinusoïdaux modulés par des fréquences porteuses.

Le principe de la rectification (ou redressement) est de séparer fréquentiellement les contributions dues aux parasites, qui sont modulées en bande étroite, des signaux des gerbes qui sont à large bande. La stratégie du trigger LOPES-Star consiste à redresser la forme d'onde puis à la filtrer dans une bande de fréquence adéquate "on-line". Le principe du traitement, donné Fig. 14, est basé sur l'utilisation de l'opérateur quadratique :

$$R(t) = v(t) \times v(t) \qquad R(f) = V(f) * V(f) \qquad (3)$$

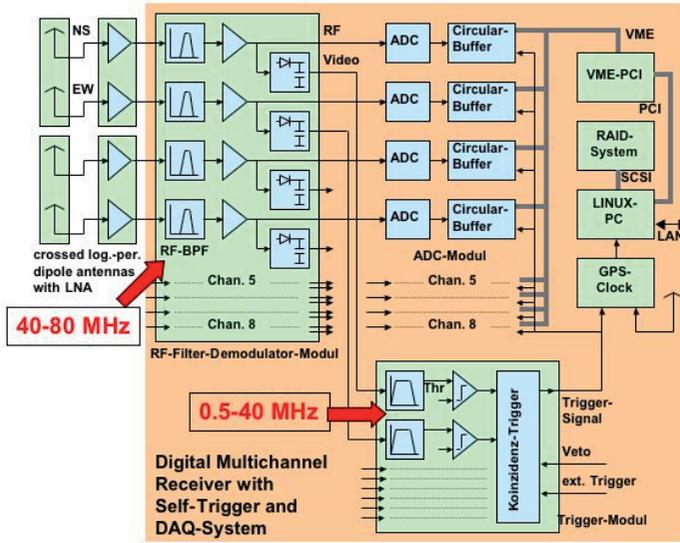


Figure 15.: Schéma électronique du trigger par rectification envisagé pour l'expérience LOPES-Star.

- Dans le cas d'un signal sinusoïdal constitué d'une porteuse non modulée à la fréquence  $f_0$ , l'opération rectification quadratique introduit une forte composante à la fréquence nulle et une composante à la fréquence  $2 \times f_0$ . La puissance du signal à fréquence 0 est égale à 2 fois la puissance à la fréquence  $\pm 2 \times f_0$ .
- Dans le cas d'un signal large bande compris entre  $f_{min}$  et  $f_{max}$ , l'opération rectification quadratique ramène son spectre dans le domaine  $0-(f_{max}-f_{min})$ .
- La contribution à fréquence 0 peut alors être supprimée par le passage dans un filtrage passe bande à large bande mais à fréquence inférieure à  $2 \times f_0$ . Pour optimiser le rapport signal sur bruit, la fréquence basse de ce filtre doit au moins être égale à la largeur maximale de la bande de modulation possibles des émetteurs parasites.

Cette opération de rectification n'est pas linéaire. Les spectres de fréquences ne sont pas seulement déplacés, la forme des spectres est modifiée. Il y a apparition de composantes de fréquences harmoniques. En conséquence, la fréquence de coupure haute doit être bien positionnée pour éviter notamment le repliement de spectre du signal de la gerbe qui est supposé couvrir toute la bande de détection (les fréquences gênantes des émetteurs se trouvant à l'intérieur de cette bande). La transposition du principe au niveau électronique est présentée Fig. 15.

Cette détection du transitoire revient quasiment à effectuer une détection d'enveloppe (voir Fig. 16). En pratique, le redressement non linéaire est obtenu par

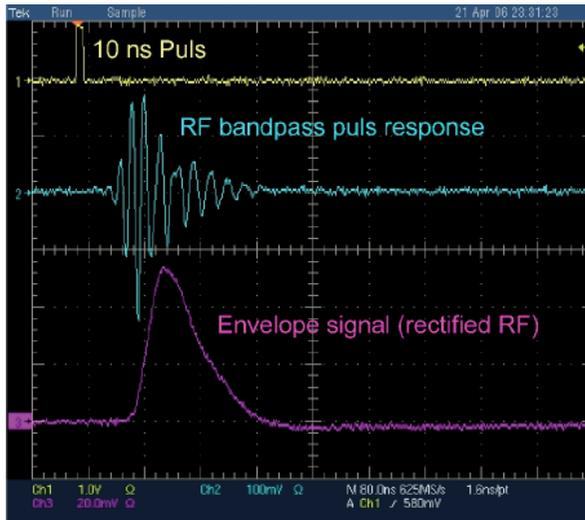


Figure 16.: Exemple de signaux obtenus par détection d'enveloppe pour le trigger LOPES-Star.

la fonction valeur absolue (assurée par un système de diodes) suivie d'un filtre passe bas. L'intérêt d'utiliser ce procédé vient du fait qu'un bruit gaussien (ce qui est quasiment le cas du bruit des signaux lorsqu'ils sont préalablement passés dans le filtre passe bande d'entrée de l'étage de rectification) qui subit une *détection d'enveloppe* suit une loi dite de Rayleigh, alors que celui obtenu après *rectification et filtrage passe-bande* suit une loi dite de Rice-Nakagami, très proche de celle de Rayleigh. Comparé à un signal simplement filtré par un passe bande comme dans CODALEMA, un gain significatif en efficacité de trigger est attendu par cette méthode. Cependant, à cause de l'utilisation du filtre passe bande, les fréquences basses sont coupées, ce qui induit un problème de stabilisation de la ligne de base du signal traité (oscillations résiduelles à très basse fréquence) qui rend difficile son traitement par le comparateur qui réalise le trigger.

#### 4.3 La détection en HF des pulses géants des pulsars : le trigger testé au NRT

La technique usuelle de détection des pulsars est contrainte par 2 aspects. En premier lieu, le flux dans le pulse principal (dit "normal") des pulsars est de l'ordre du jansky, tandis que la limite due au bruit de fond des radiotélescopes est de l'ordre de quelques Jy (pour le NRT de l'ordre de 35 Jy à 1400 MHz). Il est donc très difficile d'observer directement les pulses principaux des pulsars sur des périodes très courtes : il est nécessaire d'intégrer. En second lieu, la dispersion due au milieu interstellaire (MIS) étale ce flux sur une grande période de temps (de quelques  $\mu\text{s}$  jusqu'à la s suivant le pulsar). Pour reconstruire le signal, il est nécessaire d'effectuer une opération dite de dédispersion des signaux

qui supprime (ou limite fortement) la contribution non dispersée du bruit. Cette méthode de dédispersion peut être effectuée en ligne soit de manière analogique, soit numérique (comme avec le système BON - Berkeley-Orléans-Nançay qui équipe le NRT). Elle est cependant coûteuse en matériel et en temps de réponse. En fait, si ces opérations intégration + dédispersion permettent d'accéder à des flux beaucoup plus faibles, les résolutions temporelles généralement disponibles n'autorisent cependant pas l'observation de structures inférieures à la  $\mu\text{s}$ , et surtout il est difficile par ces techniques d'étudier en détail certains pulses rares présentant un intérêt particulier, sinon à enregistrer de manière quasi continue les données sur de très longues périodes et à très haute résolution temporelle. Cela ne peut être réalisé qu'au prix d'un volume d'enregistrement considérable de données. Un exemple d'observation de pulses géants de PSR1937 qui présentent un pic pouvant atteindre 75 kJy à 1650 MHz après dédispersion [19] est montré Fig. 5 (avant cette opération, le flux reçu s'étalait sur une grande durée et était beaucoup plus faible).

L'approche stationnaire de la méthode de détection est donc limitante pour de telles études. Pourrait-on développer une approche impulsionnelle pour la détection optimisée de ces pulses géants? dans quelle bande de fréquence? avec quelle technique de trigger? Pour ce faire, rappelons que la dispersion du MIS décroît en  $\nu^{-2}$ , et que la scintillation du MIS augmente, elle, en  $\lambda^2$  (et est donc plus forte à basse fréquence) et qu'il serait donc *a priori* plus favorable d'observer à haute fréquence. Cependant, le spectre de puissance de ce type d'objet décroît en  $\nu^{-3.5}$  et donc limite plus rapidement le flux reçu. Un compromis est donc à trouver pour la bande d'observation directe d'un événement impulsif rapide. Dans le cas du NRT, nous bénéficions de deux bandes réservées à la radioastronomie, entre 1400 et 1427 MHz et 2025 et 2100 MHz.

Prenons l'exemple de PSR1937. Autour de 1413 MHz, l'étalement dû à la dispersion sur PSR1937 est de 5.8 ms, soit 3 fois la période du pulsar (d'où un effet de repliement). Si l'on admet que le flux (piquant à 75 kJy) contenu sous l'enveloppe du pulse géant s'étale normalement sur environ 160 ns de large [19], après dispersion sur 5.8 ms il peut chuter d'un facteur tel qu'il devienne indétectable de manière directe. En revanche, si l'on rétrécit fortement la bande de détection, l'effet de la dispersion devient moins important et on peut s'attendre à observer directement le pulse géant (par exemple, utiliser une bande de 200 kHz au lieu de 27 MHz permet de gagner un facteur 135). Le flux dans le pulse géant peut alors rester bien supérieur au bruit de fond et être détectable de manière directe. La première idée directrice du "trigger pulsar" est donc de déclencher une acquisition du signal temporel large bande du pulsar dès lors qu'un seuil en tension est atteint *dans une bande de fréquence étroite*. Une très grande durée du signal intéressant du pulsar peut alors être enregistrée parallèlement, à fort taux d'échantillonnage, sur une très large bande présentant une forte dispersion mais pour laquelle l'opération de dédispersion pourra être effectuée "off line" numériquement (car, dans cette situation, on "sait" que l'on a enregistré un événement intéressant).

Cependant, ce principe de seuil en tension en bande étroite, dérivé du trigger CODALEMA, présente rapidement des limites pour des flux faibles ou fortement dispersés. Pour atteindre des sensibilités meilleures, deux traitements supplémentaires sont insérés sur la voie filtrée en bande étroite avant l'étape de comparaison à un seuil (Fig. 17). Tout d'abord, le signal est élevé au carré, afin de le ramener en bande de base et retrouver l'information représentative de sa puissance dans la bande (voir le trigger LOPES-Star du paragraphe précédent). Un second étage constitué d'un filtre passe bande 100 kHz-1.5 MHz à profil gaussien (de type RCn-CRm), suivi d'une amplification, permet d'intégrer le flux reçu avec une constante de temps faible (de l'ordre de quelques dizaines de  $\mu\text{s}$ ). Lorsqu'un pulse se présente, le signal de sortie d'intégrateur croît, atteint un maximum, puis décroît sur une grande constante de temps. Le déclenchement sur le front montant du signal intégré est possible. Cependant, toute impulsion arrivant rapidement après ce premier pulse serait étiquetée avec un seuil erroné qui rendrait la détection d'un pulse ambiguë (dû au phénomène de "pile-up" sur la partie décroissante de la première impulsion). Ce fonctionnement n'est satisfaisant que pour l'acquisition d'évènements à faible occurrence temporelle, et ne serait pas adapté à la détection de pulsars à périodes rapides. Afin de rendre possible la détection rapide d'évènements consécutifs, le signal intégré est alors dérivé par l'adjonction d'un filtre passe haut (de fréquence de coupure de l'ordre de 100 kHz) qui restitue rapidement la ligne de base de l'impulsion candidat et permet alors le traitement par le comparateur à seuil. Compte tenu des constantes de temps choisies, l'électronique restera sensible à chaque période du pulsar et pour une très grande variété de pulsars. La prochaine génération de trigger prévue sur CODALEMA s'inspirera d'ailleurs de ce principe dit "*shaper*" ou *intégrateur-différenciateur* qui est largement utilisé en physique nucléaire.

La figure 18 présente les premiers résultats obtenus avec ce système au NRT en juillet 2006, sur les signaux du pulsar du Crabe et de PSR0329. Sur ce dernier, présentant une faible dispersion et un pulse principal visible sans dédisperseur, la méthode s'est montrée suffisamment performante pour envisager que le déclenchement s'opère sur le pulse principal. La figure du haut montre, en trace supérieure, le signal redressé et "shapé" d'un pulse normal échantillonné à seulement 10 Ms/s, sur lequel on voit qu'il est possible de placer un seuil de déclenchement. Le signal simplement redressé en  $V^2$  ne présente pas de trace marquante de l'impulsion. Enfin, le signal sur lequel a été opéré le déclenchement provient de la voie dite "video" de la chaîne d'acquisition du NRT SEFRAM, opérant à 300 Hz (donc inadaptée pour servir de signal déclenchant pour des pulsars rapides, car induisant un retard trop important sur le signal). La figure du bas présente, à gauche, un enregistrement de la sortie SEFRAM pour un pulse géant du Crabe et, à droite, le signal correspondant sur une bande de 27 MHz échantillonnée à 50 Ms/s, sur lequel le déclenchement de l'acquisition a été réalisé, démontrant la pertinence du principe choisi.

Notons que cette méthode diffère notablement de celle employée par Hankins [13], en raison notamment du système préexistant à Nançay. En effet, Hankins

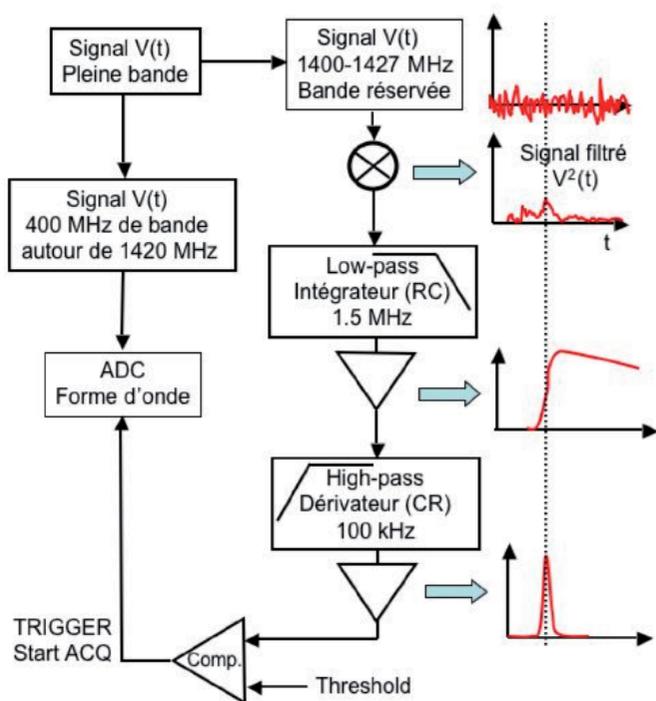


Figure 17.: Principe du trigger “shaper” utilisé lors des tests au NRT (voir description dans le texte).

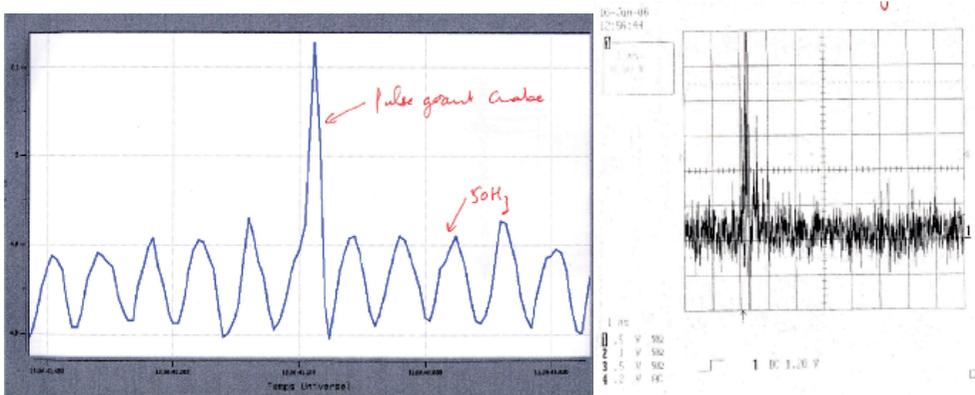
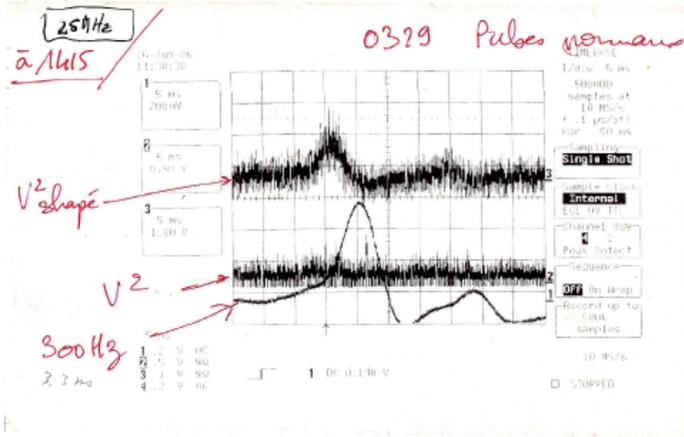


Figure 18.: En haut : pulse normal de PSR0329 (voir texte). En bas : pulse géant de PSR0531 (Crabe) observé avec un intégrateur très basse fréquence (SEFRAM à 300 Hz, à gauche) et avec notre système à 50 MHz.

pouvait bénéficier à Arecibo d'un dédisperseur analogique en ligne. A la sortie du dédisperseur, le signal du pulse géant apparaît clairement, mais avec une résolution temporelle très faible. Moyennant une grande profondeur mémoire d'enregistrement pour combler le retard imposé par le système, un simple seuil de déclenchement en tension pouvait être appliqué sur le signal du pulse géant en sortie du dédisperseur, déclenchant du même coup l'acquisition large bande et à grande résolution temporelle de la forme d'onde du signal complet. A Nançay, le système BON de dédispersion n'est pas analogique mais numérique (donc introduisant un temps de traitement de l'information substantiel) et, qui plus est, est déporté à plus d'1 km du NRT, empêchant de fait toute possibilité de déclenchement synchrone d'une acquisition à haute résolution dans un temps inférieur à la période de rotation du pulsar.

## Références

- [1] H.R. Allan. In J.G. Wilson and S.A. Wouthuysen, éditeurs, *Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics*, volume 10, page 171, Amsterdam, Pays-Bas, 1971. Elsevier BV.
- [2] D. Ardouin, A. Bellétoile, D. Charrier, R. Dallier, L. Denis, P. Eschstruth, T. Gousset, F. Haddad, J. Lamblin, P. Lautridou, A. Lecacheux, D. Monnier-Ragaigne, A. Rahmani, and O. Ravel. Radio-detection signature of high-energy cosmic rays by the CODALEMA experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 555:148–163, December 2005.
- [3] D. Ardouin, A. Bellétoile, D. Charrier, R. Dallier, L. Denis, P. Eschstruth, Th. Gousset, F. Haddad, J. Lamblin, P. Lautridou, A. Lecacheux, D. Monnier-Ragaigne, T. Ravel, O. Saugrin, and S. Valcares. Features of radio-detected extensive air shower observed with the detector CODALEMA. *Astropart. Phys.*, 26:341–350, 2006.
- [4] D.R. Bergman and the High Resolution Fly's Eye Collaboration. *Observation of the GZK Cutoff by the HiRes Experiment*. 2007.
- [5] J.M. Cordes and M.A. McLaughlin. Searches for fast radio transients. *Astrophys. J.*, 596:1142, 2003.
- [6] S. Dagoret-Campagne. note interne de la collaboration CODALEMA. Rapport Technique, 2007.
- [7] R. Dallier, P. Lautridou, and la collaboration CODALEMA. Ce volume, p. 263.
- [8] H. Falcke, W.D. Apel, A.F. Badea, L. Bähren, K. Bekk, A. Bercuci, M. Bertaina, P.L. Biermann, J. Blümer, H. Bozdog, I.M. Brancus, S. Buitink, M. Brüggemann, P. Buchholz, H. Butcher, A. Chiavassa, K. Daumiller, A.G. de Bruyn, C.M. de Vos, F. di Pierro, P. Doll, R. Engel, H. Gemmeke, P.L. Ghia, R. Glasstetter, C. Grupen, A. Haungs, D. Heck, J.R. Hörandel, A. Horneffer, T. Huege, K.-H. Kampert, G.W. Kant, U. Klein, Y. Kolotaev, Y. Koopman, O. Krömer, J. Kuijpers, S. Lafebre, G. Maier,

- H.J. Mathes, H.J. Mayer, J. Milke, B. Mitrica, C. Morello, G. Navarra, S. Nehls, A. Nigl, R. Obenland, J. Oehlschläger, S. Ostapchenko, S. Over, H.J. Pepping, M. Petcu, J. Petrovic, S. Plewnia, H. Rebel, A. Risse, M. Roth, H. Schieler, G. Schoonderbeek, O. Sima, M. Stümpert, G. Toma, G.C. Trinchero, H. Ulrich, S. Valchierotti, J. van Buren, W. van Cappellen, W. Walkowiak, A. Weindl, S. Wijnholds, J. Wochele, J. Zabierowski, J.A. Zensus, and D. Zimmermann. Detection and imaging of atmospheric radio flashes from cosmic ray air showers. *Nature*, 435:313–316, May 2005.
- [9] H. Gemmeke. *présentation au meeting “Auger Radio”*, Amsterdam, septembre 2007.
- [10] T. Gousset. ce volume.
- [11] K. Greisen. End of the cosmic ray spectrum? *Phys. Rev. Lett.*, 16:748, 1966.
- [12] A. Gurevich. *Physics Today*, pages 37–43, mai 2005.
- [13] T.H. Hankins, J.S. Kern, J.C. Weatherall, and J.A. Eilek. *Nature*, 422:141–143, 2003.
- [14] A.M. Hillas. The origin of ultra-high-energy cosmic rays. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 22, 1984.
- [15] A.M. Hillas. Cosmic rays: Recent progress and some current questions. In *Cosmology, Galaxy Formation and Astroparticle Physics on the pathway to SKA*, 2006. astro-ph/0607109v2.
- [16] A. Khalatbari. Atmosphère, atmosphère... *Le Journal du CNRS*, (194), mars 2006.
- [17] M. Roth and the Pierre Auger Collaboration. *Measurement of the UHECR energy spectrum using data from the Surface Detector of the Pierre Auger Observatory*. 2007.
- [18] D. Smith. *J. Geophys. Res.*, 104:4189–4212, 1999.
- [19] V.A. Soglasnov, M.V. Popov, N. Bartel, W. Cannon, A.Yu. Novikov, V.I. Kondratiev, and V.I. Altunin. Giant Pulses from PSR B1937+21 with Widths  $\leq 15$  Nanoseconds and  $T_b \geq 5 \times 10^{39}$ , the Highest Brightness Temperature Observed in the Universe. *Astrophys. J.*, 616:439, 2004.
- [20] G.T. Zatsepin and V.A. Kuzmin. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. *Soviet Physic JETP Letter*, 4:166, 1966.

## Le projet CODALEMA

Richard DALLIER, Pascal LAUTRIDOU  
et la collaboration CODALEMA

SUBATECH - *Nantes*

**Abstract.** This chapter presents the methodology of the radio detection of cosmic ray extensive air showers developed for the CODALEMA experiment. We illustrate the performances and results obtained in the first four years of operation of CODALEMA.

**Résumé.** Ce chapitre présente la méthodologie de la détection radio des gerbes cosmiques étendues développée pour l'expérience CODALEMA. Nous illustrerons les performances et les résultats obtenus pendant les quatre premières années d'opération du projet.

### Table des matières

1. Introduction	260
2. Présentation de l'expérience	261
3. Les performances instrumentales	261
4. Principaux résultats	275
5. Conclusion	280

## 1. Introduction

L'objectif de ce cours est de présenter la méthode utilisée et les performances de l'expérience CODALEMA de radio-détection des gerbes atmosphériques de particules induites par les rayons cosmiques de très haute énergie. Le principe de déclenchement, élément premier de la méthodologie adoptée, est déjà décrit dans le cours de P. Lautridou dans ce même ouvrage ("De la radiodétection des rayons cosmiques à la radioastronomie impulsionnelle"). Nous y expliquons comment ce concept peut être décliné "off line" pour la recherche de transitoires dans les signaux enregistrés sur n'importe quel type de déclenchement. Nous nous concentrerons ici sur les performances techniques atteintes par CODALEMA en termes de reconstruction des directions d'arrivée des fronts d'onde, sur les procédures d'étalonnage des récepteurs et sur les principaux résultats physiques obtenus à l'aide de cette méthode au cours des 4 premières années d'exploitation de l'instrument. Les performances instrumentales peuvent être considérées comme "génériques" à tout système de détection radio impulsionnelle fondé sur l'utilisation d'un réseau d'antennes.

Contrairement aux techniques conventionnelles de mesure des distributions des particules secondaires au sol ou de fluorescence, l'avantage de la radio-détection réside à la fois dans le fait qu'il n'est plus indispensable que la gerbe "tombe" directement sur le détecteur au sol et dans le fait que les ondes radio se propagent loin de leur source d'émission avec une atténuation nettement plus faible que dans le visible. Le capteur devient sensible à un large volume de l'atmosphère (quelques dizaines de  $\text{km}^3$ ) et la détection de gerbes horizontales devient possible (par exemple celles induites par des gerbes rasantes de neutrinos). De plus, comme chaque signal d'antenne est le reflet complet du développement longitudinal de la gerbe, les fluctuations de ces signaux ne dépendent plus du détecteur mais seulement des fluctuations inhérentes au développement de la gerbe (altitude de la première interaction, fluctuation du nombre de secondaires). Une grande efficacité de détection est aussi attendue parce que chaque capteur possède un cycle utile de détection voisin de 100%. En outre, dans ce domaine de longueur d'onde, les antennes sont des capteurs simples et robustes donc extrêmement fiables (le réseau décimétrique de Nançay actuel a été construit il y a plus de 30 ans (<http://www.obs-nancay.fr>)). Enfin, compte tenu du faible taux de transitoires dans le ciel, chaque antenne pourrait être utilisée en détecteur autonome, simplifiant fondamentalement la complexité et le coût d'un tel dispositif. L'idée de départ a donc été de construire un petit réseau d'une surface inférieure à  $1 \text{ km}^2$ , qui sera équipé au final de quelques dizaines d'antennes, et qui permettrait de démontrer sans trop de conditions restrictives que cette méthode nouvelle pourrait fournir une contribution intéressante en performances (cycle utile de détection, énergie, direction et nature de ces corpuscules) et en coût, complémentaire aux dispositifs existant actuellement (par exemple l'Observatoire Pierre Auger (<http://www.auger.org/>) :  $3000 \text{ km}^2$ , 1600 détecteurs au sol, 4 télescopes détectant la trace de fluorescence atmosphérique). Les données de CODALEMA

permettent déjà d'accéder à la direction d'arrivée de la gerbe, et pour la première fois au profil transversal de champ électrique dans la gerbe en fonction de la distance au coeur, avec un seuil bas de détection en énergie ( $6 \times 10^{16}$  eV). L'estimation de l'énergie donnée par la radio, comparée avec celle donnée par les détecteurs de particules, est également en cours. Nous en aborderons ici les premières pistes d'analyse.

## 2. Présentation de l'expérience

Le démonstrateur CODALEMA doit permettre de détecter le transitoire radio-électrique engendré au passage d'une gerbe de particules. Dans une phase de développement de la méthode, il est indispensable de pouvoir identifier de manière formelle l'origine du signal radio mesuré. Pour cela, l'acquisition d'un réseau d'antennes doit être pilotée par un réseau de détecteurs de particules qui validera la présence d'une gerbe atmosphérique en coïncidence avec la mesure du signal radio transitoire pour identifier de façon non ambiguë l'origine du champ électrique mesuré. L'instrument mentionné dans ce paragraphe est le résultat d'un développement progressif qui s'est étalé sur plusieurs années. Les premières mesures réalisées sur le site de Nançay ont débuté en 2002, elles ont consisté à mettre en place le système d'un point de vue pratique : câblage des antennes, installation du système d'acquisition, repérage des bandes de fréquences utilisables. Par la suite, entre 2003 et 2004, une première version du réseau utilisant 6 antennes spirales log-périodiques du réseau décimétrique a été déployée pour mener des études sur le ciel radio en impulsionnel. Les mesures effectuées durant cette période ont permis de développer les méthodes d'analyses, d'identifier nos limitations techniques puis d'optimiser, à partir de 2004, les différents aspects du réseau d'antennes pour parvenir à une version instrumentale opérationnelle pour les premières mesures des caractéristiques du signal radio associé aux gerbes. Après octobre 2005, l'expérience CODALEMA a encore fait l'objet de nombreuses améliorations, jusqu'à la version actuelle (Fig. 1). Les prises de données et les analyses finales doivent se poursuivre jusqu'à fin 2008.

## 3. Les performances instrumentales

Le dispositif expérimental de CODALEMA, schématisé Figure 1, est constitué de 2 réseaux distincts : un réseau de détecteurs de particules disposé autour du DAM et un réseau d'antennes. Compte tenu des distances mises en jeu (quelques centaines de mètres), les 2 réseaux sont intégralement câblés jusqu'au système d'acquisition. Celui-ci est centralisé dans un conteneur de marine situé approximativement au centre du réseau d'antennes. Ce conteneur héberge toute l'informatique du système qui enregistre les données puis les transmet via liaison internet vers notre laboratoire. Ses parois en fer intégralement closes et étanches constituent un bon blindage pour empêcher tout rayonnement du système d'acquisition sur le réseau d'antennes

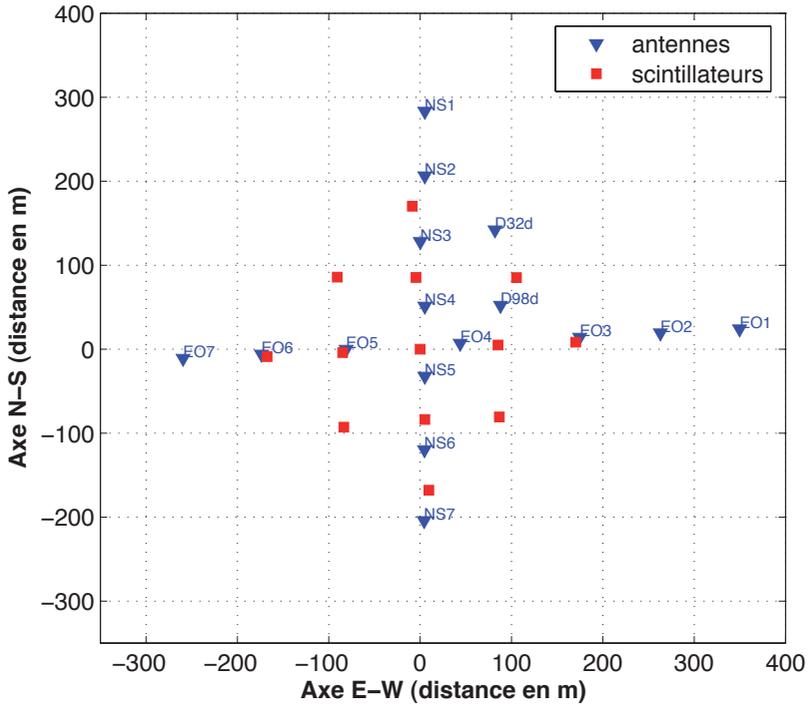


Figure 1.: Le réseau CODALEMA actuel. Le trigger est maintenant constitué par un réseau de 13 scintillateurs (carrés), le réseau d'antennes est composé de 14 antennes (dipôles courts actifs) développées à SUBATECH et disposées en croix selon un axe Nord-Sud et un axe Est-Ouest. Deux autres antennes en polarisation croisée ont été également ajoutées pour des études spécifiques de polarisation de l'onde.

très proche. Le réseau de détecteurs de particules, non détaillé ici, constitue le système de déclenchement (ou trigger) de l'expérience. Son rôle est de déclencher l'acquisition qui enregistre l'intégralité des signaux issus des antennes et des détecteurs de particules. Le réseau d'antennes couvre aujourd'hui une surface supérieure à celle du trigger particules pour optimiser les chances de détection du signal radio associé à la gerbe.

### 3.1 *Qualité du ciel*

Les tensions mesurées en pleine bande (1-100 MHz) à la sortie d'une antenne présentent une variation d'1 V crête à crête, soit près de 3 ordres de grandeurs au dessus de l'amplitude attendue pour un transitoire radio électrique issu d'une gerbe atmosphérique (voir chapitre précédent). Dans la première version de CODALEMA, pour une question de dynamique de numrisation sur 8 bits seulement, nous avons choisi de réduire la bande à l'aide d'un filtre 24-82 MHz placé sur les lignes d'acquisition, qui réduit fortement les contributions des émetteurs les plus puissants, responsables de cette grande excursion (la version actuelle de CODALEMA numrise les signaux sur 12 bits, la dynamique est maintenant suffisante pour l'enregistrement large bande 1-100 MHz). Malgré cela, les signaux observés sont fortement oscillants : ce sont en fait les contributions des émetteurs radio qui restent dominantes malgré le filtre analogique 24-82 MHz. La Figure 2 présente une densité spectrale de puissance (DSP) réalisée sur l'une des antennes du réseau. On remarque la présence de nombreux émetteurs ondes courtes et FM plus de 40 dB au dessus du fond malgré l'atténuation du filtre analogique. La bande 37-70 MHz, en revanche, est totalement dépourvue d'émetteurs, c'est donc dans cette portion du spectre que nous effectuons la détection off-line des transitoires (cf. cours P. Lautridou).

### 3.2 *Reconstruction des directions d'arrivée des fronts d'onde*

L'étalement maximal du réseau de CODALEMA est de 600 m. Comparé à l'altitude d'émission du champ électrique dans le cas d'une gerbe atmosphérique dont le  $X_{max}$  se situe à plusieurs kilomètres, le réseau peut être considéré comme petit devant la distance parcourue par l'onde depuis le point d'émission. Nous sommes donc dans le cas d'une source ponctuelle située infiniment loin : le front d'onde peut être approché par un plan. Cette hypothèse permet de reconstruire la direction d'arrivée d'un événement à partir de 3 antennes touchées seulement. Chaque antenne touchée par le front d'onde fournit une position  $(x_j, y_j, z_j)$  et l'instant de détection du transitoire  $t_j$ . Le plan suivant est ajusté à ces données :

$$ct_j = \alpha x_j + \beta y_j + \gamma z_j + ct_0 \quad (1)$$

avec  $(\alpha, \beta, \gamma)$  les coordonnées du vecteur unitaire normal au plan et  $t_0$  le temps de passage de l'onde à l'origine du repère  $(x, y, z)$ . Les antennes du

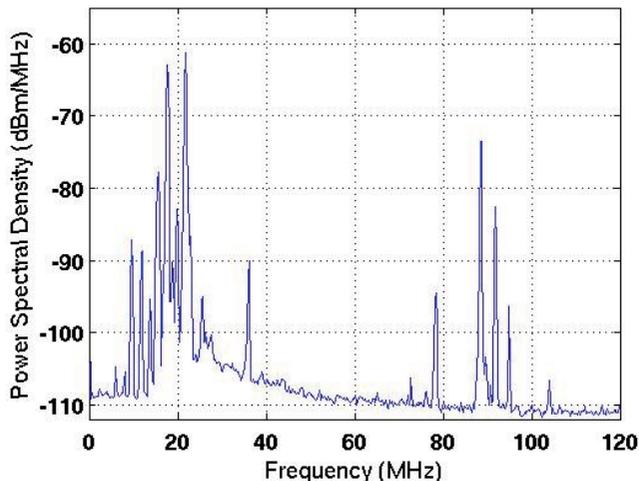


Figure 2.: DSP des signaux d'une antenne moyennée sur 199 événements. Malgré le filtrage 24-82 MHz, les émetteurs ondes courtes et FM ne sont pas complètement supprimés. Nous utilisons la bande de fréquence 37-70 MHz pour effectuer la détection des transitoires car elle est dépourvue d'émetteurs.

réseau étant situées à une altitude identique ( $z_j = 0$ ),  $\gamma$  ne peut être calculé directement. Les autres paramètres ( $\alpha, \beta$ ) et  $t_0$  sont déterminés en minimisant l'erreur quadratique  $\varepsilon^2$  définie par :

$$\varepsilon^2 = \frac{1}{n_{Trig}} \sum_j s f_i \times (ct_j - \alpha x_j - \beta y_j - ct_0)^2 \quad (2)$$

avec  $f_i = 1$  ou  $0$  selon qu'un transitoire a été détecté sur cette antenne ou non et  $n_{Trig}$  le nombre d'antennes sur lesquelles un transitoire a été détecté. L'erreur résiduelle est donnée par  $\varepsilon$  lorsque 4 antennes au moins ont été touchées. Pour chaque événement reconstruit, on détermine ensuite le couple d'angle  $\theta$ , angle zénithal ( $0^\circ$  au zénith et  $90^\circ$  à l'horizon) et  $\phi$ , azimut ( $0^\circ$  au nord, positif vers l'ouest) en inversant les relations  $\alpha = \cos \phi \cdot \sin \theta$  et  $\beta = \sin \phi \cdot \sin \theta$ . La Figure 3 illustre cette reconstruction sur un lot d'événements déclenchés en mode trigger radio. On observe des accumulations d'événements assez basses sur l'horizon pour  $\phi = 130^\circ, 170^\circ, 190^\circ$  et  $240^\circ$ . Elles résultent de différentes sources de transitoires parasites sur le site de l'expérience. Deux grandes catégories de sources de RFI sont identifiées. La première est constituée de sources fixes qui provoquent des accumulations dans certaines directions de l'espace. Parmi elles, on peut mentionner le Radiotélescope centimétrique de la station, situé à  $\phi = 190^\circ$ , dont le miroir plan, orienté par des moteurs électriques, génère des transitoires lorsqu'il est en mouvement. L'hypothèse d'un front plan de l'onde n'est plus valide pour ce type de transitoires étant

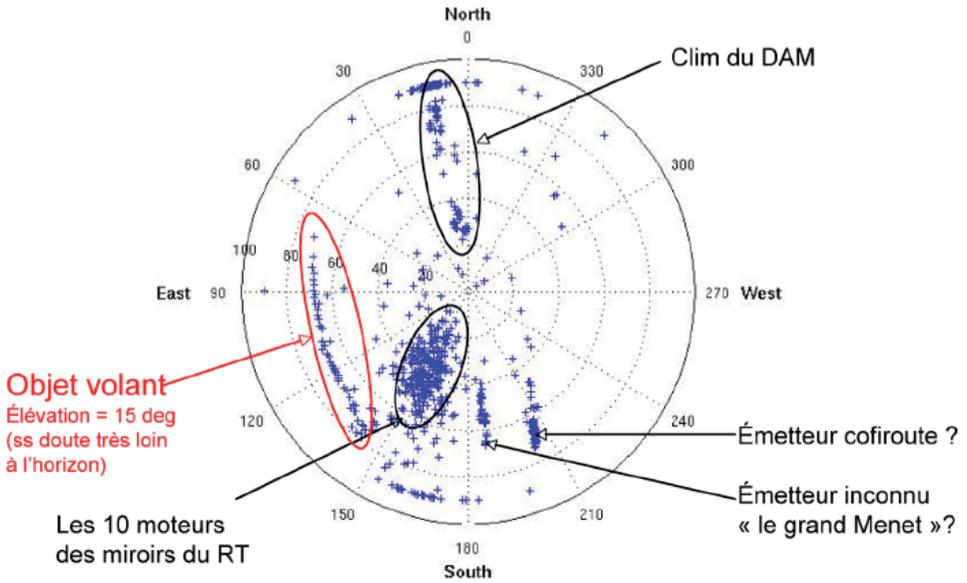


Figure 3.: *Illustration des capacités de reconstruction de trajectoires d'objets volants ou de localisation azimutale de sources parasites par CODALEMA (projection sur le ciel, zénith au centre). Pour les sources fixes, qui sont proches, la notion d'élévation est brouillée par les réflexions multiples que subit le signal parasite dans l'environnement de la station. Seuls les azimuts ont un sens pour ces sources de bruit, qui peuvent ainsi être identifiées.*

donnée la proximité de leur source avec le détecteur. Nous avons pu les localiser avec une reconstruction en ondes sphériques. Néanmoins, du fait des réflexions multiples des ondes, ces sources sont généralement reconstruites à un angle zénithal inférieur à  $90^\circ$ . La seconde catégorie de RFI est constituée de sources mobiles dans le ciel, comme celle indiquée sur la Figure 3, dont la position azimutale évolue au cours du temps. Pour ces sources distantes, les reconstructions des directions d'arrivées sont efficaces.

La sensibilité de l'instrument à ces RFI en fonctionnement nominal est faible grâce au trigger fourni par le détecteur de particules qui en est complètement décorrélé. Le fait que ces accumulations soient observées indique que ces transitoires sont fréquemment présents. Dans une prochaine étape de développement de la méthode de détection, la gestion de ces RFI sera un enjeu de premier plan. Il faudra être capable d'identifier *en ligne* les fronts d'ondes induits par ces RFI de ceux provenant de gerbes atmosphériques.

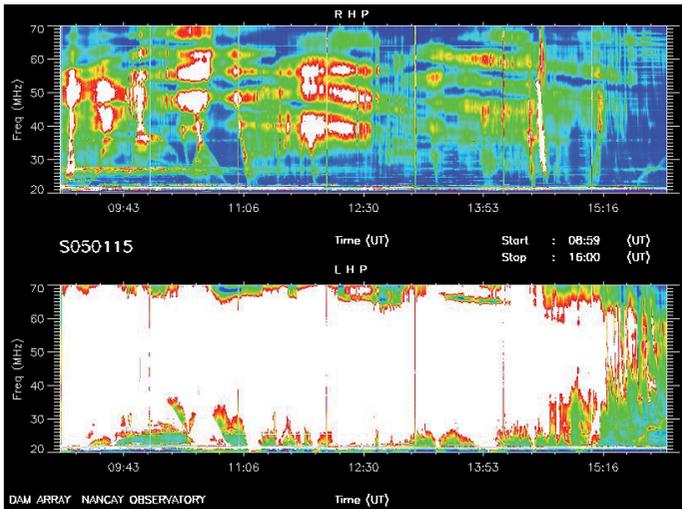


Figure 4.: Quicklook du Soleil réalisé par l’observatoire de Nançay sur le DAM (accessible sur <http://www.obs-nancay.fr>) le 15 Janvier 2005. On remarque une activité radio intense caractéristique d’une éruption solaire importante tout particulièrement sur la partie du réseau de polarisation circulaire gauche (LHP, en bas).

### 3.3 Estimation de la résolution angulaire

Un aspect fondamental dans la connaissance des performances de détection de ce nouvel instrument réside dans l’estimation de la qualité de reconstruction des directions d’arrivée des fronts d’onde. Nous présentons ici une étude réalisée à partir des données acquises au cours d’une éruption solaire qui nous a permis de déterminer expérimentalement la résolution angulaire du réseau d’antennes.

Le réseau décimétrique (DAM) de Nançay effectue une surveillance des émissions radio du Soleil et de Jupiter. La Figure 4 présente l’observation d’une éruption solaire enregistrée par le DAM le 15 Janvier 2005. L’activité de cette éruption est particulièrement intense et s’étale sur toute la durée de l’observation (de 8h53 à 16h06 UTC). Durant cette période de temps, seulement une partie de l’expérience CODALEMA était en prise de données, elle ne comprenait que 6 antennes sur une base relativement petite, de l’ordre de 250 m. L’instrument, déclenché par le détecteur de particules, a réalisé des enregistrements durant cette éruption solaire à un taux de déclenchement moyen de 0.7 événement par minute. La variation de  $\mu_b$ , le bruit moyen mesuré dans la bande de fréquence 37 – 70 MHz est présentée Figure 5 pour une antenne du réseau sur 2 jours consécutifs. La journée du 15/01/2005 au cours de laquelle a eu lieu l’éruption solaire montre une augmentation de la puissance dans le signal de plus d’un ordre de grandeur par rapport à

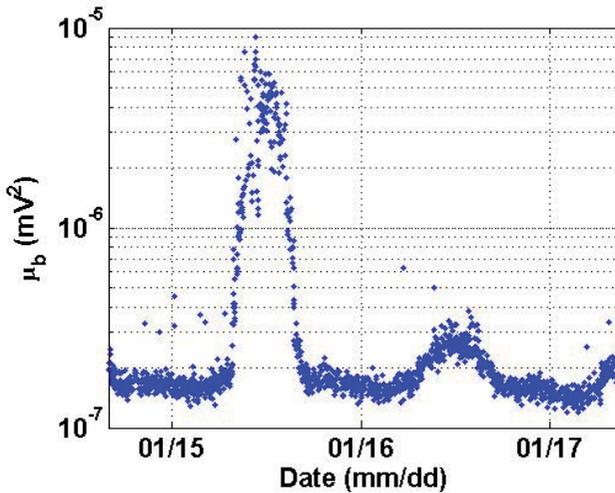


Figure 5.: Variation de  $\mu_b$  en fonction du temps. La journée du 15/01/2005 montre une puissance reçue de plus d'un ordre de grandeur supérieure à celle reçue au cours d'une journée typique comme celle du 16/01/2005.

la journée du 16/01/2005 qui ne présente pas d'activité solaire particulière. L'hypothèse la plus plausible est que cet excès de puissance observé sur les antennes de CODALEMA avait pour origine l'éruption solaire détectée en coïncidence par le DAM. Nous avons cherché dans cette étude à valider cette hypothèse puis, dans un second temps, à mettre à profit le caractère ponctuel de cette source qu'est le soleil au regard du domaine de longueur d'onde décimétrique pour quantifier notre résolution angulaire.

Dans le cadre de cette hypothèse, le signal mesuré par les antennes doit présenter des caractéristiques qui vont nous permettre de l'identifier :

- il doit être cohérent, par conséquent il doit être similaire entre les antennes du réseau,
- il doit être aperiodique, large bande : son spectre de fréquence ne doit donc pas présenter de contribution bande étroite.

La densité spectrale de puissance (Fig. 6) pour un événement acquis pendant l'éruption solaire montre un excès significatif de puissance sur toute la largeur du spectre de fréquence. Ce signal peut donc être assimilé à une succession de transitoires rapprochés qui dure pendant toute la période de l'émission solaire. Le traitement habituel des transitoires associés aux gerbes atmosphériques ne peut donc pas être appliqué car la totalité de la fenêtre d'observation est occupée par ce signal, ce qui rend impossible la détermination du temps d'arrivée par seuil du signal. En revanche, une approche s'appuyant sur le produit de corrélation entre 2 signaux d'antennes filtrés dans la bande 37-70 MHz

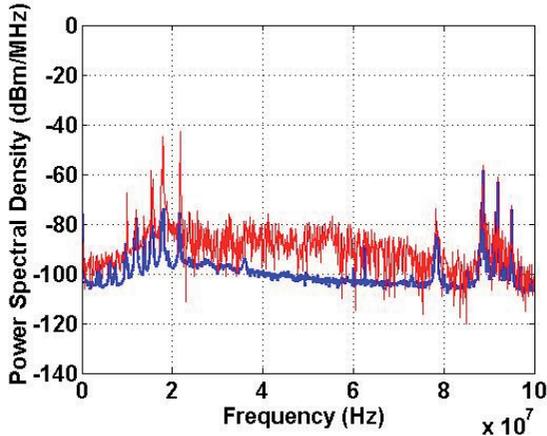


Figure 6.: Densité spectrale de puissance (*dsp*) pour un événement acquis pendant l'éruption solaire (trait fin rouge) superposé à une *dsp* mesurée pendant une période sans activité solaire particulière. On observe un excès de puissance important visible sur toute la largeur de bande.

peut permettre de comparer les signaux de chaque antenne. Le produit de corrélation de 2 signaux permet de vérifier le degré de similarité entre 2 formes d'ondes enregistrées sur 2 antennes distinctes : si les 2 formes d'ondes sont effectivement semblables (Fig. 7 à droite), la corrélation, quantifiée par le pic devient importante, ce qui n'est pas dans le cas de signaux non-corrélés (bruit blanc, Fig. 7 à gauche). Dans notre cas, nous utilisons les signaux filtrés dans la bande de fréquence 37-70 MHz pour nous assurer qu'aucun signal périodique résultant d'émetteurs bande étroite n'est contenu dans le signal.

La détection d'un pic de corrélation est validée si la condition suivante est satisfaite :

$$C_{max} \geq \langle C_{xy} \rangle + n \times \sigma_c \quad (3)$$

avec  $C_{max}$  la valeur maximale du vecteur de corrélation,  $\langle C \rangle$  sa valeur moyenne,  $\sigma_c$  son écart type. La valeur  $n = 11$  a été déterminée empiriquement. La position du pic de corrélation sur le vecteur est une image de l'écart en temps qui existe entre les signaux des 2 antennes. La source étant infiniment loin, l'hypothèse d'un front d'onde plan est justifiée et la direction d'arrivée peut être déterminée par une triangulation similaire à celle décrite au paragraphe précédent à l'aide des écarts de temps entre les antennes. Il est à noter ici que, dans le cas d'une émission solaire, en raison des mécanismes sources mis en jeu, les antennes de polarisation circulaire gauche reçoivent un signal plus important comme l'indique la Figure 4. C'est

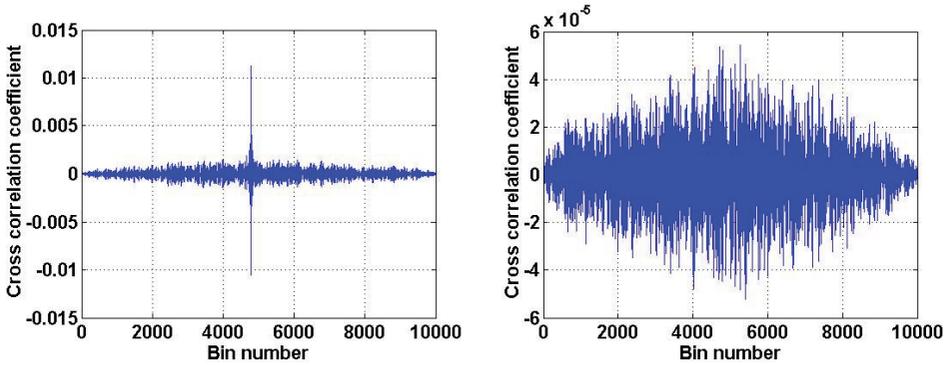


Figure 7.: *Résultat du produit de corrélation qui quantifie la similarité des formes d'onde filtrées sur 2 couples d'antennes prises à des moments différents. A gauche, la corrélation au cours d'une période sans activité particulière, les signaux ne présentent pas de similarité. A droite, la corrélation lorsque l'éruption est présente sur le signal. Un pic ressort très nettement, sa position permet de mesurer le décalage temporel entre les signaux.*

donc préférentiellement avec ces dernières que nous réalisons la triangulation afin d'optimiser la reconstruction de la direction d'arrivée.

Sur la Figure 8, la trajectoire suivie par le Soleil lors de cette journée est superposée aux directions reconstruites des événements durant l'éruption solaire. L'évolution du parcours en hauteur et en azimut en fonction du temps de notre source est en accord avec celui que l'on peut extraire des éphémérides. Un décalage angulaire moyen de  $1.44^\circ$  est déduit en prenant la totalité des événements (154) et cet écart se réduit à  $0.76^\circ$  en enlevant les 16 événements qui se trouvent complètement hors de la trajectoire. A partir de cette direction d'arrivée reconstruite nous avons estimé la résolution angulaire de notre système en traçant la distribution des écarts angulaire entre la position du soleil obtenue par nos mesures et celle fournie par les éphémérides (Fig. 9). Cette distribution est correctement ajustée par la fonction suivante :

$$f(\theta_{diff}) = \alpha \cdot \sin \theta_{diff} \cdot \exp\left(\frac{\theta_{diff}}{2 \cdot \sigma^2}\right) \quad (4)$$

Le terme en sinus permet de compenser l'effet d'angle solide et la gaussienne rend compte de la précision de l'erreur de reconstruction. L'ajustement réalisé donne pour l'écart-type de la gaussienne  $\sigma = 0.74^\circ$ . Le réseau d'antennes présente donc une résolution angulaire inférieure à  $1^\circ$ . Cette valeur sera, de plus, d'autant plus petite que le nombre d'antennes utilisées sera grand et leur base importante.

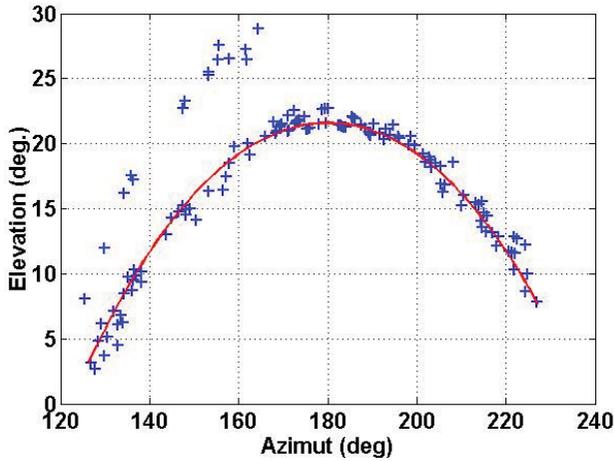


Figure 8.: *Superposition des directions reconstruites et de la position du Soleil après correction des erreurs systématiques. Le lot des 16 événements présentant une direction d'arrivée très éloignée de la position du soleil est rejeté du lot de données.*

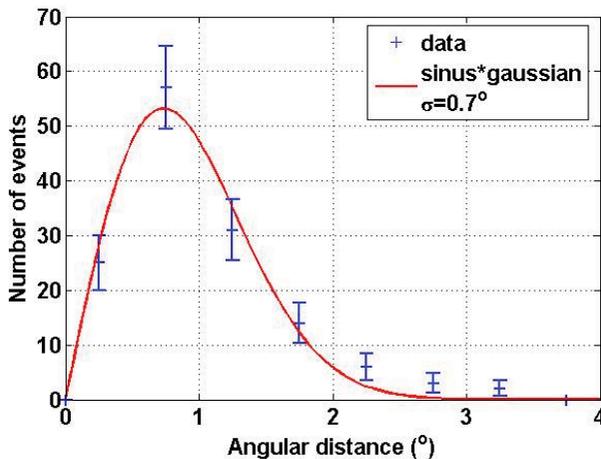


Figure 9.: *La distribution des écarts angulaires après correction est correctement décrite par une gaussienne indiquant l'erreur de reconstruction multipliée par un sinus pour prendre en compte l'effet d'angle solide. La résolution de l'instrument est l'écart-type de la gaussienne :  $\sigma = 0.74^\circ$ .*

### 3.4 *Étalonnage des réponses des antennes*

La comparaison des données aux modèles théoriques nécessite de mesurer la valeur du champ électrique détecté avec une précision de l'ordre de grandeur de celle donnée par les modèles. L'étalonnage en champ électrique des antennes est donc l'un des aspects fondamentaux de cette technique de détection. Pour réaliser cette opération, il est nécessaire de disposer d'une source commune qui puisse être observée sur les différentes antennes afin de comparer leur réponses respectives. De plus, cette réponse pouvant varier dans le temps (les antennes actuellement utilisées sont des dipôles actifs, dont l'amplificateur de tête peut voir sa réponse varier en fonction de la température), il serait souhaitable de disposer d'une source de calibration, sinon événement par événement, du moins exploitant directement les données accumulées chaque jour par CODALEMA. Plusieurs méthodes sont envisageables. Parmi elles, l'utilisation des émetteurs radio fréquence est l'une des voies possibles. En comparant les puissances reçues par les différentes antennes, le gain relatif peut être estimé. Malheureusement, nous ne connaissons pas les directions d'arrivée des signaux de ces émetteurs. Pour ceux de la bande FM, nous savons que l'onde provient de l'horizon, une direction peu favorable par rapport au lobe d'antenne. Pour les émetteurs radio plus basses fréquences, notamment ceux utilisant la propagation par réflexion sur l'ionosphère, la direction d'arrivée est inconnue. Compte tenu des valeurs de champ électrique produit par les gerbes qui doivent être détectées, de quelques  $\mu\text{V}/\text{m}$  à quelques dizaines  $\mu\text{V}/\text{m}$ , et sachant qu'une antenne est un capteur linéaire, nous avons choisi une deuxième voie qui consiste à étalonner en champ électrique nos capteurs à l'aide du signal galactique.

Pour ce faire, nous utilisons la variable  $\mu_b = \langle V^2 \rangle$ , définie au chapitre précédent, qui est une mesure des conditions de fond radio au moment de l'acquisition d'un événement. Cette variable est proportionnelle à la puissance moyenne de signal contenu dans la bande de fréquence 37 – 70 MHz. Compte tenu de la moyenne nulle de la tension dans cette bande de fréquence, cette variable est aussi la variance de la tension et  $\sigma_b = \sqrt{\mu_b}$ , l'écart-type de la tension, représente donc le bruit de fond de l'instrument. La Figure 10 donne les variations temporelles de  $\sigma_b$  pour une antenne du réseau sur plusieurs mois d'acquisition. On observe des variations de  $\sigma_b$  dont l'amplitude peut atteindre un ordre de grandeur. Celles-ci résultent de l'apparition de sources extérieures qui augmentent ponctuellement le niveau du bruit de fond de l'instrument. Parmi celles-ci ont été identifiés :

- des émetteurs radio fréquences présents dans la bande de fréquence 37 – 70 MHz qui perdurent pendant de courtes périodes de temps. L'origine de ces perturbations peut être due par exemple à la présence de signaux de radio-téléphonie, mobile ou non,
- les activités mécaniques intenses à proximité du réseau d'antennes (travaux de déboisement utilisant des tronçonneuses, *etc...*),

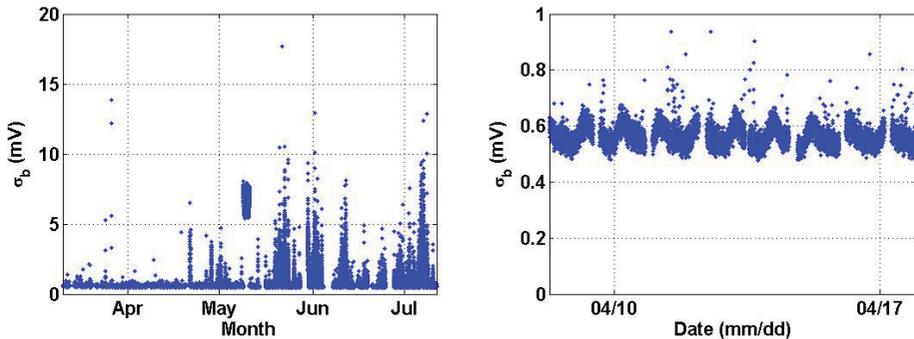


Figure 10.: *A gauche : comportement de la variable  $\sigma_b$ , écart type de la tension induite par le bruit en fonction du temps sur une antenne. A droite : détail révélant le comportement de  $\sigma_b$  sur une semaine pour la même antenne. On constate une variation périodique quasi journalière de  $\sigma_b$ .*

- des phénomènes naturels d’origine atmosphérique, comme des orages, ou astrophysique comme des émissions d’origine solaire.

Cependant, en l’absence de ces perturbations, durant les périodes calmes, le bruit de fond de l’instrument subit tout de même des variations cycliques de plus faible amplitude illustrées Figure 10 (à droite). Ce comportement est observé de manière synchrone sur toutes les antennes du réseau et l’étude fréquentielle des signaux ne révèle aucun signal présentant une signature spectrale particulière.

Afin de déterminer l’origine de cette modulation, le bruit de fond  $\sigma_b$  est tracé en fonction du temps sidéral (ou heure LST pour Local Sidereal Time) pour toutes les antennes et sur plusieurs mois d’acquisition. Les variations du bruit de fond indiquées Figure 11 sont superposables. Le comportement étant identique tout au long de l’année, nous sommes donc en présence d’une source, ou de l’accumulation de sources, dont les coordonnées sont constantes dans le repère galactique. Hormis pour l’antenne L1 pour laquelle nous utiliserons uniquement la partie de signal comprise entre 15 et 24 h LST, le comportement de  $\sigma_b$  au cours du temps LST est très similaire entre toutes les antennes. En revanche, sa valeur moyenne est dispersée. Nous nous sommes placés dans l’hypothèse que ce signal provient de l’émission radio de la galaxie. Dans ce cas, la température d’antenne due au bruit galactique de température  $T_{gal}$  est donnée dans [8] par :

$$T_{ant} = \frac{1}{\Omega_{ant}} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} T_{gal}(\theta, \phi) \cdot G_{ant}(\theta, \phi) \cdot d\Omega \quad (5)$$

avec  $T_{gal}(\theta, \phi)$  la température de la galaxie dans chaque direction du ciel,  $G_{ant}(\theta, \phi)$  le gain de l’antenne,  $\Omega_{ant}$  le lobe de l’antenne. Le système complet

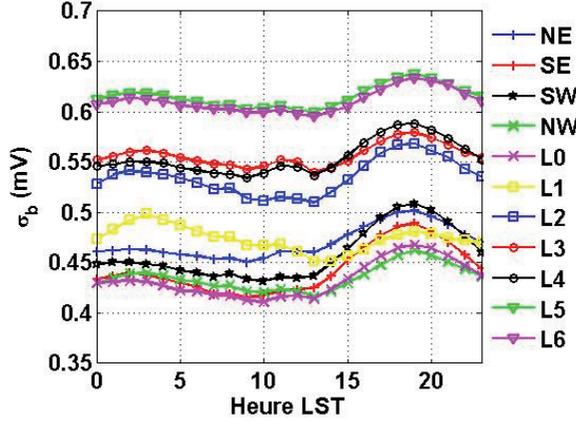


Figure 11.: *Comportement de  $\sigma_b$  en fonction de l'heure LST pour 11 antennes du réseau sur plusieurs mois d'acquisition. L'écart-type de  $\sigma_b$  est similaire entre toutes les antennes, en revanche, sa valeur moyenne présente des disparités dues aux légères différences de gain entre les chaînes électroniques. L'antenne L1, en jaune présente un comportement différent des autres antennes qui pourrait être attribuée à une pollution électromagnétique résiduelle venant du site de Nançay.*

(câbles, amplificateur, etc...) amène une contribution de bruit supplémentaire  $T_{sys}$  qui s'ajoute à la température d'antenne. On obtient pour la température totale :

$$T_{tot} = T_{sys} + T_{ant} \quad (6)$$

La puissance mesurée est donnée par :

$$P_{tot} = k \cdot T_{tot} \cdot \Delta f \quad (7)$$

avec  $k$ , la constante de Boltzmann et  $\Delta f$  la bande de fréquence d'intégration. Dans notre cas, le signal n'est pas intégré par rapport au temps, mais échantillonné à  $F_e$ , la fréquence d'échantillonnage. Chaque point du signal correspond à une intégration de la puissance pendant l'intervalle de temps séparant deux points de mesures  $\Delta t = \frac{1}{F_e}$ . Par conséquent, nous avons estimé que la bande de fréquence d'intégration de (7) correspond à la fréquence d'échantillonnage du système  $F_e = 500$  MHz. On obtient alors comme expression de  $\sigma_b$  :

$$\sigma_b = \frac{1}{R} \cdot \sqrt{P_{tot}} = \frac{1}{R} \sqrt{k \cdot \Delta f \cdot (T_{sys} + T_{ant})} \quad (8)$$

avec  $T_{sys}$  un terme constant qui définit le bruit du système et la température d'antenne  $T_{ant}$  qui sera fonction de la zone de ciel couverte par le lobe d'antenne à chaque instant. La compilation numérique de la carte du ciel à 408 MHz

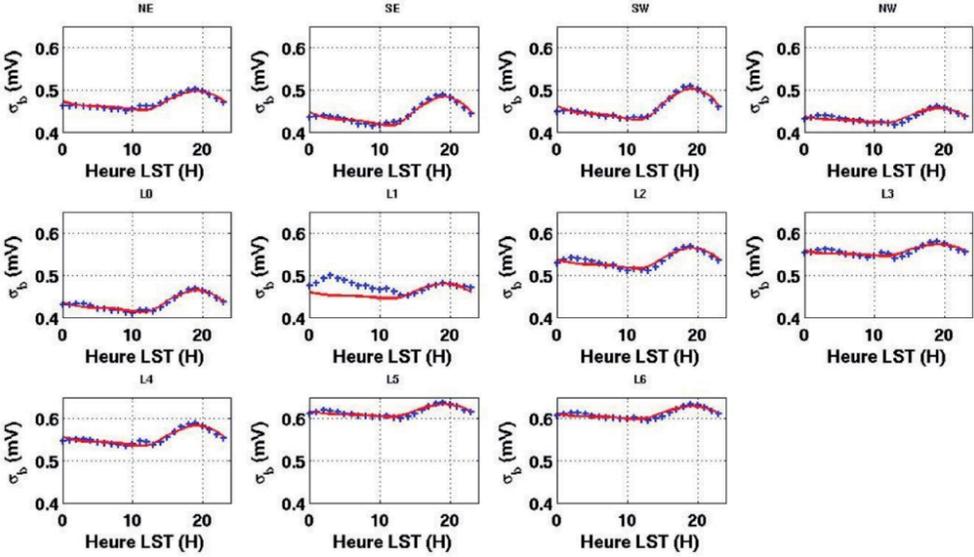


Figure 12.: La fonction 9, en rouge, reproduit bien le comportement de  $\sigma_b$  pour toute les antennes du réseau en fonction de l'heure LST, exceptée l'antenne L1 pour laquelle le paramétrage est réalisé sur l'intervalle de temps 15h-24h LST.

publiée dans [7] (accessible à <http://www.mpifr-bonn.mpg.de/survey.html>) permet d'estimer la température de bruit galactique en relatif à  $f = 50$  MHz en supposant un indice spectral  $\alpha$  constant tel que  $T_{gal} \propto f^{-\alpha}$ . La contribution dominante provient du centre et du plan galactique, c'est donc lorsque le lobe d'antenne pointe vers cette zone que le bruit de fond doit être maximal, il doit être minimal lorsque les antennes voient le pôle galactique. La puissance reçue par une antenne à chaque instant est obtenue en projetant le lobe des antennes dans le repère galactique. On estime ensuite la puissance reçue par une antenne  $P_{gal}(t)$  en convoluant le lobe projeté dans le repère galactique avec la puissance émise par la galaxie pour chaque instant. La fonction suivante est ajustée aux données pour toutes les antennes du réseau (Fig. 12) :

$$f(t) = \sqrt{K_i + \alpha_i \cdot P_{gal}(t)} \quad (9)$$

avec  $K_i$  et  $\alpha_i$  les deux paramètres ajustés. Cette fonction reproduit correctement le comportement du bruit de fond mesuré sur l'instrument. La source peut être attribuée à l'émission du disque galactique. Cette source étant vue par toutes les antennes du réseau, nous l'avons utilisée pour ajuster précisément les réponses de chacune des antennes à cette contribution. La correction appliquée aux signaux est donnée par un coefficient multiplicatif sans dimension :

$$a_i = \frac{\langle \alpha \rangle}{\alpha_i} \quad (10)$$

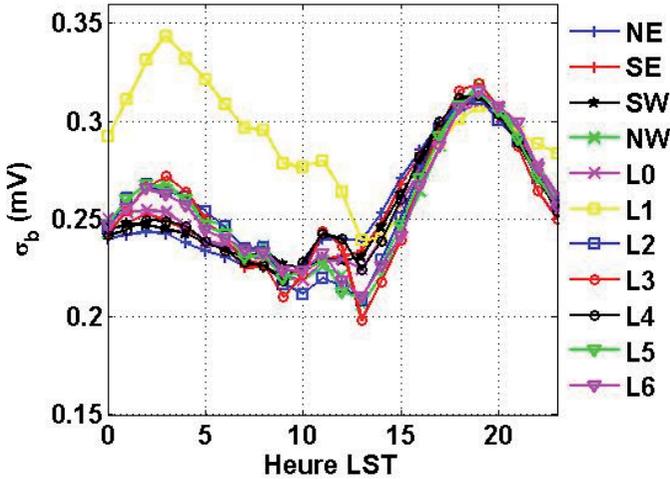


Figure 13.: Réponses des différentes antennes après correction des différences de gain dans l'ensemble de la chaîne d'acquisition du signal.

L'ajustement réalisé est donc relatif entre les antennes autour de la valeur moyenne mesurée du signal. Le paramètre  $K_i$  traduit le bruit induit par les divers éléments qui composent le système. La Figure 13 illustre la correction finale de  $\sigma_b$  pour toutes les antennes du réseau avec les paramètres de l'ajustement. La précision obtenue sur la réponse des antennes est de l'ordre de 1 %.

#### 4. Principaux résultats

Nous présentons ici les observables majeures dégagées par les analyses des données, concernant l'identification des signaux gerbes cosmiques, la topologie du champ électrique produit par une gerbe et enfin les estimations statistiques de dépendance en énergie du signal radio.

##### 4.1 Reconnaissance des signaux : la coïncidence temporelle et angulaire

La stratégie que nous avons choisie en utilisant un trigger « particules » est de valider la détection radio de gerbes atmosphériques en utilisant au maximum l'information fournie par le détecteur de particules pour identifier sans ambiguïté les candidats gerbes radio. Les signaux des scintillateurs sont triangulés par la méthode du temps de vol de façon identique à celle décrite précédemment pour les antennes. Nous disposons donc à l'issue de la triangulation d'une information sur le temps d'arrivée de la gerbe, donnée par le paramètre  $t_{0scint}$  évalué par commodité au centre du réseau, ainsi que

de sa direction  $(\theta_{scint}, \phi_{scint})$ .

La distribution des écarts de temps entre le front d'onde radio et le front de particules (Fig. 14) permet d'identifier deux populations. La première contribution est distribuée de façon uniforme sur tout l'intervalle de temps, les événements radio qui la composent ne présentent donc pas de corrélation avec l'instant d'arrivée du front de particules, leur répartition sur l'intervalle de temps est aléatoire. Ce sont des événements fortuits. La seconde population est distribuée dans un pic étroit d'une largeur inférieure à 200 ns, ces événements radio sont clairement liés à l'instant d'arrivée du front de particules. En l'absence de pollution électromagnétique des scintillateurs sur les antennes, ce sont donc les candidats gerbes radio. Une coupure en temps  $|\Delta t| < 100$  ns est appliquée aux données pour ne conserver que la population d'événements présents dans le pic de corrélation. Nous évaluons ensuite, pour chaque événement, l'écart angulaire  $\theta_{diff}$  entre la direction d'arrivée reconstruite avec les antennes et celle obtenue avec les scintillateurs, donné par :

$$\cos \theta_{diff} = \frac{\vec{u}_{ant} \cdot \vec{v}_{scint}}{\|\vec{u}_{ant}\| \cdot \|\vec{v}_{scint}\|} \quad (11)$$

avec  $\vec{u}_{ant}$  le vecteur directeur du front d'onde et  $\vec{v}_{scint}$  celui du front de particules. La distribution obtenue pour la variable  $\theta_{diff}$  (Fig. 15, à gauche) exhibe une corrélation très nette entre les 2 directions d'arrivée pour une grande partie des événements. La dernière coupure, effectuée pour un écart angulaire  $\theta_{diff} < 15^\circ$ , distingue alors les événements dont la direction d'arrivée radio est corrélée à la direction d'arrivée du front de particules et les événements fortuits. A cette étape, la détection radio de gerbes atmosphériques avec le démonstrateur CODALEMA est validée.

La résolution angulaire du système est estimée à partir de la distribution des  $\theta_{diff}$  pour les gerbes détectées en radio. Cette distribution peut être décrite par une fonction du type (Fig. 15, à droite) :

$$f(\theta_{diff}) = \alpha \cdot \sin \theta_{diff} \cdot \exp\left(\frac{\theta_{diff}}{2 \cdot \sigma^2}\right) \quad (12)$$

avec  $\alpha$  un coefficient de normalisation. Le terme  $\sin \theta_{diff}$  permet de tenir compte de l'effet d'angle solide entre les 2 directions d'arrivées, et  $\sigma$ , l'écart type, fournit une estimation de la résolution angulaire cumulée des 2 instruments, le réseau d'antenne et le réseau de détecteurs de particules. Pour ces données, la paramétrisation donne une résolution de l'instrument  $\sigma = 2.3^\circ$ . Compte tenu des résultats présentés au paragraphe 3.3 (la précision de reconstruction de la direction d'arrivée par les antennes y est estimée à  $0.7^\circ$ ), nous estimons qu'une grande partie de l'erreur sur la direction d'arrivée peut être imputée au réseau de scintillateurs, moins étendu que celui d'antennes.

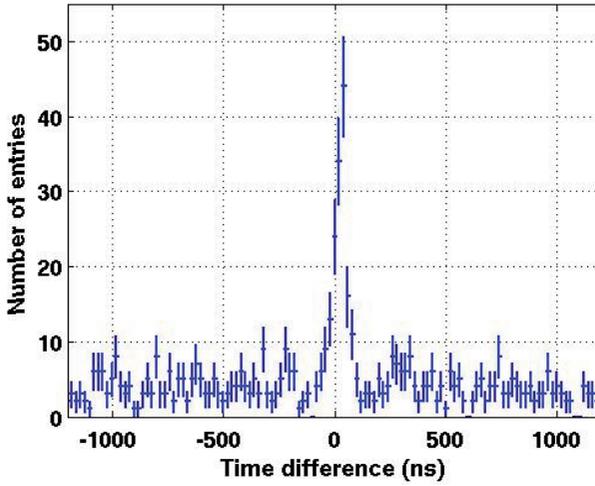


Figure 14.: *Distribution des écarts de temps entre le front d'onde radio et le front de particules par bin de 20 ns. On observe un pic d'une largeur de 100 ns indiquant une corrélation entre les 2 temps d'arrivée.*

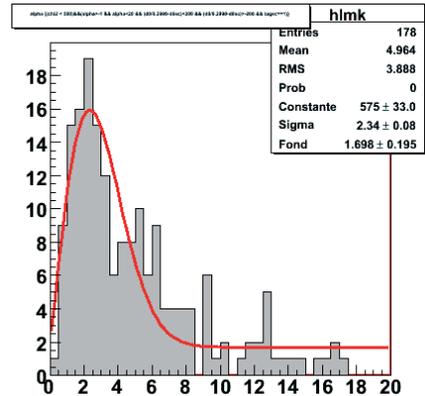
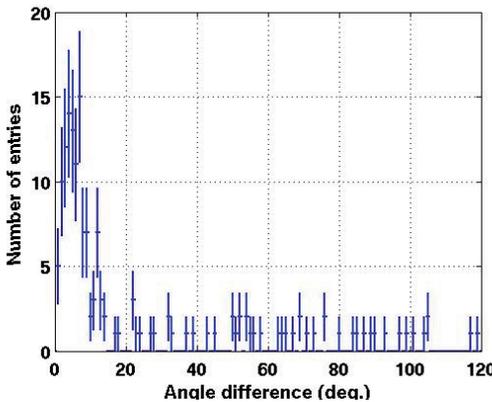


Figure 15.: *A gauche : distribution de l'écart angulaire entre les directions d'arrivée reconstruites avec les détecteurs de particules d'une part et avec le réseau d'antennes d'autre part pour les événements présents dans le pic de corrélation temporelle de la Figure 14. A droite : pour les écarts angulaires inférieurs à 15° (en abscisse), la distribution des gerbes détectées en radio est correctement paramétrée (trait continu) par une gaussienne de moyenne  $\mu = 0$  et d'écart-type  $\sigma = 2.3^\circ$  multipliée par un sinus pour rendre compte de l'effet d'angle solide.*

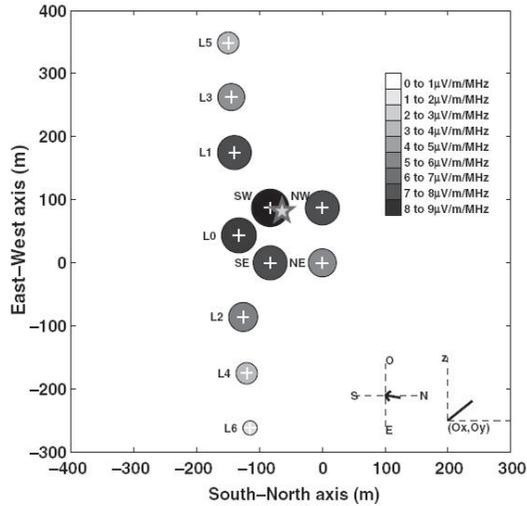


Figure 16.: *Exemple de l’empreinte d’un événement gerbe radiodétekté sur le réseau CODALEMA. Les antennes sont symbolisées par des croix blanches et le champ électrique mesuré sur les antennes est symbolisé par un cercle dont la taille et le niveau de gris sont proportionnels à sa valeur. La direction d’arrivée reconstruite ( $\theta, \phi$ ) est indiquée en bas à droite. L’étoile symbolise la position du coeur de gerbe estimée à partir du barycentre des 2 distributions de la Figure 17.*

#### 4.2 La topologie du champ électrique

Afin de mettre à profit la qualité de notre système de détection, nous avons cherché à développer une analyse des signaux radio événement par événement. En effet, l’étendue spatiale du réseau d’antennes de CODALEMA offre pour la première fois la possibilité d’observer sur des distances significatives le comportement du champ électrique engendré par une gerbe.

*L’empreinte radio des événements gerbes* La Figure 16 illustre l’empreinte sur le réseau d’antennes (à l’époque ne comprenant qu’une ligne E-W augmentée de 4 antennes en carré) d’une gerbe atmosphérique détektée en radio. Dans cet exemple, toutes les antennes du réseau ont été touchées. La distribution des amplitudes du champ électrique en fonction de la position des antennes dans la bande 37-70 MHz présente une variation sur un ordre de grandeur en amplitude : il est proche de  $10 \mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$  au centre du réseau où se situe le détecteur de particules puis décroît avec la distance, jusqu’à la limite d’analyse des signaux située à  $1 \mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$ .

Sur la Figure 17, le même événement est représenté selon l’axe d’antennes Nord-Sud et Est-Ouest. A titre de comparaison, le champ électrique associé à un RFI ainsi que le seuil de détection de l’instrument ont été superposés

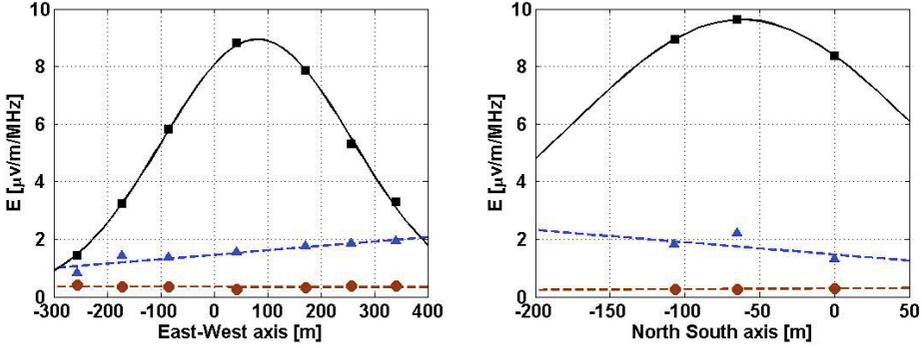


Figure 17.: *Evolution de l'amplitude crête du champ électrique mesuré pour l'événement de la Figure 16 selon l'axe d'antennes Est-Ouest à gauche et l'axe Nord-Sud à droite (antennes NW, SW, L0) en ligne pleine et carrés noirs. Pour chacun de ces axes sont superposés un exemple de RFI (tirets et triangles bleus) et le seuil de détection de l'instrument (tirets et cercles rouges).*

à ces 2 distributions. Le champ électrique associé à la gerbe atmosphérique présente une amplitude de variation nettement plus importante que celui engendré par la source parasite de transitoire radio. La distribution des amplitudes du champ électrique sur les antennes constitue un point fondamental pour la technique de détection radio. A l'échelle d'un réseau plus dense d'antennes, l'empreinte radio laissée sur les antennes par une gerbe atmosphérique doit pouvoir être discriminée de celle laissée par un RFI à partir d'un critère sur la topologie particulière, "en cloche", du champ électrique. Cette configuration singulière doit permettre à terme d'identifier *a posteriori* des événements gerbes sur des critères purement radio dans la mesure ou une majorité de ces RFI trouvent leur source à l'extérieur du réseau d'antennes et, dans ce cas, ne pourraient pas présenter cette empreinte. Par ailleurs, un RFI dont la source se trouverait à l'intérieur du réseau serait quant à lui identifié par l'analyse des temps de vol sur les antennes qui présenteraient un épicycle centré sur un point source.

*Le profil du champ électrique* Cette topologie particulière confirme les mesures réalisées dans les années 60 pour lesquelles une dépendance exponentielle du champ électrique en fonction de la distance à l'axe avait été trouvée en moyennant ces résultats sur plusieurs événements [1]. En posant l'hypothèse selon laquelle le champ électrique varie de manière exponentielle avec la distance à l'axe de la gerbe, donc décrit par :

$$E_i(d) = E_0 \cdot \exp(-d_i/d_0) \quad (13)$$

où le paramètre de distance à l'axe  $d_i$  est défini pour chaque antenne  $(x_i, y_i)$ , on peut alors extraire dans le repère propre de la gerbe les quantités  $E_0$ ,  $d_0$  et  $(x_0, y_0)$  la position du coeur de gerbe sur le réseau. Par contre, seuls les

événements possédant une multiplicité supérieure à 4 peuvent être paramétrés par cette fonction. Le paramétrage est réalisé en minimisant l'expression du  $\chi^2$ .

Le résultat de ce paramétrage est illustré Figure 18 pour 4 événements. Les antennes sur lesquelles aucun transitoire n'a été détecté permettent de fournir une contrainte supplémentaire sur le paramétrage : le transitoire n'ayant pas été détecté, son amplitude doit être inférieure ou égale au signal mesuré sur l'antenne. Les barres d'erreur sont données par l'écart-type sur le bruit. Les 4 événements sélectionnés sur cette Figure permettent d'illustrer la variété des comportements du champ électrique tant sur l'amplitude maximum que sur son extension latérale.

### 4.3 Corrélation du signal radio avec l'énergie de la gerbe

La distribution en énergie des événements dits "internes" (ceux dont le coeur de gerbe est circonscrit par le détecteur de particules) mesurés par les deux systèmes (particules et radio) est présentée Fig. 19 (à gauche). Seules les gerbes tombées dans un rayon de 200 m du centre du réseau ont été sélectionnées ici. Le seuil en énergie du détecteur de particules est de  $10^{15}$  eV. Les deux distributions convergent quand l'énergie augmente, ce qui signifie un accroissement de l'efficacité de détection de la radio. Le seuil en énergie pour la radiodétection est ainsi estimé à 10 % à  $9.10^{16}$  eV. La Figure 19 à droite présente l'efficacité de détection radio en fonction de l'énergie. En raison de la faible statistique disponible (environ 1 événement par jour reconstruit sur le réseau d'antennes), il est difficile de mesurer l'efficacité à plus haute énergie, mais une extrapolation de la tendance de la figure 19 permet de prédire une valeur de 100 % autour de  $10^{18}$  eV.

## 5. Conclusion

Nous dressons ici un bilan des résultats obtenus avec l'expérience CODALEMA pour mieux cerner les prochains objectifs à atteindre pour rendre complètement opérationnelle la détection radio des grandes gerbes atmosphériques :

- l'existence d'un champ électrique associé à une gerbe est démontrée.
- Une technique de détection robuste a été développée avec un seuil de détection en énergie de l'instrument inférieur à  $10^{17}$  eV.
- Dans ce domaine d'énergie, les champs électriques mesurés sont de l'ordre de quelques  $\mu\text{V}/\text{m}/\text{MHz}$ .
- La topologie du champ électrique associé aux gerbes a pu être mesurée pour la première fois événement par événement. Sa distribution singulière en cloche permet d'envisager une reconnaissance du champ électrique basée sur des critères de sélection purement radio.
- La direction d'arrivée des gerbes atmosphériques peut être reconstruite avec une résolution angulaire meilleure que  $1^\circ$ .

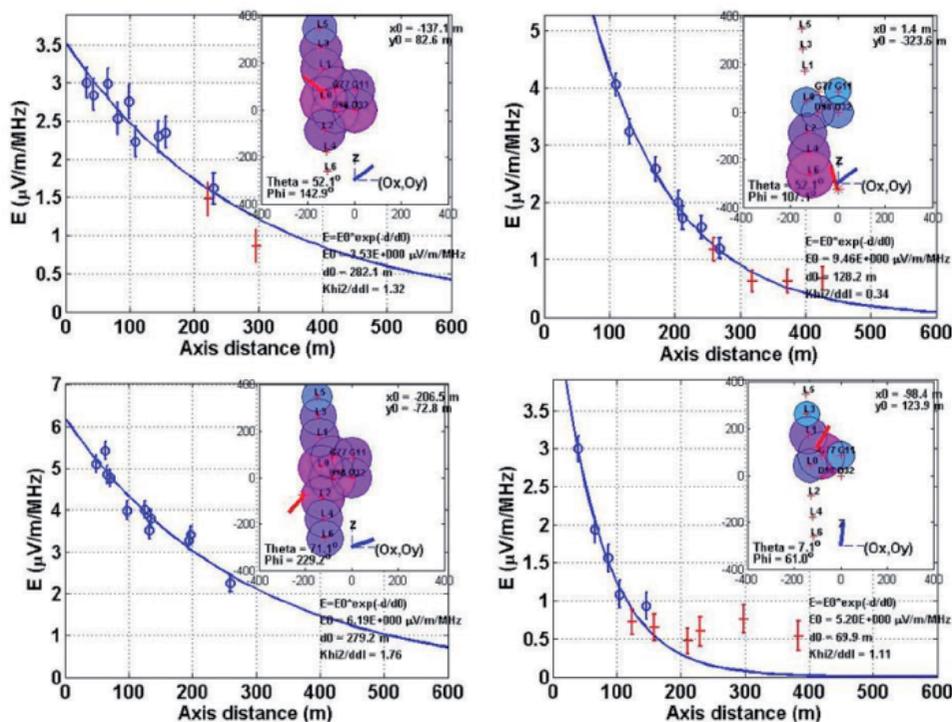


Figure 18.: Résultats de l'ajustement du champ électrique pour 4 événements différents. Sur chacune des figures, les points de mesures sont des cercles bleus lorsque un transitoire a été détecté sur l'antenne et une croix rouge lorsqu'aucun transitoire n'a été détecté. Ces derniers permettent de dimensionner le niveau de bruit pour chaque événement et posent une contrainte haute sur le champ électrique mesuré. La barre d'erreur est donnée par l'écart-type du bruit. La fonction paramétrée est tracée en trait plein bleu et les valeurs des paramètres obtenues sont indiquées en bas à droite. En insert, l'empreinte de l'événement sur le réseau d'antennes similaire à celui de la Figure 16.

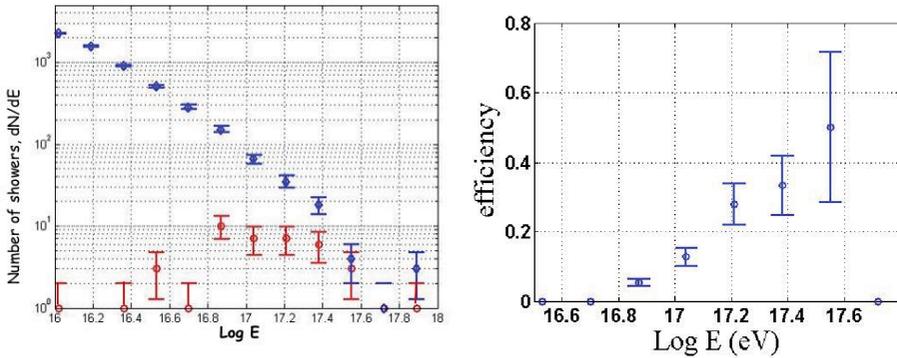


Figure 19.: *A gauche : distribution de l'énergie mesurée par le détecteur de particules (points bleus) et des événements détectés en radio pour les événements internes dont le coeur est localisé dans un rayon de 200 m autour du centre du réseau. A droite : efficacité de détection de la radio en fonction du log de l'énergie de la gerbe (exprimée en eV).*

- La réponse en champ électrique des antennes peut être calibrée avec une précision de l'ordre de 1%.
- Bien que cela n'ait pas été abordé ici, nous pouvons avancer que le réseau d'antennes présente une acceptance qui semble favoriser les gerbes inclinées, quoique la limite d'acceptance du trigger n'ait pas permis de valider la détection de gerbes d'angle zénithal supérieur à  $60^\circ$ .
- La technique de radiodétection montre que la détection de front d'onde d'incidence horizontale est possible (voir par exemple la détection des transitoires de bruit).
- Le comportement exponentiel du profil du champ électrique en fonction de la distance à l'axe est vérifié. Les données sont particulièrement bien ajustées par ce profil.
- La position du coeur de gerbe est obtenue à partir des données radio.

Tous ces aspects doivent encore être approfondis pour finaliser cette méthode de détection. Le premier enjeu est de parvenir à déterminer l'observable qui va permettre d'estimer l'énergie du primaire. A ce jour, seules des relations moyennées sur des centaines d'événements ont permis d'observer une relation du champ électrique mesuré avec l'énergie du primaire [6]. Cette approche est trop limitative. Le paramètre  $E_0$ , amplitude du champ électrique au pied de gerbe, en particulier, constitue une piste privilégiée pour estimer l'énergie. Pour conforter cette démarche, il est nécessaire de disposer d'un réseau de détecteurs de particules élaboré qui puisse fournir une estimation de l'énergie : ce détecteur est maintenant installé à Nançay et les résultats devraient bientôt apparaître.

De plus, il est nécessaire de poursuivre les efforts techniques pour rendre autonome (en termes d'alimentation, de trigger et d'acquisition des données) cette méthode de détection et pour pouvoir l'utiliser sur des réseaux géants destinés à l'observation des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. C'est sans doute là l'un des enjeux pour cette technique dans les années à venir. Un premier effort en ce sens a été engagé en 2007 avec le déploiement de 3 stations autonomes de test auprès de l'Observatoire Pierre Auger en Argentine. Ces stations constituent les prototypes des futurs détecteurs qui seront implantés sur CODALEMA au cours de l'année 2008 en vue de l'extension de la surface du réseau.

Les résultats de CODALEMA ont fait l'objet de nombreuses publications en congrès (pour les plus récentes, voir [9] et [10]) et de deux articles en revue [2, 3], tous disponibles sur le site arXiv/astro-ph. L'antenne dipole actif développée spécialement pour CODALEMA et qui équipe maintenant l'intégralité du réseau est décrite dans [5]. Par ailleurs, la thèse d'Arnaud Bellétoile [4], soutenue en 2007 à l'Université de Nantes, est la première en France sur le sujet de la radiodétection des gerbes de particules initiées par les rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Le lecteur y trouvera, détaillée, la méthode de détection de CODALEMA, ses performances et résultats, ainsi que la description complète des premiers tests d'implantation de stations autonomes effectués sur le site d'Auger.

## Références

- [1] H.R. Allan. In J.G. Wilson and S.A. Wouthuysen, editors, *Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics*, volume 10, page 171, Amsterdam, Pays-Bas, 1971. Elsevier BV.
- [2] D. Ardouin, A. Bellétoile, D. Charrier, R. Dallier, L. Denis, P. Eschstruth, T. Gousset, F. Haddad, J. Lamblin, P. Lautridou, A. Lecacheux, D. Monnier-Ragaigne, A. Rahmani, and O. Ravel. Radio-detection signature of high-energy cosmic rays by the CODALEMA experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 555:148–163, December 2005.
- [3] D. Ardouin, A. Bellétoile, D. Charrier, R. Dallier, L. Denis, P. Eschstruth, Th. Gousset, F. Haddad, J. Lamblin, P. Lautridou, A. Lecacheux, D. Monnier-Ragaigne, T. Ravel, O. Saugrin, and S. Valcares. Features of radio-detected extensive air shower observed with the detector CODALEMA. *Astropart. Phys.*, 26:341–350, 2006.
- [4] A. Bellétoile. *Développement et analyse des données d'une expérience de radiodétection des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie*. Thèse de Doctorat, Université de Nantes, 2007.
- [5] D. Charrier and the CODALEMA collaboration. Design of a low noise, wide band, active dipole antenna for a cosmic ray radiodetection experiment. In *proceedings of the IEEE-APS International Symposium*, 2007.

- [6] H. Falcke, W.D. Apel, A.F. Badea, L. Bähren, K. Bekk, A. Bercuci, M. Bertaina, P.L. Biermann, J. Blümer, H. Bozdog, I.M. Brancus, S. Buitink, M. Brüggemann, P. Buchholz, H. Butcher, A. Chiavassa, K. Daumiller, A.G. de Bruyn, C.M. de Vos, F. di Pierro, P. Doll, R. Engel, H. Gemmeke, P.L. Ghia, R. Glasstetter, C. Grupen, A. Haungs, D. Heck, J.R. Hörandel, A. Horneffer, T. Huege, K.-H. Kampert, G.W. Kant, U. Klein, Y. Kolotaev, Y. Koopman, O. Krömer, J. Kuijpers, S. Lafebre, G. Maier, H.J. Mathes, H.J. Mayer, J. Milke, B. Mitrica, C. Morello, G. Navarra, S. Nehls, A. Nigl, R. Obenland, J. Oehlschläger, S. Ostapchenko, S. Over, H.J. Pepping, M. Petcu, J. Petrovic, S. Plewnia, H. Rebel, A. Risse, M. Roth, H. Schieler, G. Schoonderbeek, O. Sima, M. Stümpert, G. Toma, G.C. Trinchero, H. Ulrich, S. Valchierotti, J. van Buren, W. van Cappellen, W. Walkowiak, A. Weindl, S. Wijnholds, J. Wochele, J. Zabierowski, J.A. Zensus, and D. Zimmermann. Detection and imaging of atmospheric radio flashes from cosmic ray air showers. *Nature*, 435:313–316, May 2005.
- [7] C.G.T. Haslam, C.J. Salter, H. Stoffel, and W.E. Wilson. A 408 MHz all-sky continuum survey. II - The atlas of contour maps. *Astron. Astrophys. Suppl.*, 47:1–143, 1982.
- [8] J.D. Kraus. *Radio Astronomy*. McGraw-Hill, New York, 1966.
- [9] D. Lebrun and the CODALEMA collaboration. CODALEMA : A cosmic ray radio detection array. In *Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference*, Merida, Mexique, 2007.
- [10] O. Ravel and the CODALEMA collaboration. Radio detection of UHECR by the CODALEMA experiment. In *Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference*, Merida, Mexique, 2007.

## Mesures Radio Spatiales : Goniopolarimétrie

Baptiste CECCONI

*LESIA – Observatoire de Paris*

**Abstract.** Space-based radioastronomy is an essential tool for remote studies of solar system plasmas. Indeed, any radio wave emitted below the Earth ionospheric cutoff ( $\sim 10$  MHz) will not reach the ground and thus requires observation from space. Space-based radio receivers, as well as their antennas, have to fulfill space instrumentation constraints. The antennas used with these receivers do not have any instantaneous angular resolution. Goniopolarimetric (also known as direction-finding) techniques, as well as goniopolarimetric capable receivers, have thus been developed to retrieve the wave parameters (not only the flux density and polarization state, but also the direction of arrival) of the observed radio emissions.

**Résumé.** La radioastronomie spatiale est un outil essentiel pour l'étude à distance des plasmas du système solaire. En effet, toute émission radio émise en deçà de la coupure ionosphérique terrestre (10 MHz) ne peut être observée depuis le sol. Leur étude nécessite une observation depuis l'espace. Les récepteurs radio spatiaux et leurs antennes sont soumis aux contraintes spatiales. Les antennes utilisées sur ces récepteurs n'ont pas de résolution angulaire instantanée. Les techniques goniopolarimétriques ont été développées afin de recouvrer cette résolution spatiale. Elles permettent d'obtenir la direction d'arrivée, le flux et l'état de polarisation des ondes radio détectées par le récepteur.

### Table des matières

1. Introduction	287
2. Contraintes physiques spécifiques à l'environnement terrestre	287
3. Instrumentation	288
4. Récepteur – Mesures	293

<b>5. Goniopolarimétrie</b>	<b>302</b>
<b>6. Quelques Résultats</b>	<b>308</b>
<b>7. Concours</b>	<b>311</b>

## 1. Introduction

La gamme de fréquence d'observations de la radioastronomie spatiale s'étend de quelques kHz à plusieurs dizaines MHz. Pour ce domaine de fréquence, il est nécessaire de concevoir des récepteur radio à placer sur des sondes d'exploration planétaire et interplanétaire (comme Voyager, Ulysses, Galileo ou Cassini) pour plusieurs raisons : les signaux radio de fréquence inférieure à  $\sim 10$  MHz sont inobservables depuis le sol à cause de la coupure ionosphérique ; les émissions radio basses fréquence provenant des planètes externes ne peuvent pas être observées depuis la Terre à cause de la coupure due à la fréquence plasma du vent solaire ; l'environnement terrestre est pollué par les interférences d'origines technologiques au dessus de 10 Mhz.

La résolution angulaire d'un télescope classique — une parabole réfléchissante qui concentre les ondes électromagnétiques sur un réseau de capteur qui enregistre une image au plan focal du télescope — est définie par  $\lambda/D$ , où  $\lambda$  est la longueur d'onde d'observation et  $D$  l'ouverture du télescope. La taille nécessaire pour une tel télescope (de 1 à  $10^4$  km pour avoir  $\lambda/D \ll 1$ ) est totalement irréaliste pour des observations spatiales. Ainsi, de simples dipôles électriques longs de quelques mètres (où quelques dizaines de mètres) sont généralement utilisés. Ces antennes ont une résolution angulaire réduite ( $\lambda/L \sim 1$ ), avec  $L$  la longueur du dipôle électrique. Les techniques goniopolarimétriques ont été développées pour restaurer améliorer la résolution angulaire de ces systèmes d'observations. Ces techniques permettent de reconstruire la direction du vecteur d'onde, la polarisation et le flux des ondes électromagnétiques observées.

Dans une première partie, nous discuterons les contraintes liées à l'environnement terrestres, nous poussant à l'exploration spatiale dans le domaine radio. Nous décrirons ensuite les senseurs et les récepteurs radio spatiaux. Les différentes techniques goniopolarimétriques seront présentées, avec leurs restrictions et les sources d'erreur de mesure. Enfin, nous illustrerons ces techniques par quelques résultats choisis dans la littérature scientifique.

## 2. Contraintes physiques spécifiques à l'environnement terrestre

La Figure 1a donne un aperçu des spectres des différentes émissions radio des planètes magnétisées du système solaire et du Soleil. La plupart de ces émissions sont invisibles depuis le sol du fait de la coupure ionosphérique à 10 Mhz. Cette Figure montre aussi que ces émissions sont beaucoup plus intenses que le rayonnement thermique du corps noir aux fréquences considérées. Le spectre du rayonnement thermique de Jupiter est donné en pointillé gras. Le rayonnement décimétrique jovien, émis par les ceintures de radiations de Jupiter, est plus intense que le rayonnement thermique mais reste beaucoup plus faible que les émissions radio basse fréquences joviennes de plusieurs ordres de grandeurs. Ce sont des émissions non-thermiques. Le processus d'émission généralement admis (observé in-situ à la Terre uniquement) est l'émission par Instabilité MASER-Cyclotron [40, 25].

La présence du bruit de fond galactique [4], causé par le rayonnement synchrotron des électrons dans le champ magnétique de la Galaxie, est une particularité de ce domaine de longueur d'onde. Cela implique que le ciel est brillant, souvent plus lumineux que les ondes observées. Un traitement des données approprié est nécessaire aussi bien pour les observations sol que spatiales.

Les spectres radio de la Figure 1a sont exprimés en densités de flux normalisées à 1 UA (Unité Astronomique), sauf pour le rayonnement galactique. Cela implique que les densités de flux reçues à la Terre sont plus faibles d'un facteur  $1/D^2$  où  $D$  est la distance (en UA) séparant la planète observée de la Terre. Dans le cas du rayonnement radio galactique, la densité de flux reçue est la même en tout point du système solaire. Comme la sensibilité des récepteurs radio embarqués est limitée par les contraintes spatiales, il est ainsi nécessaire de se rapprocher des planètes que l'on veut observer.

La seconde contrainte sur le domaine observable en radio est illustrée par la Figure 1b. La densité du plasma interplanétaire provoque une coupure basse fréquence pour la propagation des ondes radio. Cette fréquence de coupure est appelée la fréquence plasma et est définie par :  $f_{pe} = 2\pi q_e \sqrt{n/(m_e \epsilon_0)}$ , où  $q_e$  est la charge élémentaire de l'électron,  $n$  la densité électronique du plasma,  $m_e$  la masse de l'électron et  $\epsilon_0$  la permittivité du vide. Il est impossible d'observer des ondes radio à des fréquences inférieures à la fréquence  $f_{pe}$  locale. La densité du milieu interplanétaire (et donc la fréquence plasma) décroît avec la distance au Soleil. Au niveau de l'orbite de la Terre, la fréquence  $f_{pe}$  est de l'ordre de 20 à 30 kHz, ce qui limite l'observation des émissions très basse fréquence des planètes géantes. Ceci est une seconde raison pour envoyer des sondes spatiales équipées de récepteurs radio en orbite autour des planètes géantes.

Enfin, il peut être avantageux de concevoir des récepteurs radio spatiaux couvrant une gamme s'étendant à plus haute fréquence que la coupure ionosphérique terrestre. C'est particulièrement le cas pour l'observation des émissions radios joviennes. Même si on peut observer la partie du spectre jovien entre 10 et 40 MHz depuis le sol, de telles observations sont polluées par les parasites radio d'origine terrestre (appelé RFI, pour *Radio Frequency Interferences*). Des observations exemptes de RFI peuvent être obtenues depuis l'espace si les instruments de mesures sont placés suffisamment loin de la Terre. Lors du survol de la Terre par Cassini, en 1999, les RFI sont noyés dans le bruit de fond galactique à partir d'environ 20 millions de kilomètres de la Terre, soit environ 3000 rayons terrestres. Les projets d'instrumentation radio sur la face cachée de la Lune vient aussi de cette volonté de s'affranchir de ces RFI.

### 3. Instrumentation

Les deux éléments clés d'un instrument radio sont les antennes et le récepteur. Les antennes sont les senseurs : elles transforment les fluctuations électromagnétiques de l'espace environnant la sonde en fluctuations de tension (ou d'intensité) électriques qui peuvent être mesurées par le récepteur.

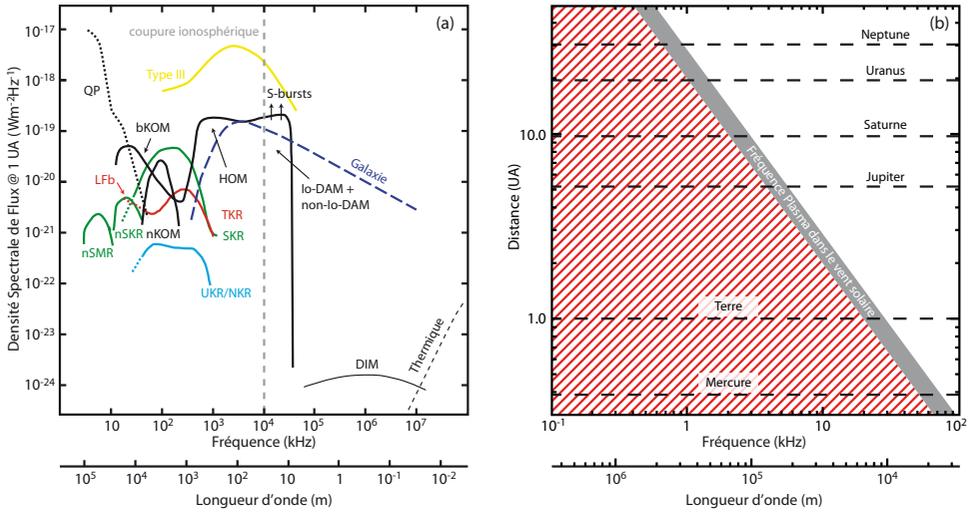


Figure 1.: (a) *Spectre typique des émissions radio planétaires du système solaire, exprimés en densité de flux  $Wm^{-2}Hz^{-1}$  (normalisée à 1 UA sauf pour le bruit radio galactique). En noir les spectres des émissions radio de Jupiter : rayonnement kilométrique à bande étroite (nKOM : narrow band Kilometric Radiation), rayonnement kilométrique à large bande (bKOM : broad band Kilometric Radiation), sursauts Quasi-périodiques (QP : Quasi Periodic bursts), continuum non-thermique (NTC : Non Thermal Continuum), rayonnement hectométrique (HOM : Hectometric Radiation), sursauts millisecondes (S-bursts : Short (or millisecond) bursts), rayonnement décamétrique contrôlé par Io (Io-DAM : Io controlled Decametric Radiation), rayonnement décamétrique non-contrôlé par Io (non-Io-DAM : non Io controlled Decametric Radiation), rayonnement décimétrique (DIM : Decimetric Radiation), rayonnement thermique de corps noir (Thermal). En vert, le rayonnement kilométrique de Saturne (SKR). En rouge, les émissions radio terrestres : sursauts basse fréquence (LFB : Low Frequency bursts), rayonnement kilométrique auroral terrestre (TKR : terrestrial auroral kilometric radiation). En bleu clair, les émissions kilométriques d'Uranus (UKR) et Neptune (NKR). En jaune, un spectre typique d'un sursaut solaire de type III. En tirets bleu foncé, le rayonnement radio galactique (émission synchrotron des électrons dans le champ magnétique de la Galaxie). La ligne pointillée verticale à 10 MHz indique la coupure ionosphérique. Toutes les émissions à plus basse fréquence que cette limite sont invisibles depuis le sol.* (b) *Coupure basse fréquence (fréquence plasma du Vent Solaire) en fonction de la distance au Soleil. Les positions de orbites des planètes sont indiquées par les traits pointillés horizontaux. L'épaisseur de la barre grise représente l'intervalle typique des variations de la fréquence plasma du Vent Solaire.*

Le récepteur effectue la mesure : il convertit le signal électrique fourni par les senseurs en une série de paramètres (densité spectrale de flux, amplitude, phase...) qui est enregistré par l'unité de traitement de données (DPU : Data Processing Unit), avant d'être renvoyé vers la Terre pour analyse par l'équipe scientifique.

Les contraintes classiques de l'instrumentation spatiale s'appliquent : faible masse, faible consommation électrique, petite taille, fiabilité, robustesse aux vibrations et aux radiations. Des développements technologiques récents (miniaturisation dans des ASICs), il est possible de construire des récepteurs radio polyvalents à faible bruit, avec de faibles masse et consommation. Les principales limitations restent liées aux senseurs : dimensions, masses, fiabilité du mécanisme de déploiement, obstruction des champs de vue des autres instruments...

Selon les objectifs scientifiques principaux de la mission spatiale, la plateforme sera en rotation autour d'un axe (instrumentation : plasma, particules, ondes) ou bien stabilisée sur trois axes (instrumentation : imagerie, radar). Les objectifs scientifiques radio et le type de plateforme (en rotation ou stabilisée) sont pris en compte pour le choix des senseurs (longueur, orientation, type...) que l'on développera sur le satellite. Il en sera de même pour le choix des caractéristiques du récepteur radio.

Enfin, les ondes radio sont des ondes électromagnétiques. Il est donc possible de mesurer la composante électrique  $E$  ou magnétique  $B$  de l'onde, voire les deux. Cependant, du fait de la faiblesse relative de la composante magnétique de l'onde par rapport à sa composante électrique ( $B \propto E/c$ , où  $c$  est la célérité de la lumière), on utilise quasiment exclusivement des senseurs électriques dans le domaine de fréquence étudié ici. Nous étudierons donc plus particulièrement le cas des senseurs électriques.

### 3.1 Antennes électriques

Deux types d'antennes sont utilisées : les antennes dites «boules» (*Cluster* [15]) et les antennes dites «fils» ou «tube» (*Galileo* [13], *Ulysses* [38], *Wind* [2], *Cassini* [14], *STEREO* [1, 3]). Le satellite *Geotail* [30] est un cas particulier : il embarquait une paire de chaque type d'antenne.

Les antennes sont caractérisées par leur «diagramme d'émission» représentant le gain de l'antenne en fonction de la direction du vecteur d'onde de l'onde électromagnétique émise ou observée [19]. On parlera des caractéristiques d'émission ou de réception des antennes sans distinction, puisqu'elles sont intrinsèquement identiques.

Les antennes peuvent être des monopôles ou des dipôles. Dans le cas d'un monopôle, le signal est mesuré entre le corps du satellite et l'antenne, alors que pour un dipôle, le signal est mesuré entre les deux bras de l'antenne. Si on considère le satellite comme un plan infini conducteur, un monopôle placé sur ce satellite serait strictement équivalent à un dipôle. Dans la réalité, le sa-

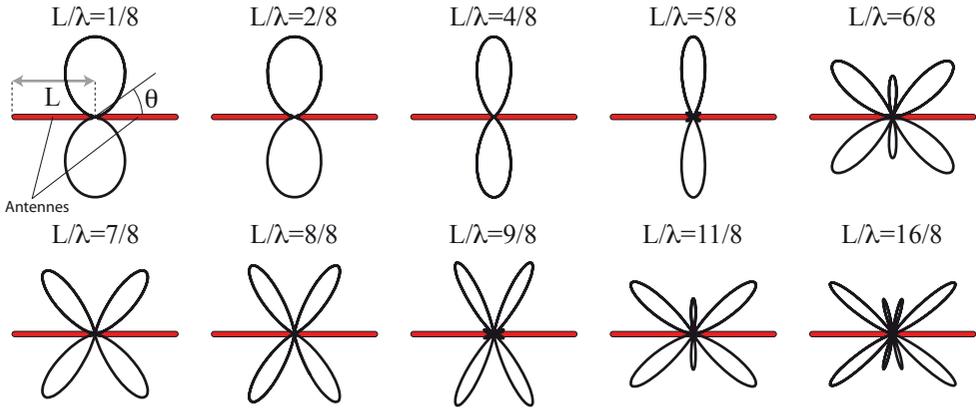


Figure 2.: Diagramme de réception d'une antenne électrique dipolaire en fonction du rapport  $L/\lambda$ , où  $\lambda$  est la longueur d'onde et  $L$  la longueur de l'antenne.

tellite est souvent plus petit que la longueur du monopôle et il n'est pas plan. Le diagramme d'émission de l'antenne effective sera donc différent de celui de l'antenne physique. La tension mesurée aux bornes de l'antenne dépend de l'intégrale des courants instantanés sur la surface de l'antenne. Cela dépend donc de la longueur et de la forme de l'antenne. La Figure 2 montre le diagramme de réception d'un dipôle électrique pour différents rapports  $L/\lambda$ .

Le diagramme d'antenne d'un dipôle est composé d'un lobe toroïdal tant que  $\lambda \gg L$  (voir Fig. 2). Le gain de l'antenne est :

$$P(\theta) \propto \sin^2 \theta \quad (1)$$

Ce régime est appelé régime quasi-linéaire, ou régime d'antenne courte. Dans cette gamme de longueurs d'ondes, le signal reçu est nul dans la direction de l'antenne. Cette propriété sera essentielle pour les techniques goniopolarimétriques présentées dans la section 5.1 de ce chapitre. L'ouverture à 3 dB<sup>1</sup> du diagramme d'antenne est de 90°. Le lobe principal de ce type d'antenne couvre un angle solide de  $8\pi/3$  sr.

### 3.2 Antennes Magnétiques

Les antennes magnétiques sont en général utilisées pour des mesures à des fréquences inférieure à 100 kHz. La mesure de composantes magnétiques couplées avec des composantes électriques est indispensable pour évaluer les caractéristiques de l'onde observée lorsque l'indice de réfraction du milieu n'est plus égal à 1 (c'est-à-dire, à des fréquences proches ou inférieures à la fréquence

<sup>1</sup>L'ouverture à 3 dB est définie par l'ensemble des directions de l'espace pour lesquelles le gain de l'antenne est supérieur à la moitié du maximum du gain de l'antenne.

plasma locale du milieu). Les antennes magnétiques sont des boucles ou des enroulements conducteurs dont les caractéristiques (diamètre, longueur, nombre de spire, présence d'un cœur ferromagnétique) dépendent des objectifs scientifiques. Une antenne magnétique se comporte comme un filtre passe-bande, la fréquence d'observation optimale est liée à son impédance complexe.

Du fait du rapport  $E/B = c$  pour les ondes électromagnétiques, des préamplificateurs très efficaces sont nécessaires (forte amplification, et faible bruit). Il est impossible aujourd'hui de construire des instruments magnétiques aussi sensibles que les instruments électriques pour le domaine radio. Par ailleurs, les senseurs magnétiques sont très sensibles aux interférences émises par le satellite. Ces senseurs doivent donc être éloignés du corps du satellites par l'intermédiaire d'un mât, ce qui ajoute à la complexité de leur accommodation.

Nous nous concentrerons par la suite sur les instruments radio mesurant la partie électrique des ondes.

### 3.3 *Choix des caractéristiques d'une antenne*

Les spécifications du récepteur et les contraintes induites par la configuration du satellite, comme les objectifs scientifiques de la missions, sont déterminantes pour le choix des antennes.

Ainsi, dans le cas de satellites tournants, on utilise des antennes «boules» (Geotail, Cluster) ou «fils» (Ulysses, Wind). Les antennes sont maintenues rectilignes par la force centrifuge. Ce type d'antenne n'est adapté que dans le cas d'antennes orientées dans une direction perpendiculaire à l'axe de rotation. Pour les antennes axiales sur les satellites tournants ou pour les antennes placées sur des satellites stabilisés trois axes (Cassini, STEREO), on utilise des antennes creuses tubulaires. Ces antennes sont intrinsèquement rigides.

Le domaine de fréquence que l'on veut observer impose une contrainte sur la longueur de l'antenne. Plus l'antenne est courte, plus élevée sera la limite haute fréquence du domaine quasi-linéaire. Des antennes trop courtes seront cependant peu sensibles. Les antennes «boules» ou «fils» peuvent être très longues (typiquement 20 à 50 m), alors que les antennes «tubes» ne dépassent en général pas 10 m.

Sur les satellites tournants, il est nécessaire de finement maintenir le centre de gravité sur l'axe de rotation. On recourt donc à des antennes dipolaires symétriques sur ces satellites. Au contraire, sur les satellite stabilisés trois axes, on peut utiliser des monopoles, le deuxième pôle du capteur étant le corps du satellite.

### 3.4 *Déploiement*

Le déploiement des antennes après le lancement est une phase critique. S'il se passe mal, les capteurs de l'expérience radio ne seront pas déployés et aucune mesure ne pourra être effectuée. Les mécanismes de déploiement

doivent donc être robustes et fiables. Les solutions technologiques dépendent du type d'antenne choisi. Simples dérouleurs pour les antennes «boules» et «fils», ils sont plus complexes pour les antennes tubulaires. Le mécanisme de fixation de l'antenne doit aussi être étudié pour ne pas perturber le signal lors de sa transmission au récepteur (principalement par des effets capacitifs, voir section 4.1).

### 3.5 *Accommodation sur le satellite*

L'emplacement des senseurs sur le satellite doit tenir compte des autres instruments, en particulier les instruments d'observation optique dont le champ de vue ne doit pas être obstrué. Lorsque cela est nécessaire, on utilise la synthèse

Dans le cas de Cassini, les antennes sont des monopoles tubulaires de 10 m de longueur et d'environ 3 cm de diamètre. Leur domaine quasi-linéaire s'étend jusqu'à  $\sim 2$  MHz. Cette limite est adaptée aux objectifs scientifiques de la mission Cassini puisque le rayonnement kilométrique auroral de Saturne s'étend de quelques kHz à  $\sim 1$  MHz.

## 4. Récepteur – Mesures

Un récepteur radio est un ensemble de sous-systèmes électroniques (analogiques ou numériques) qui permet de détecter le signal capté par les antennes électriques, de le filtrer, de l'amplifier et de le mesurer.

### 4.1 *Capacité de base et capacité d'antenne*

Le circuit électrique constitué de l'antenne plongée dans le vide<sup>2</sup> connectée au récepteur peut être représenté sous la forme du schéma électrique de la Figure 3. La tension  $V_h$  aux bornes de l'antenne est induite par l'onde. La tension détectée aux bornes d'entrée du récepteur sera notée  $V'_h$ . L'impédance d'entrée de l'antenne,  $Z_a$ , est quasiment purement capacitive dans le cas d'un dipôle. Elle s'exprime en fonction des paramètres physiques de l'antenne [20] :

$$C_a = \varepsilon\pi h / (\ln(2h/d) - 1) \quad (2)$$

où  $h$  est la longueur de l'antenne,  $d$  son diamètre et  $\varepsilon$  la permittivité diélectrique du milieu. L'antenne courte possède aussi un terme résistif  $R_a$ , mais il est négligeable devant le terme capacitif aux fréquences étudiées. La capacité de base  $C_b$  caractérise l'impédance de sortie de l'antenne. Sa valeur dépend des propriétés capacitives du système de fixation et de déploiement de l'antenne, des câbles reliant l'antenne au récepteur, ainsi que du corps conducteur du

---

<sup>2</sup>Aux fréquences qui nous intéressent, les ondes électromagnétiques se propagent comme dans le vide, c'est-à-dire qu'il n'y a pas d'interaction entre l'onde et le plasma environnant.

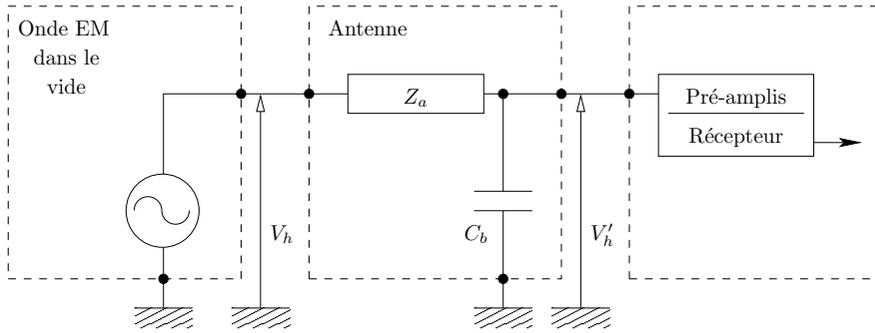


Figure 3.: Schéma électrique équivalent d'une antenne radio. L'onde électromagnétique impose une différence de potentiel  $V_h$  le long de l'antenne. L'antenne est modélisée par son impédance d'antenne  $Z_a$  et sa capacité de base  $C_b$ . Le récepteur détecte une tension  $V'_h$ . Figure tirée de [5]

satellite lui-même. Sa valeur variera donc d'un récepteur à l'autre. Elle est en général de l'ordre de  $30 - 150 \text{ pF}$  pour un monopôle (moitié moins dans le cas d'un dipôle) [28].

La tension  $V'_h$  en entrée du récepteur peut s'exprimer en fonction de  $V_h$ . Le couple antenne/capacité de base se comporte comme un diviseur de tension si le courant d'entrée dans le récepteur est quasi-nul. Ce sera toujours le cas : les récepteurs radio sont construits pour avoir une très haute impédance d'entrée. Ainsi, on aura :

$$\frac{V_h}{Z_a + Z_b} = \frac{V'_h}{Z_b} \quad (3)$$

où  $Z_a$  est l'impédance d'entrée de l'antenne et  $Z_b = 1/j\omega C_b$  est l'impédance de base. Si l'antenne est purement capacitive, l'impédance de l'antenne s'écrit  $Z_a = 1/j\omega C_a$ . La tension d'entrée du récepteur devient :

$$V'_h = V_h \frac{C_a}{C_a + C_b}. \quad (4)$$

#### 4.2 Boucle de contrôle automatique de gain

La Figure 4 présente le schéma de principe d'un récepteur radio. La chaîne d'analyse est la suivante : pré-amplification, hétérodynage (le cas échéant), filtrage, détection/amplification, numérisation. La tension  $V'_h$  est appliquée à un préamplificateur de gain  $g_{PA}$ . Lorsque la fréquence du signal radio que l'on veut analyser est supérieure à la limite haute fréquence d'échantillonnage du récepteur, on recourt à un système de détection hétérodyne. Le signal est mélangé à un signal sinusoïdal synthétique produit par un oscillateur local

programmable dont la fréquence  $f_{OL}$  est proche de la fréquence d'observation. Le spectre du signal obtenu est celui du signal original translaté de  $f_{OL}$  vers les basses fréquences. Un filtre passe-bande est appliqué afin de restreindre l'analyse à la partie utile du spectre.

L'étage suivant dans la chaîne d'analyse est la boucle de Contrôle Automatique de Gain (CAG). Le CAG permet de maintenir, en temps réel, le niveau du signal de sortie de la boucle dans la gamme de tension que peut échantillonner le numériseur. La figure 4 en donne le schéma de principe. La boucle de CAG est composée d'un amplificateur à gain variable, d'un système de détection de niveau (de type diode) et d'un comparateur. Le comparateur produit une tension  $V_{CAG}$  telle que la tension  $V'$  de sortie du détecteur est égale à la tension de référence  $U_{ref}$ . Le gain de l'amplificateur est logarithmique  $g = g_0 / (1 + e^{kV_{CAG}})$ . Ceci implique que :

$$V' = g_{PA} \frac{g_0}{1 + e^{kV_{CAG}}} g_d V_{PA} = U_{ref} \quad (5)$$

où  $V_{PA}$  est la tension d'entrée sur le pré-amplificateur. On en déduit la relation suivante :

$$V_{CAG} = \frac{1}{k} \log \left( \frac{V_{PA}}{V_0} - 1 \right) \quad (6)$$

avec  $V_0 = U_{ref} / (g_{PA} g_0 g_d)$ . La sortie de l'amplificateur produit une tension  $V_c = g_{PA} V_{PA}$  qui est appliquée à l'entrée du système de corrélation/numérisation. Le niveau de sortie du comparateur  $V_{CAG}$  est enregistré et donne le gain du récepteur à l'instant de la mesure.

### 4.3 Type de récepteur

Comme on le verra par la suite, il est utile de pouvoir mesurer les signaux détectés sur plusieurs antennes au même instant. Il existe deux types de récepteur radio permettant la mesure simultanée de plusieurs signaux : les récepteurs à corrélateur et les récepteurs à synthèse d'antenne (voir figure 5).

Pour les récepteurs à corrélateur, chaque antenne sélectionnée pour la mesure est connectée à une voie d'analyse (préamplification, filtrage, CAG). La tension de sortie de la boucle de CAG est envoyée au corrélateur (après avoir été numérisée). Il est possible alors d'effectuer deux type de mesures. Les mesures d'autocorrélation sont obtenues en appliquant la tension de sortie d'une des voies d'analyses à chaque entrée du corrélateur. Les mesures d'intercorrélations sont obtenues en appliquant les tensions de sorties de voies d'analyses différentes aux entrées du corrélateur. Les récepteurs radio de Cassini et de STEREO sont de ce type.

Pour les récepteurs à synthèse d'antenne, les signaux sont mélangés à les sorties des préamplificateurs. Ils sont additionnés (avec la possibilité de déphaser une des voies d'entrée) et appliqués à une boucle de CAG, puis une

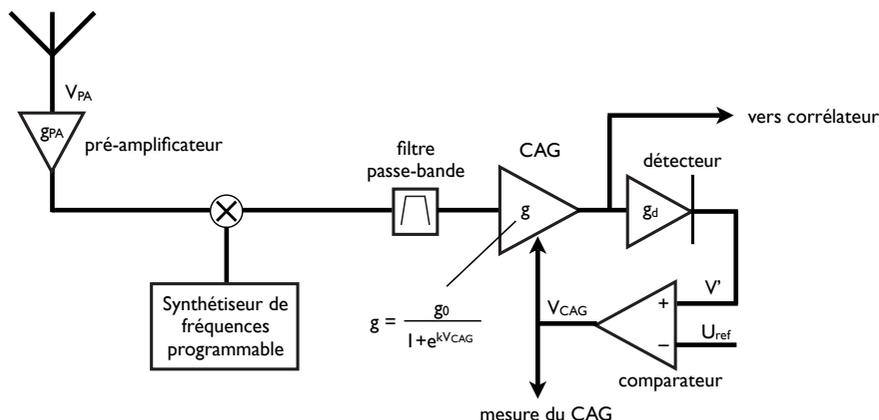


Figure 4.: Schéma d'un récepteur radio (1). L'antenne est connectée à un pré-amplificateur de gain  $g_{PA}$ . Un synthétiseur de fréquence est utilisé dans le cas d'un récepteur radio hétérodyne pour ramener la fréquence du signal dans une gamme de fréquence plus basse afin de s'adapter à la bande de fréquence d'analyse du récepteur. Un filtrage est ensuite effectué afin de réduire la bande d'analyse. Un système à Contrôle Automatique de Gain (CAG) adapte le niveau signal à la gamme de tension d'entrée du corrélateur/numériseur.

mesure d'autocorrélation est effectuée. Il est possible d'avoir plusieurs voies d'analyse en parallèle. Dans le cas du récepteur radio de Wind, il y a deux voies d'analyses en parallèle. Dans le cas de celui d'INTERBALL-2 (récepteur POLRAD [16, 34]), il y a neuf voies d'analyses en parallèle, chacune étant connectée à une combinaison différente des trois dipôles disponibles.

#### 4.4 Numérisation

La numérisation du signal est effectuée à l'aide de convertisseurs analogiques/numériques (CAN). Les contraintes spatiales imposent un débit de télémétrie faible (pour Cassini/RPWS, le débit moyen de télémétrie est de 0.9 kb/s, soit environ 110 octets par seconde). Des techniques de compression des données ont donc été développées à la fois pour coder efficacement l'information et pour compresser les données codées.

La Figure 6 représente un schéma du traitement des données numérisées à bord de Cassini. Les signaux en sortie des CAG sont numérisés sur 32 bits. Après un filtrage numérique, les corrélations sont calculées toujours sur 32 bits. Ensuite, les corrélations sont codées sur 8 bits avec 3 bits de mantisse et 5 bits d'exposant (à la manière des nombres flottants qui sont eux codés sur 32 bits au moins). La Figure 7 montre les avantages d'un codage 12 bits (récepteur STEREO/Waves) par rapport à un codage 8 bits (Cassini/RPWS). On constate que les erreurs introduites par le codage 12 bit sont un ordre de grandeur plus faible que pour le codage 8 bit. Ce qui constitue une profonde

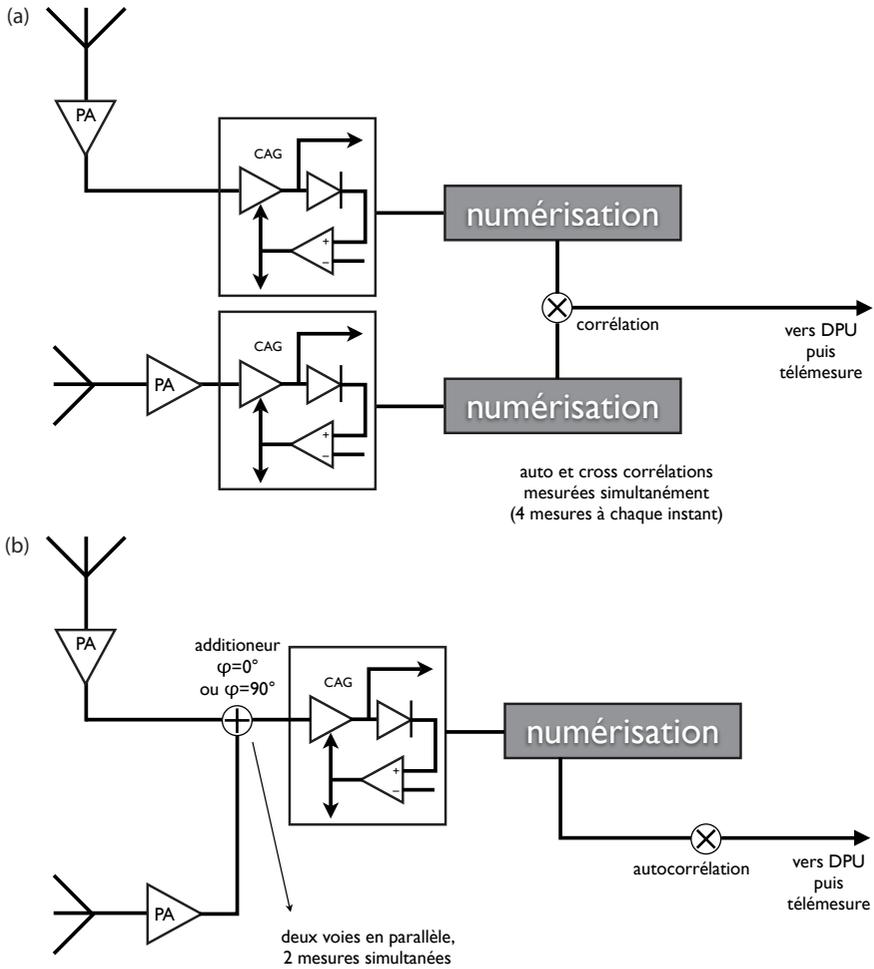


Figure 5.: Schéma d'un récepteur radio (2). Panneau (a) : récepteur radio à corrélateur. Panneau (b) : récepteur radio à synthèse d'antenne.

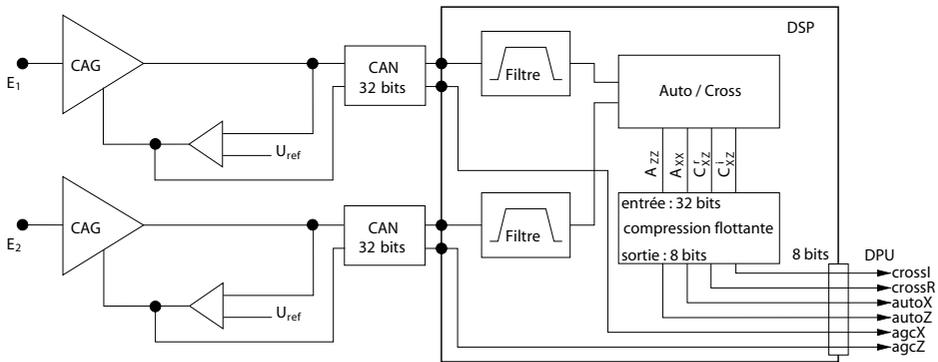


Figure 6.: Schéma du récepteur Cassini/RPWS/HFR, incluant la partie numérique (DSP, Digital Signal Processing). Figure adaptée de [5].

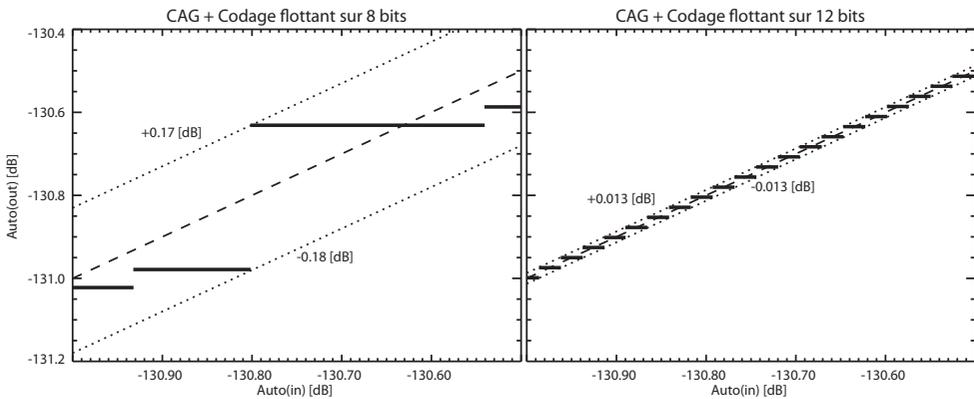


Figure 7.: Comparaison de l'efficacité des codages 8 bits et 12 bits sur des données simulées : en abscisse, la puissance simulée appliquée en entrée de l'algorithme de test ; en ordonnée, la puissance restituée après codage et décodage.

amélioration puisque le bruit de numérisation (codage sur 8 bit) est la principale source de bruit pour le récepteur radio de Cassini [6]. Les valeurs des CAG quant à elles sont codées linéairement sur  $2^n$  niveaux ( $n = 8$  pour Wind et Cassini,  $n = 12$  pour STEREO).

Des algorithmes de compressions de données sans perte peuvent aussi être mis en place afin d'optimiser le débit de télémesure.

#### 4.5 Mesures

Un récepteur radio mesure une densité spectrale de puissance  $P$  exprimée en  $V^2/\text{Hz}$  : ce sont des densités spectrales d'autocorrélations (ou intercorrélations) des tensions mesurées aux bornes des antennes. On peut exprimer les mesures en densité de flux reçue  $S$  (mesurée en  $\text{W}/\text{m}^2/\text{Hz}$ ), mais pour cela il faut étalonner le gain du système d'antenne (voir section 4.6). Ces deux grandeurs sont reliées par la relation :

$$S = \frac{P}{Z_0 K} \quad (7)$$

où  $Z_0$  est l'impédance du vide et  $K$ , un facteur d'étalonnage décrit dans la section 4.6.

La sensibilité des observations est évaluée en  $V/\text{Hz}^{1/2}$ , elle caractérise le bruit du récepteur. Elle est définie par la racine carrée de la densité spectrale de puissance  $P_{min}$  mesurée lorsque les antennes ne sont pas connectées. Actuellement, les meilleurs récepteurs (fabriqués par le LESIA) ont une sensibilité de  $\sim 5$  à  $10$  nV/Hz $^{1/2}$ . Avec des antennes de  $\sim 20$  m, cela donne une densité de flux minimum de quelques  $10^{-22}$  W/m $^2$ /Hz. Ce seuil de détection est le seuil effectif pour des fréquences inférieures à  $\sim 1$  MHz. Au delà de cette fréquence, le bruit de fond galactique domine de bruit du récepteur [41].

Nous avons présenté les mesures de puissances du signal capté par les antennes du récepteur. Il est aussi possible d'effectuer des mesures de forme d'onde. On enregistre alors à haute cadence la tension détectée aux bornes des antennes, sur de courtes durées. Par exemple, le récepteur forme d'onde de STEREO (STEREO/Waves/TDS [3]) peut enregistrer la tension aux bornes des antennes à une cadence de 256000 échantillons par secondes pendant  $\sim 10$  s. Le fonctionnement de ce type de récepteur ne sera pas décrit ici.

Les différentes sources de bruits qui définissent le niveau minimum de détection des ondes électromagnétiques qui se propagent dans l'environnement des antennes du satellite sont récapitulées sur la Figure 8. Des basses aux hautes fréquences, on recense : les photo-électrons, le bruit quasi-thermique [31, 32], le bruit du récepteur et le bruit galactique. Les parasites de bords sont aussi une source de bruit importante. En particulier, les convertisseurs d'alimentations sont souvent la cause de nombreuses raies parasites.

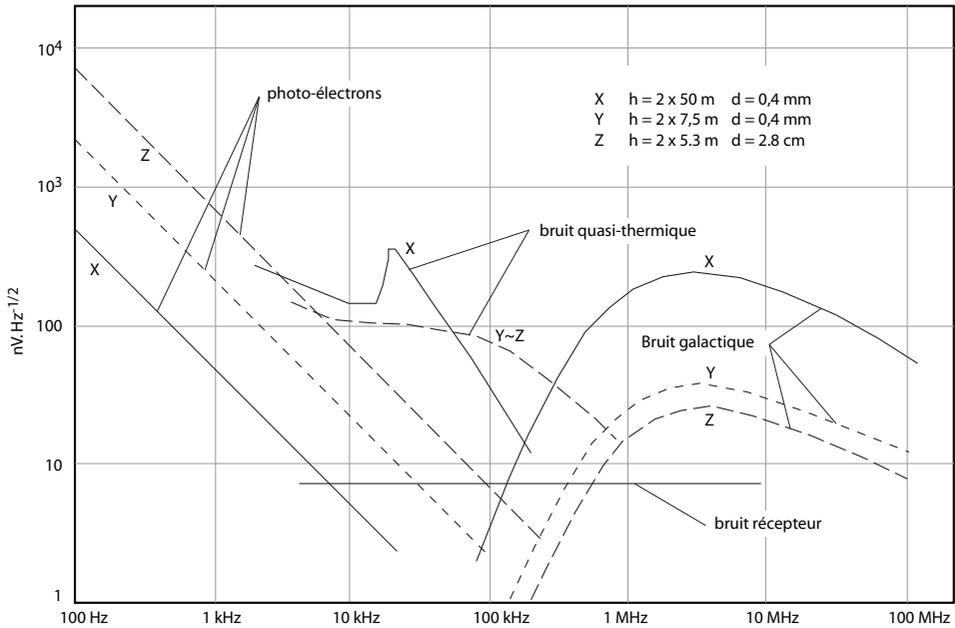


Figure 8.: Sources et niveaux des bruits sur un récepteur radio embarqué. Les raies parasites dues aux autres instruments n'ont pas été représentées. Les niveaux de chacun des bruits sont donnés pour différentes caractéristiques d'antennes ( $h$  est la longueur de l'antenne,  $d$  son diamètre). Les antennes de type X correspondent à celles de Wind, par exemple

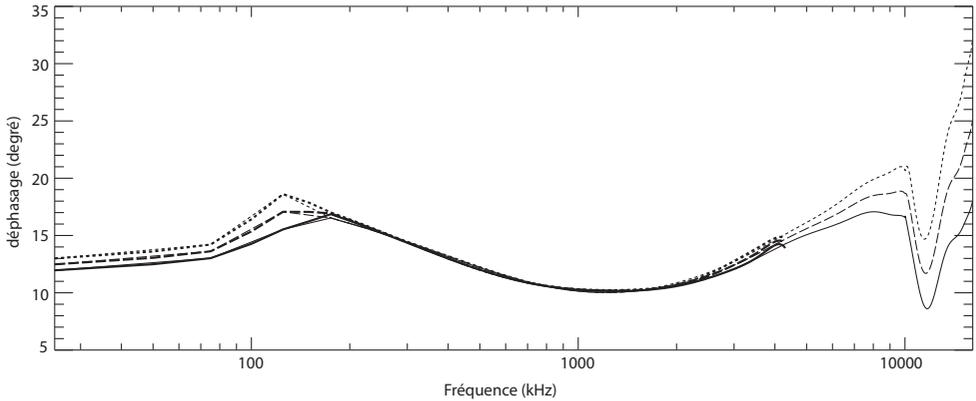


Figure 9.: Différence de phase introduite par le récepteur (préamplificateur + hétérodynage + CAG) pour la partie haute fréquence du récepteur Cassini/RPWS/HFR. Les trois configurations d’antennes possible sur cette voie d’analyse ont été étalonnées (trait plein : antenne  $+X$  ; trait pointillé court : antenne  $-X$  ; trait pointillé long : dipole  $\pm X$ ). En trait gras, les mesures pour le sous-récepteur HF1, en trait fin, pour HF2.

#### 4.6 Etalonnage

L’étalonnage du récepteur est une étape indispensable pour une analyse fine des données radio. Plusieurs grandeurs doivent être étalonnées.

En laboratoire, avant le lancement, les voies d’analyses sont étalonnées en gain et en phase. La Figure 9 montre les résultats de l’étalonnage en phase des voies d’analyse du récepteur Cassini/RPWS/HFR. Ces étalonnages sont conduits à l’aide d’un générateur de bruit connecté aux bornes d’entrées du récepteur. Le déphasage ainsi étalonné sera retiré des mesures d’intercorrélations afin d’obtenir le déphasage réel entre les deux voies analysées. Le gain de chaque voie est aussi étalonné en laboratoire. On doit en tenir compte pour étalonner les mesures d’auto- et d’intercorrélations.

En vol, on étalonne le système d’antenne. La technique d’étalonnage utilisée pour les antennes électriques de Cassini/RPWS est décrite dans [41]. Cet étalonnage permet d’obtenir le coefficient  $K$  mentionné dans l’équation (7). Ce coefficient dépend de la longueur effective de l’antenne, et des capacités d’antenne et de base (voir section 4.1) :

$$K = \left( \frac{LC_a}{C_a + C_b} \right)^2 \quad (8)$$

La source étalon utilisée pour obtenir  $K$  est le bruit de fond galactique [4, 10, 29]. L’obtention de  $K$  permet de finaliser l’étalonnage absolu du récepteur en ce qui concerne la mesure des densités spectrales de flux interceptées par

les antennes. Pour Cassini/RPWS, le rapport  $K$  vaut  $3.06^2$  pour le dipôle et  $1.68^2$  pour les monopôles. On en tire les paramètres  $L \sim 8$  m, et  $C_b \sim 150$  pF en supposant  $C_a = 100$  pF.

## 5. Goniopolarimétrie

Comme on l'a vu précédemment, le diagramme de réception d'une antenne dipolaire est peu directif. Il est caractérisé par un nœud dans la direction de l'antenne et son angle solide de réception à  $-3$  dB vaut  $8\pi/3$  sr, soit les  $2/3$  des directions de l'espace. Les techniques goniopolarimétriques (aussi connues sous le nom de «Direction Finding») permettent de lever cette contrainte en utilisant des mesures simultanées sur plusieurs antennes de directions différentes. Le gain en résolution angulaire est substantiel : on passe de  $\sim 100^\circ$  à  $\sim 1^\circ$ , soit deux ordres de grandeurs de gain en résolution (équivalent au gain de résolution atteint avec les technique de haute résolution angulaire en optique). Le terme «goniopolarimétrie» (ou GP) est plus précis que la dénomination anglophone. En effet, les techniques goniopolarimétriques permettent de mesurer à la fois la direction d'arrivée des ondes, leur flux et leur polarisation. Avec les directions d'arrivée obtenues, on peut construire des cartes d'intensité. On a donc l'équivalent d'un système de spectro-imagerie polarimétrique (on construit des images en connaissant la polarisation sur différentes bandes de fréquences), à la différence que l'on a l'information de direction, de flux et de polarisation a priori (c'est-à-dire avant la construction des images). Cette subtile différence permet d'efficacement sélectionner les données a priori.

Dans cette section, on décrira les capacités goniopolarimétriques d'un récepteur radio à corrélateur placé sur un satellite stabilisé trois axes. Ce récepteur est muni de deux voies d'analyse, sur lesquels peuvent être connectée deux parmi trois antennes. On décrira plus particulièrement le cas du récepteur Cassini/RPWS/HFR. Cette description serait similaire si on étudiait le récepteur STEREO/Waves. Ce type d'inversion goniopolarimétrique est appelée «GP instantanée» car on utilise chaque mesure instantanée pour effectuer une inversion indépendante. En revanche, il faut savoir qu'il existe deux autres classes de systèmes goniopolarimétriques, placés sur des satellites tournants : les récepteurs radio à corrélateur (comme ISEE-3), et les récepteurs radio à synthèse d'antennes (comme Wind, Ulysses, INTERBALL-2). Ces deux classes d'inversion sont nommées «GP par démodulation», car on utilise la modulation du signal par la rotation du satellite effectuer l'inversion.

### 5.1 Principe et Paramètres

Comme on l'a vu dans la section 4.3, les mesures issues de récepteurs radio à corrélateur sont des autocorrélations ou des intercorrélations des tensions mesurées aux bornes des antennes du récepteur. Dans le régime quasi-linéaire d'une antenne dipolaire linéaire, la tension induite par une onde électromagnétique sur cette antenne vaut  $V(t) = \vec{h} \cdot \vec{E}(t)$ , où  $\vec{h}$  est le vecteur d'antenne

et  $\vec{E}(t)$  le champ électrique instantané de l'onde. Si on nomme  $h_i$  et  $h_j$ , les antennes connectées à chacune des deux voies du récepteur, on peut alors exprimer les mesures de la manière suivante :

$$P_{ij} = \langle (\vec{h}_i \cdot \vec{E})(\vec{h}_j \cdot \vec{E})^* \rangle = \langle V_i V_j^* \rangle \quad (9)$$

où  $\langle \dots \rangle$  est une moyenne temporelle sur une durée grande devant la période de l'onde. Une mesure instantanée est composée de quatre mesures indépendantes de ce type : deux autocorrélations ( $P_{ii}$  et  $P_{jj}$ ) et les parties réelles et imaginaires de l'intercorrélacion ( $\text{Re}(P_{ij})$  et  $\text{Im}(P_{ij})$ ).

Les inconnues du système goniopolarimétrique sont les paramètres qui caractérisent une onde électromagnétique :  $S$ , le flux de Poynting de l'onde ( $S = E^2/Z_0$ ) ;  $Q$  et  $U$ , les taux de polarisation linéaire ;  $V$ , le taux de polarisation circulaire ;  $\theta$  et  $\phi$ , la colatitudo et l'azimut de la direction du vecteur d'onde ;  $\sigma$ , la taille de la source dans la cas où la source n'est pas ponctuelle (ou bien, ce qui est équivalent, qu'elle n'est pas à l'infini). Une source ponctuelle correspond à une onde plane électromagnétique. Les paramètres  $S$ ,  $Q$ ,  $U$  et  $V$  sont appelés les paramètres de Stokes [21]. Les paramètres des antennes sont au nombre de trois par antenne :  $h_i$ , sa longueur effective,  $\theta_i$  et  $\phi_i$ , la colatitudo et l'azimut de sa direction effective.

Ainsi, pour effectuer une inversion goniopolarimétrique, il faut retrouver les paramètres de l'onde, soit six inconnues dans le cas d'une source ponctuelle. En supposant que l'on connaît les paramètres effectifs des antennes, il faut alors au moins six mesures pour inverser le système. Or une mesure instantanée ne fournit que quatre mesures indépendantes. L'idée est alors d'effectuer deux mesures quasi-instantanées en changeant la configuration d'antenne aux bornes du récepteur entre les deux mesures. Ces deux mesures sont effectuées successivement avec les mêmes bande et temps d'intégration. Entre les deux mesures successive, une des deux antennes reste inchangée. On pourra ainsi tester si les paramètres de l'onde observée ont changé entre les deux mesures successive en comparant l'autocorrélacion mesurée sur cette antenne commune. On a donc huit mesures dont une mesurée deux fois. Cela fait sept mesures indépendantes, ce qui est suffisant pour inverser le système.

Il est aussi possible d'effectuer plus de deux mesures successive quasi-instantanées. Le récepteur radio Cassini/RPWS/HFR ne peut en faire que deux, alors que le récepteur STERO/Waves peut en faire trois d'affilée. Dans ce cas, on a neuf mesures indépendantes (douze mesures au total dont trois mesurées deux fois).

## 5.2 Expression des mesures

L'expression des mesures a été décrite dans plusieurs études [24, 23, 6]. Nous reprendrons ici le formalisme développé par [23] et [6]. On fait l'hypothèse d'une source unique et ponctuelle. On fait aussi l'hypothèse que l'on a des antennes courtes dipolaires. Les mesures s'expriment alors de la manière

suivante :

$$P_{ij} = \frac{Z_0 G h_i h_j S}{2} \left[ (1 + Q) A_i A_j + (U - iV) A_i B_j + (U + iV) A_j B_i + (1 - Q) B_i B_j \right] \quad (10)$$

où  $G$  est un facteur de gain qui dépend des capacités de base et d'antenne des deux antennes connectées pour la mesure, et avec

$$A_i = -\sin \theta_i \cos \theta \cos(\phi - \phi_i) + \cos \theta_i \cos \theta \quad (11)$$

$$B_i = -\sin \theta_i \sin(\phi - \phi_i) \quad (12)$$

Plusieurs remarques peuvent être formulées :

1. La mesure sur flux de l'onde  $S$  ne peut être dissociée des longueurs d'antennes effectives qui doivent être étalonnées par ailleurs (voir section 4.6).
2. Lorsque les facteurs  $A_i$ ,  $A_j$ ,  $B_i$  et  $B_j$  sont connus (c'est-à-dire, si on connaît la position de la source et les directions effectives des antennes), le système d'équation devient un système algébrique en  $S$ ,  $SQ$ ,  $SU$  et  $SV$ .
3. Si on pose  $\theta' = \pi - \theta$ ,  $\phi' = \pi + \phi$ ,  $Q' = Q$ ,  $U' = -U$  et  $V' = -V$ , on obtient des mesures strictement identiques. On ne peut donc pas dissocier la mesure de la polarisation de celle de la direction d'arrivée de l'onde.

### 5.3 Etalonnage des antennes

Les mesures décrites dans la section précédente ne peuvent être inversées que si l'on connaît les paramètres effectifs des antennes électriques. Dans le cas de dipôles réels, les paramètres effectifs sont très proches des paramètres physiques (voir Figure 10). En revanche, dans le cas de monopôles, les paramètres du dipôle électrique effectif peut être très différent des paramètres physique du monopole. Il est donc nécessaire d'étalonner les directions et les longueurs effectives des antennes. Plusieurs méthodes peuvent être employées à cet effet :

- *Simulations électromagnétiques* [12, 33] : Le corps du satellite et les antennes électriques sont modélisés numériquement par une grille conductrice. La Figure 10 montre une grille qui permet de simuler le cas du satellite STEREO.
- *Mesures rhéométriques* [37, 26] : Un modèle réduit du satellite est placé dans une cuve remplie d'un électrolyte. On mesure la réponse du satellite en appliquant une tension lentement variable dans la cuve.
- *Mesures en vol* [39, 6] : On utilise une source de caractéristiques connues et on inverse les mesures goniopolarimétriques en choisissant les paramètres d'antennes comme inconnues.

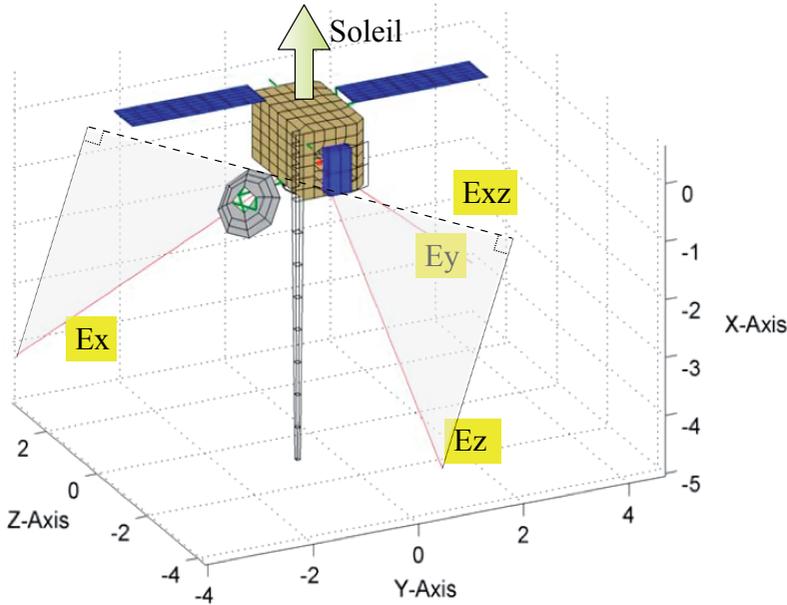


Figure 10.: Description schématique des antennes électriques de STEREO/Waves. Les trois monopoles  $E_x$ ,  $E_y$  et  $E_z$  sont indiqués. La direction du dipôle effectif  $E_{xz}$  est aussi indiqué en pointillé. Les directions effectives des trois monopoles sont différentes des directions physiques représentées sur cette figure.

Si on veut une précision de l'ordre de  $\sim 1^\circ$  sur les directions d'arrivée obtenues par goniopolarimétrie, il faut avoir la même précision sur les directions effectives des antennes. La Figure 11 montre les antennes physiques et effectives (obtenues par l'étalonnage en vol [39]) pour les antennes électriques de Cassini. La précision sur les directions est de l'ordre de  $1^\circ$  pour les résultats présentés dans cette figure. L'étalonnage des antennes décrit dans cette section ne fournit pas de longueur effective absolue (voir remarque 1 de la section 5.2), mais il permet d'obtenir les longueurs effectives relatives des différentes antennes.

#### 5.4 Méthodes d'inversions

Plusieurs méthodes ont été développées pour effectuer l'inversion goniopolarimétrique dans le cas de satellites stabilisés trois axes [24, 23, 6], ou dans le cas des satellites tournants [27, 11, 34].

Pour une mesure instantanée sur deux antennes, il faut des hypothèses sur l'onde afin de pouvoir inverser le système. Deux hypothèses sont généralement utilisées :

- *Onde polarisée purement circulairement.* On pose alors  $Q=0$  et  $U=0$ . Le système défini par l'équation (10) ne dépend plus que de  $S$ ,  $V$ ,  $\theta$

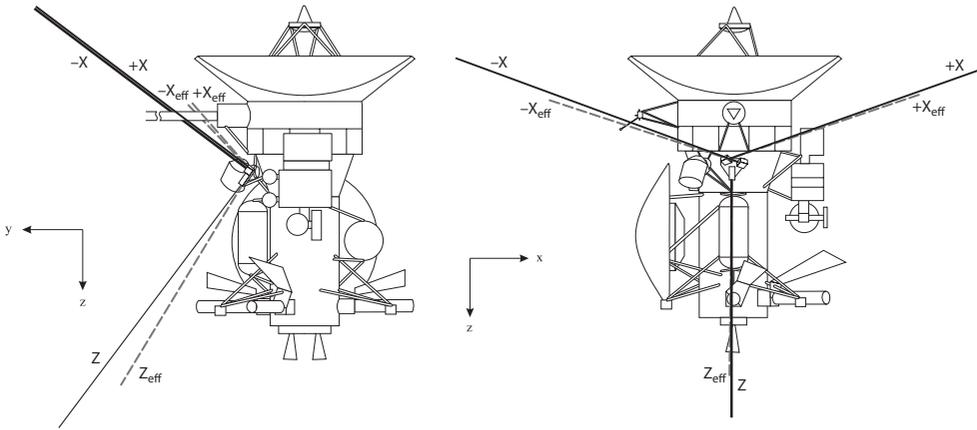


Figure 11.: Directions et longueurs physiques (en gras noir) et effectives (en pointillé gras gris) des antennes électriques de Cassini. Figure tirée de [39].

et  $\phi$ . Il est possible de l'inverser à l'aide de mesures sur deux antennes seulement. Cette inversion est appelée «inversion goniométrique». Elle est applicable lors des observations d'émissions radio planétaires qui sont généralement polarisées circulairement.

- *Position de la source connue.* On suppose que l'on connaît la direction du vecteur d'onde ( $\theta$  et  $\phi$  sont connus). Le système défini par l'équation (10) ne dépend plus que de  $S$ ,  $Q$ ,  $U$  et  $V$ . Il est possible de l'inverser à l'aide de mesures sur deux antennes seulement. Cette inversion est appelée «inversion polarimétrique». Elle est applicable lorsque la position de la source est connue à mieux que la précision sur les directions effectives des antennes.

Pour ces deux inversions (décrites par [6]), il est possible d'utiliser les mesures goniopolarimétriques faites sur plus de deux antennes. Les mesures successives sur deux antennes sont alors traitées indépendamment les unes des autres.

Lorsque l'on a des mesures trois antennes à disposition, d'autres inversions sont peut être utilisées, avec ou sans hypothèse sur l'onde incidente :

- *Inversion trois antennes sans hypothèse.* On résout alors le système de sept équations indépendantes défini par l'équation (10) pour deux mesures deux antennes successives quasi-instantanées. Cette inversion est décrite par [6]. Elle n'est possible que si le taux de polarisation circulaire  $V$  n'est pas nul (pas de polarisation purement linéaire). On obtient alors la direction d'arrivée de l'onde définie par deux angles ( $\theta$  et  $\phi$ ). On peut ensuite calculer les quatre paramètres de Stokes pour chacune des mesures deux antennes successives (ce qui revient à utiliser l'inversion polarimétrique décrite plus haut, à l'aide de la direction d'arrivée qu'on vient d'obtenir).
- *Inversion trois antennes en polarisation circulaire ou nulle.* L'inversion précédente ne fonctionne pas lorsque la polarisation circulaire  $V$  est

nulle. Une inversion où  $V$  peut être nul a été développée [6]. On doit cependant faire l'hypothèse de polarisation purement circulaire ou nulle (c'est-à-dire avec  $Q=0$  et  $U=0$ ). On résout alors le système de sept équations pour les quatre inconnues :  $S$ ,  $V$ ,  $\theta$  et  $\phi$ . Le flux  $S$  est obtenu en utilisant les deux mesures deux antennes conjointement, mais les trois autres inconnues peuvent être obtenues pour chacune des mesures deux antennes successives.

- *Inversion trois antennes complète.* Cette inversion inclue la taille angulaire de la source comme inconnue. L'utilisation d'une inversion développée pour une source ponctuelle sur des données ne satisfaisant pas cette hypothèse, introduit des biais sur les résultats goniopolarimétriques [8]. Une telle inversion n'a pas encore été développée pour un satellite stabilisé trois axes. Il faut utiliser les équations développées par [8], qui donnent l'expression des mesures  $P_{ij}$  dans le cas d'une source étendue.

Le développement d'inversion goniopolarimétriques pour des sources étendues sur une satellite stabilisé trois axes est un enjeu majeur pour l'analyse des données radio enregistrées par les sondes STEREO [3, 9].

### 5.5 Sources d'erreurs

Les différentes sources d'erreurs sont brièvement rappelés dans la liste suivante. Elles sont discutées en détail par [6] et [9].

- *Rapport signal sur bruit.* Un rapport signal sur bruit minimum de 20 à 30 dB est nécessaire pour avoir une précision de  $1^\circ$  sur la direction d'arrivée, de 10% sur les taux de polarisation et de 1 dB sur les flux.
- *Bruit de fond galactique.* Il doit être déterminé sur de longues périodes temporelles.
- *Bruit du récepteur.* Il doit être évalué avant le déploiement des antennes.
- *Parasites.* Tous les instruments installés sur la sonde peuvent être source de parasites qui polluent certaines bandes de fréquence. En général, ce sont les convertisseurs d'alimentation qui polluent le plus.
- *Bruit de numérisation.* voir section 4.4.
- *Configuration géométrique.* La direction d'arrivée ne doit pas être proche de la direction d'une antenne.
- *Indétermination des inversions.* Selon les inversions, certaines directions de l'espace ne peuvent être observées avec précision. Certaines polarisation peuvent aussi induire des résultats erronés.
- *Erreur d'étalonnage des antennes.* Les erreurs sur la direction effective des antennes se transmettent aux directions d'arrivées mesurées par GP. L'ensemble Monopole/Satellite est supposé pouvoir être représenté par un dipôle effectif, mais ce n'est pas vraiment le cas.
- *Variabilité intrinsèque de l'intensité de la source.* Lors de mesures quasi-instantanées avec changement d'antenne, l'onde doit garder les mêmes caractéristiques.
- *Sources multiples.* On mesure le potentiel de l'antenne qui résulte de la somme de tous les champs électriques présents autour du satellite.

- *Source étendue.* L'hypothèse de source ponctuelle n'est valable que si la taille angulaire de la source est inférieure à  $5^\circ$  [8].

Il est important de rappeler qu'on ne mesure que la direction du vecteur d'onde à l'endroit où se trouve le satellite. Tout effet de propagation et/ou diffusion qu'a subi l'onde entre la source et le satellite n'est pas pris en compte par les inversions goniopolarimétriques. Les effets de visibilité intrinsèques de la source radio (émission non isotrope) doivent aussi être pris en compte. Une source radio n'est visible que lorsque l'observateur se trouve dans le diagramme d'émission de la source.

Afin d'obtenir la meilleure estimation des paramètres goniopolarimétriques des ondes observées, il convient de finement sélectionner les données.

## 6. Quelques Résultats

Les résultats présentés dans cette section ont été obtenus à l'aide de mesures effectuées par différents type de récepteurs radio sur différents satellites. Les sources radios observées sont les sources radio du système solaire.

### 6.1 Sursaut solaires de type III

La triangulation radio associée à l'analyse goniopolarimétrique des données radio captées par les sondes Wind et Ulysses, a permis de reconstruire la trajectoire d'un sursaut radio de type III, dans les trois dimensions de l'espace. La trajectoire obtenue suit la spirale de Parker (voir Figure 12). Ces résultats est décrit dans deux articles [17, 36]. Ils ont été obtenus grâce aux inversions décrites par [27] et [11].

### 6.2 Emission radio aurorale terrestre (AKR)

De nombreuses sondes ont exploré les régions aurorales de la Terre. La Figure 13 présente la localisation des sources de l'AKR à partir de données enregistrées par la sonde Dynamic Explorer-1 [18]. Les données DE-1 montrent que les sources sont localisées sur des lignes de champ magnétique connectées aux régions où sont observées les aurores polaires. Afin d'obtenir la localisation des sources en trois dimensions (pas simplement la direction d'arrivée de l'onde), il est nécessaire de faire l'hypothèse que l'onde est émise à la fréquence cyclotron locale  $f_{ce}$  dans la source. C'est ce que prédit la théorie Maser Cyclotron. Cela a été aussi observé lors des observations in situ dans les régions aurorales de la Terre. L'intersection de la direction d'arrivée de l'onde et de l'iso-surface  $f=f_{ce}$  donne alors la position de la source. La sonde DE-1 était un satellite tournant. Une inversion GP par démodulation a été utilisée.

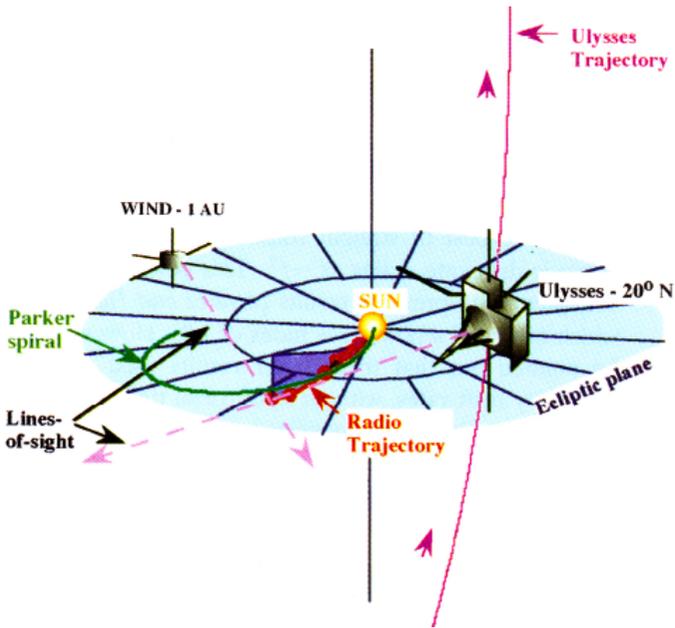


Figure 12.: Observation multi-satellite ayant permis de démontrer que les sur-sauts solaire de type III sont émis le long de la spirale de Parker. Figure extraite de [36].

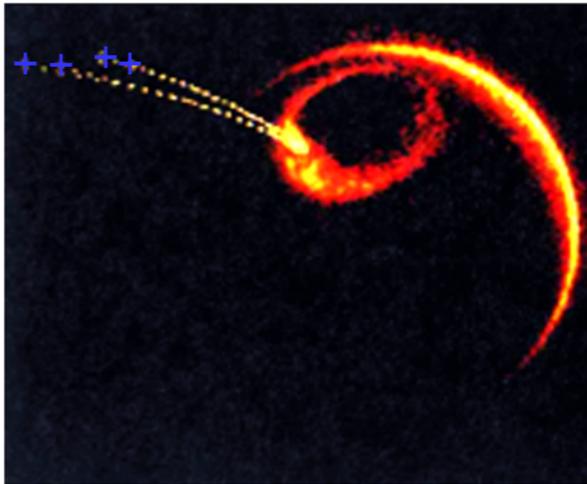


Figure 13.: Goniopolarimétrie de l'AKR. Localisation des sources radio avec DE-1 (Figure adaptée de [18]). Les pointillés jaunes sont les lignes de champ magnétiques qui passent par les sources d'émissions radio obtenues par goniopolarimétrie (croix bleues). On constate que les lignes de champ actives sont connectées aux régions où les aurores sont actives dans l'ionosphère terrestre.

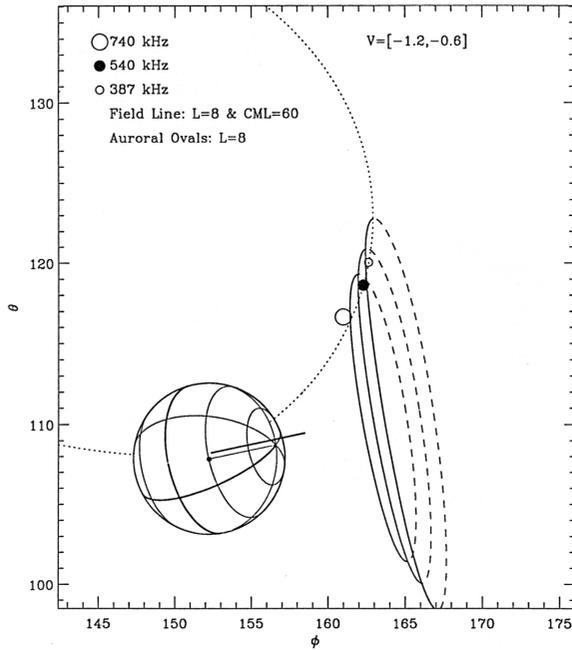


Figure 14.: Localisation des sources radio du rayonnement radio hectométrique de Jupiter par la sonde Ulysses (Figure extraite de [22]).

### 6.3 Emission hectométrique de Jupiter (HOM)

La sonde Ulysses, lors de son survol de Jupiter en 1994, a permis la localisation des sources radio du rayonnement hectométrique de Jupiter (voir Figure 14). Leur origine aurorale a été montrée ainsi que le fait que les ondes radio étaient émises à la fréquence cyclotron électronique locale [22]. Ulysses est un satellite tournant. Une inversion par démodulation a donc été utilisée.

### 6.4 Spectre radio basse fréquence de Jupiter

Lors du survol de Jupiter par Cassini, le gain du système d'antenne a été étalonné de manière absolue [41]. Le premier résultat de cet étalonnage fut la détermination du spectre radio basse fréquence des émissions radio joviennes dans la gamme du récepteur radio de Cassini. Ce spectre est présenté sur la Figure 15.

### 6.5 Emission radio aurorale de Saturne (SKR)

La Figure 16 montre la polarisation du SKR observé par la sonde Cassini, début 2004, lors de la phase d'approche de Saturne. La sonde était alors suffisamment éloignée de Saturne pour supposer que la position des sources ra-

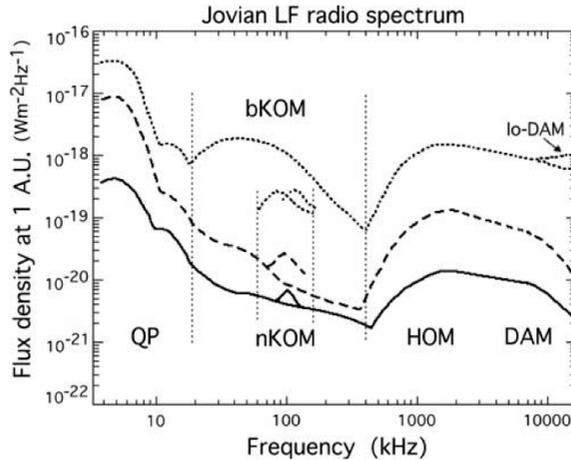


Figure 15.: *Spectre radio basse fréquence de Jupiter. Les densité de flux sont normalisées à 1 UA. Le trait plein représente un spectre typique moyenné sur une période de rotation de Jupiter. Le trait pointillé long représente le spectre moyenné sur une période de rotation des période d'intense activité radio. Le trait pointillé fin donne les valeurs maximale observées lors de ces périodes active. (Figure extraite de [41]).*

dios était confondue avec la position de la planète. Cette Figure montre que le SKR est polarisé purement circulairement. La Figure 17 représente deux cartes d'intensité du SKR vues depuis Cassini et reconstruites à partir des données de goniopolarimétrie. Ces observations montrent que les sources polarisées à gauche sont situées dans les régions aurorales sud de Saturne et les sources polarisées à droite dans les régions aurorales nord. Cela indique un processus d'émission sur le mode extraordinaire (R-X). D'autres observations, qui ne sont pas présentées ici, montrent que le SKR est émis à la fréquence cyclotron électronique locale, comme cela a été observé à la Terre. Des algorithmes de localisation en trois dimensions ont été mis en place et permettent d'obtenir, par exemple, la latitude magnétique des lignes de champs magnétiques actives en radio afin de les comparer aux observations d'aurores en ultraviolet (observations Hubble Space Telescope), comme le montre la Figure 18.

## 7. Concours

En guise de conclusion, la question suivante a été posée aux participants de l'école de Goutelas 2007 :

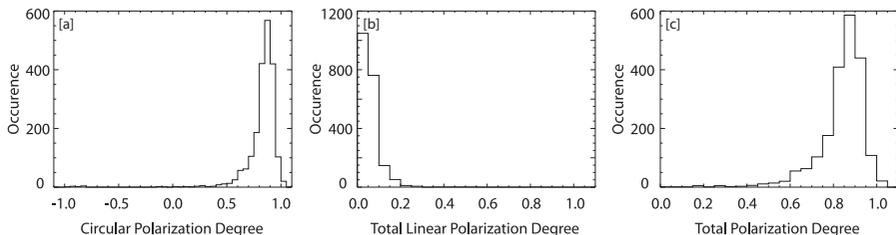


Figure 16.: *Polarisation du SKR : (a) taux de polarisation circulaire ; (b) taux de polarisation linéaire ; (c) taux de polarisation total. Les mesures ont été effectuée début 2004, alors que Cassini était suffisamment loin de Saturne pour que la position des sources radio puisse être confondue avec la position de Saturne. La bande de fréquence d'analyse est 100-300 kHz. Les critères de sélections de données décrites dans la section 5.5. [7].*

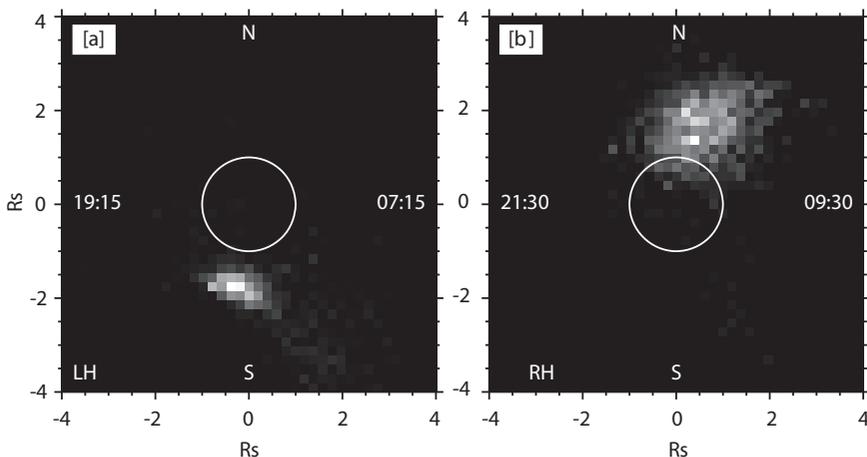


Figure 17.: *Goniopolarimétrie du SKR le 9 février 2005. Le temps local de Cassini est de 01:15 (a) et 03:30 (b). Les temps locaux des limbes est et ouest sont indiqués sur chaque panneau. Le panneau (a) montre des émissions polarisée à gauche (LH), le panneau (b), des émissions polarisée à droite (RH). On observe que les émissions LH viennent de l'hémisphère sud, et les émissions RH de l'hémisphère nord. Figure tirée de [7].*

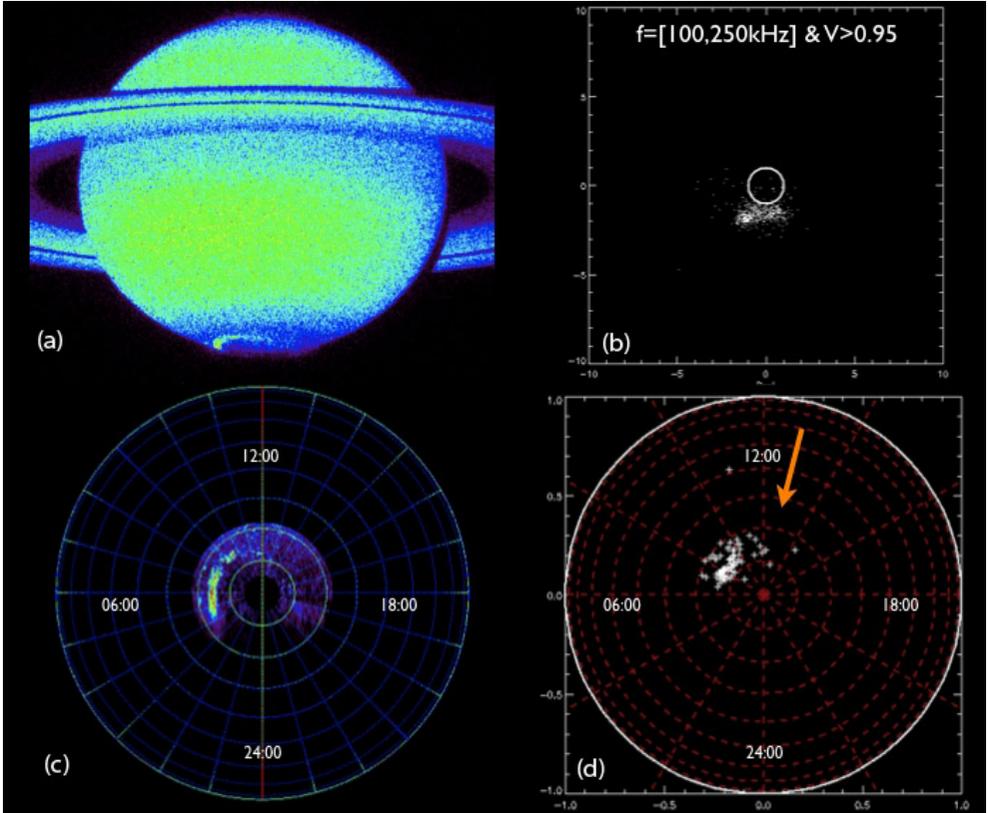


Figure 18.: *Comparaison UV-Radio, le 25 septembre 2006. (a) Image HST en UV de Saturne et de l'ovale auroral sud. (b) Projection polaire de (a) (communication personnelle de L. Lamy). (c) Direction d'arrivée obtenue par GP (pour la gamme 100–250 kHz et pour  $V > 0.95$ ) vues depuis Cassini. (d) Latitude magnétique des sources radio représentée sur le panneau (c). La flèche indique le temps local de Cassini au moment de la mesure. Les effets de visibilité (émissions anisotropes) font que l'on ne voit les sources radio qu'autour de 09:00 TL. Ces sources sont conjuguées avec les émissions UV du panneau (c). (données préliminaires, non publiées)*

*Dans quelle catégorie de méthode d'observation faut-il classer la goniopolarimétrie ?*

- Imagerie classique.
- Imagerie haute résolution angulaire.
- Interférométrie.
- Ailleurs... ?

Ma préférence allait bien évidemment au dernier choix, sans pour autant arriver à définir une catégorie précise qui conviendrait.

La solution proposée par Graham Woan est apparue la plus pertinente. Les techniques goniopolarimétriques s'inscriraient dans la catégorie des techniques astrométriques. En astrométrie, la position des étoiles est mesurée avec une plus grande précision que la largeur de la figure de diffraction de la pupille du télescope. Cela est possible en ayant une très bonne connaissance de cette figure de diffraction et en ayant des mesures sur plusieurs télescopes. Dans le cas de la goniopolarimétrie, la mesure sur plusieurs antennes non colinéaires permet de faire le même type d'inversion. Dans le cas où l'onde observée est non polarisée, on conçoit facilement (voir équation (10)) que l'on peut retrouver la direction d'arrivée en comparant les flux reçus sur chaque antenne. Si on connaît parfaitement le diagramme d'émission de l'antenne, on pourra retrouver la direction d'arrivée de l'onde. La précision sur la direction d'arrivée dépendra alors de la précision sur le diagramme d'émission de l'antenne. Lorsque l'onde est polarisée, on applique les techniques goniopolarimétriques, qui permettent de lever les ambiguïtés induites par la polarisation.

## Références

- [1] S. D. Bale, R. Ullrich, K. Goetz, B. Cecconi, W. Macher, R. M. Manning et M. Pulupa. The electric antennas for the STEREO/Waves experiment. *Space Sci. Rev.*, 136:529–547, 2008.
- [2] J.-L. Bougeret, M. L. Kaiser, P. J. Kellogg, R. Manning, K. Goetz, S. J. Monson, N. Monge, L. Friel, C. A. Meetre, C. Perche, L. Sitruk et S. Hoang. WAVES : The radio and plasma wave investigation on the WIND spacecraft. *Space Sci. Rev.*, 17:231–263, 1995.
- [3] J.-L. Bougeret, K. Goetz, M. L. Kaiser, S. D. Bale, R. Manning, M. Maksimovic, N. Monge, P.-L. Astier, C. Briand, X. Bonnin, B. Cecconi, S. Davy, M. Dekkali, S. Hoang, A. Lecacheux, N. Q.-N., I. Zouganelis, P. J. Kellogg, C. A. Cattell, S. J. Monson, J. Silvis, M. R. Reiner, C. A. Meetre, R. J. MacDowall, J. Fainberg, S. Krucker, U. R., M. Pulupa, I. H. Cairns, P. A. Robinson, H. O. Rucker, T. H. Oswald, R. E. Ergun, X. Moussas et O. Santolík. S/Waves : The radio and Plasma Wave Investigation on the STEREO Mission. *Space Sci. Rev.*, 136:487–528, 2008.
- [4] H. V. Cane. Spectra of the non-thermal radio radiation from the galactic polar regions. *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 189:465–478, 1979.

- [5] B. Cecconi. *Étude Goniopolarimétrique des émissions radio de Jupiter et Saturne à l'aide du récepteur radio de la sonde Cassini*. Thèse de Doctorat, Observatoire de Paris–Université Paris 7, Meudon, France, 2004.
- [6] B. Cecconi et P. Zarka. Direction finding and antenna calibration through analytical inversion of radio measurements performed using a system of 2 or 3 electric dipole antennas. *Radio Sci.*, 40:RS3003, 2005.
- [7] B. Cecconi, P. Zarka et W. S. Kurth. SKR polarization and source localization with the Cassini/RPWS/HFR instrument : First results. In Rucker, H. O., Kurth, W. S., and Mann, G., editors, *Planetary Radio Emissions VI*, 37–49. Austrian Acad. Sci. Press, Graz, Austria, 2006.
- [8] B. Cecconi. Influence of an extended source on Goniopolarimetry (or Direction Finding) with Cassini and STEREO radio receivers. *Radio Sci.*, 42:RS2003, 2007.
- [9] B. Cecconi, X. Bonnin, S. Hoang, M. Maksimovic, S. D. Bale, J.-L. Bougeret, K. Goetz, A. Lecacheux, M. J. Reiner, H. O. Rucker et P. Zarka. STEREO/Waves Goniopolarimetry. *Space Sci. Rev.*, 136:549–563, 2008.
- [10] G. A. Dulk, W. C. Erickson, R. Manning et J.-L. Bougeret. Calibration of low-frequency radio telescopes using the galactic background radiation. *Astrophys. J.*, 365:294–300, 2001.
- [11] J. Fainberg, S. Hoang et R. Manning. Measurements of Distributed Polarized Radio Sources from Spinning Spacecraft - Effect of a Tilted Axial Antenna - ISEE-3 Application and Results. *Astron. Astrophys.*, 153:145–150, 1985.
- [12] G. Fischer, W. Macher, H. O. Rucker, H.-P. Ladreiter, D. F. Vogl et the Cassini/RPWS team. Wire-grid modelling of Cassini spacecraft for the determination of effective length vectors of the RPWS antennas. In Rucker, H. O., Kaiser, M. L., and Leblanc, Y., editors, *Planetary Radio Emissions V*, 347–356. Austrian Academy of Sciences Press, Vienna, 2001.
- [13] D. A. Gurnett, W. S. Kurth, R. R. Shaw, A. Roux, R. Gendrin, C. F. Kennel, F. L. Scarf et S. D. Shawhan. The Galileo plasma wave investigation. *Space Sci. Rev.*, 60:341–355, 1992.
- [14] D. A. Gurnett, W. S. Kurth, D. L. Kirchner, G. B. Hospodarsky, T. F. Averkamp, P. Zarka, A. Lecacheux, R. Manning, A. Roux, P. Canu, N. Cornilleau-Werhlin, P. Galopeau, A. Meyer, R. Boström, G. Gustafsson, J.-E. Wahlund, L. Aahlen, H. O. Rucker, H.-P. Ladreiter, W. Macher, L. J. C. Woolliscroft, H. Alleyne, M. L. Kaiser, M. D. Desch, W. M. Farrell, C. C. Harvey, P. Louarn, P. J. Kellogg, K. Goeth et A. Pedersen. The Cassini radio and Plasma wave science investigation. *Space Sci. Rev.*, 114(1–4):395–463, 2004.
- [15] G. Gustafsson, R. Boström, B. Holback, G. Holmgren, A. Lundgren, K. Stasiewicz, L. Åhlen, F. S. Mozer, D. Pankow, P. Harvey, P. Berg, R. Ulrich, A. Pedersen, R. Schmidt, A. Butler, A. W. C. Fransen, D. Klinge, M. Thomson, C.-G. Fälthammar, P.-A. Lindqvist, S. Christenson, J. Holtet, B. Lybekk, T. A. Sten, P. Tanskanen, K. Lappalainen et J. Wygant. The electric

- field and wave experiment for the Cluster mission. *Space Sci. Rev.*, 79(1–2):137–156, 1997
- [16] J. Hanasz, Z. Krawczyk, M. M. Mogilevsky, R. Schreiber, H. de Feraudy, K. Dudzinski, T. V. Romantsova, W. Nowakiewicz, A. Kraynyuk, M. Barylko, A. Buczkowska, J. Juchniewicz, V. N. Nazarov et N. Mikhalev. Observation of Auroral Kilometric Radiation on the INTEBALL-2 Satellite : The POLRAD Experiment. *Cosmic Research*, 36:575, 1998.
- [17] S. Hoang, M. Maksimovic, J.-L. Bougeret, M. J. Reiner and M. L. Kaiser. Wind-Ulysses source location of radio emissions associated with the January 1997 Coronal Mass Ejection. *Geophys. Res. Lett.*, 25(14):2497–2500, 1998.
- [18] R. L. Huff, W. Calvert, J. D. Craven, L. A. Frank et D. A. Gurnett. Mapping of auroral kilometric radiation sources to the aurora. *J. Geophys. Res.*, 93(A10):11445–11454, 1988.
- [19] H. Jasik. *Antenna Engineering Handbook*. McGraw-Hill, New-York, Toronto and London, 1961.
- [20] R. W. P. King. *The theory of linear antennas*. Harvard University Press, Cambridge, Mass., 1956.
- [21] J. D. Kraus. *Radio Astronomy*. McGraw-Hill, New York, 1966.
- [22] H. P. Ladreiter, P. Zarka et A. Lecacheux. Direction finding study of Jovian hectometric and broadband kilometric radio emissions : Evidence for their auroral origin. *Planet. Space Sci.*, 42:919–931, 1994.
- [23] H. P. Ladreiter, P. Zarka, A. Lecacheux, W. Macher, H. O. Rucker, R. Manning, D. A. Gurnett et W. S. Kurth. Analysis of electromagnetic wave direction finding performed by spaceborne antennas using singular-value decomposition techniques. *Radio Sci.*, 30:1699–1712, 1995.
- [24] A. Lecacheux. Direction Finding of a Radiosource of Unknown Polarization with Short Electric Antennas on a Spacecraft. *Astron. Astrophys.*, 70:701–706, 1978.
- [25] P. Louarn. Auroral planetary radio emissions : theoretical aspects. *Adv. Space. Res.*, 12(8):121–134, 1992.
- [26] W. Macher, T. H. Oswald, G. Fischer et H. O. Rucker. Rheometry of multi-port spaceborne antennas including mutual antenna capacitances and application to STEREO/WAVES. *Meas. Sci. Technol.*, 18:3731–3742, 2007.
- [27] R. Manning et J. Fainberg. A new method of measuring radio source parameters of a partially polarized distributed source from spacecraft observations. *Space Sci. Inst.*, 5:161–181, 1980.
- [28] R. Manning. Instrumentation For Space-Based Low Frequency Radio Astronomy. In R. G. Stone, K. W. Weiler, M. L. Goldstein, and J.-L. Bougeret, editors, *Radio Astronomy at Long Wavelengths*, volume 119 of *Geophysical Monograph*, 329–337. AGU, Washington DC, 2000.
- [29] R. Manning et G. A. Dulk. The Galactic background radiation from 0.2 to 13.8 MHz. *Astrophys. J.*, 372:663–666, 2001.

- [30] H. Matsumoto, I. Nagano, R. R. Anderson, H. Kojima, K. Hashimoto, M. Tsutsui, T. Okada, I. Kimura, Y. Omura et M. Okada. Plasma wave Observations with GEOTAIL Spacecraft. *J. Geomagnet. and Geoelectricity*, 46(1):59, 1994.
- [31] N. Meyer-Vernet. Comet Giacobini-Zinner diagnosis from radio measurements. *Adv. Space. Res.*, 5(12):37–46, 1985.
- [32] N. Meyer-Vernet et C. Perche. Tool kit for antennae and thermal noise near the plasma frequency. *J. Geophys. Res.*, 94:2405–2415, 1989.
- [33] T. Oswald, W. Macher, G. Fischer, H. O. Rucker, J.-L. Bougeret, M. L. Kaiser et K. Goetz. Numerical analysis of the STEREO/Waves antennas : First results. In Rucker, H. O., Kurth, W. S., and Mann, G., editors, *Planetary Radio Emissions VI*, 475–482. Austrian Acad. Sci. Press, Graz, Austria, 2006.
- [34] M. Panchenko. Polarimetry of auroral kilometric radiation with a triaxial nonorthogonal antenna system. *Radio Sci.*, 39:RS6010, 2004.
- [35] M. Panchenko, J. Hanasz et H. O. Rucker. Estimation of linear wave polarization of the Auroral Kilometric Radiation. *Radio Sci.*, 43(RS1006), 2008.
- [36] M. J. Reiner, J. Fainberg, M. L. Kaiser et R. G. Stone. Type III radio source located by Ulysses/Wind triangulation. *J. Geophys. Res.*, 103(A2):1923–1931, 1998.
- [37] H. O. Rucker, W. Macher, R. Manning et H. P. Ladreiter. Cassini model rheometry. *Radio Sci.*, 31:1299–1312, 1996.
- [38] R. G. Stone, J. L. Bougeret, J. Caldwell, P. Canu, Y. de Conchy, N. Cornilleau-Wehrin, M. D. Desch, J. Fainberg, K. Goetz et M. L. Goldstein. The Unified Radio and Plasma wave investigation. *Astron. Astrophys., Suppl. Ser.*, 92:291–316, 1992.
- [39] D. F. Vogl, B. Cecconi, W. Macher, P. Zarka, H. P. Ladreiter, P. Fédou, A. Lecacheux, T. A. Averkamp, G. Fischer, H. O. Rucker, D. A. Gurnett, W. S. Kurth et G. B. Hospodarsky. In-flight calibration of the Cassini-Radio and Plasma Wave Science (RPWS) antenna system for direction-finding and polarization measurements. *J. Geophys. Res.*, 109:A09S17, 2004.
- [40] C. S. Wu et L. C. Lee. A theory of the terrestrial kilometric radiation. *Astrophys. J.*, 230:621–626, 1979.
- [41] P. Zarka, B. Cecconi et W. S. Kurth. Jupiter’s low-frequency radio spectrum from Cassini/Radio and Plasma Wave Science (RPWS) absolute flux density measurements. *J. Geophys. Res.*, 109:A09S15, 2004.



## Radio astronomy from space

Graham WOAN

*Department of Physics & Astronomy, University of Glasgow, UK*

**Abstract.** At frequencies below about 30 MHz, radio astronomy becomes increasingly difficult from the Earth's surface, mainly due to a combination of poor ionospheric seeing and strong terrestrial interference. The obvious move is to space, either as free-flying spacecraft or with a telescope located somewhere on the Moon. All the major space agencies have a renewed interest in the Moon as a site for exploration and science, and low-frequency radio astronomy is probably the strongest of the astronomical objectives put forward in these programmes. Although the Sun is a strong source of interference in extra-solar system work, it is also a prime target for study in itself. A constellation of satellites (as proposed for the SIRA mission) would be able to image both the Sun and the inner heliosphere over the entire low-frequency band. Here we investigate some of the advantages and limitations of astronomy at these very low frequencies, using space- and lunar-based antennas.

**Résumé.** Aux fréquences en-dessous d'environ 30 MHz, la radio-astronomie depuis la Terre se heurte à des difficultés importantes, principalement à cause de la conjugaison d'un mauvais *seeing* ionosphérique et d'une forte interférence terrestre. Le pas logique est d'aller dans l'espace, avec un télescope soit embarqué à bord d'un satellite, soit situé quelque part sur la Lune. Toutes les grandes agences spatiales ont un intérêt renouvelé pour la Lune en tant que site pour l'exploration et pour la science. L'astronomie radio à basse fréquence est probablement l'objectif astronomique le plus fortement mis en avant dans ces programmes. Bien qu'étant une source importante d'interférences en recherche extra système solaire, le Soleil est en soi une cible d'études primordiale. Une constellation de satellites (telle que proposée pour la mission SIRA) serait capable de faire de l'imagerie à la fois du Soleil et de l'héliosphère interne sur toute la bande basse-fréquence. Dans ce travail, nous étudions quelques avantages et inconvénients de l'astronomie à ces très basses fréquences utilisant des antennes situées dans l'espace ou sur la Lune.

**Table des Matières**

<b>1. Introduction</b>	<b>321</b>
<b>2. Propagation effects</b>	<b>322</b>
<b>3. Environments compared</b>	<b>325</b>
<b>4. Radio astronomy from the Moon</b>	<b>326</b>
<b>5. ESA strawman mission</b>	<b>328</b>
<b>6. Summary</b>	<b>328</b>

## 1. Introduction

The history of low-frequency radio astronomy from space is a surprisingly long one, and includes both successful missions and relatively detailed plans for future missions in free space and on the Moon. An approximate time-line of some highlights is shown below (after Takahashi, 2003)

- 1964** Gorgolewski identifies the far side of the Moon as a good site for VLF radio interferometry (Lunar International Laboratory Panel)
- 1968** RAE-1 VLF Earth satellite (0.2-9.2 MHz)
- 1973** RAE-2 VLF Moon satellite (0.02-13.1 MHz)
- 1983** VLF radio observatory on the Moon proposed by Douglas & Smith in Lunar Bases and Space Activities of the 21 Century
- 1988** Workshop: Burns et al., A Lunar Far-Side Very Low Frequency Array (NASA)
- 1990** Workshop: Kassim & Weiler, Low Frequency Astrophysics from Space
- 1992** Design study: Astronomical Lunar Low Frequency Array (Hughes Aircraft Co.)
- 1993** Design study: Mendell et al., International Lunar Farside Observatory and Science Station (ISU)
- 1997** Design study: (ESA) Very Low Frequency Array on the Lunar Far Side [2]
- 1998** MIDEX proposal: Jones et al., Astronomical Low Frequency Array - ALFA (JPL, NRL, GSFC)
- 2003** GSFC workshop for the Solar Imaging Radio Array (SIRA)
- 2005-6** The ‘Bremen Meetings’, Towards a European Infrastructure for Lunar Observatories
- 2006** EADS SAPCE and ASTRON/LOFAR memorandum of understanding for the “Lunar Infrastructure for Exploration” programme.

Although the above indicates steady progress over the past 40 years, agency interest has been sporadic and no serious low-frequency astronomy mission has been flown since RAE-2 in 1973. However, several very successful heliospheric missions have revealed the noise environment that such a mission would encounter in great detail. Fig. 1 shows the spectrum from 0 to 14 MHz measured by the WAVES instrument on the Wind spacecraft as it progressed away from Earth. Man-made interference clearly dominates at 40 Earth radii (23 Oct 97)

and is still strongly evident at  $93 R_E$ . Not until  $157 R_E$  (12 Nov 97) is terrestrial interference comparable with the noise floor. However RAE-2, a lunar orbiter, clearly showed that the Moon was a very effective shield to signals from terrestrial signals, even down to 250 kHz, and that an instrument placed on the lunar far-side (and possibly not too far over the limb) would be largely unaware of them. In addition, such a telescope would be shielded from the Sun for at least half the lunar day, and therefore from the strong solar radio signals occurring during solar storms. Of course there is a limit to this, and at the lowest frequencies, approaching the local interplanetary plasma frequency, scattered signals will still manage to find their way into the receivers.

## 2. Propagation effects

Before we consider space as the only option for very low frequency radio astronomy it is sensible to reaffirm why a terrestrial telescope will never be able to probe the lowest frequencies. Fig. 2 shows the important propagation effects that come into play over the spectrum below  $\sim 30$  MHz. Plasma scattering is a generic problem at low frequencies, and is looked at in more detail elsewhere in these proceedings and below. Most importantly though, the Earth's ionosphere becomes highly reflective to radio waves at frequencies below about 7 MHz (the exact frequency is location and environment dependent<sup>1</sup>), and enormously troublesome at higher frequencies approaching that. Eventually we reach the local plasma frequency of the solar wind at around 25 kHz. To observe at lower frequencies still, one would need to travel to the outer solar system.

As already highlighted, interplanetary and interstellar scattering greatly limit long wavelength astronomy from space. It is therefore helpful to consider the basic processes that underpin scattering in these media.

### 2.1 Angular broadening

At frequencies well above the plasma frequency of the medium, a region of space in which the electron density deviates by  $\Delta n_e$  from the mean deviates in refractive index by

$$\Delta\eta \simeq -\frac{r_e}{2\pi}\lambda^2\Delta n_e, \quad (1)$$

where  $r_e$  is the classical radius of an electron ( $2.82 \times 10^{-15}$  m) and  $\lambda$  the wavelength of the radiation. The effects of this are described in detail elsewhere in this volume [18], and include the angular broadening of a point to a characteristic size,  $\theta_s$ , dependent on the scattering strength along the line-of-sight

---

<sup>1</sup>The Llanherne Observatory in Tasmania has, exceptionally, been able to operate down to 2 MHz.

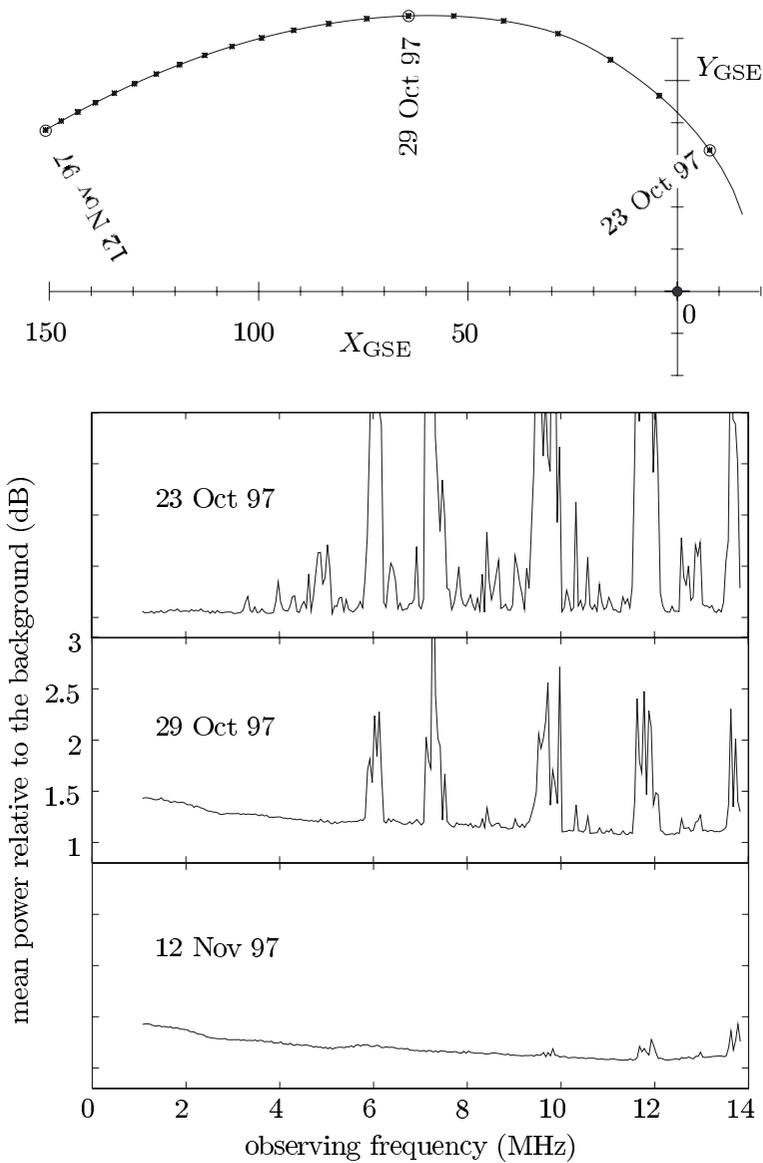


Figure 1.: Typical man-made interference received by the WAVES instrument on Wind. The orbital dimensions (top panel) are in Earth radii ( $R_E$ ), and the bottom panels show the signal strengths at 40, 93 and  $157R_E$ , averaged over 24 hours. Note the prominent short-wave broadcast bands.

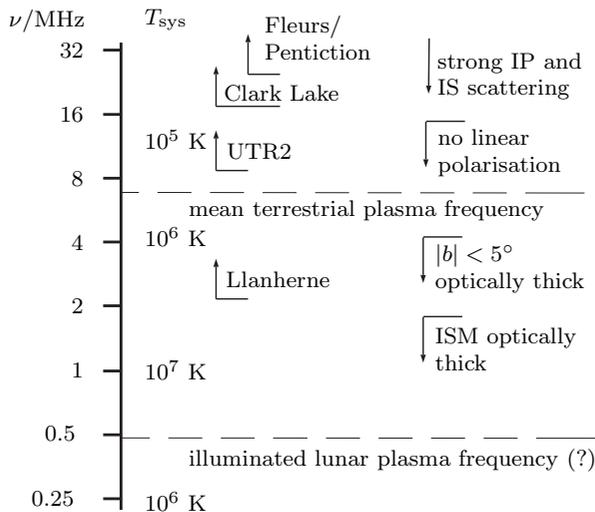


Figure 2.: *Threshold frequencies for important propagation effects, and lower-limiting observing frequencies for some ground-based low-frequency telescopes. The sky-dominated system temperature ( $T_{\text{sys}}$ ) is also shown.*

and the observing wavelength. Both the interplanetary medium (IPM) and the interstellar medium (ISM) have been observed extensively at decimetre wavelengths [3, 7, 13]. Under the strong scattering conditions that we expect below 30 MHz the scatter broadening is

$$\text{IPM} : \theta_s \sim 100/(P\nu_{\text{MHz}})^2 \quad (2)$$

$$\text{ISM} : \theta_s \sim 22/\nu_{\text{MHz}}^2 \quad (3)$$

arcmins [7, 6], where  $P$  is the ‘impact parameter’ of the line of sight to the source relative to the Sun in AU, and the ISM value is for high galactic latitudes.

We see from this that interplanetary scattering exceeds high-latitude interstellar scattering by a factor of about four. Although interplanetary scattering changes with the solar elongation (see Spangler & Armstrong, 1990 for a careful analysis), most of the material that contributes to the scattering process is within about 1 AU of the Earth and can therefore be thought of as ‘local’. The result is that interplanetary scattering does not vary greatly for elongations of more than about 90 degrees.

## 2.2 Temporal broadening

The scattered rays that increase the apparent angular size of a point source take a range of times to travel to the observer and therefore also intro-

duce temporal broadening [5, 4]. At frequencies of a few tens of megahertz [4] this is

$$\text{IPM : } \Delta\tau_b \sim 0.1 \nu_{\text{MHz}}^{-4} \quad (4)$$

$$\text{ISM : } \Delta\tau_b \sim 2 \times 10^8 \nu_{\text{MHz}}^{-4} \quad (5)$$

seconds. Interstellar propagation occurs over large distances, making the effects of interstellar temporal broadening severe (at 1 MHz temporal broadening is approximately 5 years). Clearly little, if any, temporal work can be done with extra-solar system objects, including pulsars, at frequencies below 10 MHz.

Interplanetary temporal broadening is less severe, amounting to about 0.1 s at 1 MHz and 10 s at 300 kHz, although it must be stressed again that the effects of the IPM can be highly variable.

### 2.3 Absorption

The ionised interstellar medium is optically thick (i.e., an optical depth,  $\tau$ , of 1) at a turnover frequency  $\nu_T$  of approximately

$$\nu_{T,\text{GHz}} \simeq 5.2 \times 10^{-7} T_e^{-0.64} \left( \int n_e^2 dx \right)^{0.48}, \quad (6)$$

[9] with  $x$  in parsecs along the line-of-sight. Taking the diffuse, warm, interstellar medium to have a temperature of  $T_e \simeq 10^4$  K and number density  $n_e \simeq 3 \times 10^4 \text{ m}^{-3}$  [17], the ISM becomes optically thick after a distance (in parsec) of

$$l_{\text{pc}} \simeq (34 \nu_{\text{MHz}})^{2.1}. \quad (7)$$

As a result, the whole sky appears cloudy below 1–2 MHz, even out of the plane of the Galaxy [12].

At very low frequencies this absorption process reduces the surface brightness of background galactic synchrotron emission, causing the telescope system temperature to *decrease*. RAE2 data [10] indicate antenna temperatures,  $T_A$ , as a function of observing frequency,  $\nu$ , shown in Table 1. Although clearly a limiting factor for very low frequency extragalactic studies, there is still interesting work that can be done on the structure of the warm interstellar medium by mapping free-free absorption.

## 3. Environments compared

Although it is clear that interference and ionospherics make the Earth's surface a rather poor choice for a very low frequency radio telescope, it is less

Table 1.: *Expected antenna temperatures for a low-frequency radio telescope in space. At frequencies above about 5 MHz the temperature is dominated by galactic synchrotron emission, with a turnover at lower frequencies due to free-free absorption in the interstellar medium (adapted from Novaco & Brown, 1978.)*

$T_A$ (K)	$\nu$ (MHz)
$3.3 \times 10^5$	10
$2.6 \times 10^6$	5
$2.0 \times 10^7$	1
$2.6 \times 10^7$	0.5
$5.2 \times 10^6$	0.25

clear where such a instrument should be located in space. Low Earth orbit is not very attractive either, as the interference problem persists, as demonstrated in Fig. 1. However, a distant Earth orbit, or a Earth-following solar orbit is considerably more attractive. Not only can one escape the majority of the terrestrial interference, a free-flying constellation of satellites would be able to change its shape relatively easily and perform as a more flexible interferometer that one fixed to the ground. Only one significant problem remains: the Sun is itself a very strong and highly variable radio source at these frequencies. As a distant orbiter would be unable to hide from the Sun, the dynamic range of the instrument might be severely compromised by difficulties in removing the Sun from deep images. If, however, one's intention it to image and monitor the Sun itself, such a constellation would be very attractive. This is the thinking behind the Solar Imaging Radio Array (SIRA), a NASA/GSFC proposal to put 10-16 satellites in a distant retrograde orbit (50-100  $R_E$ ) around the Earth, to observe the Sun, coronal mass ejections and the Earth's response to interplanetary transients.

SIRA should be able to carry out a good deal of extrasolar-system radio astronomy, but to get the best out of a large interferometric array one needs to hide it from the two brightest sources of low-frequency radio flux in our neighbourhood: the Earth and the Sun. Without travelling to the further reaches of the solar system the only such place is the far side of the Moon, and that location has the added advantage that it can see the Sun for about half the time.

#### 4. Radio astronomy from the Moon

The Moon has several features that make it an attractive site for a radio telescope, but it is not without its problems, and there are several important

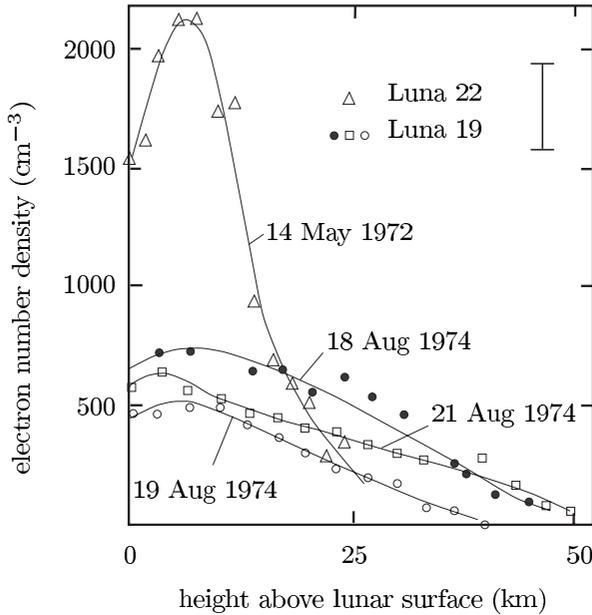


Figure 3.: *The day-side lunar ionosphere, as inferred from Luna 19 and 22 spacecraft measurements [16]. The error bar is  $\pm 200 \text{ cm}^{-3}$ .*

unknowns that need to be addressed before a large-scale instrument is deployed. For example, the Moon has an extensive exosphere containing both neutral and ionised particles. Rather little data exists on the electron component at present, but dual-frequency Luna-22 and Luna-19 observations clearly show evidence of an ionised layer, several kilometres thick, that appears on the illuminated side (see [16], and Fig. 3). These observations imply plasma frequencies as high as 0.5 MHz, though interpretation is difficult [1]. Further measurements are clearly needed here, although nighttime observations are anyway the preferred observing mode from the Moon.

The lunar surface was studied in detail during the Apollo missions, revealing a D.C. electrical conductivity of  $\sim 10^{-14} \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$ , a relative permittivity of about six, and a loss tangent ranging from 0.001 and 0.1 at very low frequencies. Although the low conductivity implies that antennas can be laid directly on the lunar surface, the low loss tangent results in a skin depth of between 1 and 100 wavelengths (i.e., up to 30 km at 1 MHz). This opens up the possibility of receiving relatively strong reflections from deep sub-surface structures, complicating the imaging process. Takahashi (2003) investigated the level of Earth-shielding that a far-side radio telescope would experience purely as a result of blocking. He found that, even at the lowest frequencies ( $\sim 30 \text{ kHz}$ ), attenuation levels greater than 80 dB were possible, although scattering from the interplanetary medium would provide another route for this

radiation. At frequencies closer to 1 MHz, similar levels of attenuation should be achievable in the shadow of Malapert mountain, close to the lunar south pole.

## 5. ESA strawman mission

In the mid-1990s, ESA carried out a feasibility study for the construction and operation of a large radio interferometer on the far side of the Moon [2]. The instrument was designed to map the entire sky in 300 h between 500 kHz and 16 MHz in 100 kHz bands, and with a minimum resolution of 0.5 degrees at 1 MHz. For solar system astronomy the specification was slightly different, concentrating on high time and frequency resolution. This study proposed an array of 300 stand-alone receiving elements (Fig. 4), connected by radio links to a central station. The elements would be spread over distances of several tens of kilometers, so the central station would have to be on raised ground to allow it to ‘see’ all the elements. The elements were to be deployed along three arms, with a spiral structure towards the centre to maintain a high filling factor (and therefore good temperature sensitivity) without electrical overlap of the dipoles at low frequencies (Fig. 5). The outer portions of the arms are straight to give the highest resolution for a minimum of arm length. The site proposed for this telescope was the Tsiolkovsky crater, a prominent, flat-bottomed, 100 km-diameter crater on the far side (20°S 129°E), with a large central mountain range. A relay satellite in an L2 halo orbit would provide communication to Earth, and data would be correlated on the Moon before transmission.

## 6. Summary

In the ten years following the ESA study the space agencies of the US, Europe, India, China and Japan have each decided the time is right to return to the Moon, and are planning ambitious missions. Radio astronomy plays a high-profile scientific role in several of these, and more up-to-date studies are underway, notably the LIFE (Lunar Infrastructure for Exploration) programme of EADS Astrium and ASTRON<sup>2</sup>. The science emphasis has shifted over this period, from studies of the interstellar medium and of relic radio galaxies, to highly redshifted ( $z \gg 10$ ) HI emission at frequencies that may prove too difficult from Earth with instruments like LOFAR. Whatever the science, there is a pressing need for data on the suitability of the Moon and its environment as a site for radio astronomy.

---

<sup>2</sup>[http://europa.ieec.fcr.es/english/formacio/cva/apunts/U.\\_Apel/CVA\\_ual.LoM.pdf](http://europa.ieec.fcr.es/english/formacio/cva/apunts/U._Apel/CVA_ual.LoM.pdf)

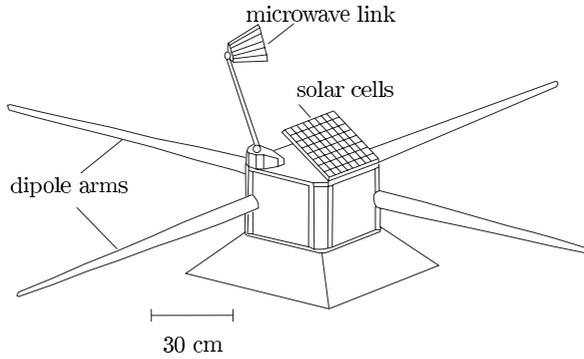


Figure 4.: *Proposed lunar element for the ESA Very Low Frequency Array [2]. 300 such elements would be deployed on the far-side of the Moon.*

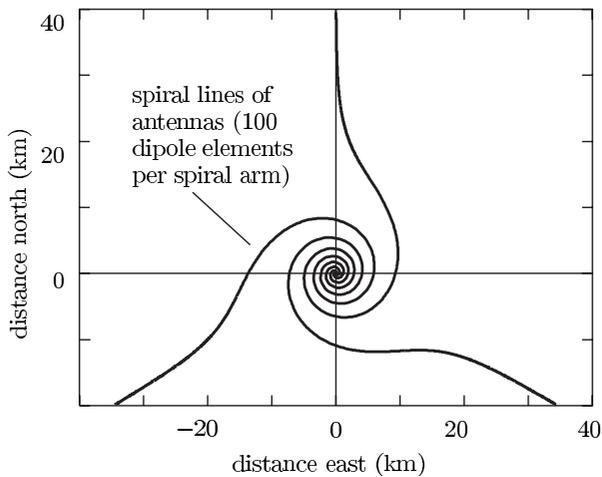


Figure 5.: *A possible configuration for a lunar far-side array [2]. The spiral design maintains a good filling factor over a broad range of frequencies.*

## References

- [1] Bauer, S.J., Limits to a Lunar Ionosphere, *Anzeiger Abt II*, 133, 17, 1996.
- [2] Bély P.Y., R.J. Laurance, S. Volonte, R.R. Ambrosini, A. Ardenne, C.H. Barrow, J.-L. Bougeret, J.-M. Marcaide and G. Woan, *Very low frequency array on the lunar far side*, ESA report SCI(97)2, European Space Agency, 1997.
- [3] Cordes, J.M., A. Pidwerbetsky, and R.V. Lovelace, Refractive and diffractive scattering in the interstellar medium, *Ap. J.*, 310, 737, 1986.
- [4] Cordes, J.M., Low frequency interstellar scattering and pulsar observations, in *Low Frequency Astrophysics from Space*, edited by N.E. Kassim, and K.W. Weiler, Springer-Verlag Lecture Notes in Physics 362, pp. 165, 1990.
- [5] Cronyn, W.M., Interstellar Scattering of Pulsar Radiation and Its Effect on the Spectrum of NP0532, *Science*, 168, 1453, 1970.
- [6] Duffett-Smith, P.J., and A.C.S. Readhead, The angular broadening of radio sources by scattering in the interstellar medium, *Mon. Not. R. Ast. Soc.*, 174, 7, 1976.
- [7] Erickson, W.C., The Radio-Wave Scattering Properties of the Solar Corona, *Ap. J.*, 139, 1290, 1964.
- [8] Ginzburg, V.L., *Theoretical Physics and Astrophysics*, Pergamon Press, 1979.
- [9] Gordon, M.A., in *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy* (Second Edition), edited by G.L. Verschuur, and K.I. Kellerman, Springer-Verlag, 1988.
- [10] Novaco, J.C., and L.W. Brown, Nonthermal galactic emission below 10 MHz, *Ap. J.*, 221, 114, 1978.
- [11] Phillips, J.A., and A. Wolszczan, Interpulse emission from pulsars at 25 MHz, *Ap. J. lett.*, 344, L69, 1989.
- [12] Reynolds, R.J., The low density ionised component of the interstellar medium and free-free absorption at high galactic latitudes, in *Low Frequency Astrophysics from Space*, edited by N.E. Kassim, and K.W. Weiler, Springer-Verlag Lecture Notes in Physics 362, pp. 121, 1990.
- [13] Rickett, B.J., Interstellar scattering and scintillation of radio waves, *Ann. Rev. Astr. Astrophys.*, 15, 147, 1977.

- [14] Spangler, S.R., and J.W. Armstrong, Low frequency angular broadening and diffuse interstellar plasma turbulence, in *Low Frequency Astrophysics from Space*, edited by N.E. Kassim, and K.W. Weiler, Springer-Verlag Lecture Notes in Physics 362, pp. 155, 1990.
- [15] Takahashi, Y.D., New astronomy from the Moon: A lunar based very low frequency radio array, MSc thesis, University of Glasgow, 2003.
- [16] Vyshlov, A.S., Preliminary results of circumlunar plasma research by the Luna 22 spacecraft, *Space Res. XVI*, Proc. of Open Meetings of Workshop Groups on Physical Sciences, pp. 945, Akademie-Verlag, 1976.
- [17] Weisberg, J.M., J. Rankin, and V. Boriakoff, H I absorption measurements of seven low-latitude pulsars, *Astron. Astrophys.*, 88, 84, 1980.
- [18] Woan, G., Radio Propagation and Scintillation, this volume, p. 151.



## **LOFAR: the LOw Frequency ARray and the french FLOW consortium**

Michel TAGGER and Philippe ZARKA

*Observatoire de Paris, APC and LESIA*

**Abstract.** We present briefly the new LOFAR radiotelescope, which is in a phase both of implementation, as a dutch instrument, and of extension to many european countries, including France. We then introduce the french FLOW scientific consortium, which supports the project of a french participation, starting with the purchase of a LOFAR station to be installed in Nançay. We conclude with future prospects.

**Résumé.** Nous présentons brièvement le nouveau radiotélescope LOFAR, qui est en phase d'implémentation, en tant qu'instrument néhéerlandais, et en phase d'extension vers de nombreux pays européens, dont la France. Nous introduirons ensuite le consortium scientifique français FLOW, qui porte le projet d'une participation française, en commençant par l'achat d'une station LOFAR qui devrait être installée à Nançay. Nous concluons sur lesprospectives futures.

### **Table des Matières**

<b>1. LOFAR</b>	<b>334</b>
<b>2. The french FLOW consortium</b>	<b>335</b>
<b>3. Extended LOFAR</b>	<b>337</b>
<b>4. LOFAR super station</b>	<b>338</b>

## 1. LOFAR

LOFAR<sup>1</sup> is a radiotelescope of new generation, precursor in many ways of the Square Kilometer Array (SKA). Its history starts from the long, slow but steady progress achieved in low-frequency radio observations, as we have seen in classes throughout this school, addressing in particular Radio Frequency Interference (RFI) and ionospheric perturbations. The opportunity of important regional and national funding in the Netherlands led to the launch of a purely dutch instrument (LOFAR), while our american colleagues pursue efforts in the same direction with the MWA and LWA.

LOFAR is designed as an array of sensors, that for radioastronomy are dipole antennae ( for the low band, 30-80 MHz, and tiles of 16 dipoles for the high band, 120-240 MHz). The sensors are very simple but in a large number  $\sim 10^4$ , and most of the complexity lies in their correlation, performed by a supercomputer (IBM Blue Gene, 27 TFlops). The antennae are grouped in stations of 96 low-band antennae and 96 high-band tiles. Each station acts as a phased array, and LOFAR works by interferometry between these stations. This gives it a huge versatility in its operating modes, since the beams are synthesized numerically. Thus LOFAR will be able to observe as many as 8 independent fields simultaneously, or to operate as an all-sky monitor for transients at various time scales. Furthermore, a transient buffer board in each of the stations, storing data for 1 to a few seconds, will give it the unique possibility of pointing *a posteriori* toward a source flagged by a trigger of internal or external origin.

The dutch LOFAR design consists in 77 stations, 45 in a virtual core and 32 more remote ( $\sim 100$  km baselines) ones, giving it an angular resolution of the order of 10 arcseconds. However, due to funding shortages, it is presently undergoing a rescoping that will in a first phase reduce the number of dutch stations. On the other hand, 2006 has marked the active beginning of an *extended LOFAR*, consisting in the implementation of stations throughout Europe. Stations are planned or considered, at various stages of funding, in Germany (up to 12 stations, the first one already operational in Effelsberg), the UK (4 stations), France, Poland, Sweden, Italy and other countries. The extension to  $\sim 100$  km baselines will make it possible to reach an arcsecond resolution, and also to further vary the operating modes, *e.g.*, separately correlating the outer stations in periods where LOFAR uses only its core for wide-field surveys.

The first LOFAR station (CS-1) was commissioned in 2007, soon followed by the first german station. Industrial rollout will proceed through 2008 and the whole LOFAR instrument, including most of the extended european stations, will be operational in 2009.

---

<sup>1</sup><http://www.lofar.org>

LOFAR will be operated in part in guest-observer mode, but its core scientific exploitation will be assured by Key Science Projects (KP's):

- *Epoch of Reionization* This KP aims at observing the 21 cm hydrogen line, emitted at a redshift  $\sim 6 - 11$  (as predicted by the latest Cosmic Microwave Background observations) when the universe, neutral since the emission of the CMB, became ionized by the first stars and Quasars.
- *Deep extragalactic surveys* This KP will observe extragalactic sources such as faint distant radiogalaxies, galaxy clusters, star-forming galaxies, and also extended galactic sources such as supernova remnants. Millions of new extragalactic sources should be observed.
- *Transients* This KP will observe all transient sources in the Universe. These may be high-energy jet sources, such as AGN or X-ray binaries, Gamma-Ray Bursts, supernovae and gravitational-wave sources, flare stars, as well as planets and exoplanets.
- *Ultra-High energy Cosmic Rays* This KP will observe the radio signal from cosmic-ray-generated atmospheric showers. From the arrival times and intensities of the radio pulse at the individual antennas of LOFAR, the direction of the primary particle can then be accurately determined in the range of  $10^{15}$  to  $10^{20}$  eV.
- *Pulsars* This KP will observe and characterize pulsars, multiplying their known number in the Galaxy by a factor  $\sim 3$ .

Two new KPs have been recently proposed by the german GLOW consortium:

- *Cosmic Magnetism* This KP will observe and trace the large-scale magnetic field of nearby galaxies.
- *Solar Physics* This KP will observe radio emission from the solar corona, at  $\sim 0.2$  to  $1 R_{\odot}$ , tracing the dynamics of Coronal Mass Ejections and the acceleration of suprathermal electrons.

## 2. The french FLOW consortium

The FLOW consortium was formed in France following a very successful kick-off meeting in 2006. It prepared a Science Case<sup>2</sup>; based upon it, propositions were made to funding agencies, for the acquisition of a LOFAR station (to be installed in Nançay) and participation to the scientific exploitation of

---

<sup>2</sup>[http://www.lesia.obspm.fr/plasma/LOFAR2006/FLOW\\_Science\\_Case.pdf](http://www.lesia.obspm.fr/plasma/LOFAR2006/FLOW_Science_Case.pdf)

the instrument. Funding has been secured from CNRS (INSU and Programme National AstroParticules) and Observatoire de Paris, and the station will be ordered by the end of 2007 for commissioning in 2009. Regional and national funding will also be available for the high-speed (3 Gb/s) connection to the central correlator in Holland, and for local support.

The FLOW science case was signed by more than 30 scientists, expressing a strong interest in the capabilities of LOFAR in their field of expertise. Few of them are experienced radioastronomers, showing the strong interest of LOFAR as a complement to other instruments in different energy ranges. The main scientific themes of interest concern

- EoR: in this field LOFAR observations of the 21 cm hydrogen line at large  $z$  will be a key complement to data from the Planck satellite, in which the french cosmology community is strongly involved. Collaborations have been defined for a joint use of the combined data.
- Galaxy clusters: the hot diffuse gas represents more hadronic mass than the galaxies in clusters. Observations in radio and X-rays both show synchrotron emission from this gas, and are necessary to lift the degeneracy between magnetic field and electron density in structures like halos and relics, which trace the history of the formation of the cluster and the constant agitation of the gas by AGN jets. The french community has a very strong expertise in the X-ray observation of galaxy clusters, in particular with the XMM-NEWTON and Chandra satellites; this will continue in the future with the french-italian satellite SIMBOL-X, whose launch is expected in 2013. SIMBOL-X will use formation-flight to permit focused X-ray observation at energies up to  $\sim 70$  keV.
- Cosmic magnetism and the physics of nearby galaxies: the magnetic field and structure of the Milky Way and nearby galaxies are of high interest to french observers and theorists, who will join the proposed Key Project addressing these questions.
- High-energy sources: Active Galactic Nuclei, X-ray binaries and Gamma-ray bursts are high-energy sources fed by accretion, and often sources of relativistic jets. Observations across the spectrum, from X-rays and gamma-rays to low-frequency radio, show the synchrotron emission of electrons accelerated in these jets and of their interaction with the surrounding medium. This is also the case for other high-energy sources, such as supernova remnants or plerions. In most of these sources, the LOFAR frequency range is expected to observe the lower end of the electron energy spectrum, informing us both on the global energetics of these objects and on the mechanisms that first extract these electrons from the ambient medium to accelerate them. Furthermore many of these sources show steep spectra, very favorable for low-frequency observations. The french community has a strong expertise, both in high-energy observations (with XMM, INTEGRAL, HESS, soon GLAST and

later SIMBOL-X) and in the necessary multi-wavelength (from X-rays to radio) identification and observation of these sources.

- Solar physics: the french community has gained a stroong experience in solar interferometric observations with the Nançay radio-heliograph. French scientists have joined the new solar KP proposed by our german colleagues.
- Planetary physics: Planetary radioastronomy has a long tradition and a broad expertise in France, based on the Nanay Decameter Array, the Nanay Radio Telescope, and collaborations implying an intensive use of the Ukrainian (world’s largest) Decameter Array UTR-2. Planetary radio observation addresses mainly radio imaging of Jupiter’s magnetosphere, including the Io torus and auroral regions, and lightning activity. Exoplanets, in particular hot Jupiters, should also be observable with LOFAR. P. Zarka is the head of the working group “Planets and exoplanets” within the Transients Key Project.

### 3. Extended LOFAR

The extension of LOFAR to other european countries is actively under way. Consortia have been formed in Germany (GLOW)<sup>3</sup> and the UK<sup>4</sup>, and funding applications have been prepared in many other counries, while support is seeked from european programs for the corresponding scientific networking activities.

On the other hand, correlation at such low frequencies over baselines extending to  $\sim 1000$  km is in itself a new challenge. First tests have been performed between the Nançay decameter array and the LOFAR Interim Test Station, observing intense radio bursts from Jupiter in near real-time VLBI mode. The work demonstrated the feasibility of phase interferometry at  $\sim 700$  km distance at  $\sim 22$  MHz ( $\sim 60000 \lambda$ ), confirming earlier studies, and proving that phase shifts and variations introduced by ionospheric propagation do not destroy phase coherency between NDA and ITS over 10’s to 100’s msec. It was the first time that VLBI-type observations were performed over a broad relative bandwidth with baseband digitization, digital filtering, and direct correlation over the 12- or 14-bit signals. These tests will soon be repeated with the LOFAR Core Station 1.

---

<sup>3</sup><http://www.mpifr-bonn.mpg.de/public/pr/white.paper.oct6.pdf>

<sup>4</sup><http://www.lofar-uk.org/>

#### 4. LOFAR super station

We are now considering possible further developments based on LOFAR. We are studying the concept of a ‘LOFAR Super Station’ (LSS) that, at a moderate cost, could contribute a significant addition to the extended LOFAR. This would consist in multiplying by a number  $n_A \sim 10$  the number of antennae attached to the back-end of a standard LOFAR station. Each group of  $n_A$  antennae, phased by analogic electronics, would be attached to one of the 96 standard input channels of the back-end, thus appearing to the LOFAR electronics as a single antenna of  $n_A$  times higher effective area. The total effective area of the station would thus be multiplied by  $n_A$ , giving it a higher weight in the standard correlation of the LOFAR stations.

Furthermore, when LOFAR does not use the extended stations (*e.g.*, when doing wide-field surveys), the resulting LSS could be used in stand-alone mode for development, training or a dedicated scientific program.

But this would also offer a number of other possibilities, which would greatly enhance the capabilities of LOFAR: when the ionosphere is perturbed, forbidding phase correlation, amplitude correlation performed off-line with the core would greatly improve the sensitivity of LOFAR to weak sources. Also, when LOFAR uses only its core, the LSS could be used in correlation with the other extended stations (including possible other LSS), providing a second independent instrument.

Given the low cost of the antennae, we estimate that the cost of converting a standard station to a LSS would be lower than that of an additional station, and necessitate only limited technical development. The concept offers a wide choice of technical possibilities, including the type of the antennae (*e.g.*, standard LOFAR high-band or low-band antennae, or other wide-band antennae, or antennae optimized for lower frequencies), and their spatial distribution. We plan to organize at the beginning of 2008 a workshop dedicated to a technical discussion and to the preparation of a specific science case. This would be the base for an application, via a different funding agency, for funding that would cover detailed development and a prototype implementation.

## Postface

Michel TAGGER et Philippe ZARKA

*Observatoire de Paris, APC and LESIA*

La publication de ces actes nous donne l'occasion de considérer ce qui s'est passé pendant ces trois ans : LOFAR est aujourd'hui une réalité. L'instrument a été inauguré aux Pays-Bas en Juin 2010, et la station de Nançay le sera en décembre. La mise en service des stations hollandaises et internationales peut être suivie sur la page web de l'institut hollandais Astron<sup>1</sup>.

Après un Appel d'Offre en Septembre 2009, les observations de commissioning ont débuté, notamment à l'occasion de 'busy weeks' organisées par les Key Science Projects. Le développement des logiciels et pipelines de traitement est un défi immense, qui détermine le rythme auquel les divers modes d'observation pourront entrer en service. Il reste beaucoup à faire, et le développement doit se poursuivre au moins jusqu'en 2013. Le premier grand programme consistera en un 'Million Shallow Sources Survey', dont le produit sera à la fois une base de données précieuse et une ressource nécessaire pour toutes les observations suivantes.

Pendant ce temps la collaboration internationale a été officiellement mise en place. Elle a formé l'ILT (International LOFAR Telescope), basé sur les consortia nationaux (LOFAR-NL, GLOW, FLOW, LOFAR-UK, LOFAR-Sweden) qui exploitera l'instrument, avec du temps d'observation garanti aux contributeurs et une part croissante de temps ouvert à la communauté scientifique internationale. La Pologne, L'Italie et l'Espagne y sont associées, en tant que pays susceptibles de rejoindre la collaboration s'ils obtiennent les financements nécessaires.

En France FLOW a obtenu des contributions de l'Observatoire de Paris, de l'INSU, du Programme National Astroparticules, et du consortium P2I. Cela a permis d'acquérir la station installée à Nançay. De plus grâce à RENATER la station de Nançay a été reliée par fibre optique au réseau européen GEANT et au superordinateur BLUEGENE de Gröningen, avec le débit nécessaire de 10 Gb/s.

Pour aller plus loin, nous avons organisé un atelier<sup>2</sup> qui a regroupé une trentaine de participants, pour avancer dans la conception d'une SuperStation

---

<sup>1</sup><http://www.astron.nl/~heald/lofarStatusMap.html>

<sup>2</sup><http://www.lesia.obspm.fr/plasma/Lofar/>

LOFAR (LSS). Nous avons obtenu le soutien de l'Agence Nationale de la Recherche pour une étude détaillée et un prototype de la LSS, travail reposant sur l'expertise technique des ingénieurs de Nançay et sur le projet scientifique du consortium FLOW. Le travail progresse au rythme prévu et permettra de présenter, fin 2011, un projet précis aux agences de financement. Les éléments techniques et scientifiques indiquent que la LSS augmentera considérablement les capacités de LOFAR, qu'elle soit utilisée comme composante du réseau LOFAR, en mode stand-alone, ou en second coeur virtuel corrélé avec les stations éloignées lorsque LOFAR n'utilisera que les stations de son coeur.

Ces succès dans nos demandes de soutien résultent essentiellement de l'enthousiasme avec lequel les scientifiques français ont rejoint l'exploitation scientifique de LOFAR, via ses Key Science Projects. Quinze scientifiques, plus leurs étudiants et post-docs, ont intégré les KSPs. Des recrutements, dont celui d'un astronome-support, ont été obtenus. Des MoU ont été signés entre les KSPs et les équipes exploitant les satellites FERMI et PLANCK. Nous y voyons la promesse d'une brillante moisson scientifique, et d'un avenir excitant en préparation de notre prochain objectif, le Square Kilometer Array.

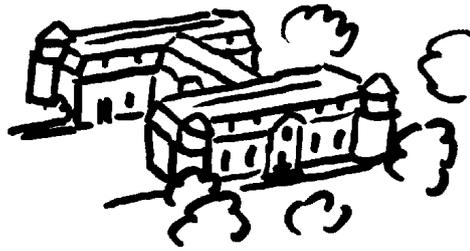


Illustration de Couverture : WICKY

Maquette de Couverture : L'Intranquille

Imprimé en France par Printot Imprimeur, 67310 Wasselone

Dépôt légal : juillet 2011