

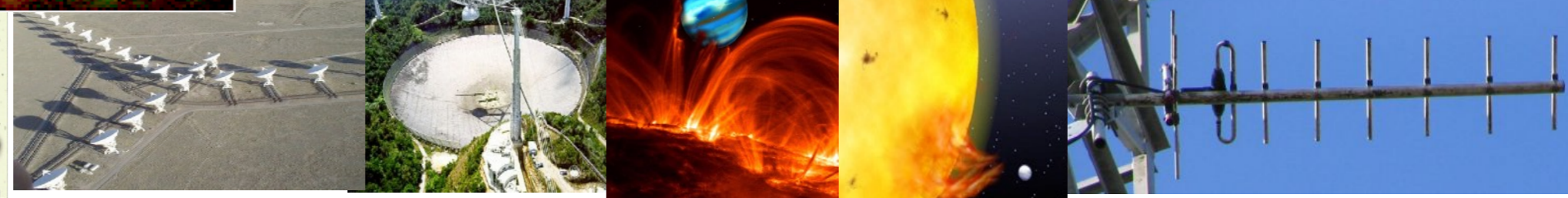
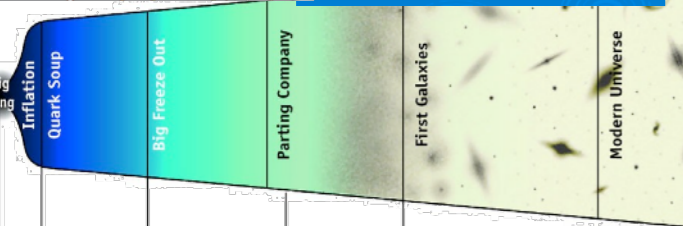
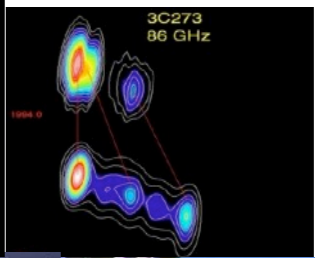
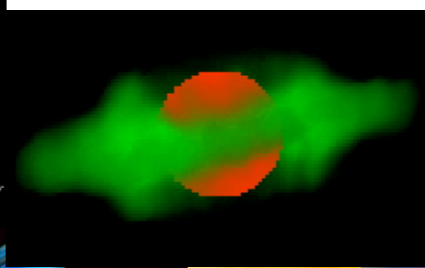
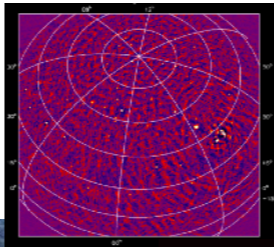
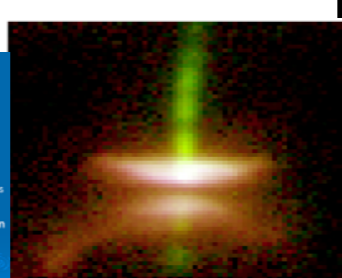
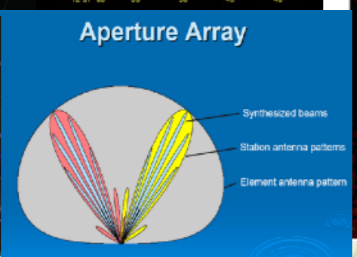
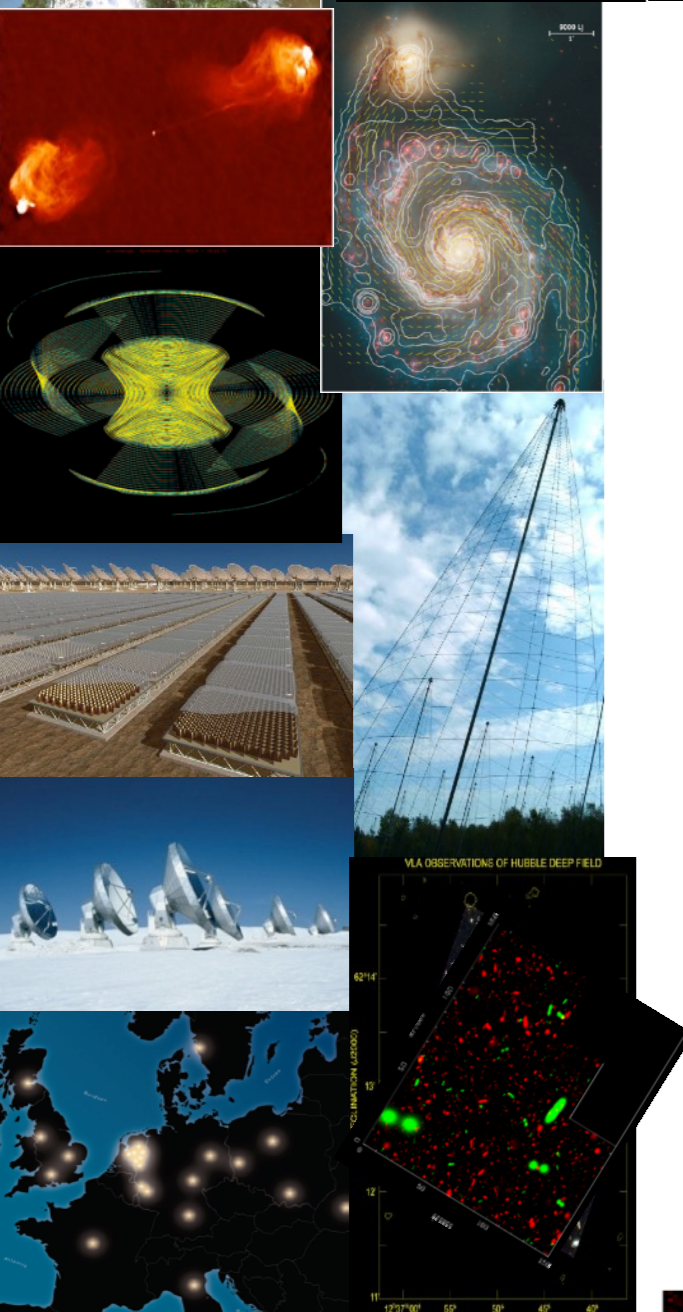
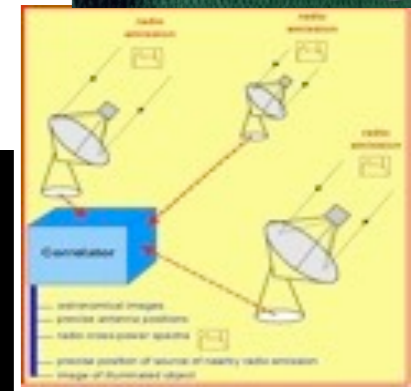
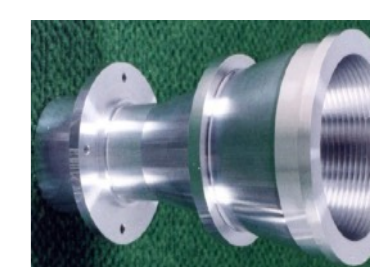
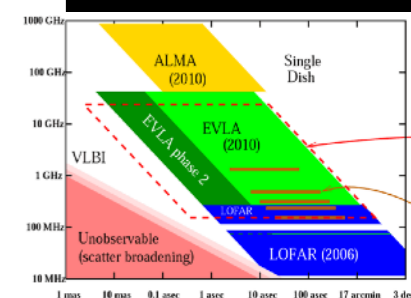
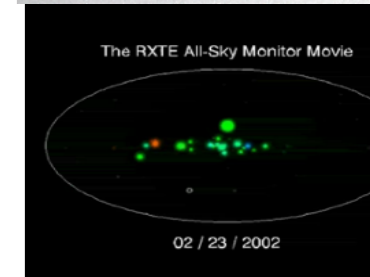
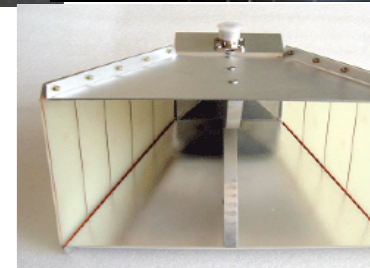
# Instrumentation et Observation en Radioastronomie

M2R - UE Thématique 2

**Philippe ZARKA**

## Plan :

- Introduction (historique, intérêt, spécificités)
- Onde & Polarisation
- Plasmas & Propagation (coupure, dispersion, effet Faraday, scintillations)
- Détection Cohérente du Signal (théorie de la mesure, température d'antenne, étalonnage, bruit)
- Récepteurs (hétérodyne, température de système, filtrage, gain, RFI mitigation)
- Notions sur les Antennes Radioastronomiques : Antennes uniques
- Interférométrie et Synthèse d'ouverture (réseaux phasés, pointage électronique, imagerie, corrélation, cohérence, VLBI)
- Méthodes d'Observation
- Grands instruments du Futur
- Radioastronomie Spatiale





## Références

- J. D. Kraus, *Radio Astronomy*, Mac Graw-Hill, 2<sup>ème</sup> Éd., 1986.
- K. Rohlfs & T. L. Wilson, *Tools of Radio Astronomy*, Astronomy&Astrophysics Library, Springer, 2<sup>ème</sup> Éd., 1996.
- B. Burke & F. Graham-Smith, *An Introduction to Radio Astronomy*, Cambridge University Press, 1997.
- P. Léna (+ Lebrun & Mignard), *Astrophysique: Méthodes Physiques de L'observation*, Savoirs Actuels, Interéditions / CNRS Éditions, 2<sup>ème</sup> Éd., 1996.
- N. E. Kassim, M. R. Perez, W. Junor, P. A. Henning (Éditeurs), *From Clark Lake to the Long Wavelength Array*, ASP Conference series Vol. 345, 2005.
- R. G. Stone, K. W. Weiler, M. L. Goldstein & J.-L. Bougeret (Éditeurs), *Radio Astronomy at Long Wavelengths*, Geophysical Monograph 119, American Geophysical Union, Washington, USA, 2000.
- N. E. Kassim & K. W. Weiler (Éditeurs), *Low Frequency Astrophysics From Space*, Lecture Notes In Physics, Springer-Verlag, 1991.
- C.R. XXX<sup>ème</sup> Ecole de Goutelas CNRS/INSU/SF2A, «Radioastronomie Basses Fréquences : Instrumentation, Thématiques scientifiques, Projets», 2007. <http://www.lesia.obspm.fr/plasma/Goutelas2007/Goutelas-2007-Final.pdf> (voir aussi les remerciements page suivante)
- J. P. Hamaker, J. D. Bregman, & R. J. Sault (& permutations), *Understanding Radio Polarimetry I / II / III*, Astron. Astrophys. Suppl. Series, pp. 137-165, 1996.
- O. Smirnov, *Revisiting the radio interferometer measurement equation I / II / III / IV*, Astron. Astrophys., 527(A106-A108)+531(A159), 2011.
- G. Heald, J. McKean, R. Pizo (Éditeurs), *Low Frequency Radio Astronomy and the LOFAR Observatory*, ASS Library 426, 2018. <https://www.astron.nl/radio-observatory/news/lofar-book/lofar-book>

Remerciements: Ce cours a bénéficié d'emprunts aux présentations suivantes:

- **F. Boone**, *The basics of radio interferometry*, Goutelas 2007. <http://www.lesia.obspm.fr/plasma/Goutelas2007/Presentations/Boone/Boone.pdf>
- **B. Cecconi**, *Mesures radio spatiales*, Goutelas 2007. <http://www.lesia.obspm.fr/plasma/Goutelas2007/Presentations/Cecconi/Cecconi.pdf>
- **C. Mercier**, *Le radiohéliographe de Nançay*, 2005.
- **G. Perrin**, *Cohérence des ondes lumineuses*, Cours CT6 / M2R / ED Astrophysique IdF, 2006-9.
- **J. Pezzani & P. Picard**, *Les antennes / Les récepteurs*, Goutelas 2007. <http://www.lesia.obspm.fr/plasma/Goutelas2007/Presentations/Picard/Picard-Ant.pdf> / <http://www.lesia.obspm.fr/plasma/Goutelas2007/Presentations/Picard/Picard-Rec.pdf>
- **O. Smirnov**, «*MeqTrees, Measurement Equations, And All That*», MCCT SKADS/MeqTrees Workshop Nançay, 2009.

Que les auteurs en soient chaleureusement remerciés.



## Sites internet:

<a href="https://www.obs-nancay.fr/">https://www.obs-nancay.fr/</a>	(Observatoire de Nançay)
<a href="https://www.obs-nancay.fr/-LOFAR-.html">https://www.obs-nancay.fr/-LOFAR-.html</a>	(LOFAR @ Nançay)
<a href="https://nenufar.obs-nancay.fr/">https://nenufar.obs-nancay.fr/</a>	(NenuFAR)
<a href="http://www.lofar.org/">http://www.lofar.org/</a>	(LOFAR)
<a href="http://www.astron.nl/radio-observatory/astronomers/lofar-astronomers">http://www.astron.nl/radio-observatory/astronomers/lofar-astronomers</a>	(LOFAR astronomers)
<a href="http://www.phys.unm.edu/~lwa/index.html">http://www.phys.unm.edu/~lwa/index.html</a>	(LWA)
<a href="http://www.ece.vt.edu/swe/lwa/">http://www.ece.vt.edu/swe/lwa/</a>	(LWA memos)
<a href="http://www.haystack.mit.edu/ast/arrays/mwa/">http://www.haystack.mit.edu/ast/arrays/mwa/</a>	(MWA)
<a href="https://www.skatelescope.org">https://www.skatelescope.org</a>	(SKA)
<a href="http://www.iram-institute.org/">http://www.iram-institute.org/</a>	(IRAM)
<a href="http://www.iram-institute.org/EN/content-page-109-7-67-109-0-0.html">http://www.iram-institute.org/EN/content-page-109-7-67-109-0-0.html</a>	(IRAM millimeter interferometry summer schools)
<a href="https://science.nrao.edu/facilities/alma/aboutALMA/Technology/ALMA_Memo_Series">https://science.nrao.edu/facilities/alma/aboutALMA/Technology/ALMA_Memo_Series</a>	(ALMA memos)
<a href="http://www.nrao.edu/">http://www.nrao.edu/</a>	(US National Radio Astronomy Obs.)
<a href="http://ufe.obspm.fr/Ecole-Doctorale/Durant-la-these/6-International-Young-Astronomers-School/International-Young-Astronomers-School-on-Large-Ground-based-21st-Century-Radio/">http://ufe.obspm.fr/Ecole-Doctorale/Durant-la-these/6-International-Young-Astronomers-School/International-Young-Astronomers-School-on-Large-Ground-based-21st-Century-Radio/</a>	(IYAS 2015)
<a href="http://lwa.phys.unm.edu/abq2015/agenda.html">http://lwa.phys.unm.edu/abq2015/agenda.html</a>	(Science at Low Frequencies II)
<a href="http://www.tauceti.caltech.edu/science-at-low-frequencies-2016/">http://www.tauceti.caltech.edu/science-at-low-frequencies-2016/</a>	(Science at Low Frequencies III)

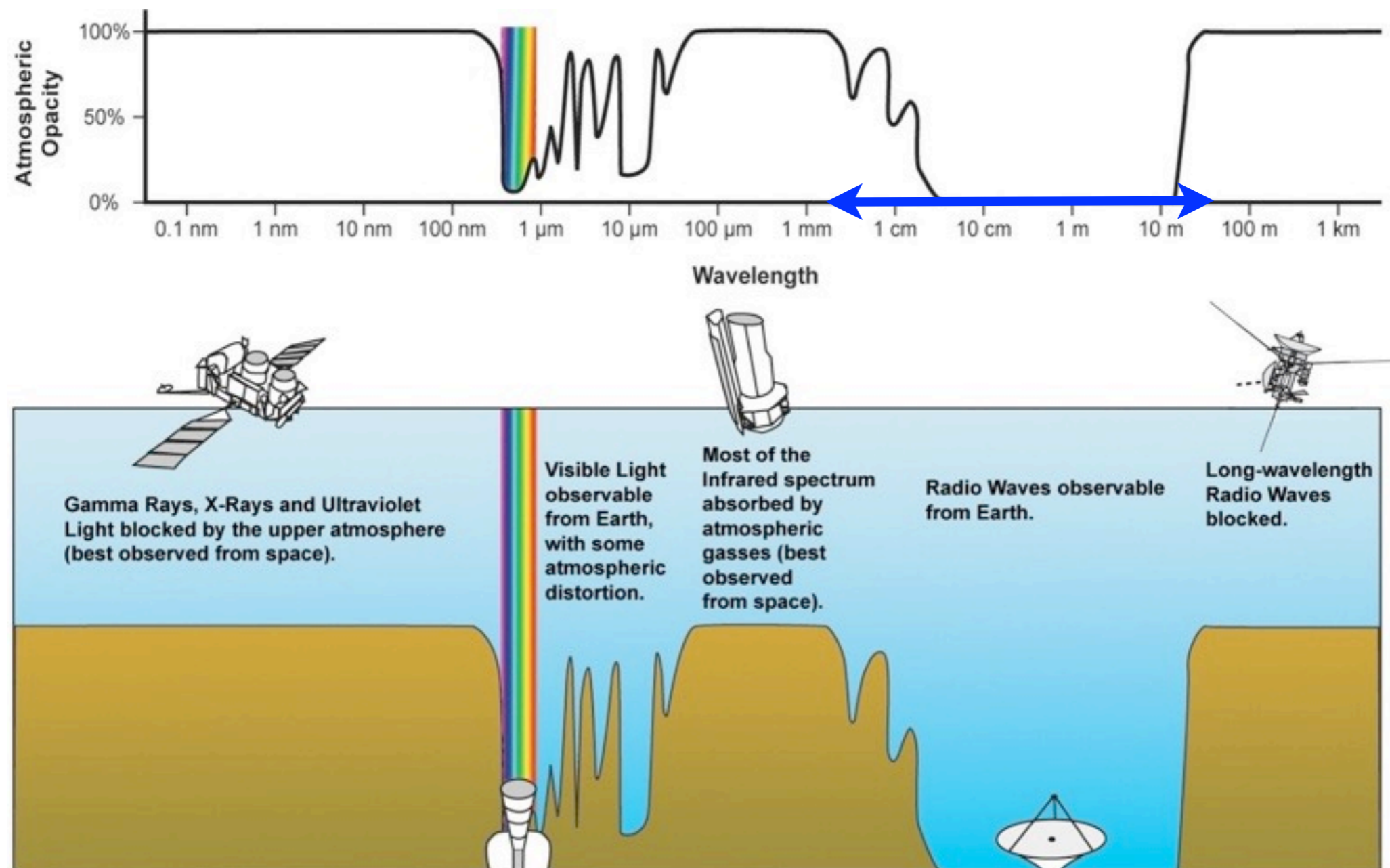


- **Introduction (historique, intérêt, spécificités)**
- Onde & Polarisation
- Plasmas & Propagation (coupure, dispersion, effet Faraday, scintillations)
- Détection Cohérente du Signal (théorie de la mesure, température d'antenne, étalonnage, bruit)
- Récepteurs (hétérodyne, température de système, filtrage, gain, RFI mitigation)
- Notions sur les Antennes Radioastronomiques : Antennes uniques
- Interférométrie et Synthèse d'ouverture (réseaux phasés, pointage électronique, imagerie, corrélation, cohérence, VLBI)
- Méthodes d'Observation
- Grands instruments du Futur
- Radioastronomie Spatiale

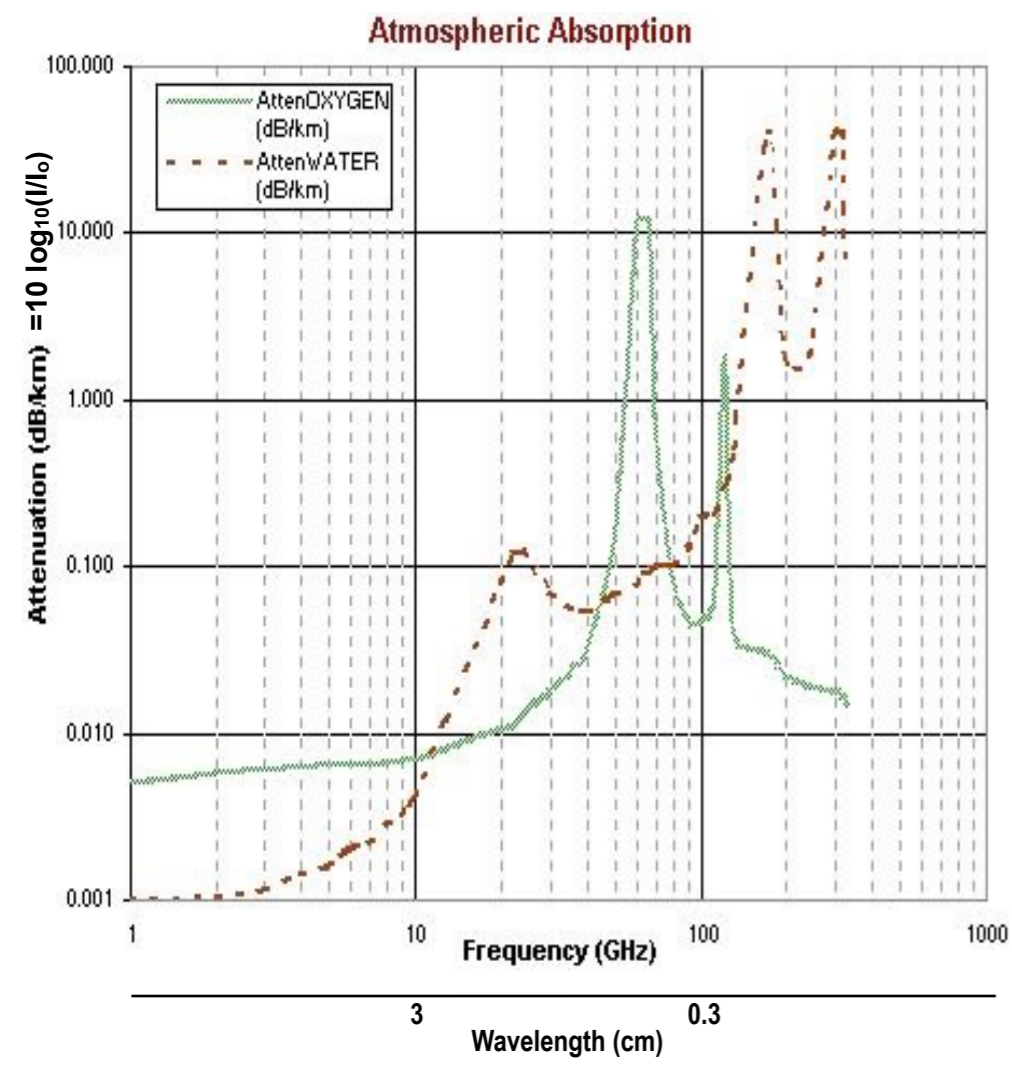
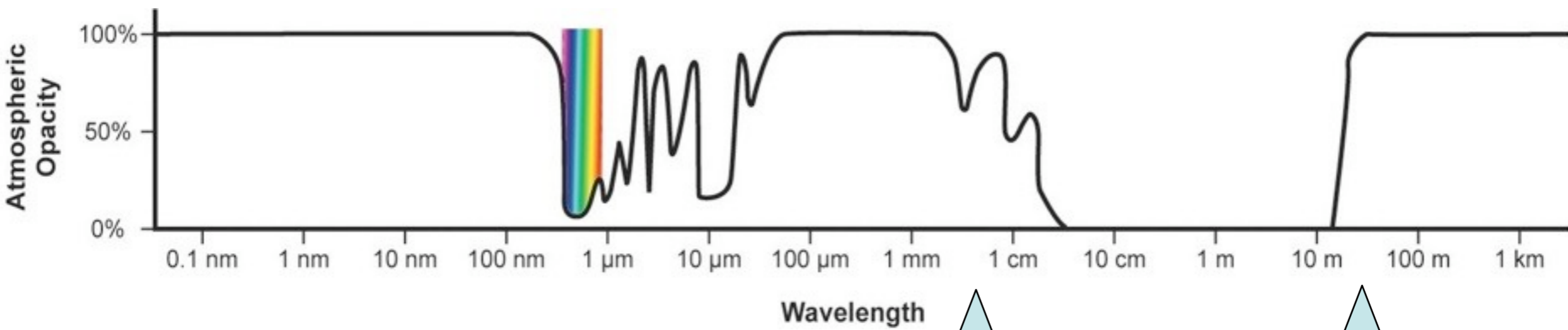


# Introduction

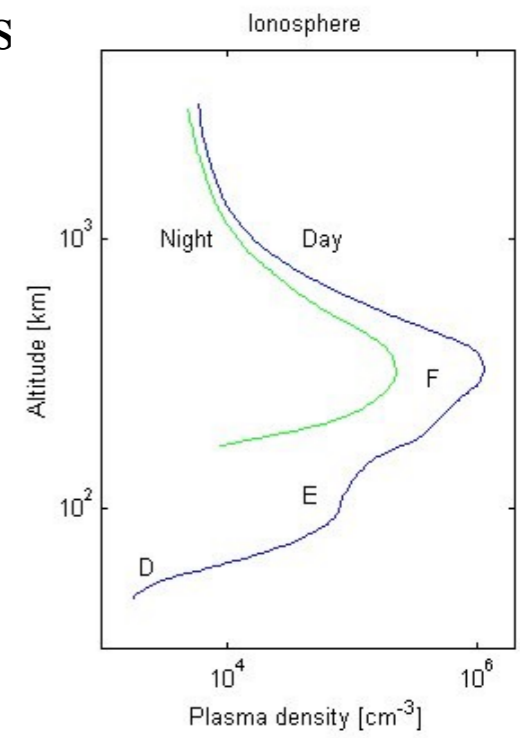
- Ondes e.m. = principal vecteur d'information en astronomie  
(+ rayons cosmiques, poussières, neutrinos, ondes gravitationnelles ...)
- Observation = Collecte d'énergie (de photons) + Mesure
- Transparence atmosphérique : Fenêtre Radio = 2<sup>ème</sup> fenêtre transparente de l'atmosphère







$\lambda = 0.1 - 1 \text{ cm}$  ↔  $\sim 30 \text{ m}$   
 ↓ ↓ ↓  
 nombreuses raies atmosphériques ⇒ extinction quasi-totale  
 absorption partielle par  $\text{O}_2, \text{H}_2\text{O} \dots$  atmosphériques  
 réflexion par l'ionosphère ( $z \approx 80-10^3 \text{ km}$ )



• Accès à :  $\lambda \leq 0.1 \text{ cm}$  &  $\lambda \geq 30 \text{ m}$  ⇒ Spatial



- Quelques définitions & rappel : Transformées de Fourier ...

*Signal (champ électrique) :  $E(t)$*

*Spectre :*  $\bar{E}(v) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t) \exp(-i2\pi vt) dt = TF[E(t)]$

*d'où réciproquement :*  $E(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \bar{E}(v) \exp(+i2\pi vt) dv = TF^{-1}[\bar{E}(v)]$

*Composante spectrale :*  $\bar{E}(v_0) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t) \exp(-i2\pi v_0 t) dt$

$\Rightarrow$  *calcul en pratique :*  $\bar{E}(v_0) = (1/\Delta T) \int_{\Delta T} E(t) \exp(-i2\pi v_0 t) dt \quad (\Delta T \gg 1/2\pi v_0)$

$$\bar{E}(v_0) = |\bar{E}(v_0)| \exp(i\varphi) = |\bar{E}(v_0)| (\cos\varphi + i \sin\varphi)$$

*Signal à la fréquence  $v_0$  :*  $E(t)|_{v_0} = \int_{-\infty}^{\infty} \bar{E}(v) \exp(+i2\pi vt) \delta(v-v_0) dv$   
 $= \bar{E}(v_0) \exp(+i2\pi v_0 t)$   
 $= |\bar{E}(v_0)| \exp[+i(2\pi v_0 t + \varphi)] \quad (\text{mais } E(t)|_{v_0} \text{ réel})$

$$\Rightarrow E(t)|_{v_0} = |\bar{E}(v_0)| \cos(2\pi v_0 t + \varphi)$$

*Puissance spectrale :*  $P(v) = |\bar{E}(v)|^2 \quad (\text{souvent abusivement appelée « spectre »})$

$\Rightarrow \bar{E}(v)$  noté par la suite  $E(v)$

$t$  &  $v$  = variables conjuguées

$E(t)$  &  $E(v)$  = paires de Fourier

- Quelques définitions & rappel : Transformées de Fourier ...

$$E(t) \text{ réelle} \Rightarrow E(-\nu) = E(\nu)^*$$

$$\text{Produit de Convolution : } h(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(y).g(x-y) dy = f \otimes g$$

$$\Rightarrow TF(h) = TF(f \otimes g) = TF(f) \times TF(g)$$

$$\text{Fonction d'auto-corrélation : } C(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t).E(t+\tau) dt$$

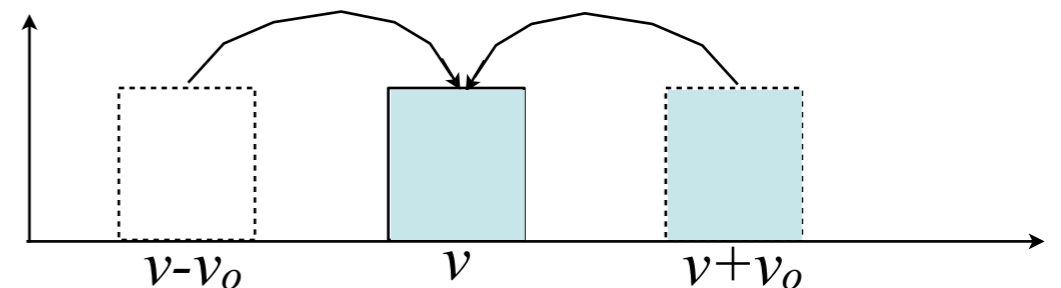
$$\Rightarrow TF[C(\tau)] = C(\nu) = E(\nu) \times E(-\nu) = E(\nu) \times E(\nu)^* = |E(\nu)|^2 = P(\nu)$$

$$= \text{Théorème de Wiener-Khintchine}$$

$$\text{La Transformée de Fourier conserve l'énergie : } \int_{-\infty}^{\infty} |E(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{\infty} |E(\nu)|^2 d\nu$$

$$\text{Translation et Modulation : } E(t) \times \cos(2\pi\nu_0 t) = E(t) \times \frac{1}{2}(\exp(i2\pi\nu_0 t) + \exp(-i2\pi\nu_0 t)) = E'(t)$$

$$\Rightarrow TF[E(t) \times \cos(2\pi\nu_0 t)] = E'(\nu) = \frac{1}{2} [E(\nu-\nu_0) + E(\nu+\nu_0)]$$



$E(t)$	1	$\cos(2\pi\nu_0 t)$	$\sin(2\pi\nu_0 t)$	$\Pi(t)$ =1 si $ t  \leq \frac{1}{2}$ , =0 sinon	$\exp(-\pi^2 t^2)$	Aléatoire Gauss. / Uniforme
$E(\nu)$	$\delta$	$\frac{1}{2}[\delta(\nu_0) + \delta(-\nu_0)]$	$\frac{1}{2i}[\delta(\nu_0) - \delta(-\nu_0)]$	$\text{sinc}(\nu)$ = $\sin(\pi\nu)/\pi\nu$	$\exp(-\nu^2)$	~Plat Aléa. Gauss. / + $\delta$



- Domaine de la détection cohérente = Domaine "Radio"

Détection incohérente	Détection cohérente
<p>Mesure de <math>\langle E(t)^2 \rangle</math> ou <math>\langle E(t) _{\nu^2} \rangle</math>  <math>\Rightarrow</math> flux total seulement</p> <p><math>\Rightarrow</math> bolomètres (imagerie à 1 pixel),  matrices de micro-bolomètres,  CCD, micro-canaux...</p> <p><math>\Rightarrow</math> HF (<math>\nu \geq \nu_{IR}</math>)</p>	<p>Mesure directe de <math>E(t)</math> ou <math>E(t) _{\nu}</math> ,  i.e. de <math> E </math> &amp; <math>\phi</math></p> <p><math>\Rightarrow</math> Récepteurs radio</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>- en bande de base: CAN pour <math>\nu \leq 200</math> MHz</li> <li>- hétérodyne: <math>E(t) \rightarrow E'(t) = E(t) \times \cos(2\pi\nu_{OLT}t)</math></li> </ul> <p><math>\Rightarrow</math> translation en fréquence du spectre, requiert  oscillateurs et mélangeurs conservant la phase  (<math>\nu \leq \nu_{sub-mm}</math>)</p>

- Techniques adaptées du Radar et des télécommunications
- Limite entre détection incohérente / cohérente = limite technologique

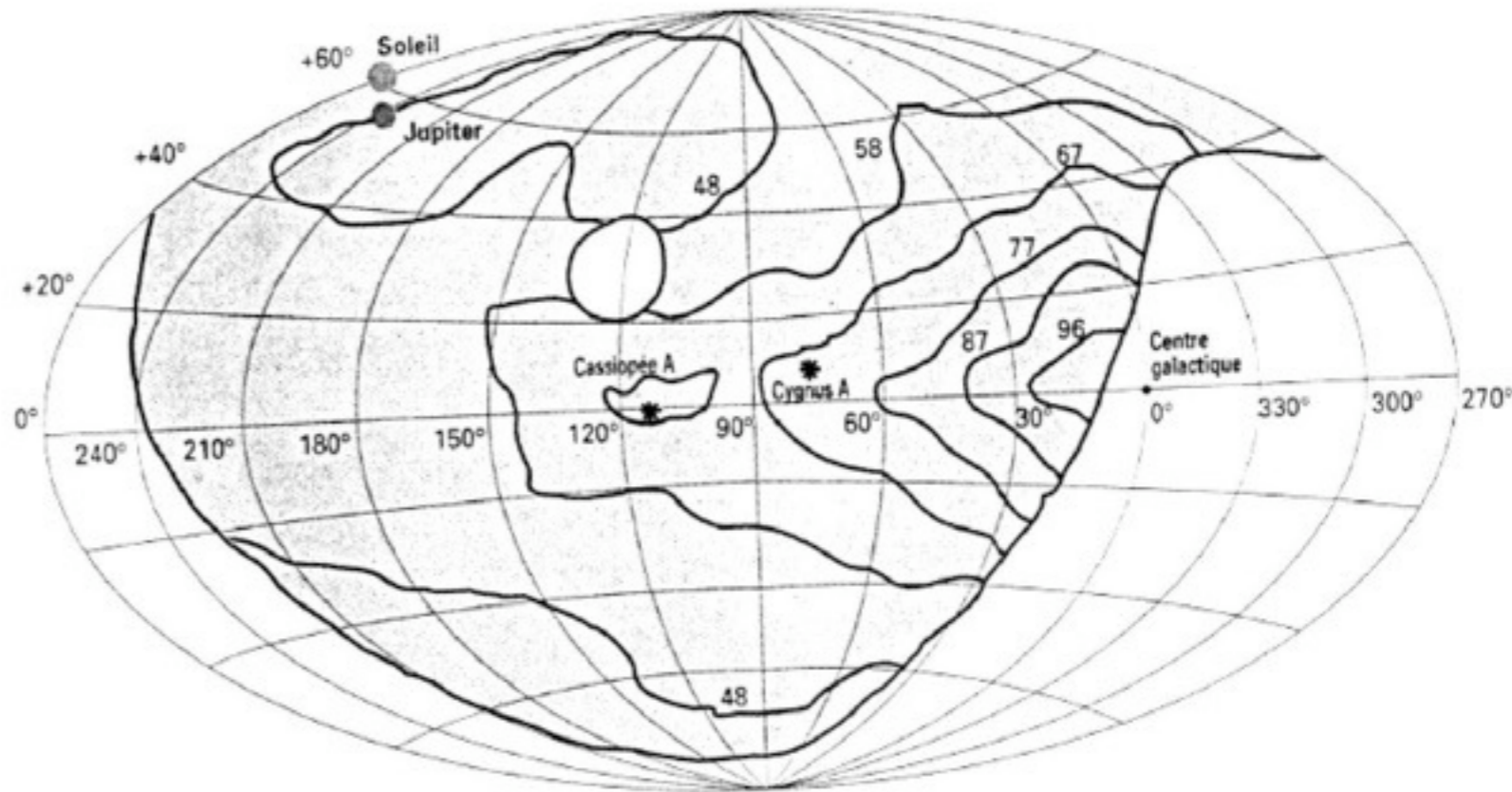
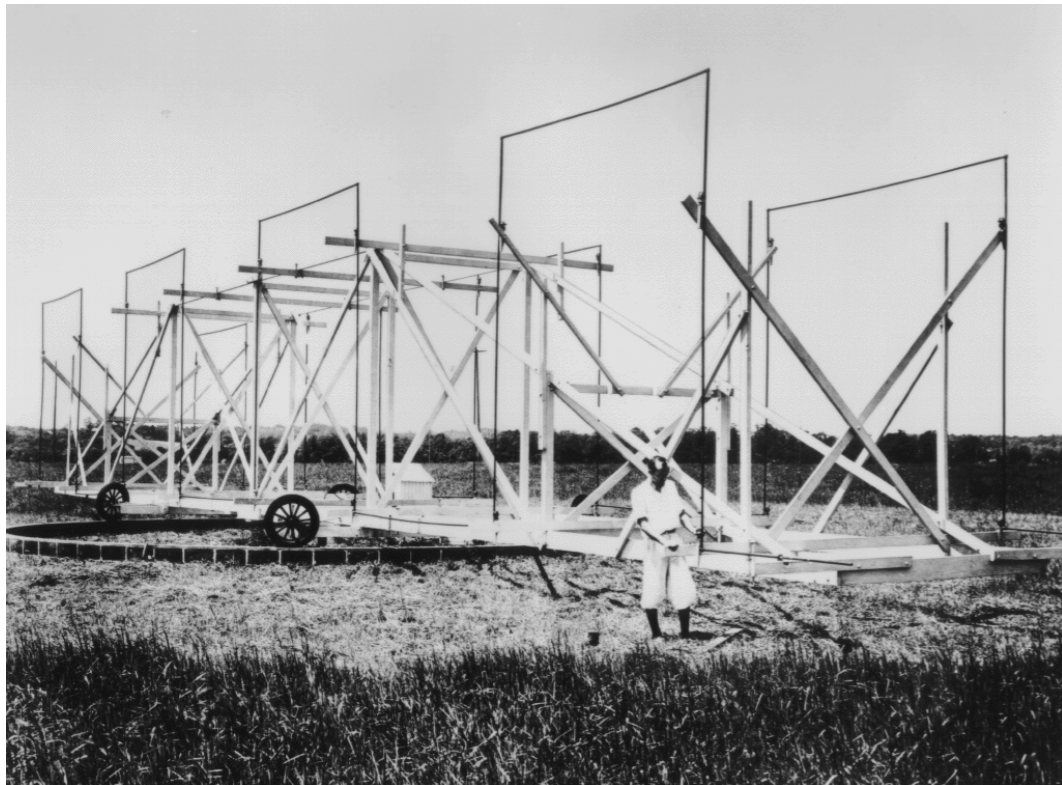
"Visible", IR ... / Radio

monte en fréquence avec le temps (e.g. Lasers comme O.L. ...)

$\rightarrow$  Frontière actuelle  $\approx$  quelques THz = ( $\lambda \leq 0.1$  mm)

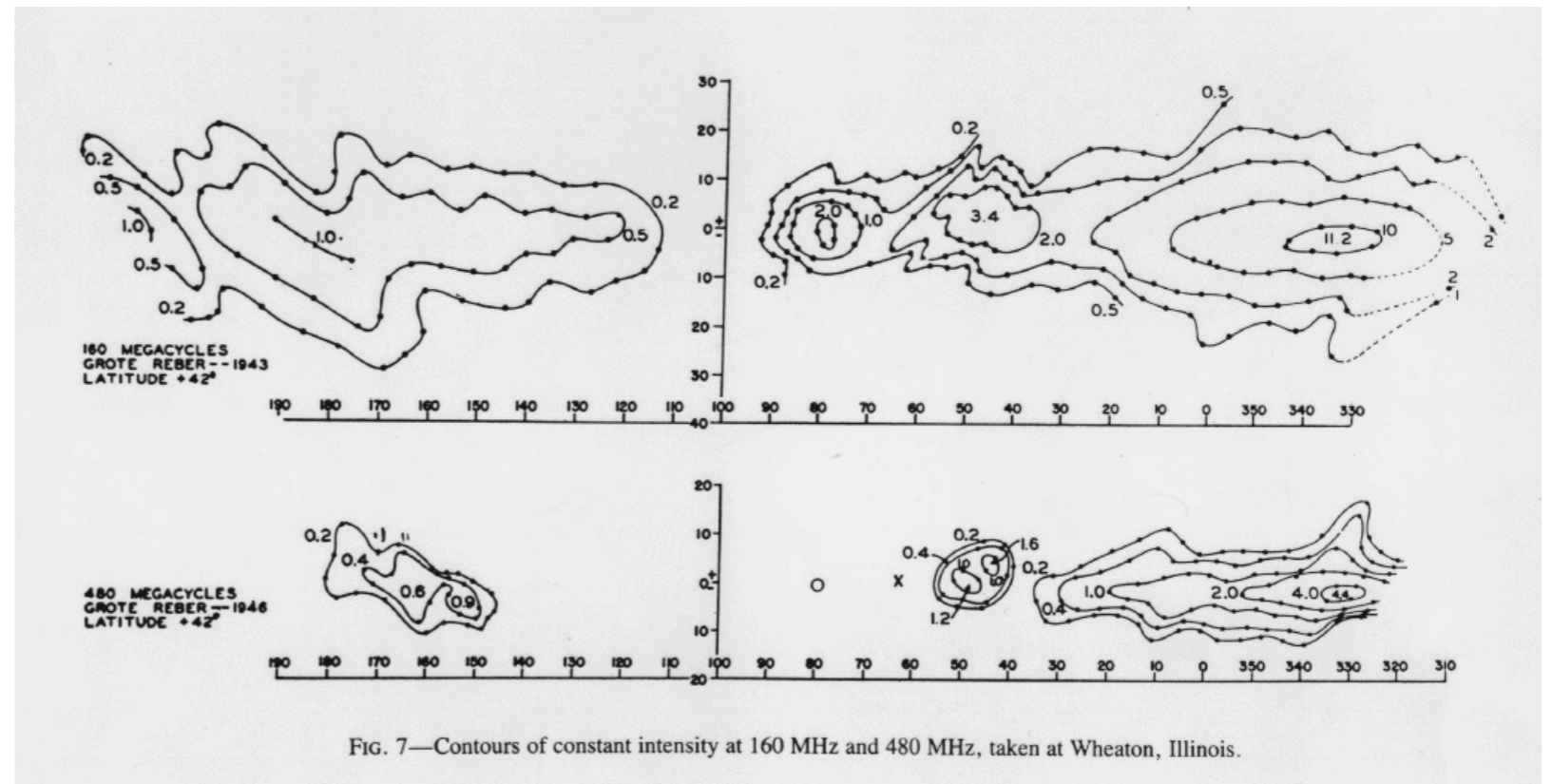
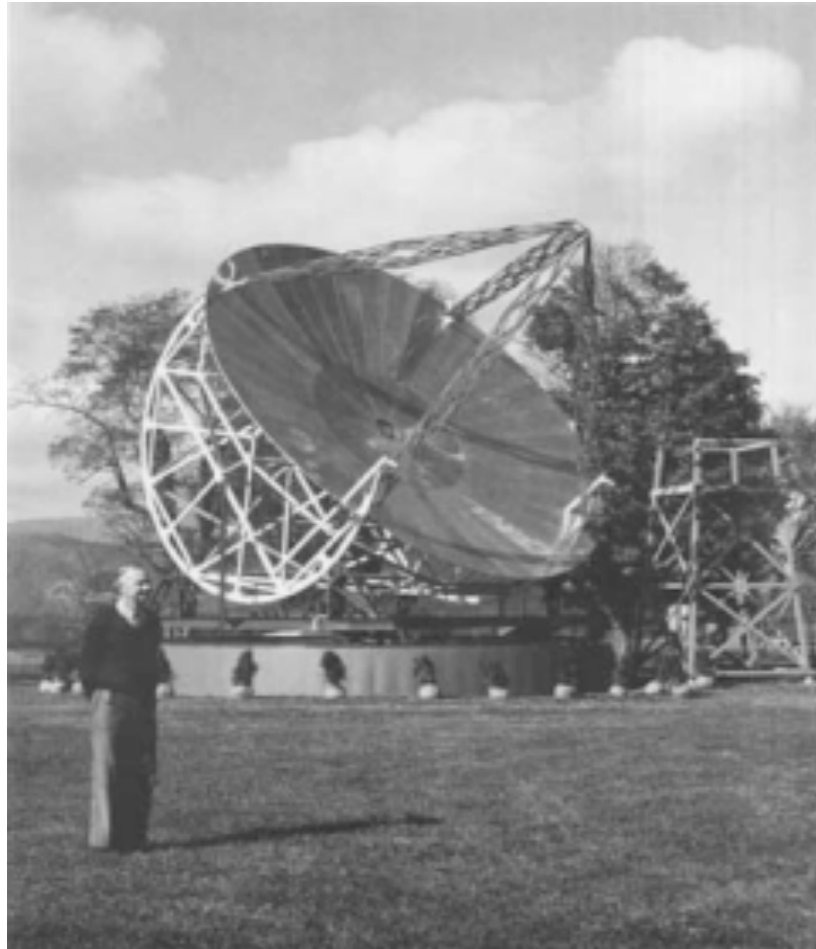
# Historique

1800	Existence de lumière invisible	William Herschel
1889	Onde radio = onde e.m. = onde de lumière : propagation en ligne droite à $c$ dans le vide, 1 <sup>ère</sup> émission/réception ∃? ondes radio cosmiques ? (mais pas de technique radio disponible)	Heinrich Hertz Henri Deslandres
1900-5	1 <sup>ers</sup> essais de détection radio du Soleil (antenne fil de 175m + galvanomètre) → échec (sensibilité, minimum solaire...)	Oliver Lodge Charles Nordmann
1930-33	<b>Naissance de la radioastronomie : <math>\nu = 20.55</math> MHz (<math>\lambda=14.6</math> m)</b> → éclairs d'orages + émission du centre galactique (fixe en TS)	<b>Karl Jansky</b>





1936	Carte du ciel à $\nu = 160$ MHz ( $\lambda = 1.87$ m) avec une parabole de $\varnothing = 10$ m Maximum solaire $\rightarrow$ bruit radio ... non identifié !	Grote Reber
------	--	-------------

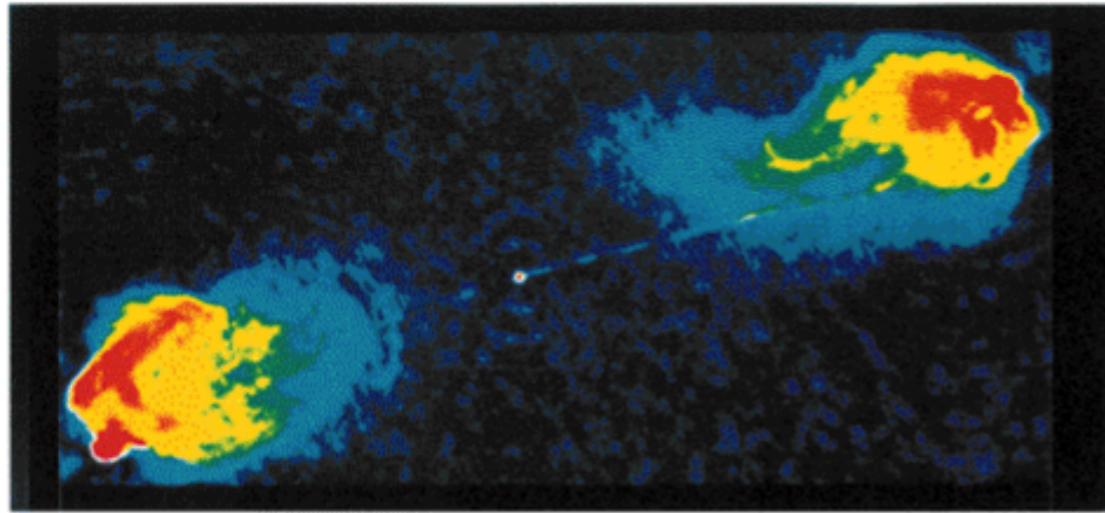


1940-45	Développement de la technologie des antennes et récepteurs pour le Radar	
1942-45	Détection du Soleil à $\nu = 150$ MHz ( $\lambda = 2$ m – brouillage radar $\rightarrow$ publié en 1945 !) et à 3 & 10 GHz ( $\lambda = 3$ & 10 cm)	James Hey
1946	Emission radio thermique de la Lune	US, Australie
1946	Création du 1 <sup>er</sup> labo de radioastronomie en France	Yves RoCARD



1947	RADAR-astronomie (meteorites ...)	J. Hey & G. s. Stewart
1949-60	Radiogalaxies	James Hey
1951-63	Raie H <sub>I</sub> à $\lambda \sim 21$ cm ( $\nu = 1420$ MHz) → abondance +++ → essor de la Radioastronomie → structure galactique spirale	(Hendrik van de Hulst) Harold Ewen & Edward Purcell Jan Oort

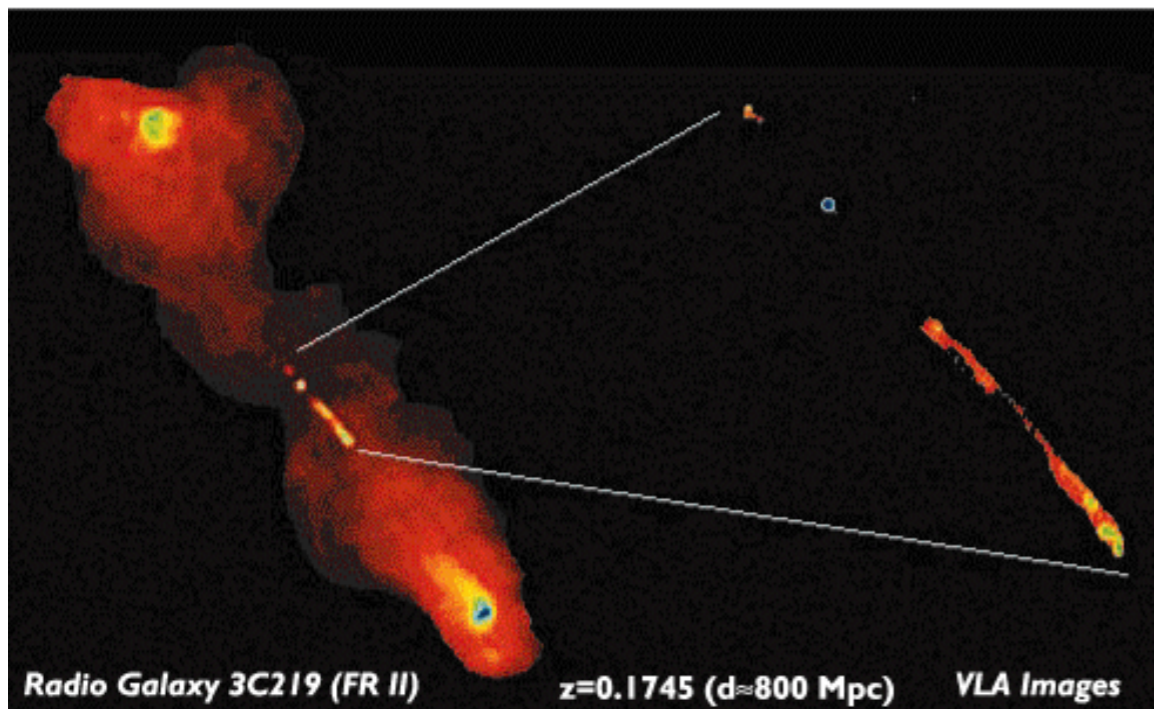
**Radio Image of Cygnus-A (FR-II)**



$z=0.056$  ( $d \approx 300$  Mpc)

5 GHz Image ;  $\varnothing$  200 kpc

**Radio Image of 3C219 (FR-II)**



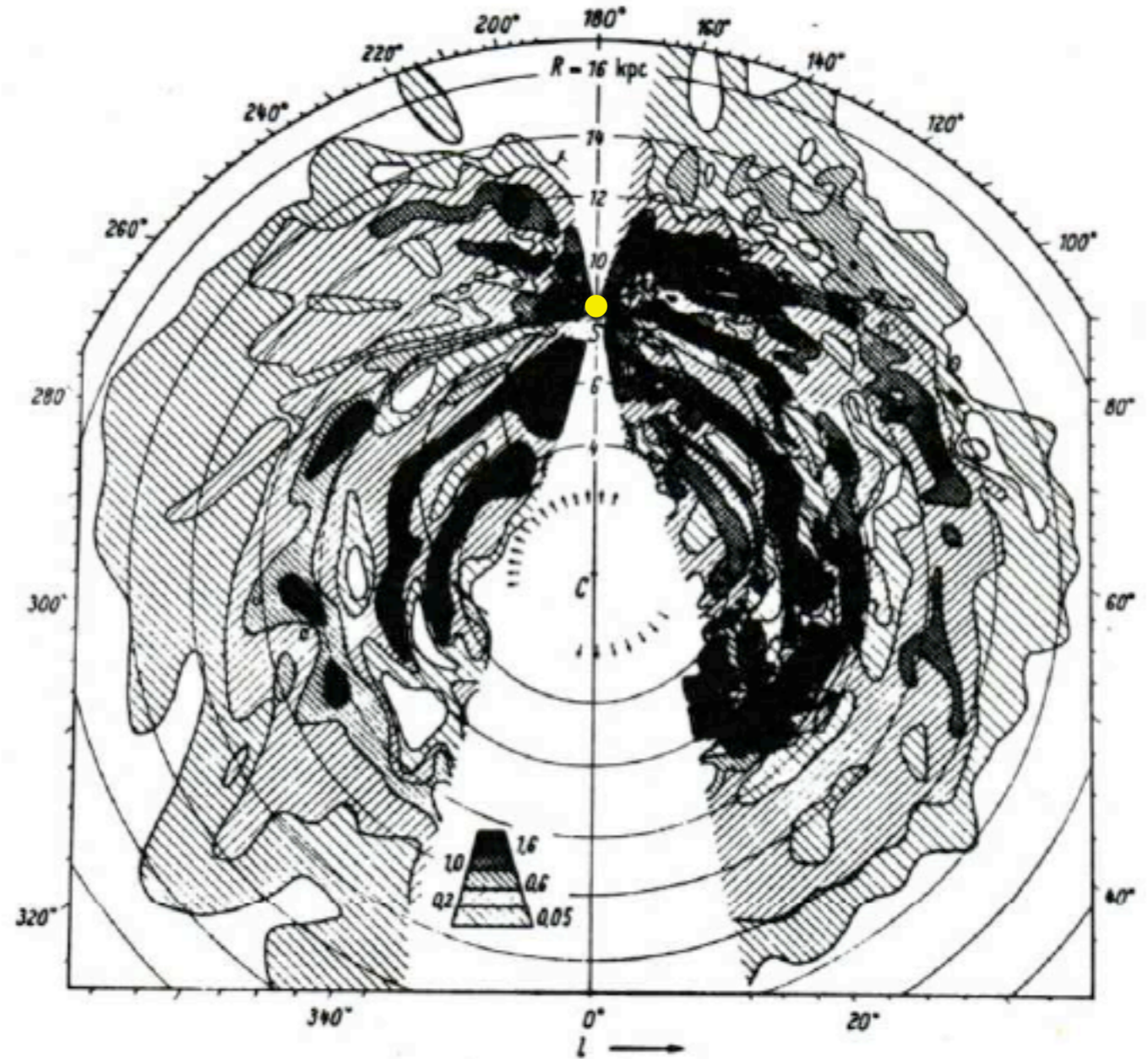
**Radio Galaxy 3C219 (FR II)**

$z=0.1745$  ( $d \approx 800$  Mpc)

VLA Images

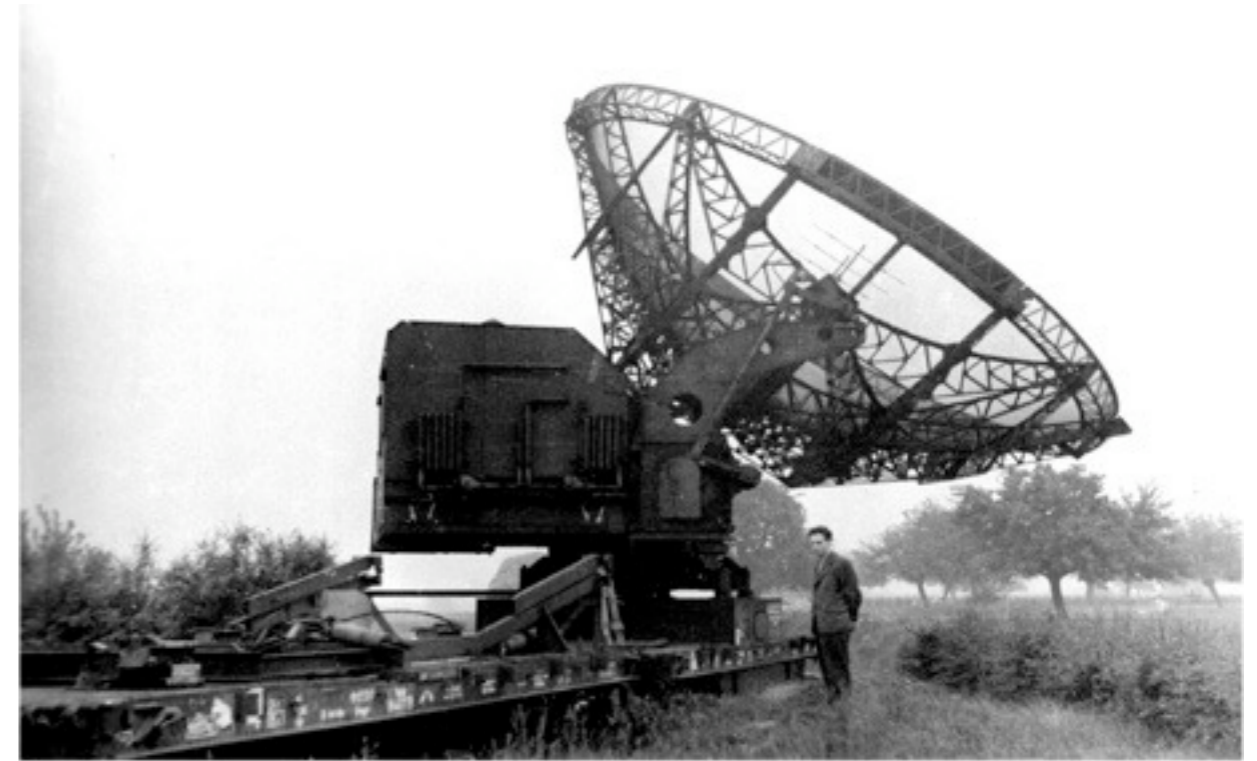
1.4+1.6 GHz combined image at 1.4 arcsec resolution

8 GHz image of jets at 0.1 arcsec resolution



Leiden survey of HI (Oort 1958)





1950's	Radio observatoires : Cambridge, Jodrell Bank, Westerbork, Parkes, Greenbank, Arecibo ...	
1953	<i>Naissance de la station de Nançay</i>	Jean-Louis Steinberg, Jean-François Denisse
1955	1 <sup>ers</sup> instruments solaires à Nançay	Emile-Jacques Blum, André Boischot ...





1955	Rayonnement décimétrique de Jupiter ( $\nu = 22$ MHz, $\lambda = 13.6$ m) $\Rightarrow  B $ Jupiter ?	Bernard Burke & Kenneth Franklin
1958	Rayonnement décimétrique de Jupiter ( $\nu = 3$ GHz, $\lambda = 10$ cm) $\Rightarrow \exists! B$ Jupiter, angle $(\Omega, B) \sim 10^\circ$	Russell Sloanaker

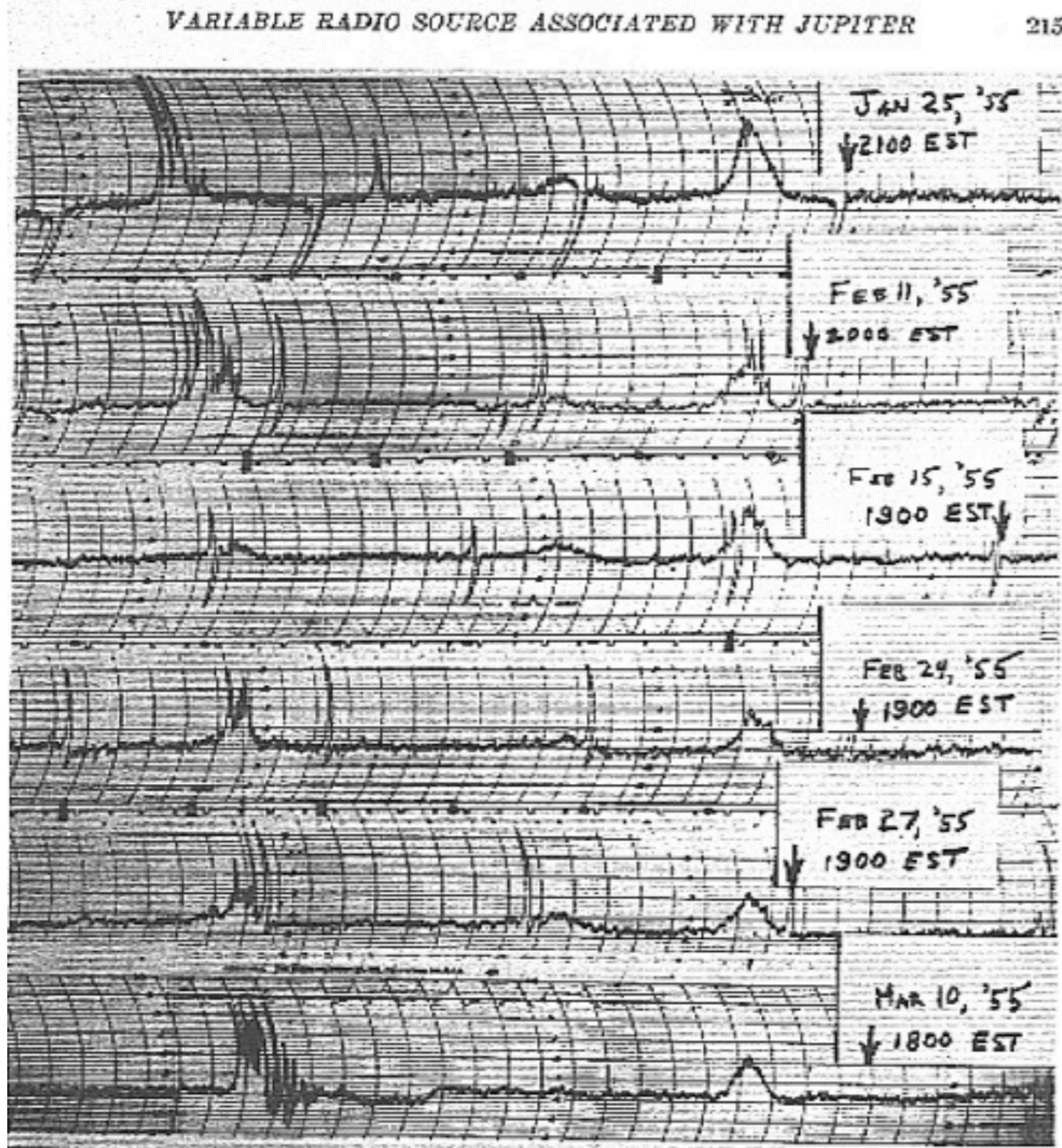
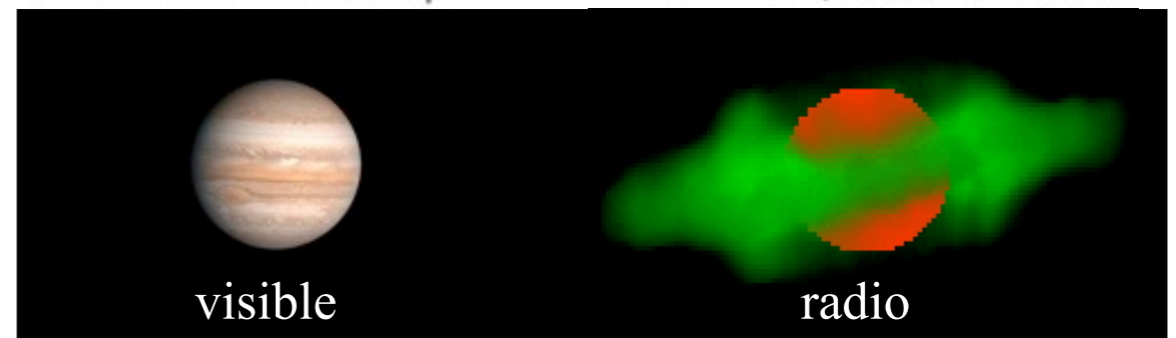
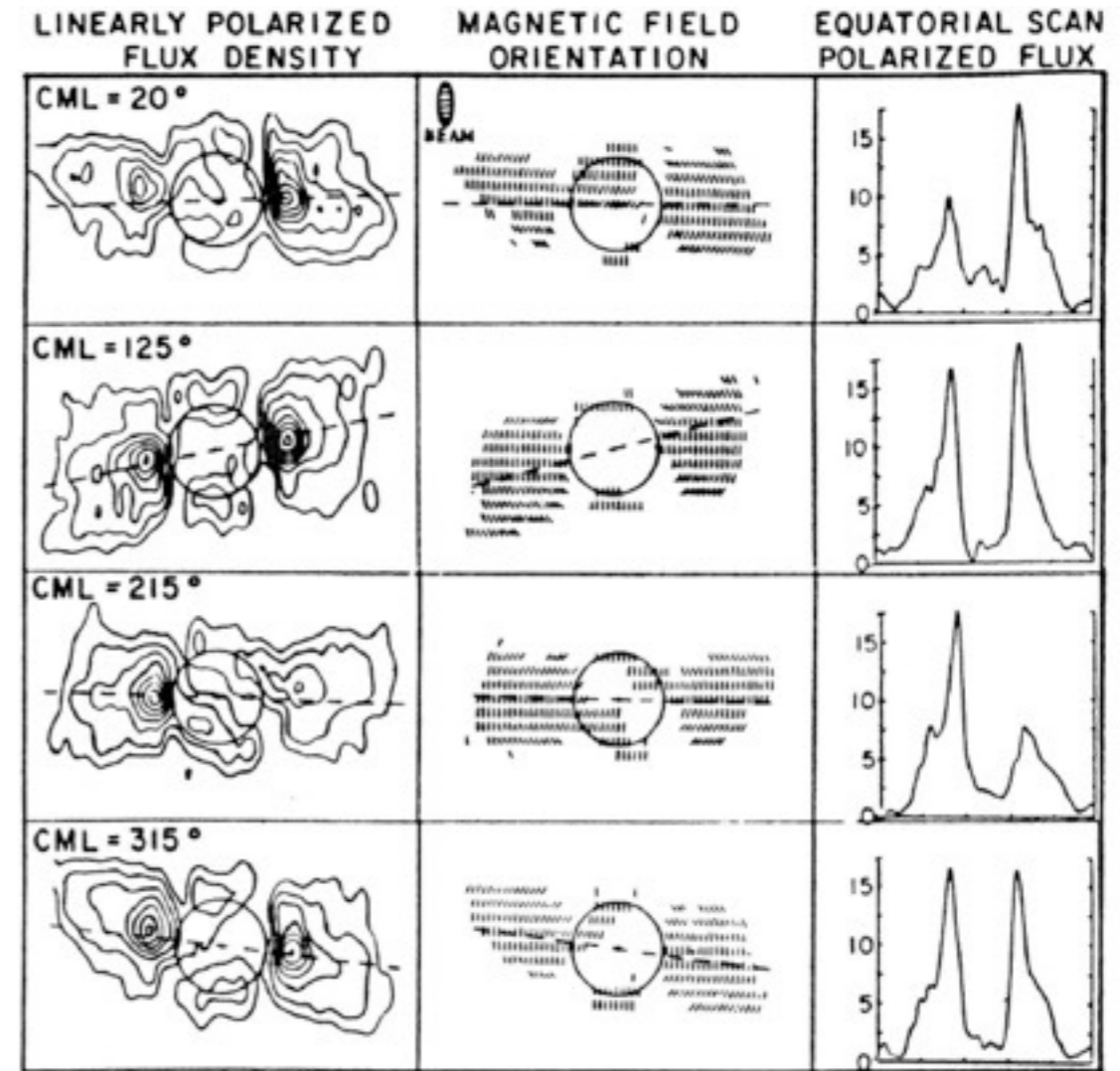


FIG. 2—Phase-switching records showing the appearance of the variable source





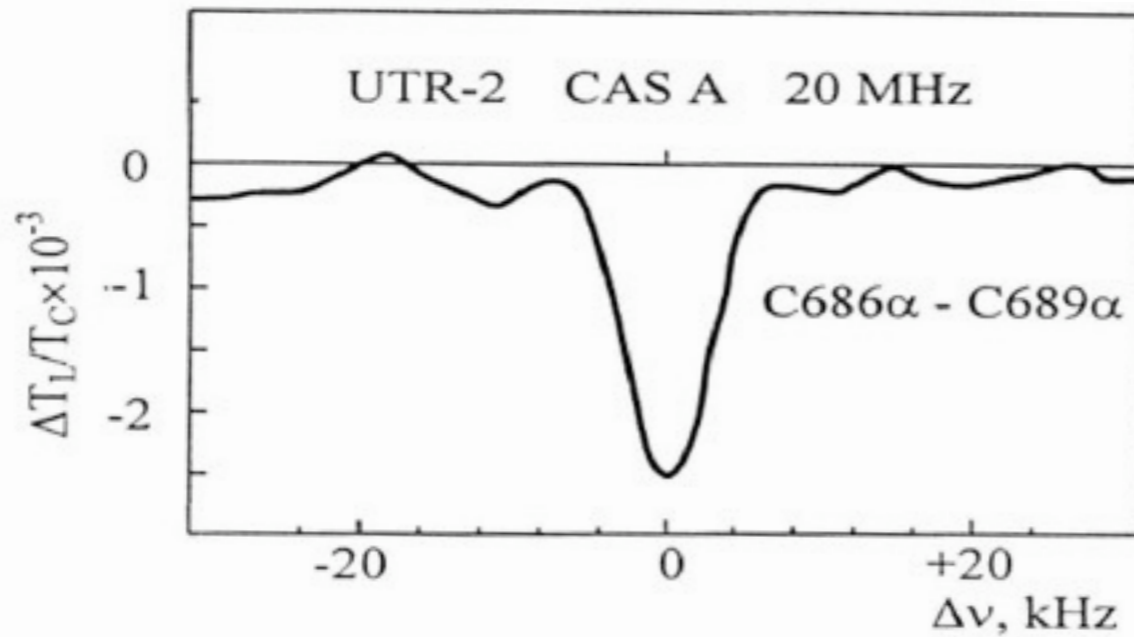
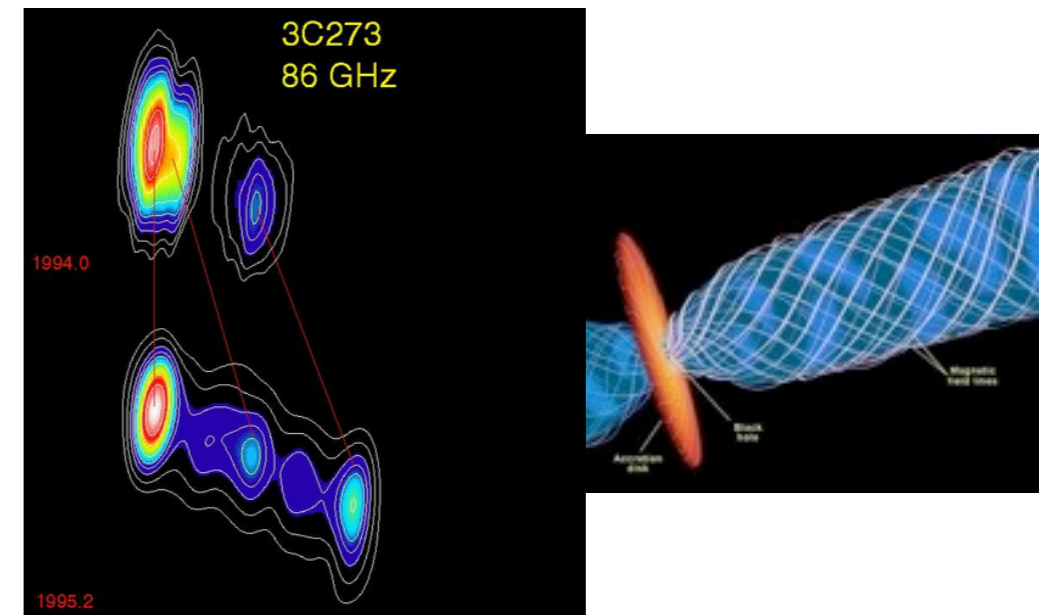
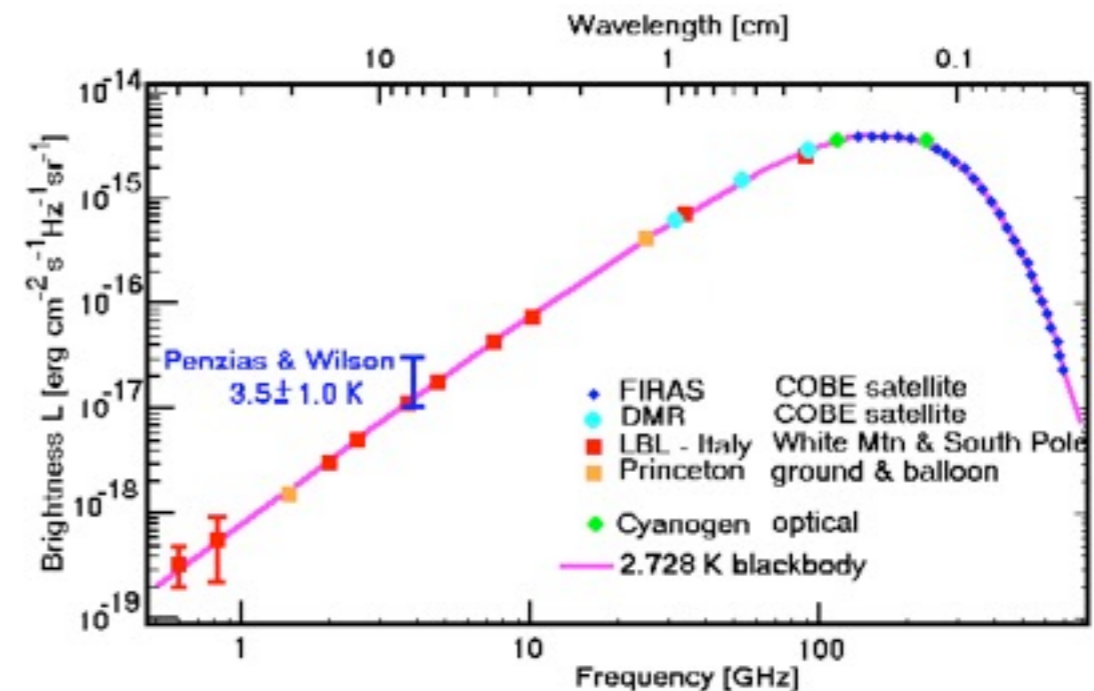
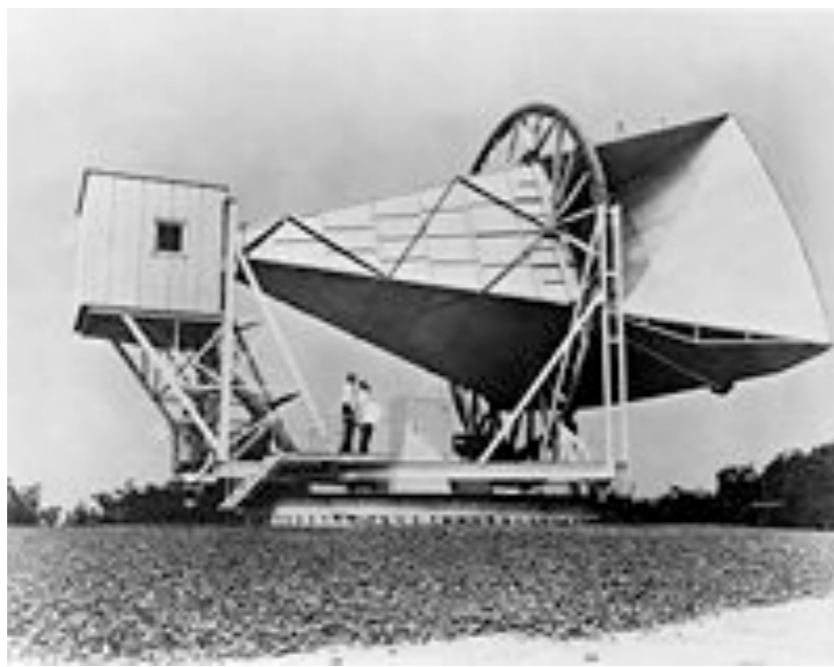


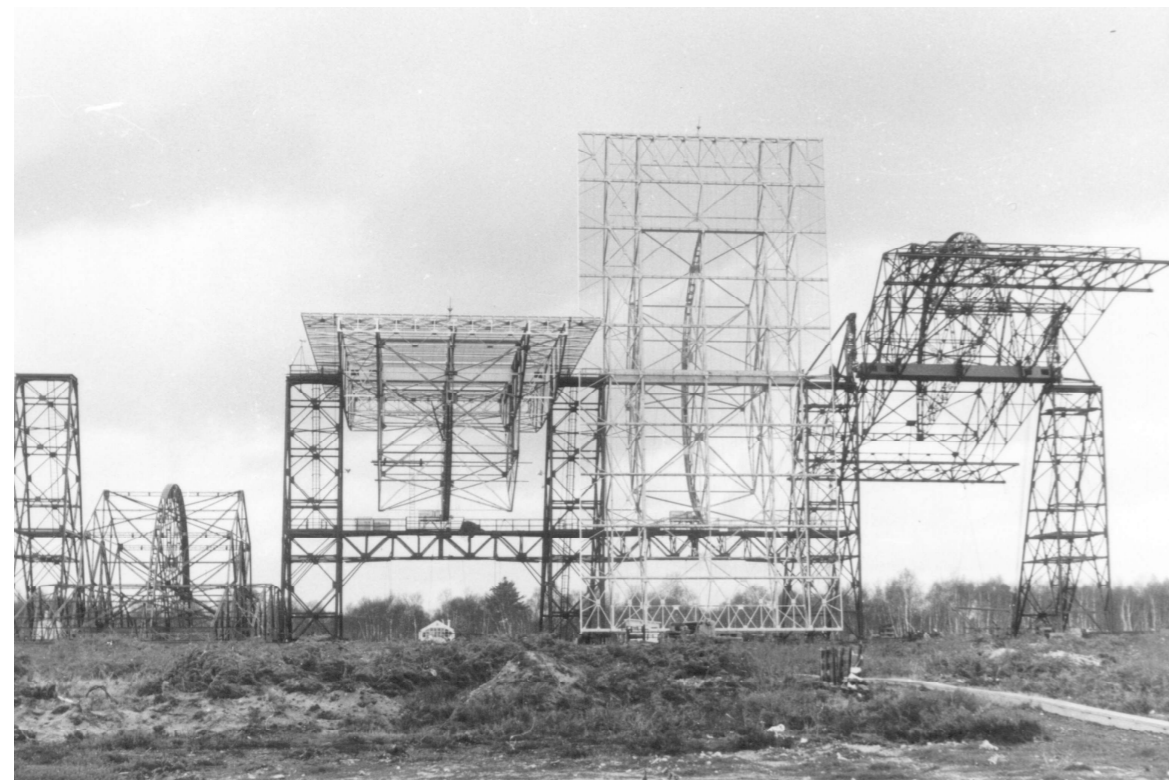
Figure 6. Carbon recombination spectral lines with most high principal quantum numbers detected on UTR-2.



1960	Atomes "de Rydberg" : $\Delta E = (1/n_i^2 - 1/n_f^2) \times E_i$	Nikolaï Kardashev
1963	Quasars (3C273)	
1963-68	OH & molécules complexes	
1964	TKR (rayonnement kilométrique terrestre) à $\nu=300$ kHz ( $\lambda=1$ km) → Radioastronomie spatiale (satellite Elektron)	E. A. Benediktov
1965	Rotation de Mercure par RADAR d'Arecibo (88 59 jours)	Gordon Pettengill & Rolf
1965	Rayonnement cosmologique à 3 °K ( $\lambda \approx \text{mm}$ )	Dyce Penzias & Robert Wilson

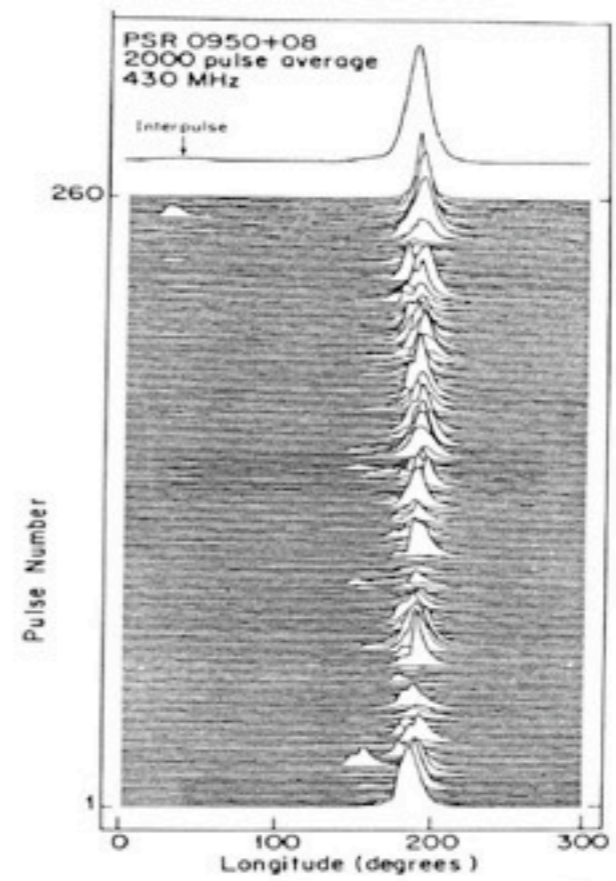
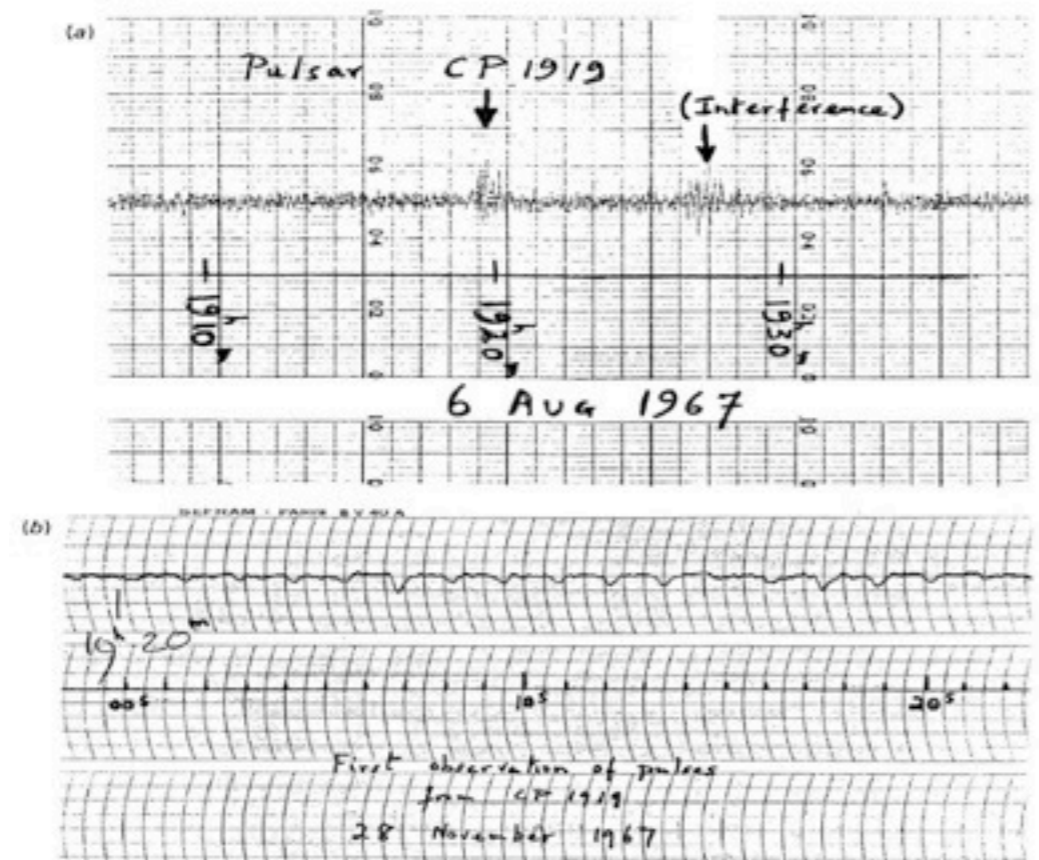




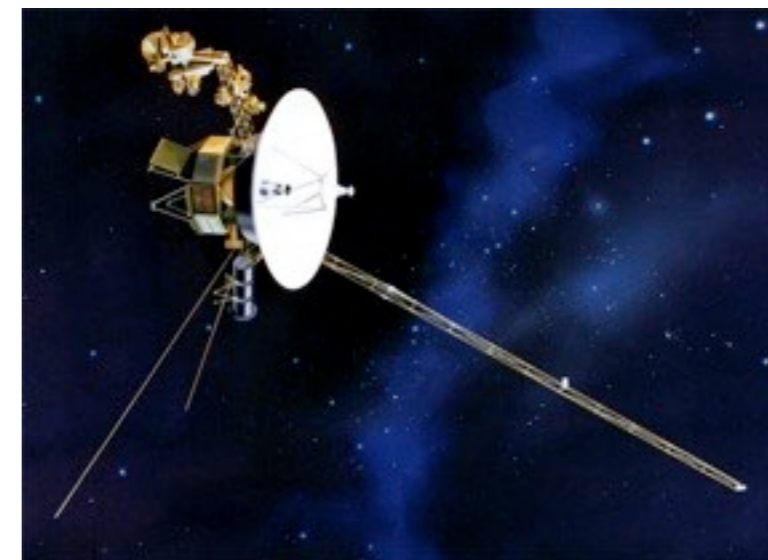


1965	<i>Inauguration du RT Nançay</i>	
1960's	Synthèse d'ouverture	Martin Ryle
1967-68	Pulsars	Antony Hewish & Jocelyn Bell

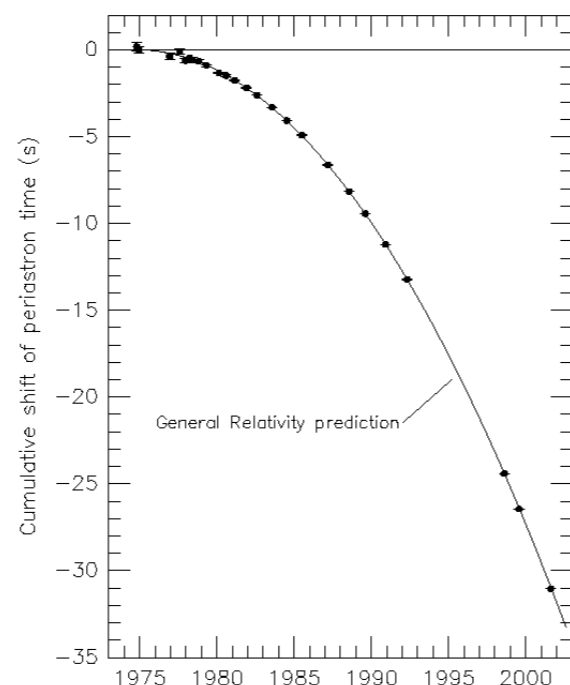
Fig. 1.1. Discovery observations of the first pulsar. (a) The first recording of PSR 1919+21; the signal resembled the radio interference also seen on this chart: (b) Fast chart recording showing individual pulses as downward deflections of the trace.







1970	VLBI BF de Jupiter : Source décamétrique instantanée $\leq 400$ km	George Dulk
1970's	Réseaux d'antennes BF (Nançay, Kharkov, Boulder, Floride) ... VLBI	
1980's	Voyager (radioastronomie planétaire spatiale BF) IRAM	
1974-93	Pulsar milliseconde & rayonnement gravitationnel	Russell Hulse & Joseph Taylor
1990's	Ulysses, Galileo, Cassini VLA, GMRT	





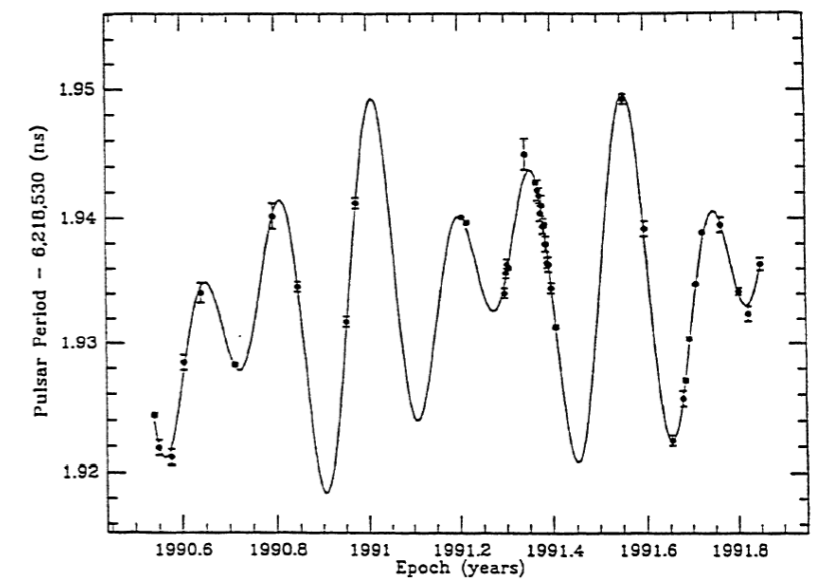
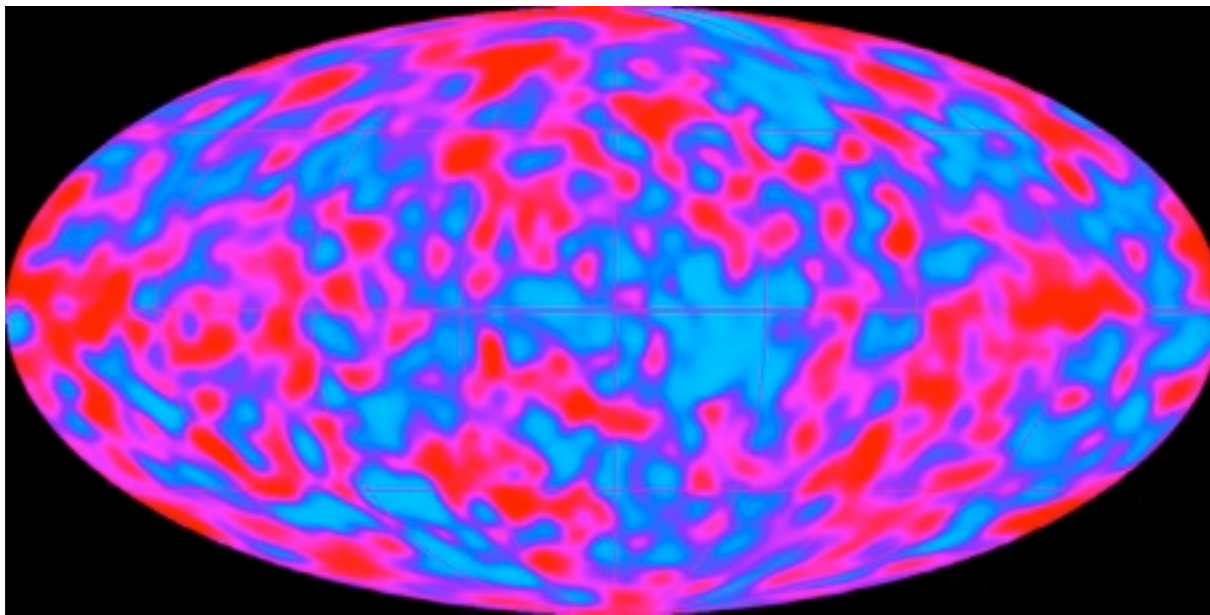
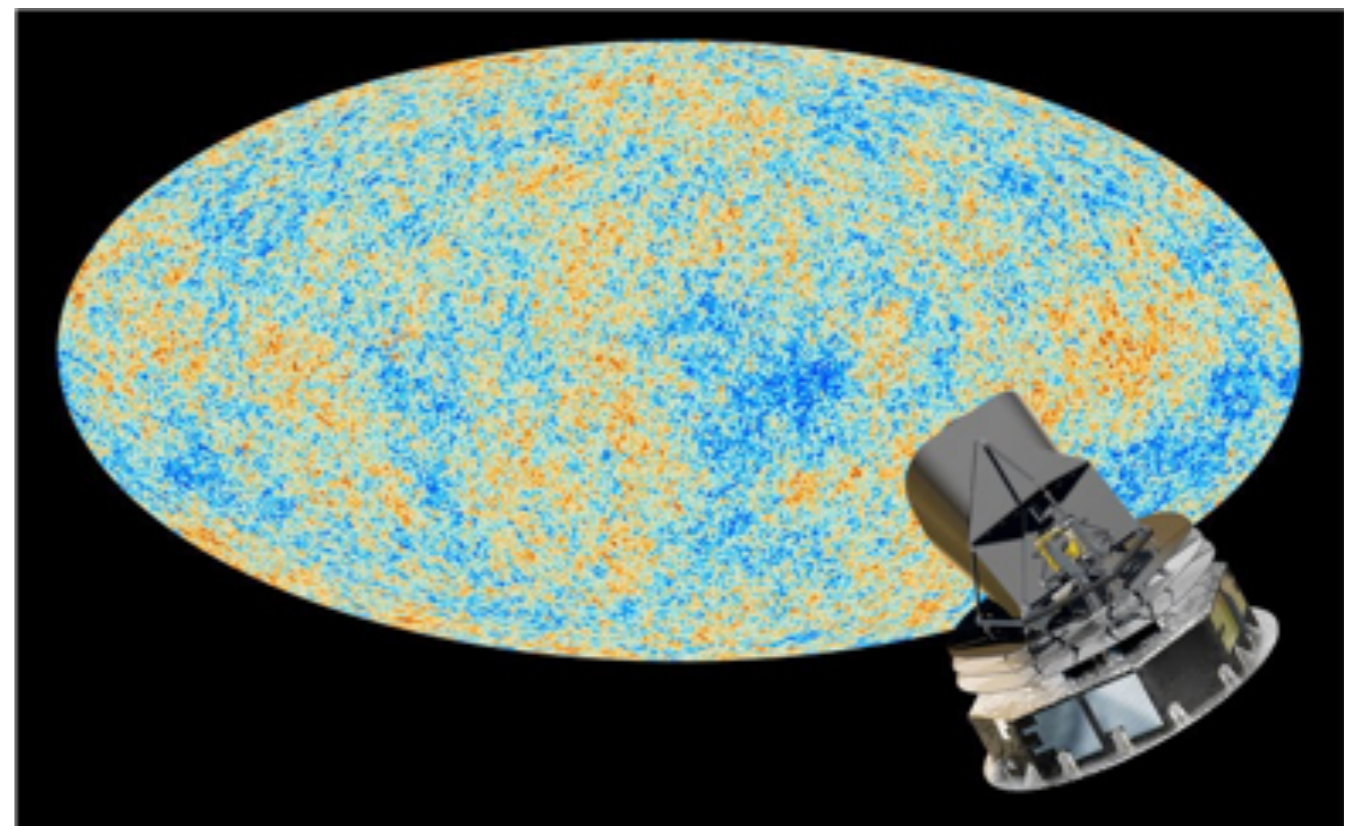


Figure 2. A comparison of period variations of PSR1257+12 (filled circles) with a two-planet model prediction (solid line).

1990's	COBE : fluctuations du fond cosmologique	George Smoot & John Mather
1992	1 <sup>ère</sup> exoplanète autour d'un pulsar	Alexander Wolszczan
2000's	Space radio astronomy : Cassini, Stereo ...	
2010's	ALMA, LOFAR, Planck	







2020's	SKA, Constellations de microsattellites ?	
2030's	Radioastronomie sur la Lune ? ...	

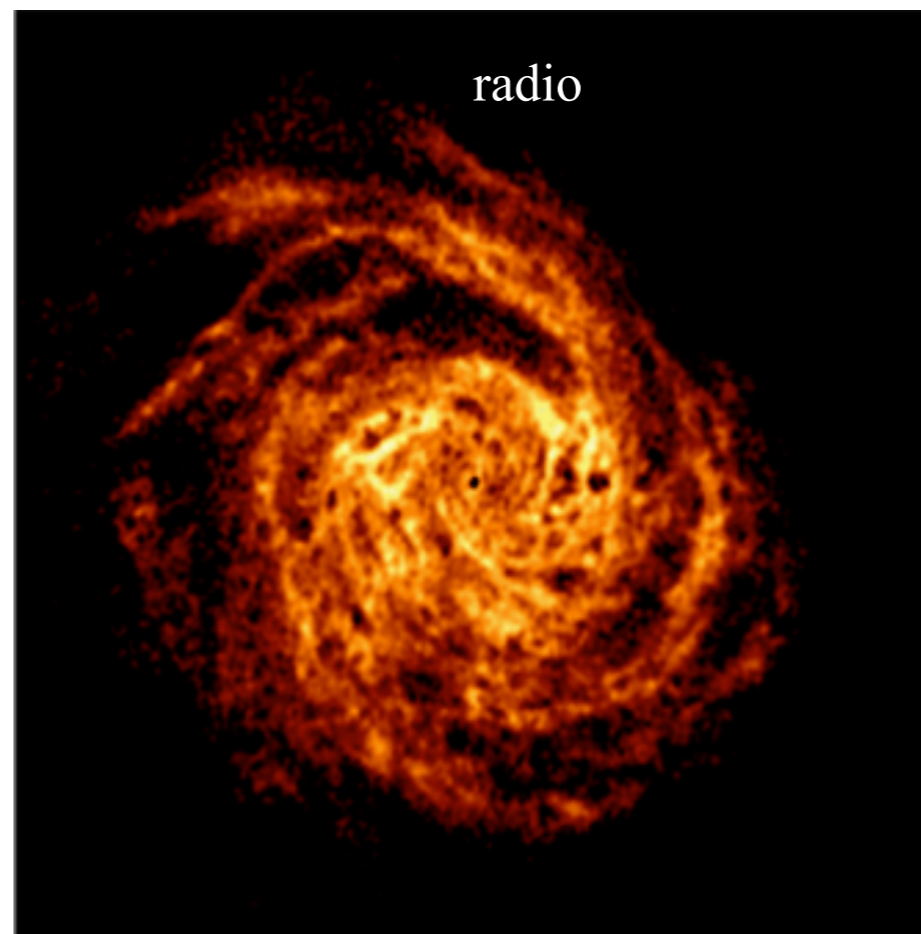
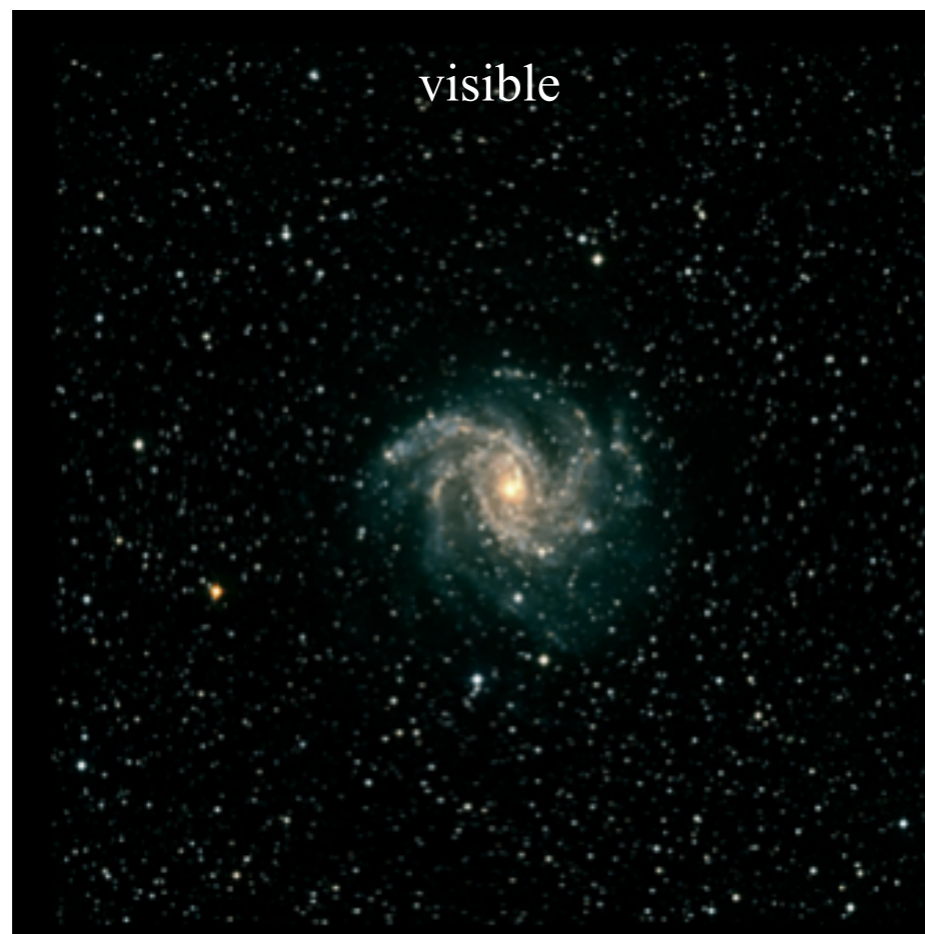
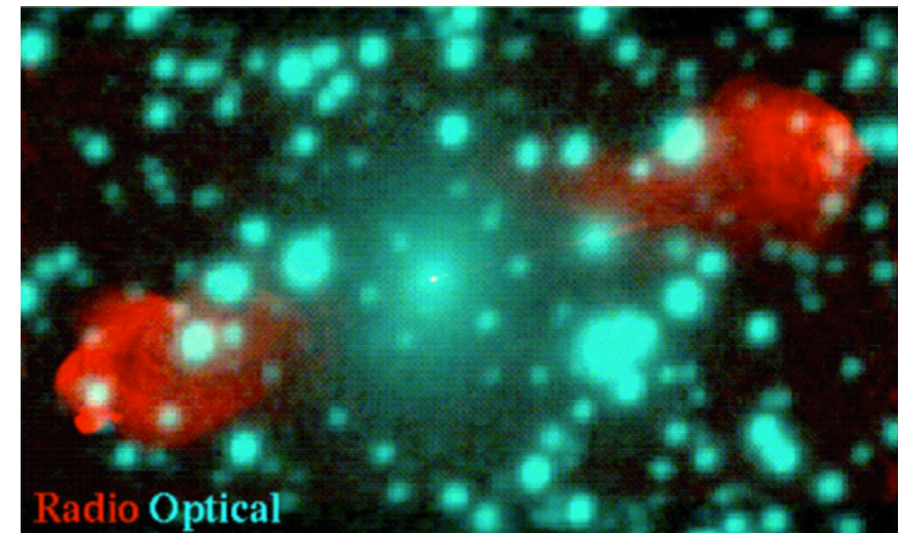
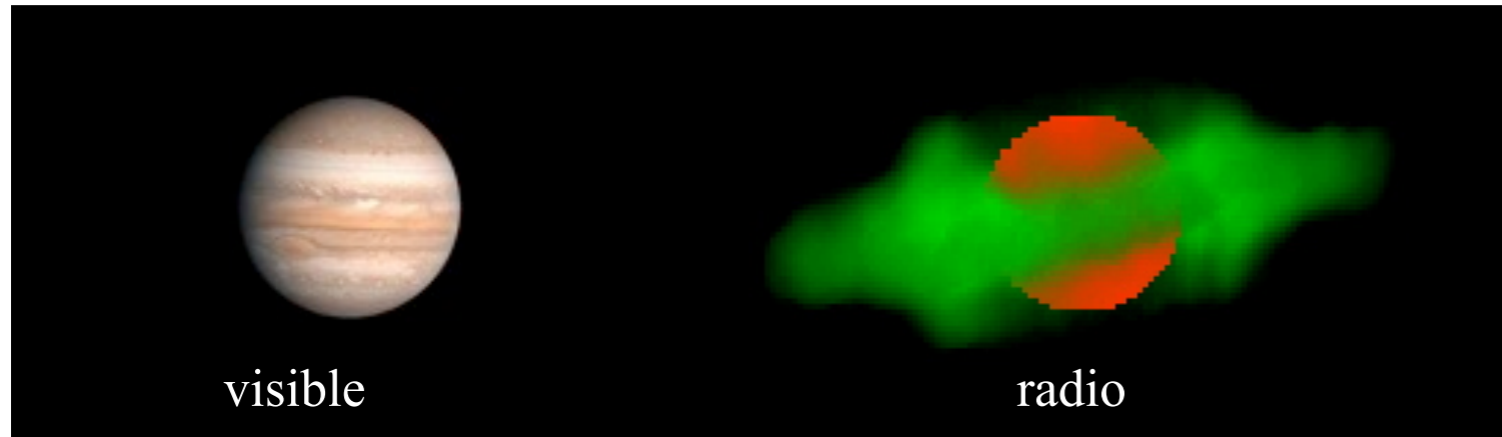




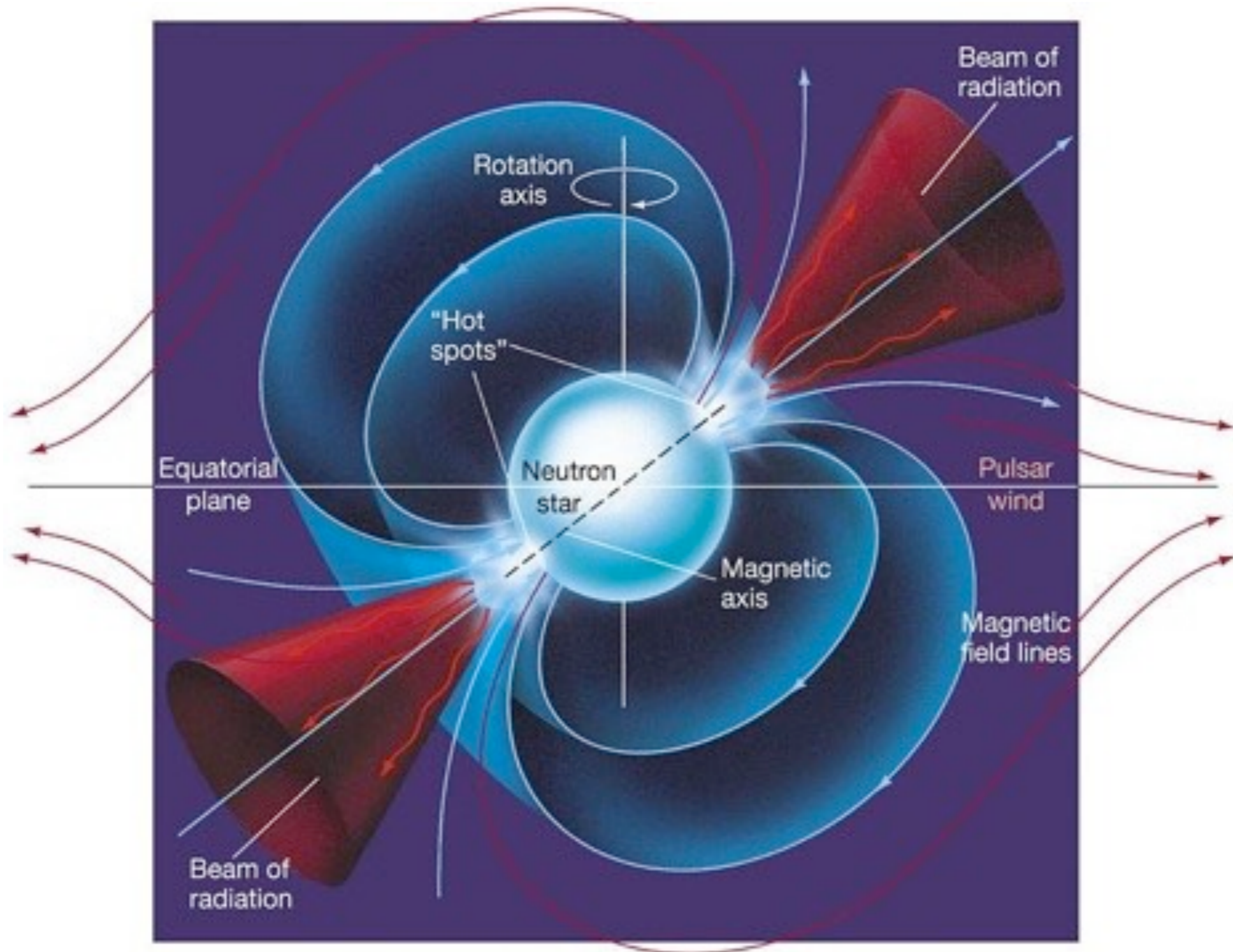
## Spécificités (de la Radioastronomie)

- "Physiques"

→ Aspect des sources  $\neq$  du "visible" (Jupiter DIM, RadioGalaxies...)



→ Astres nouveaux : Pulsars (2659 en 2019 :  
<http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/> )  
Radio-galaxies, Quasars ...





→ Emission thermique des objets froids

Loi de Planck (corps noir) :

$$B(\nu) = (2h\nu^3/c^2) / (\exp(h\nu/kT) - 1) \quad [W \, m^{-2} \, Hz^{-1} \, sr^{-1}]$$

$\Downarrow$                        $\Downarrow$   
 de source      depuis la source

$B(\nu)$  = "Luminance" en photométrie (optique),  
 "Brillance" en radio

$T = T_B$  = température de brillance

Aux basses fréquences :  $h\nu \ll kT$

$$(h\nu/kT = 4.7 \times 10^{-11} \nu/T \Rightarrow \nu \ll 2 \times 10^{10} T)$$

$$\Rightarrow B(\nu) = 2 k T_B \nu^2 / c^2 = 2 k T_B / \lambda^2 \quad \text{(Rayleigh-Jeans)}$$

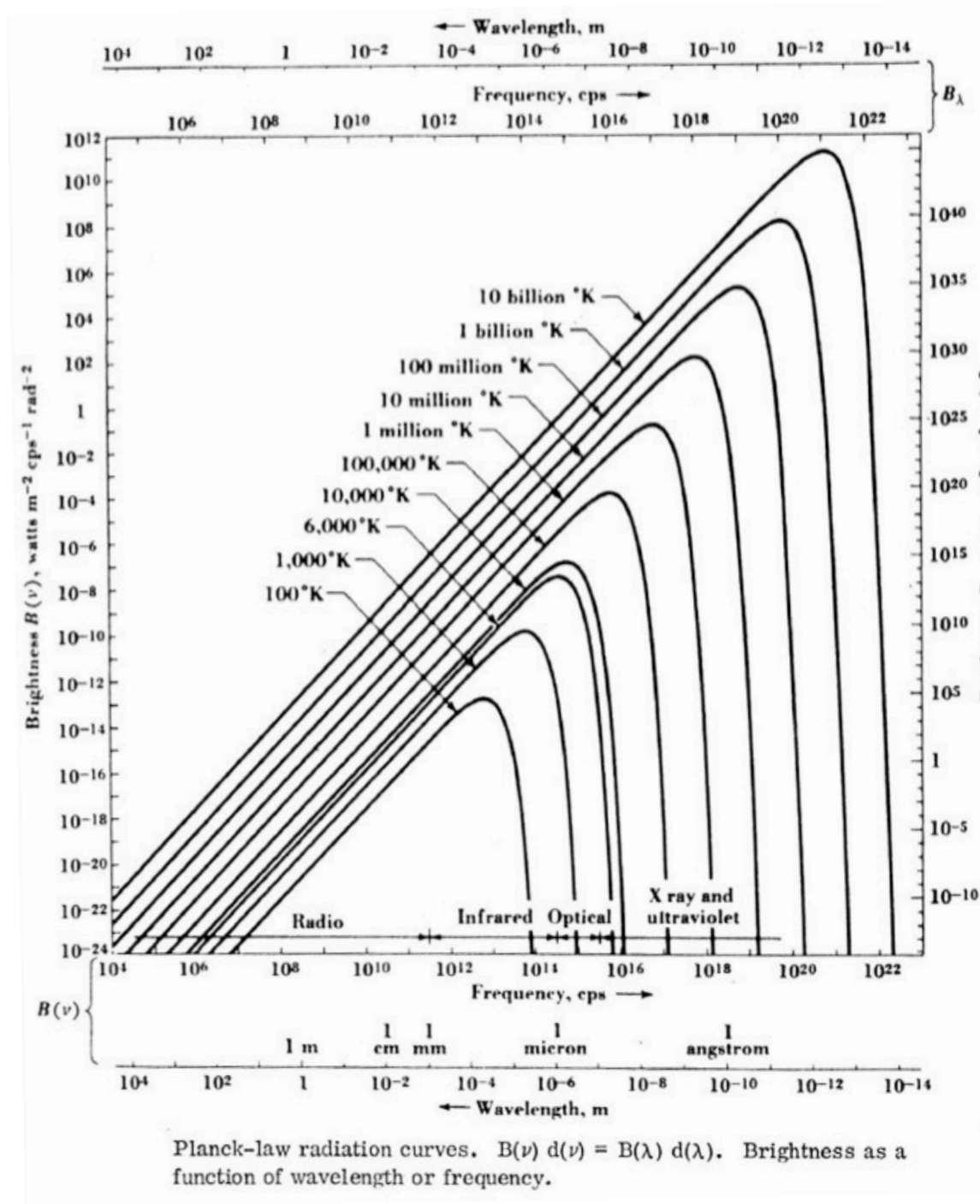
$$\lambda(B_{max}) = 3 \times 10^{-3} / T \quad [m] \quad \text{(Wien)}$$

Pour  $T \leq 100 \, K$  (MIS), ~ aucune émission thermique à  $\nu \geq 10^{14} \, Hz$

⇒ objet invisible en optique, mais brillant en IR & Radio

NB : Unité de flux = **Jansky (Jy)** = f.u. =  $10^{-26} \, Wm^{-2}Hz^{-1}$

En radioastronomie solaire, on trouve : Solar Flux Unit = s.f.u. =  $10^{-22} \, Wm^{-2}Hz^{-1}$



→ Processus d'émission différents de l'optique

- Continuum non seulement thermique :  $\exists$  nombreux processus d'émission non-thermiques  
 $\Rightarrow$  spectre  $\neq \nu^2$  ( $\nu^{-\alpha}$  notamment)

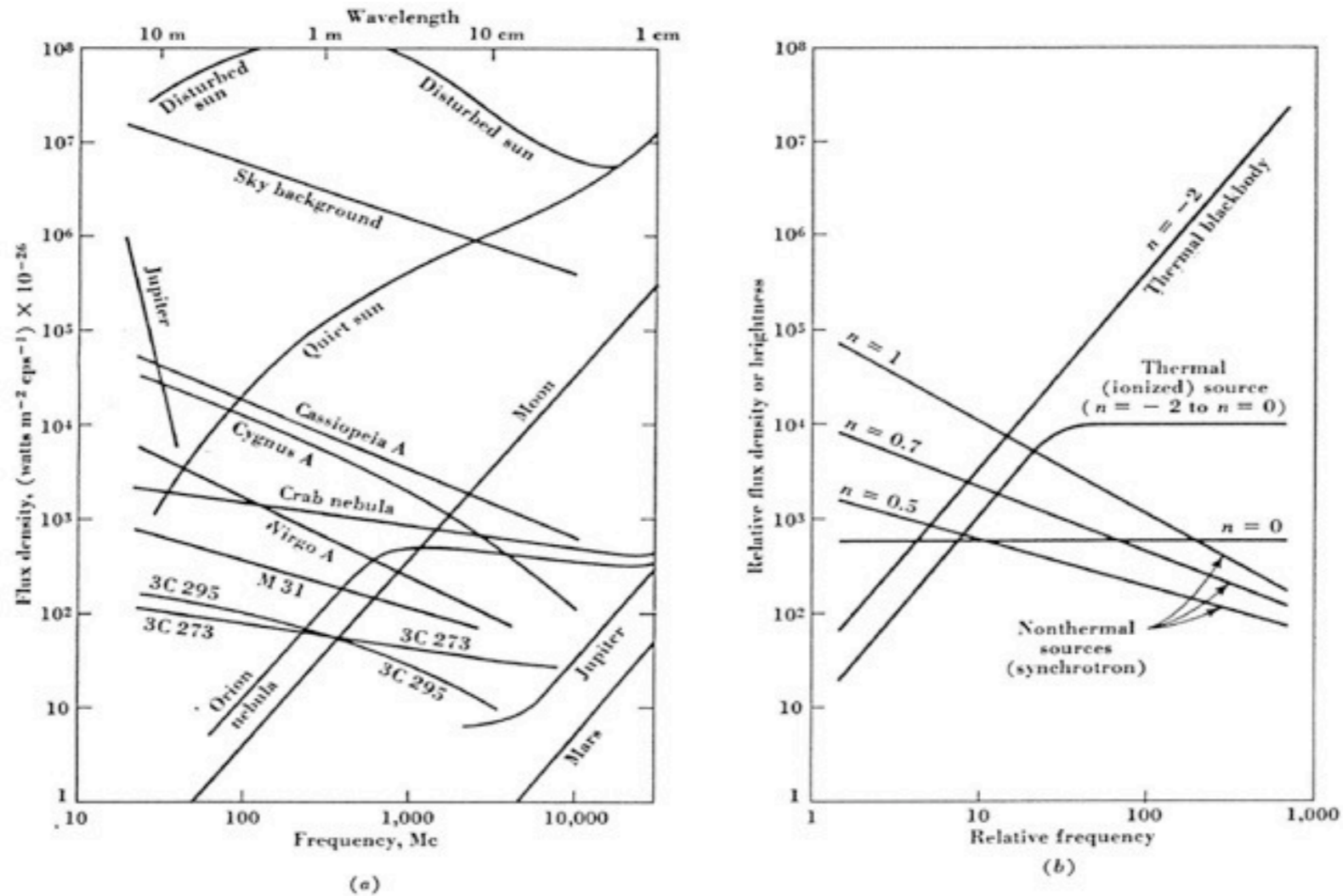


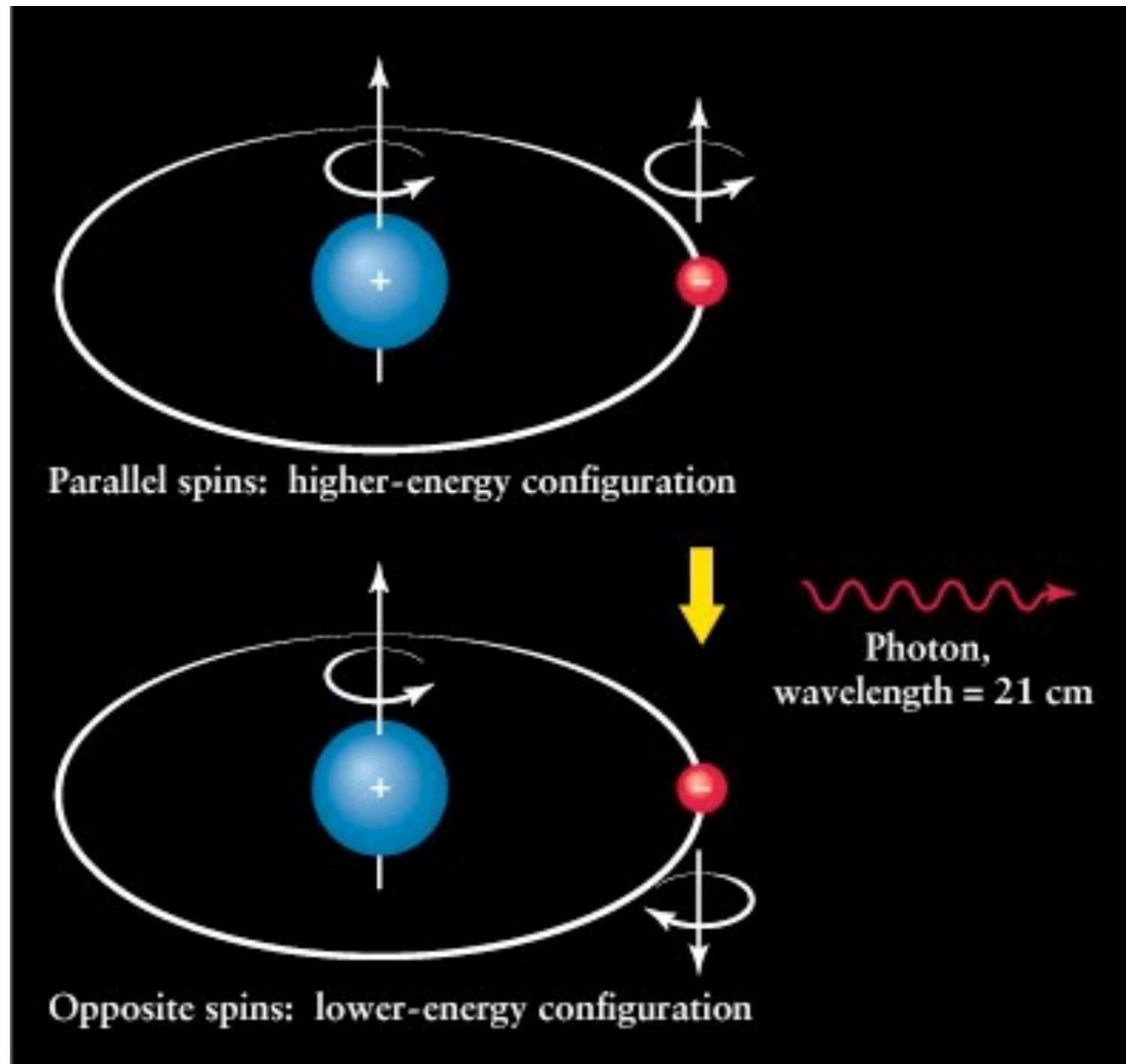
Fig. 8-6. (a) Spectra of typical radio sources; (b) calculated spectra for various values of spectral index  $n$ .

$T_B = B(\nu) \lambda^2 / 2k$  toujours utilisable dans une bande spectrale  $\Delta\nu$  restreinte  
 = température du corps noir émettant la même brillance  $B(\nu)$  à cette fréquence  
 $\neq T_{\text{physique}}$  de la source si elle n'est pas un corps noir

Ex:  $T_B \geq 10^{12}$  K pour les émissions radio solaires,  $T_B \geq 10^{18}$  K (Jupiter),  $T_B \geq 10^{22}$  K (Pulsars)



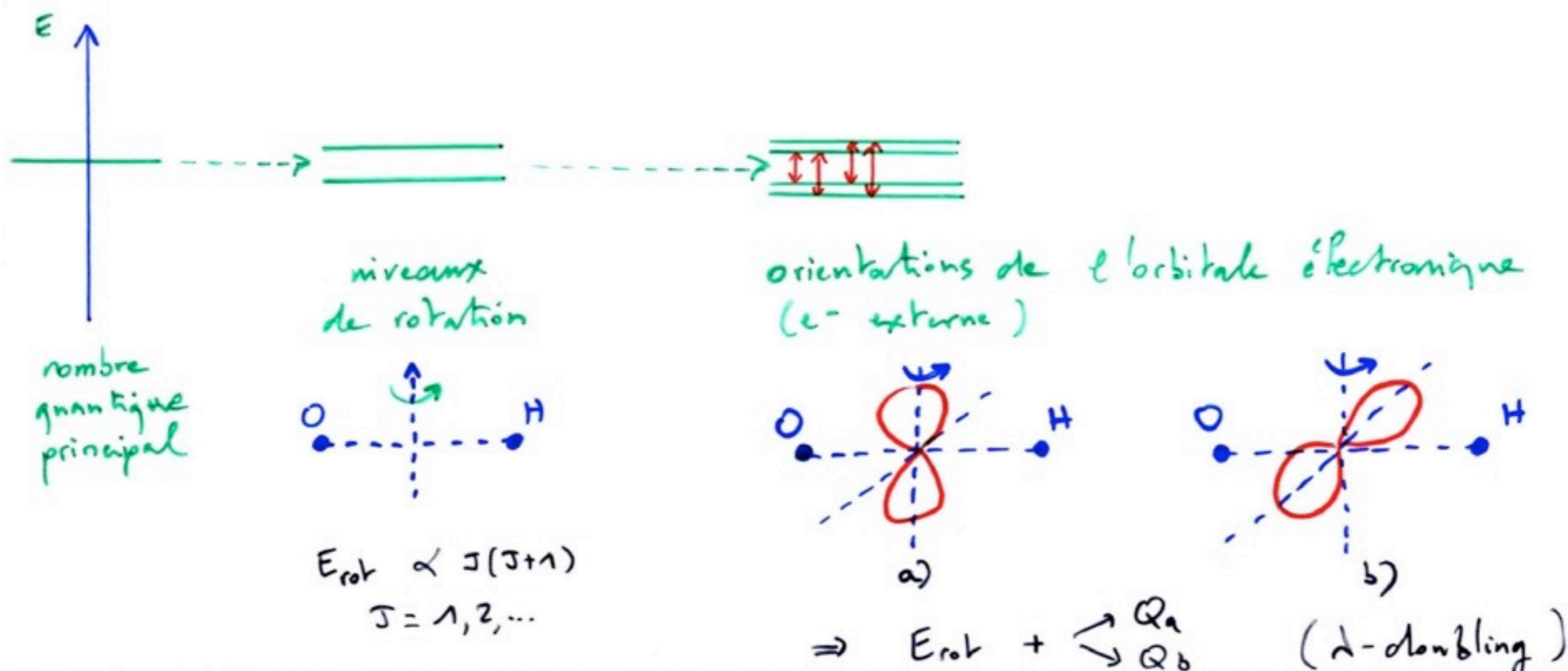
- Raie de  $H_I$  à 21.2 cm (1420 MHz -  $5 \times 10^{-6}$  eV)
- = structure "hyperfine" de l'atome d'hydrogène (prépondérant dans l'Univers)
- transition "interdite" ( $P \sim 3 \times 10^{-15} \text{ s}^{-1}$ , durée de vie  $\tau \sim 1/P$ )
- $\Rightarrow$  raie très fine (largeur naturelle  $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu \sim P$ )
- $\Rightarrow$  témoin des conditions physiques dans la source



- Nombreuses raies moléculaires en radio

(calculées / mesurées en laboratoire / observées dans l'espace depuis  $\geq 1965-70$ )

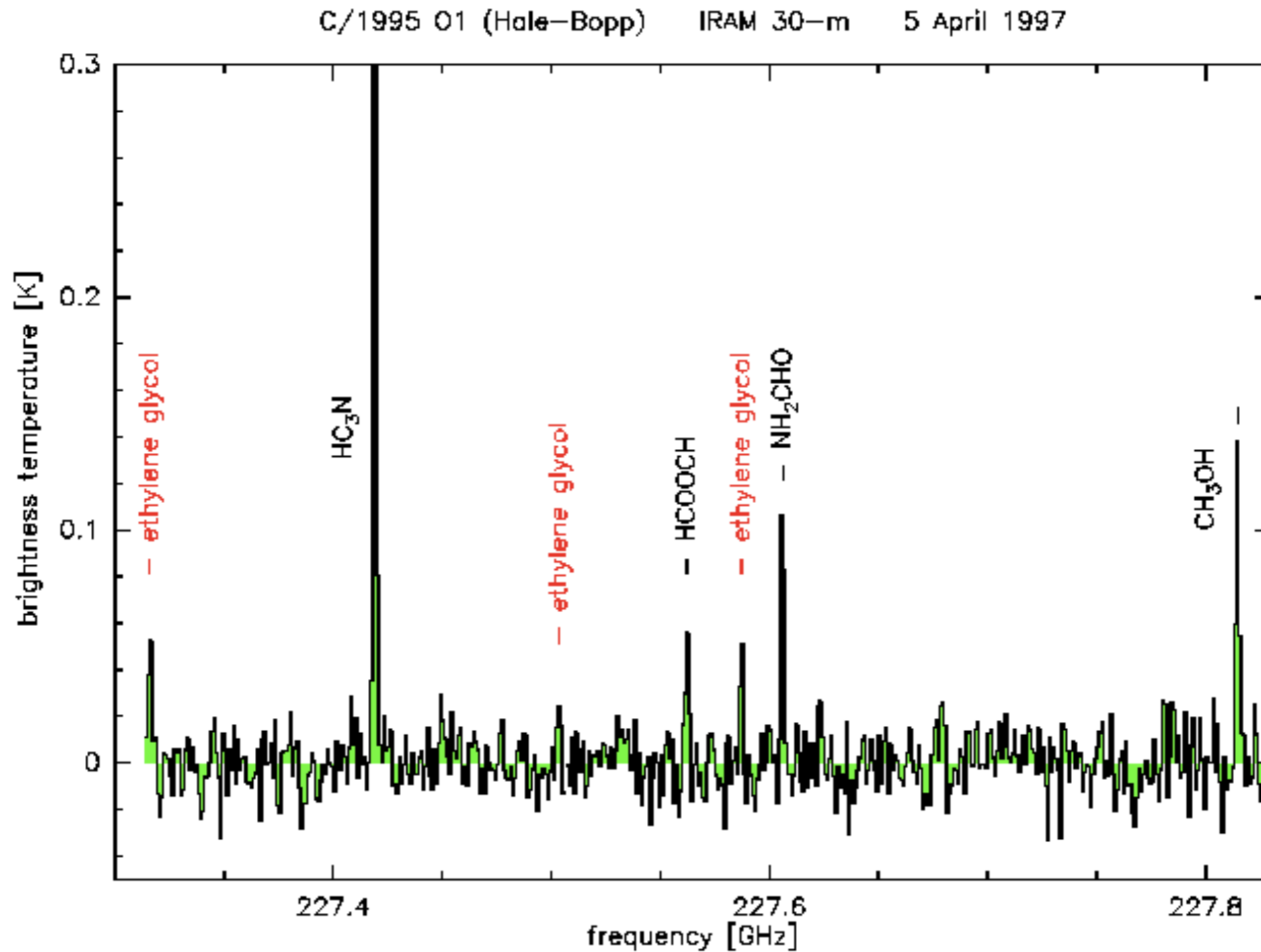
Niveaux d'énergie	Domaine (spectral) des transitions
Orbites électroniques	Optique, UV
Vibrations atomiques	IR
Rotations moléculaires	Radio (mm $\rightarrow$
Structure hyperfine	Radio $\rightarrow$ dm)





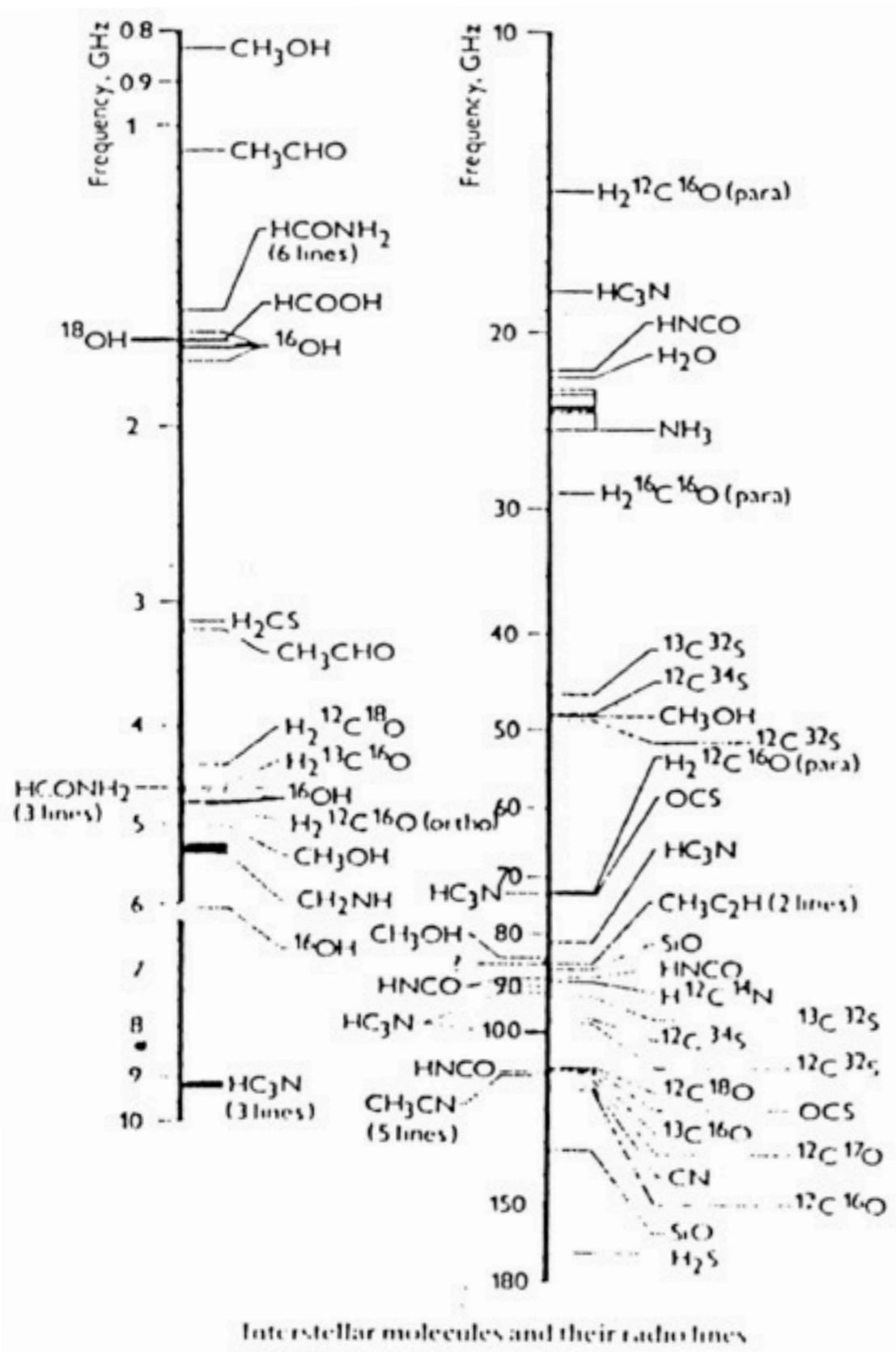
*Ex: Radical OH (comètes, enveloppes stellaires ...)*

*→ ∃ 4 transitions possibles entre 1600 et 1670 MHz ( $\lambda \sim 18$  cm),  
= raies "interdites" avec rapports d'intensité 1-5-9-1*

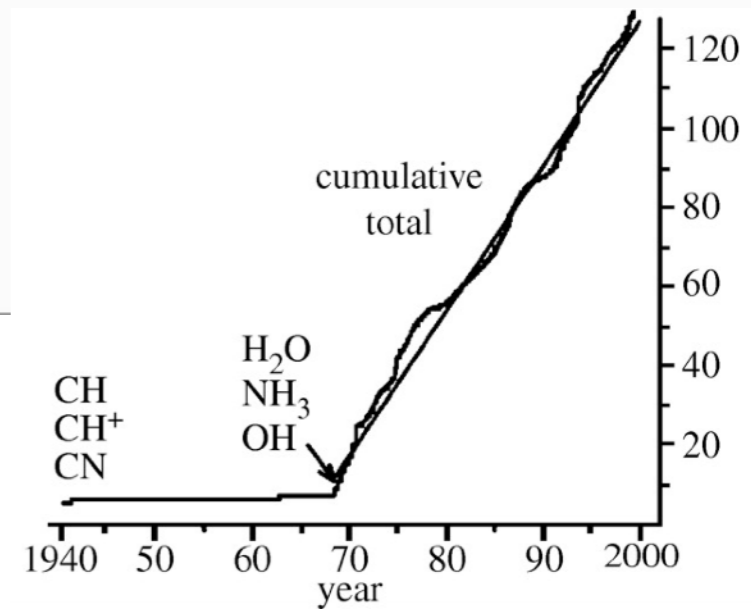


*Comète Hale-Bopp observée par l'antenne de 30m de Grenade*

~200 molécules organiques détectées (CO, CN, H<sub>2</sub>CO, alcools, acides...) ⇒ astrochimie



Number of Atoms										
2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12+
H <sub>2</sub>	C <sub>3</sub>	c-C <sub>3</sub> H	C <sub>3</sub>	C <sub>3</sub> H	C <sub>6</sub> H	CH <sub>3</sub> C <sub>3</sub> N	CH <sub>3</sub> C <sub>4</sub> H	CH <sub>3</sub> C <sub>3</sub> N?	HC <sub>9</sub> N	C <sub>6</sub> H <sub>6</sub>
AlF	C <sub>2</sub> H	l-C <sub>3</sub> H	C <sub>4</sub> H	l-H <sub>2</sub> C <sub>4</sub>	CH <sub>2</sub> CHCN	HCOOCH <sub>3</sub>	CH <sub>3</sub> CH <sub>2</sub> CN	(CH <sub>3</sub> ) <sub>2</sub> CO		HC <sub>11</sub> N
AlCl	C <sub>2</sub> O	C <sub>3</sub> N	C <sub>4</sub> Si	C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	CH <sub>3</sub> C <sub>2</sub> H	CH <sub>3</sub> COOH?	(CH <sub>3</sub> ) <sub>2</sub> O	NH <sub>2</sub> CH <sub>2</sub> COOH?		PAHs
C <sub>2</sub>	C <sub>2</sub> S	C <sub>3</sub> O	l-C <sub>3</sub> H <sub>2</sub>	CH <sub>3</sub> CN	HC <sub>3</sub> N	C <sub>2</sub> H	CH <sub>3</sub> CH <sub>2</sub> OH			C <sub>60</sub> ??
CH	CH <sub>2</sub>	C <sub>3</sub> S	c-C <sub>3</sub> H <sub>2</sub>	CH <sub>3</sub> NC	HCOCH <sub>3</sub>	H <sub>2</sub> C <sub>6</sub>	HC <sub>3</sub> N			
CH <sup>+</sup>	HCN	C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>	CH <sub>2</sub> CN	CH <sub>3</sub> OH	NH <sub>2</sub> CH <sub>3</sub>	HOCH <sub>2</sub> CHO	C <sub>8</sub> H			
CN	HCO	CH <sub>2</sub> D*?	CH <sub>4</sub>	CH <sub>3</sub> SH	c-C <sub>2</sub> H <sub>4</sub> O					
CO	HCO <sup>+</sup>	HCCN	HC <sub>3</sub> N	HC <sub>2</sub> NH <sup>+</sup>						
CO <sup>+</sup>	HCS <sup>+</sup>	HCNH <sup>+</sup>	HC <sub>2</sub> NC	HC <sub>2</sub> CHO						
CP	HOC <sup>+</sup>	HNCO	HCOOH	NH <sub>2</sub> CHO						
CSi	H <sub>2</sub> O	HNCS	H <sub>2</sub> CHN	C <sub>2</sub> N						
HCl	H <sub>2</sub> S	HOCO <sup>+</sup>	H <sub>2</sub> C <sub>2</sub> O							
KCl	HNC	H <sub>2</sub> CO	H <sub>2</sub> NCN							
NH	HNO	H <sub>2</sub> CN	HNC <sub>2</sub>							
NO	MgCN	H <sub>2</sub> CS	SiH <sub>4</sub>							
NS	MgNC	H <sub>3</sub> O <sup>+</sup>	H <sub>2</sub> COH <sup>+</sup>							
NaCl	N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	NH <sub>3</sub>								
OH	N <sub>2</sub> O	SiC <sub>2</sub>								
PN	NaCN	CH <sub>3</sub>								
SO	OCS									
SO <sup>+</sup>	SO <sub>2</sub>									
SiN	c-SiC <sub>2</sub>									
SiO	CO <sub>2</sub>									
SiS	NH <sub>2</sub>									
CS	H <sub>3</sub> <sup>+</sup>									
HF	H <sub>2</sub> D <sup>+</sup>									



- Masers (OH, NH<sub>3</sub>, H<sub>2</sub>O) :  
 1 raie très intense, traduisant l'existence d'un processus de "pompage" (rayonnement IR d'étoiles proches ... ) + désexcitation induite

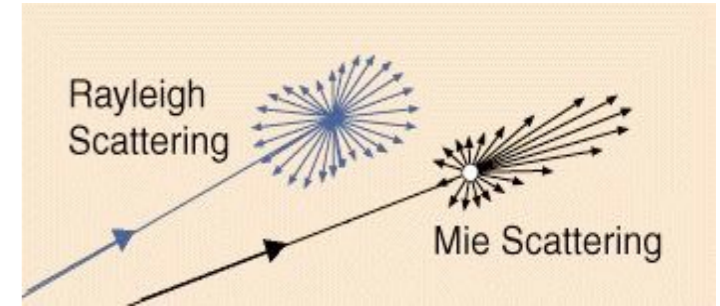


→ Diffusion & Opacité : le MIS contient des poussières ( $r \sim 0.1 \mu\text{m}$ ) +  $\text{H}_\text{I}$

Probabilité de diffusion d'un photon  $\lambda$  (& fraction de la lumière incidente déviée)

$P(\lambda) \propto 1/\lambda^4$  ( $r \ll \lambda$ ) ~isotrope (diffusion de Rayleigh)

$P(\lambda) \propto 1/\lambda^2$  ( $r \sim \lambda$ ) majoritairement vers l'avant (diffusion de Mie)



Diffusion  $\neq$  Absorption, mais l'allongement du trajet des photons augmente la probabilité d'être absorbé par d'autres processus

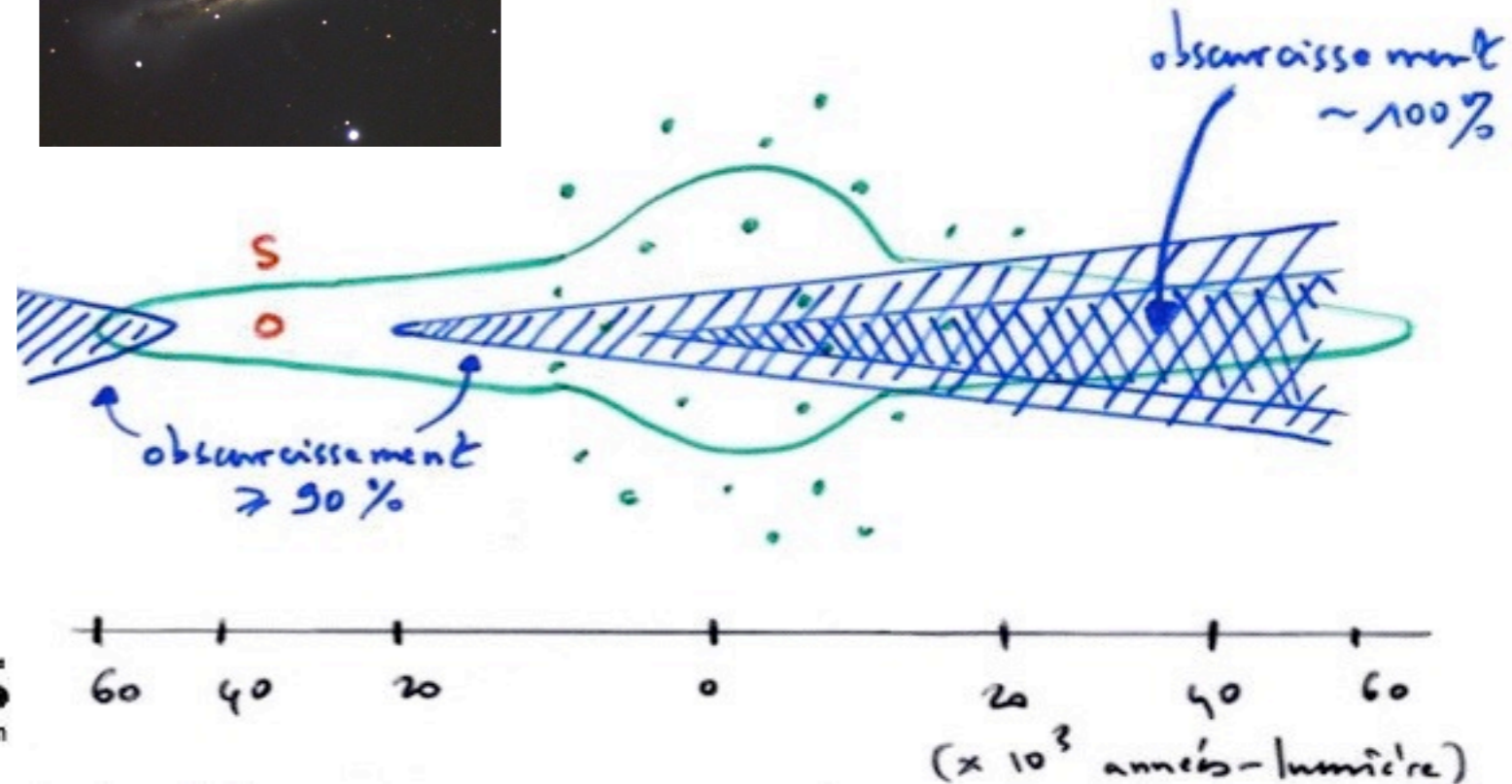
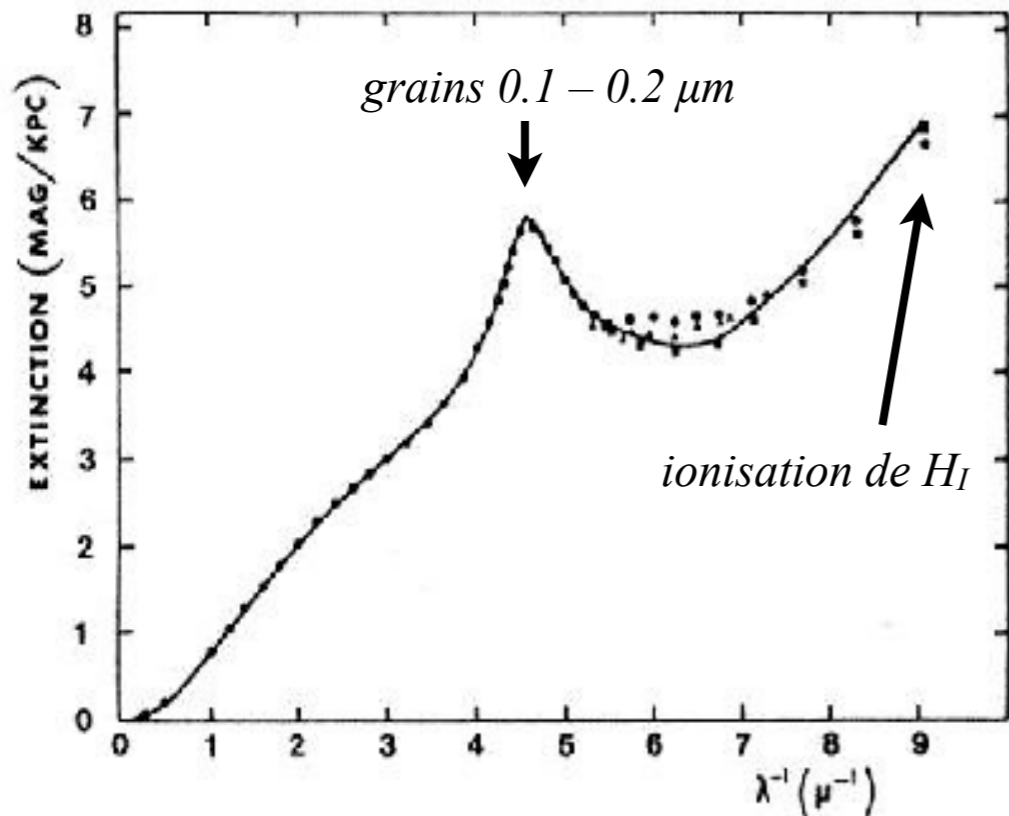
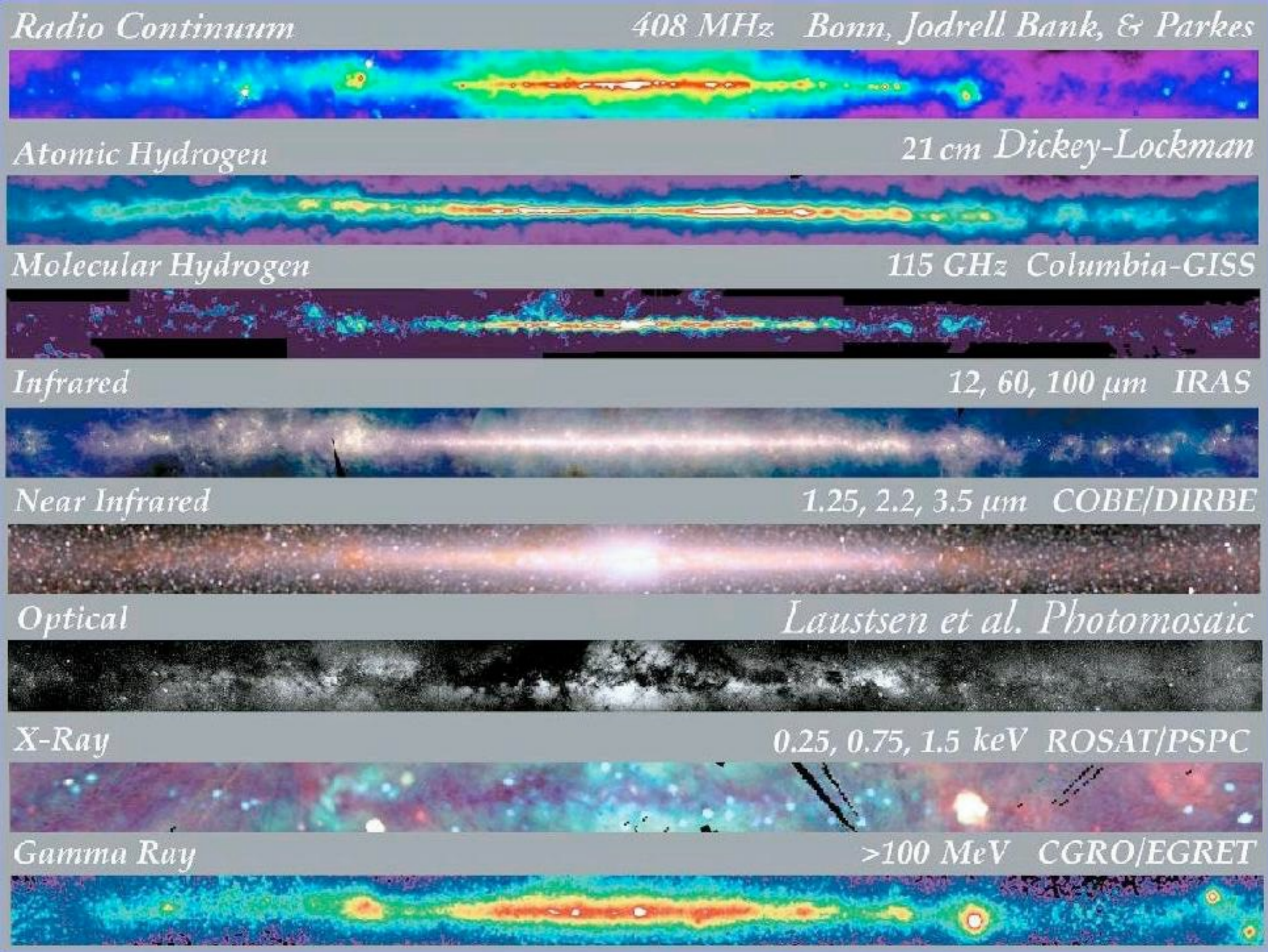


Fig. 1. Wavelength dependence of interstellar extinction normalised to 1.8 mag/kpc at  $\lambda^{-1} = 1.8 \mu\text{m}^{-1}$ . Points are astronomical observations; solid curve is for the grain model proposed here. (●) average extinction data compiled from many sources by Sapar and Kuusik (1979). (▲) ESA data from Jamar et al. (1976). (■) OAO II data from Bless and Savage (1972).

⇒ Opacité du MIS / lumière visible au-delà de  $\sim 3$  kpc ( $\ll \varnothing$  disque galactique)





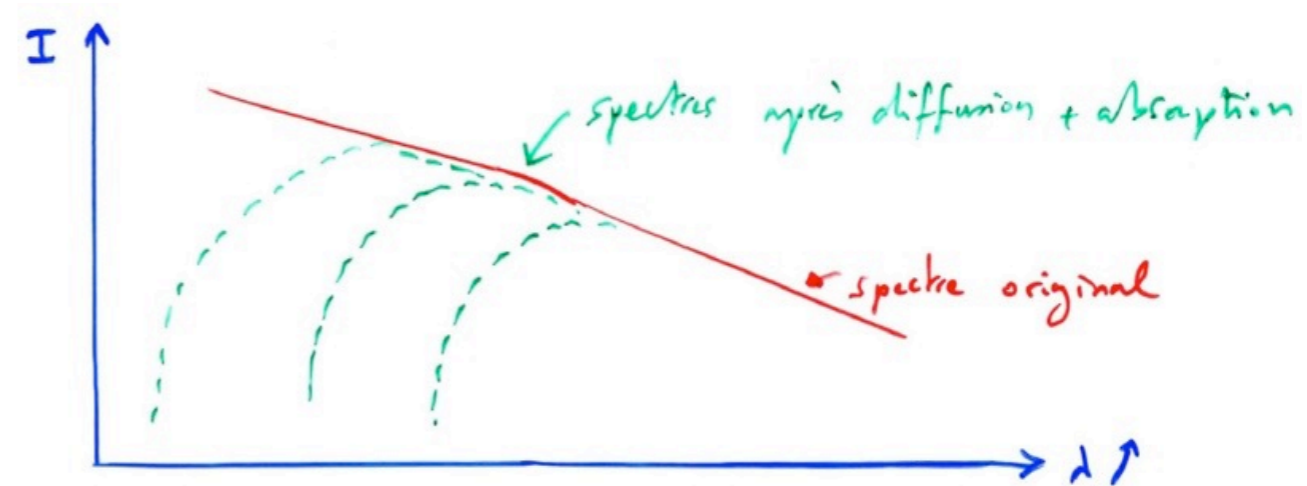


⇒ Rougissement du spectre des objets lointains → fausse l'évaluation de T(source)

En Radio,  $\lambda \gg \Rightarrow P(\lambda) \ll \Rightarrow$  le disque galactique est  $\sim$ transparent

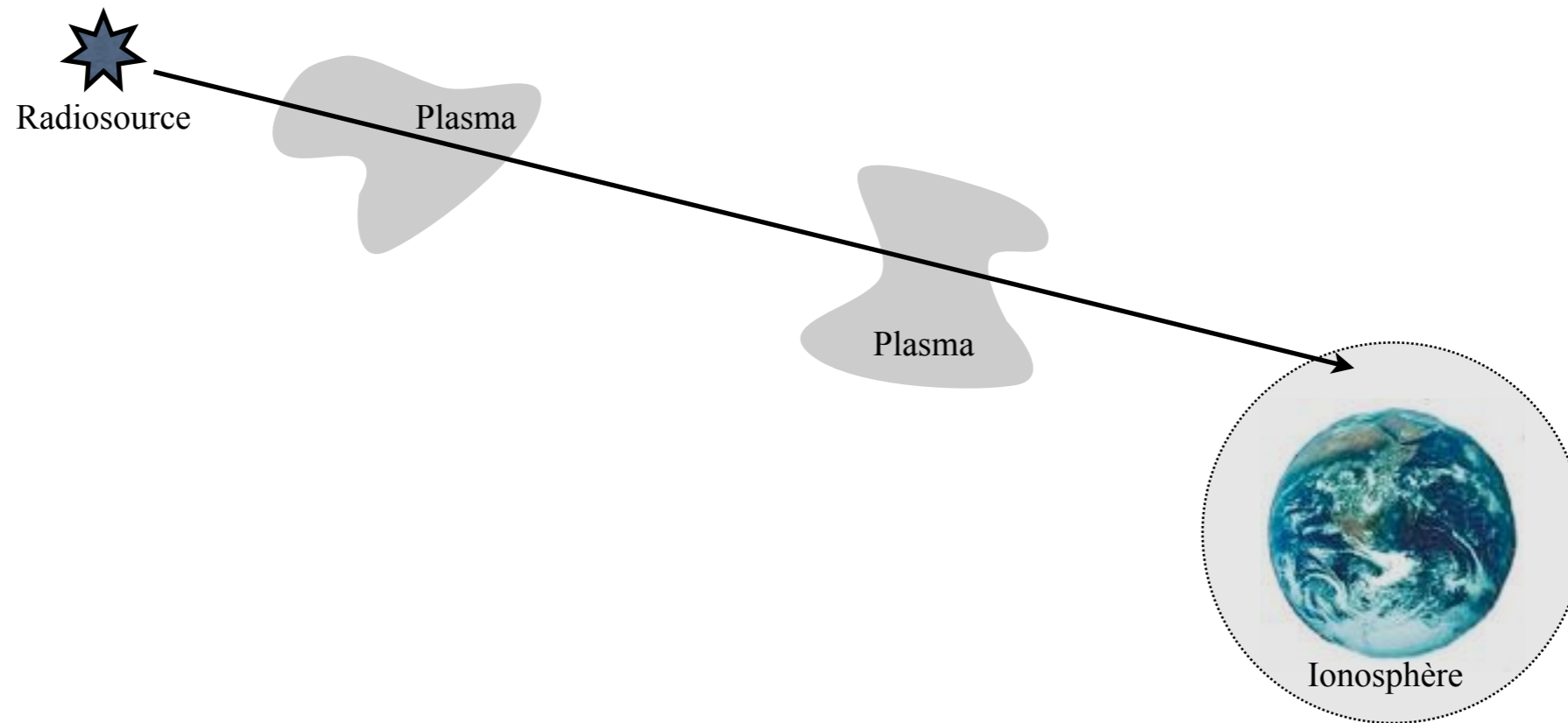
→ structure galactique

→ étude radio des nébuleuses sombres (poussières)



→ Propagation d'une onde radio fonction de la densité électronique  $N_e$   
(et du champ magnétique  $\mathbf{B}$ ) du milieu traversé

⇒ sondage des plasmas cosmiques (couronne solaire, MIS...) inaccessibles en optique & IR



- "Techniques"

☺ Détection cohérente : mesure directe de l'amplitude  $E$ ,  $|E|$  ou  $|E^2|$ , et de la phase  $\phi$  (électronique rapide)

☺ Bruit de photons faible

$$n_{\text{photons}} = E / h\nu$$

⇒ le bruit statistique du comptage de photons

(auquel se ramène in-fine toute mesure de flux) est  $\propto \sqrt{n}/n \propto 1/\sqrt{n}$

Comparaison Radio / Optique (à flux équivalent) :

$$1/\sqrt{n_{\text{optique}}} / 1/\sqrt{n_{\text{radio}}} = (\lambda_{\text{radio}}/\lambda_{\text{optique}})^{1/2} \geq (1 \text{ mm} / 0.5 \text{ } \mu\text{m})^{1/2} \approx 45$$

*Exemple 1 : Pour une radiosource très faible :*

$$S = 10^{-30} \text{ Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1} \text{ à } 100 \text{ MHz} \quad \Rightarrow \quad S / h\nu = 1.5 \times 10^{-5} \text{ photons/m}^2.\text{s.Hz}$$

$$\text{Avec } b = 10 \text{ kHz} \ \& \ A_{\text{eff}} = 1000 \text{ m}^2 \quad \Rightarrow \quad n = 150 \text{ photons/s}$$

⇒ statistique à ~8% près en 1 seconde (acceptable même avec  $\tau < 1 \text{ s}$ )

*Exemple 2 : Pour une source optique faible :*

$m_v = 21$  (limite pour un télescope de  $\varnothing = 4\text{-}5 \text{ m}$ ),  $\lambda = 0.55 \text{ } \mu\text{m}$  (jaune),

& filtre  $\Delta\lambda = 0.1 \text{ } \mu\text{m}$  ⇒  $\int_{\text{filtre}} S.d\lambda = 10^{-21} \text{ W/m}^2 = 3 \times 10^{-3} \text{ photons/m}^2.\text{s}$

Avec  $A_{\text{eff}} \leq 100 \text{ m}^2$  ⇒  $n \leq 0.3 \text{ photons/s}$  (+ pertes atm. & dans le détecteur)

⇒  $\tau > 500 \text{ s}$  nécessaire pour une statistique à ~8% près ( $1/\sqrt{n\tau} \leq 8\%$ )

⇒ mesures optiques moins sensibles aux variations rapides de flux

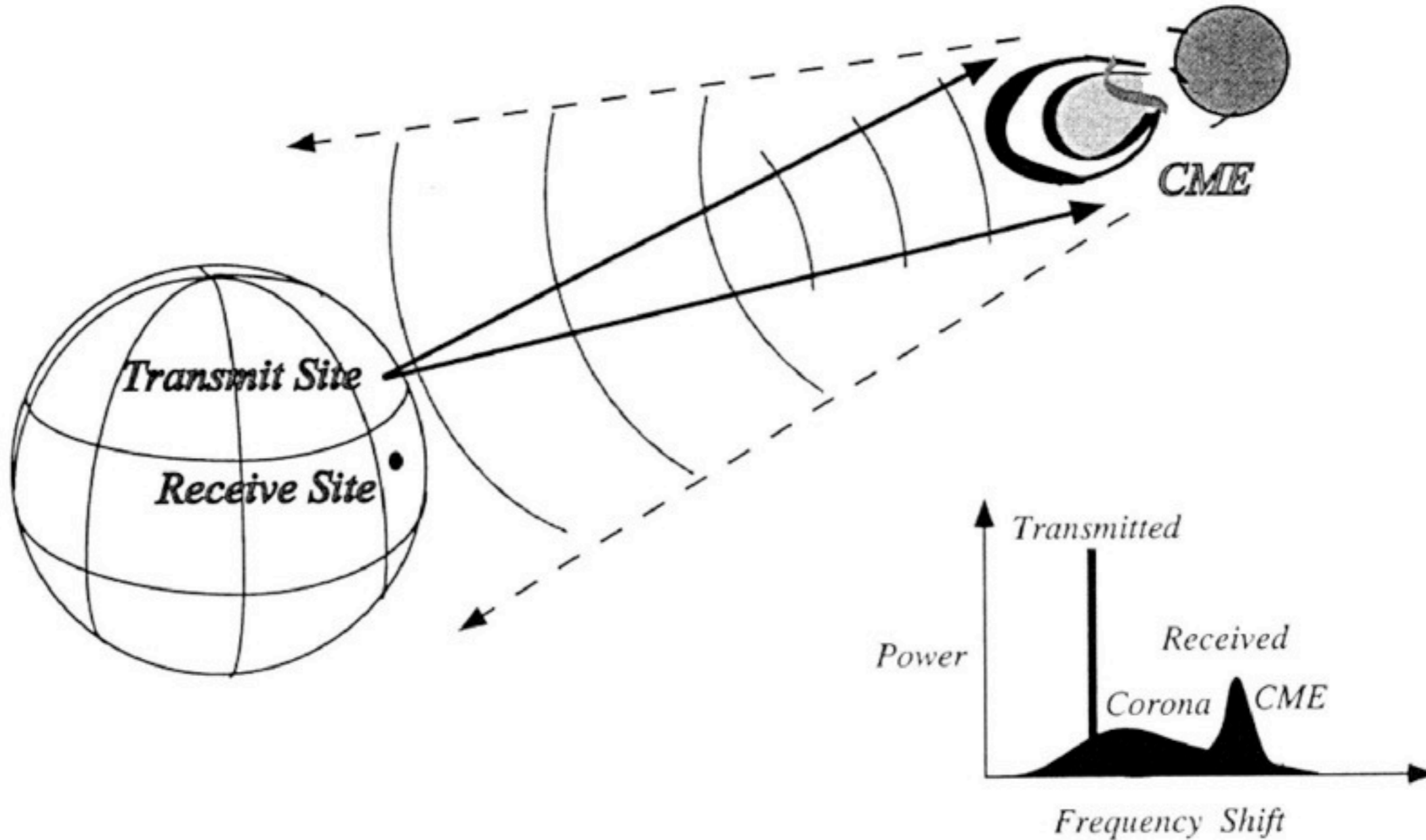


☺ RADAR astronomie = Radioastronomie active (télédétection)

Echo / t  $\Rightarrow$  Relief

Echo / v  $\Rightarrow$  Surface (texture)

*Exemple: Magellan/Vénus, anneaux de Saturne, couronne solaire ...*



[seule comparaison en optique = Laser-Lune]



# Résolution angulaire

- Rappel : diffraction à l'infini par une ouverture rectangulaire (1D)

Le déphasage d'un rayon passant par l'ouverture à distance  $x$  de  $O$ , dans la direction  $\theta$ , est :

$$\varphi = \mathbf{k} \cdot \mathbf{x} = k \Delta s = 2\pi x \sin\theta / \lambda \quad (\approx 2\pi x \theta / \lambda \quad \text{pour } \theta \text{ petit})$$

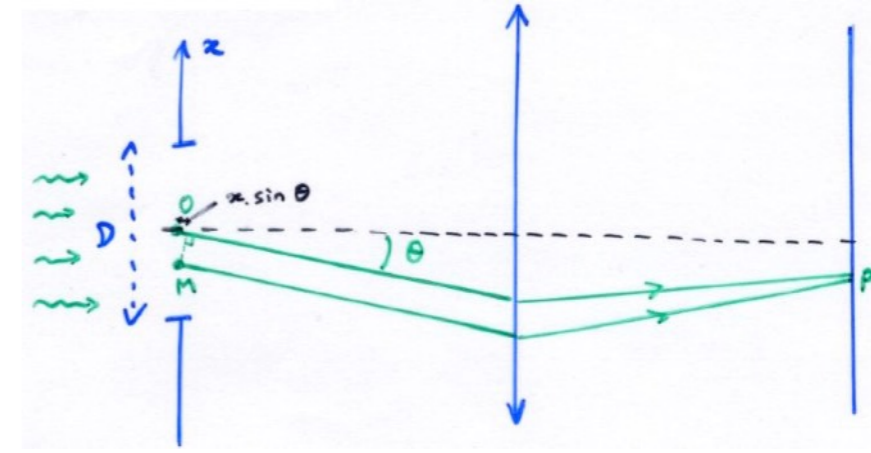
L'onde correspondante (passant par  $M$ ) s'écrit :  $E = E_o \exp[i(\omega t - \varphi)] = E_o \exp(i2\pi\nu t) \exp(-i2\pi x \theta / \lambda)$

L'amplitude reçue dans la direction  $\theta$  (en  $P$ ) est :

$$\begin{aligned} \bar{E}(\theta) &= \int_{-D/2}^{+D/2} E_o \exp(i2\pi\nu t) \exp(-i2\pi x \theta / \lambda) dx \\ &= E_o \exp(i2\pi\nu t) \int_{-D/2}^{+D/2} f(x) \exp(-i2\pi x \theta / \lambda) dx \\ &\text{avec } f(x) = 1 \text{ pour } x \in [-D/2, +D/2], \quad f(x) = 0 \text{ ailleurs} \end{aligned}$$

$$\bar{E}(\theta) = E_o \exp(i2\pi\nu t) \left[ \exp(-i2\pi x \theta / \lambda) / (-i2\pi \theta / \lambda) \right]_{-D/2}^{+D/2}$$

$$\bar{E}(\theta) = D E_o \exp(i2\pi\nu t) \operatorname{sinc}(\pi D \theta / \lambda)$$



NB :  $\bar{E}(\theta) = TF(E(x))$  où  $E(x)$  est la distribution des amplitudes sur l'ouverture

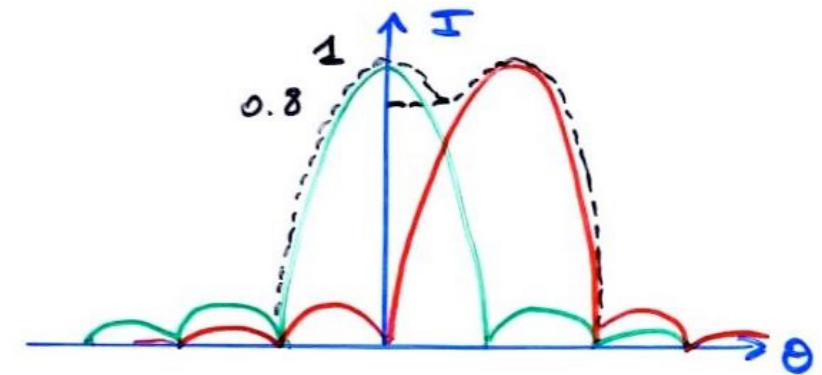
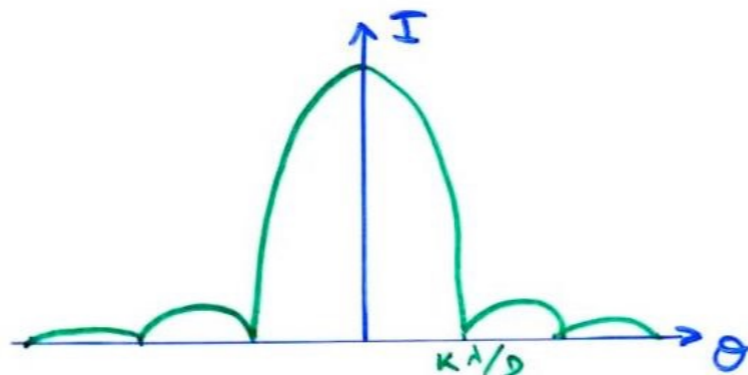
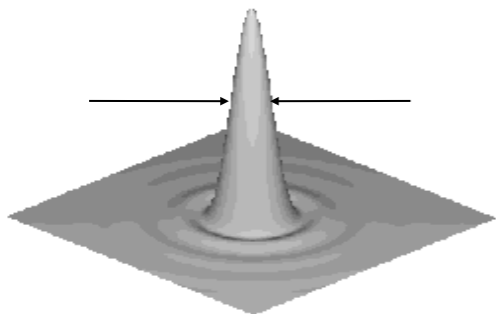
(= c<sup>te</sup> pour une onde plane de l'infini près de l'axe)

$\theta$  et  $x/\lambda$  sont des variables conjuguées

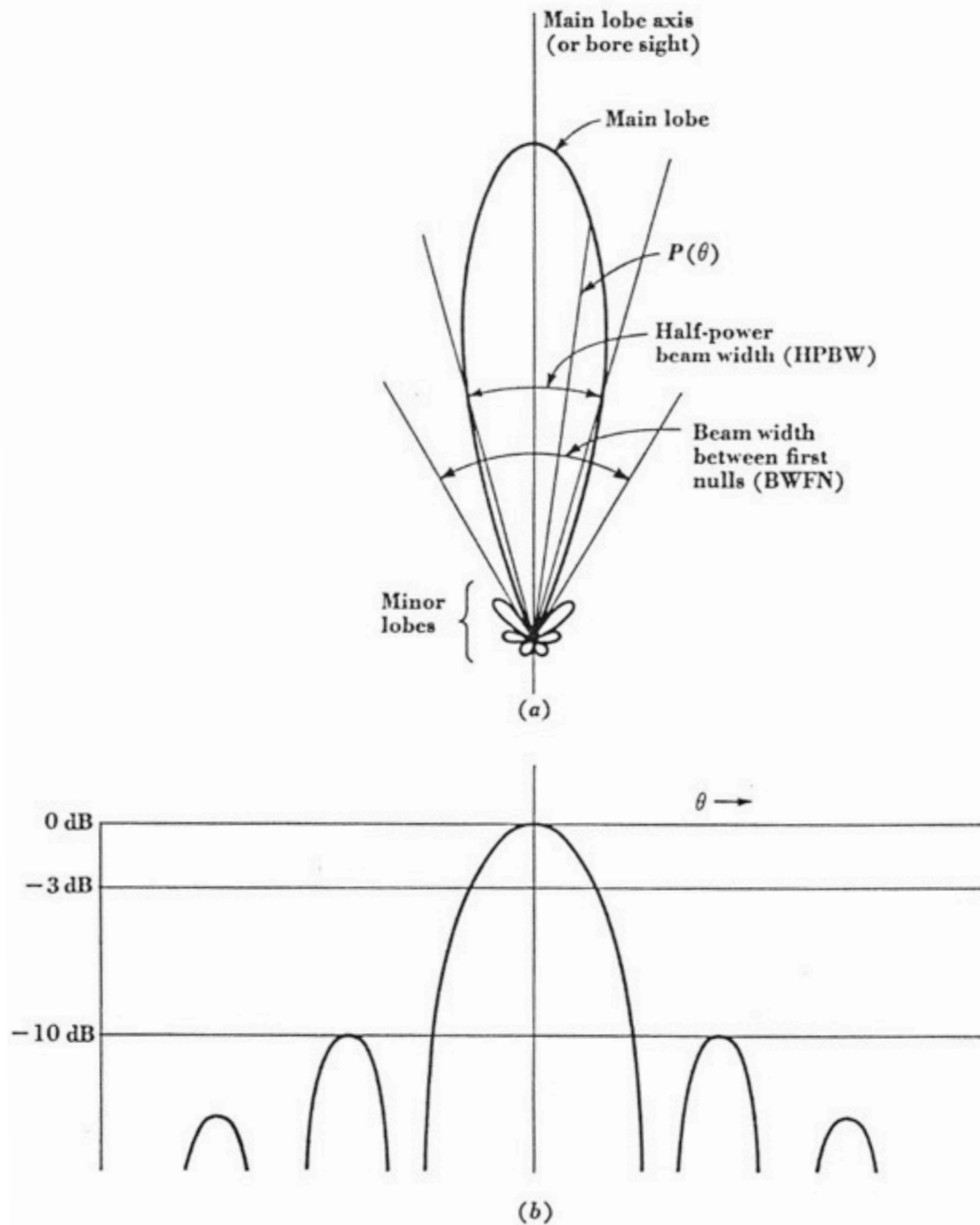
$\operatorname{sinc}(x) = \sin x / x$  (ou version normalisée:  $\operatorname{sinc}(x) = \sin(\pi x) / \pi x =$  « fonction d'Airy 1D »)

$I(\theta) \propto \bar{E}^2(\theta) \propto \operatorname{sinc}^2(\pi D \theta / \lambda)$  [  $4J_1^2(\pi D \theta / \lambda) / (\pi D \theta / \lambda)^2$  pour une ouverture 2D circulaire ]

→ Critère de séparation de 2 sources ponctuelles:  $\theta \geq K \lambda / D$  [  $K = 1.22$  pour une fonction d'Airy ]







**Fig. 6-1.** (a) Antenna pattern in polar coordinates and linear power scale; (b) antenna pattern in rectangular coordinates and decibel power scale.

☹️ Résolution angulaire d'un instrument de  $\varnothing D \sim \lambda/D \Rightarrow 10^7 \times <$  à  $10\text{m} / 1 \mu\text{m}$   
 $\Rightarrow$  instruments radio de grandes dimensions,  
transport du signal sur de grandes distances



Ex: Œil humain :  $\varnothing(\text{pupille}) = 2\text{-}8 \text{ mm}$  (jour/nuit)  $\Rightarrow \lambda/D = 0.25' - 1'$  à  $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$   
Même résolution à  $\lambda = 1 \text{ cm} \Rightarrow D = 40 - 160 \text{ m}$   
Avec  $D = 100 \text{ m}$  à  $\lambda = 21 \text{ cm} \Rightarrow \lambda/D = 7'$   
à  $\lambda = 10 \text{ m} \Rightarrow \lambda/D = 6^\circ$  ( $\varnothing\text{Soleil} = 30'$ ,  $\varnothing\text{Jupiter} = 40''$ )

$\Rightarrow$  très grandes surfaces collectrices / instruments très étendus nécessaires,  
mais avec une précision de surface modeste 😊  
(critère de Rayleigh  $\sim \lambda/10 \rightarrow$  maillage à trous de  $1 \text{ cm}$  Ok à  $\lambda = 21 \text{ cm}$ )

😊  $\Rightarrow$  Interférométrie nécessaire (et "aisée" : détection cohérente + beaucoup de bases  
généralement disponibles ) pour obtenir une résolution angulaire correcte  
( $\sim \lambda/d$ , avec  $d$  la distance entre les antennes)

$\Rightarrow$  en VLBI, on atteint  $\lambda/d \sim 10^{-3}''$  ( $10^4 \text{ km}$  à  $\lambda = 21 \text{ cm}$ )

☹️ Perturbations par l'ionosphère ( $\sim$ atmosphère en optique - cf. + bas)





Pas de lentille radio (réflecteur obligatoire)

Pas de surface sensible : antenne focale = cornet ou dipôle

⇒ Peu de pixels focaux (plan image) : en général 1

(récemment réseaux de cornets ou de dipôles = Focal Plane Arrays)

⇒ imagerie instantanée difficile (impossible avec une antenne unique)

⇒ réseau phasé ou interféromètre → synthèse d'image



Température du "ciel" élevée aux basses fréquences :

$$T(K) \sim 1.15 \times 10^8 / f^{2.5} \quad (f \sim 3 - 300 \text{ MHz})$$

f (MHz)	$\lambda$ (m)	T (K)
1	300	$>10^7$
10	30	$\sim 3 \times 10^5$
100	3	$\sim 10^3$
1000	0.3	$\sim 5$

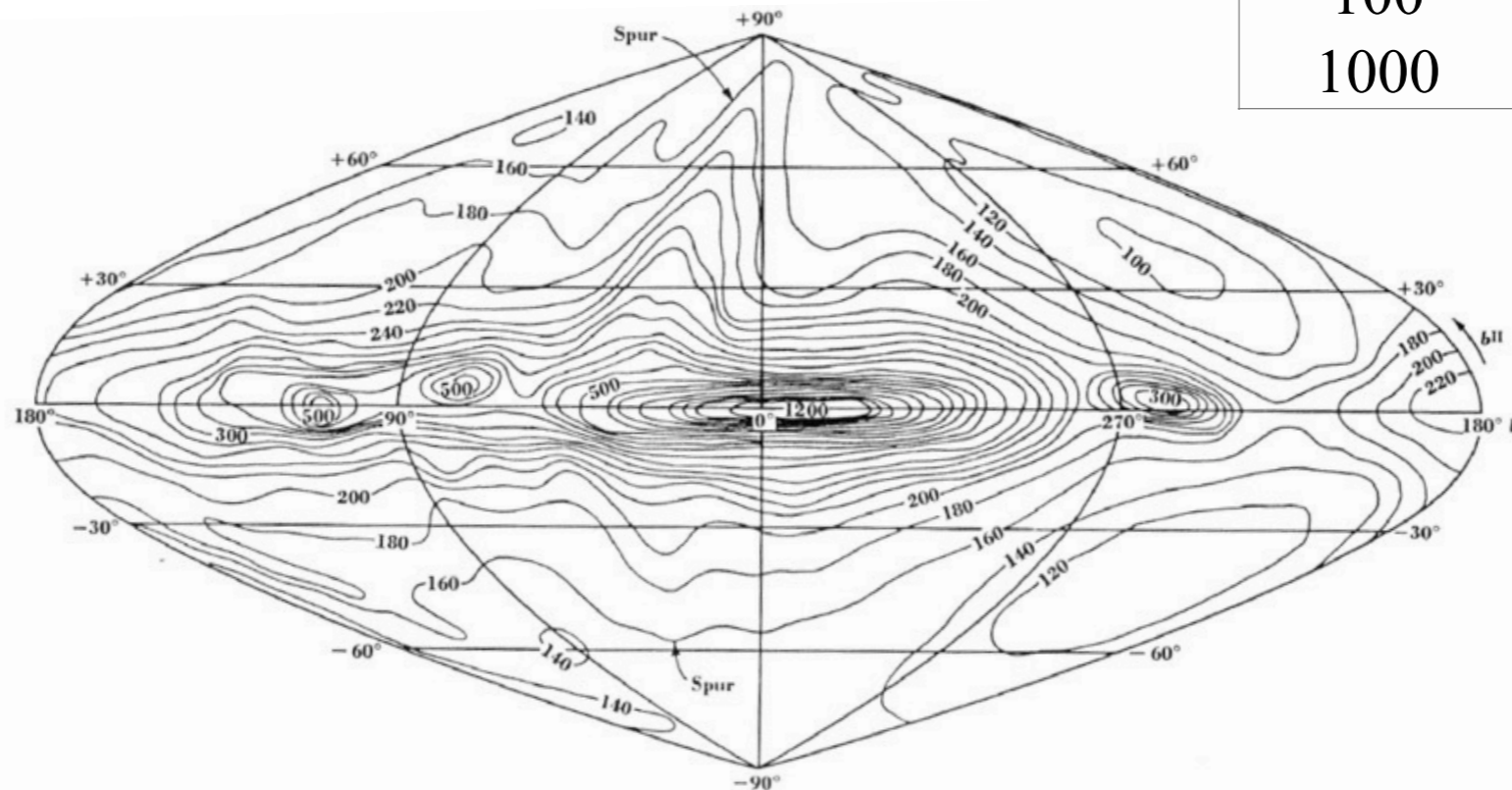


Fig. 8-51. Radio emission from the sky at 200 Mc in new galactic coordinates. Temperatures are indicated in degrees Kelvin. (After Dröge and Priester, 1956.)

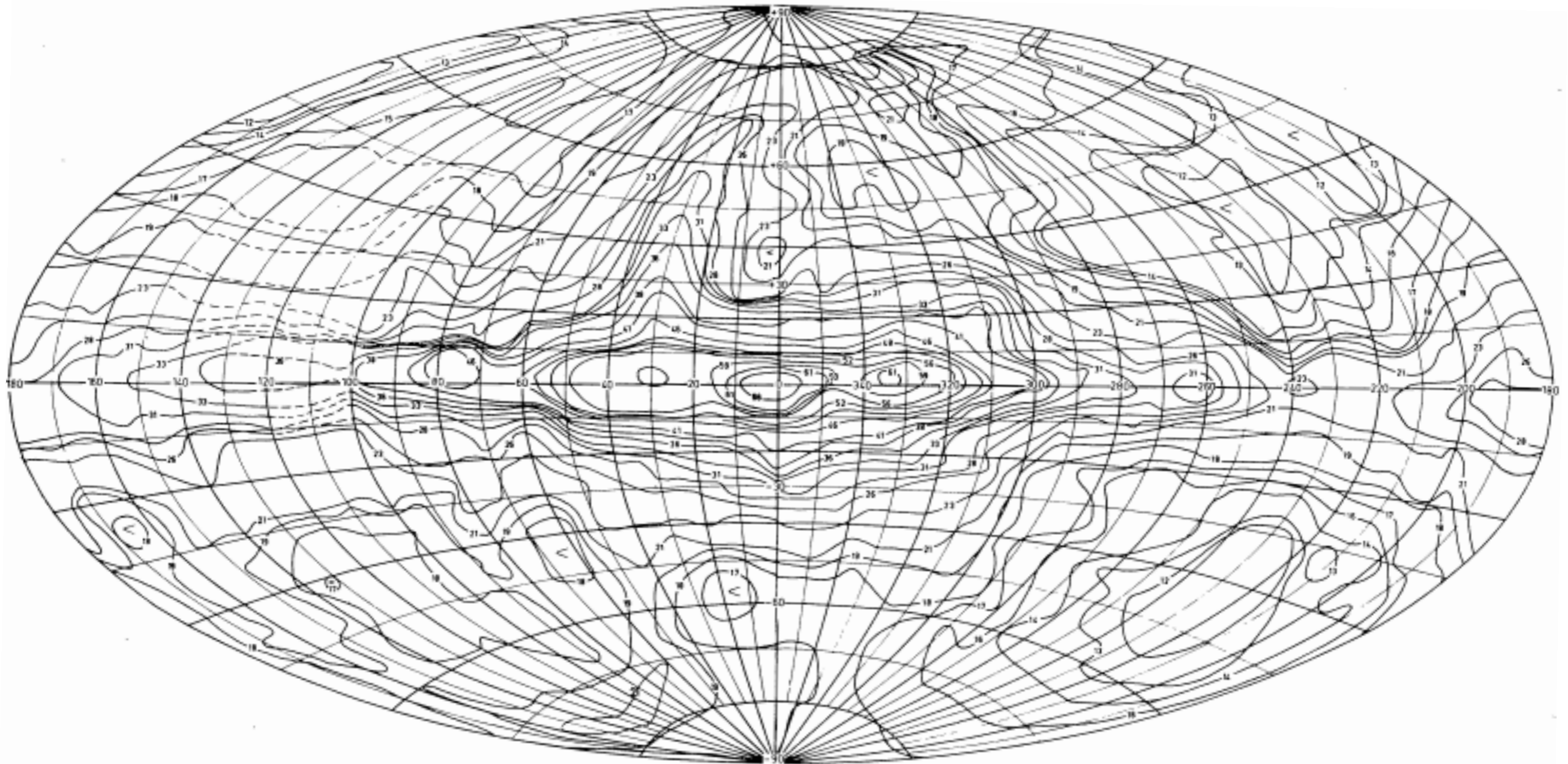


Fig. 1. Contour map of 30 MHz brightness temperatures plotted on a Hammer equal-area projection in galactic coordinates. The contour unit is 1000 K.  
 $T_{B,\min} \sim 10^4$  K,  $T_{B,\max} \sim 6.6 \times 10^4$  K

⇒ le ciel Radio BF, même nocturne, est plus brillant que le ciel optique diurne





## Parasites (RFI = Radio Frequency Interference)

- Naturels = éclairs d'orages (large bande:  $<10$  kHz  $\rightarrow$   $>10$  MHz, été, basses latitudes)
- Artificiels = activités industrielles, militaires, télécommunications (prépondérants)

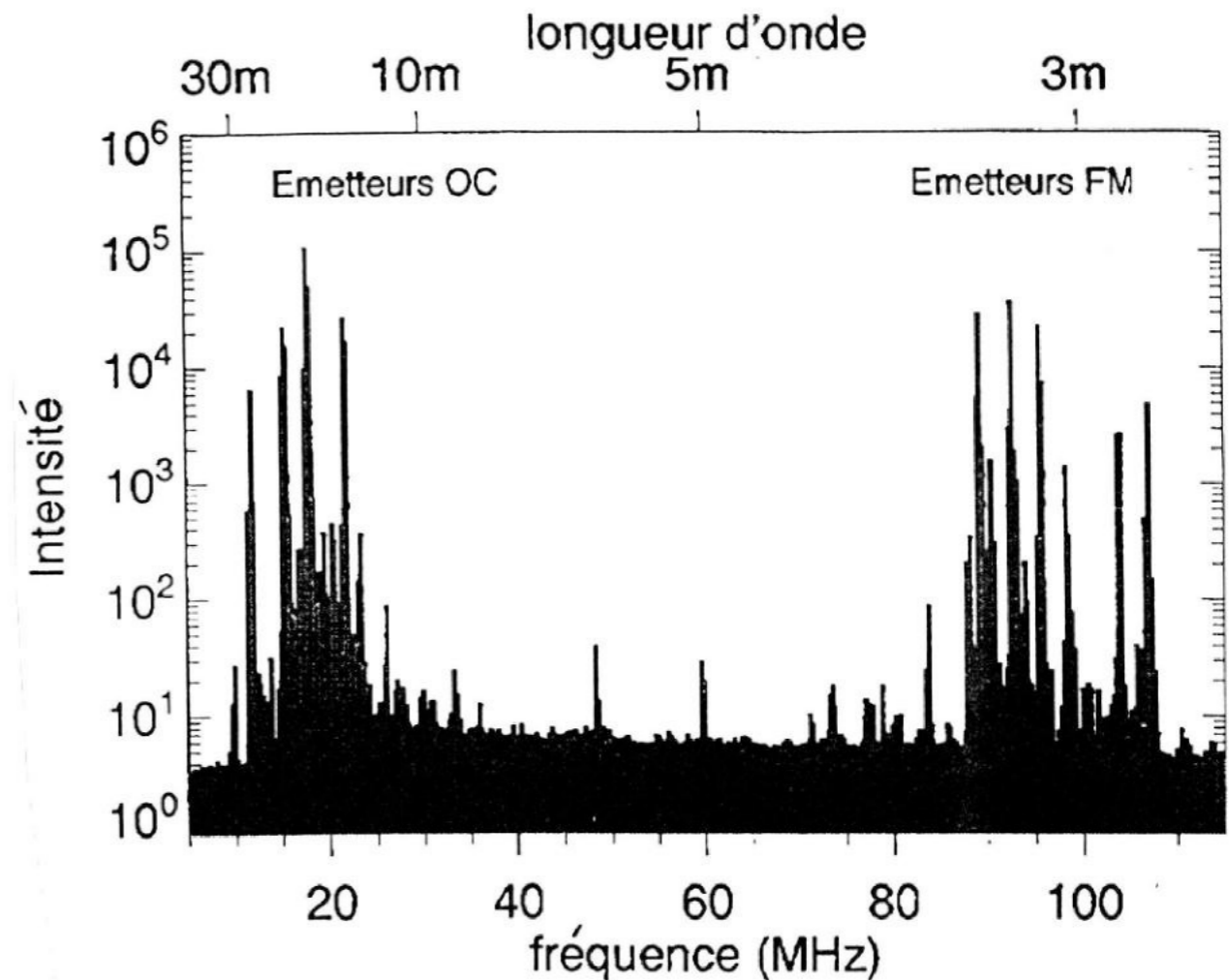
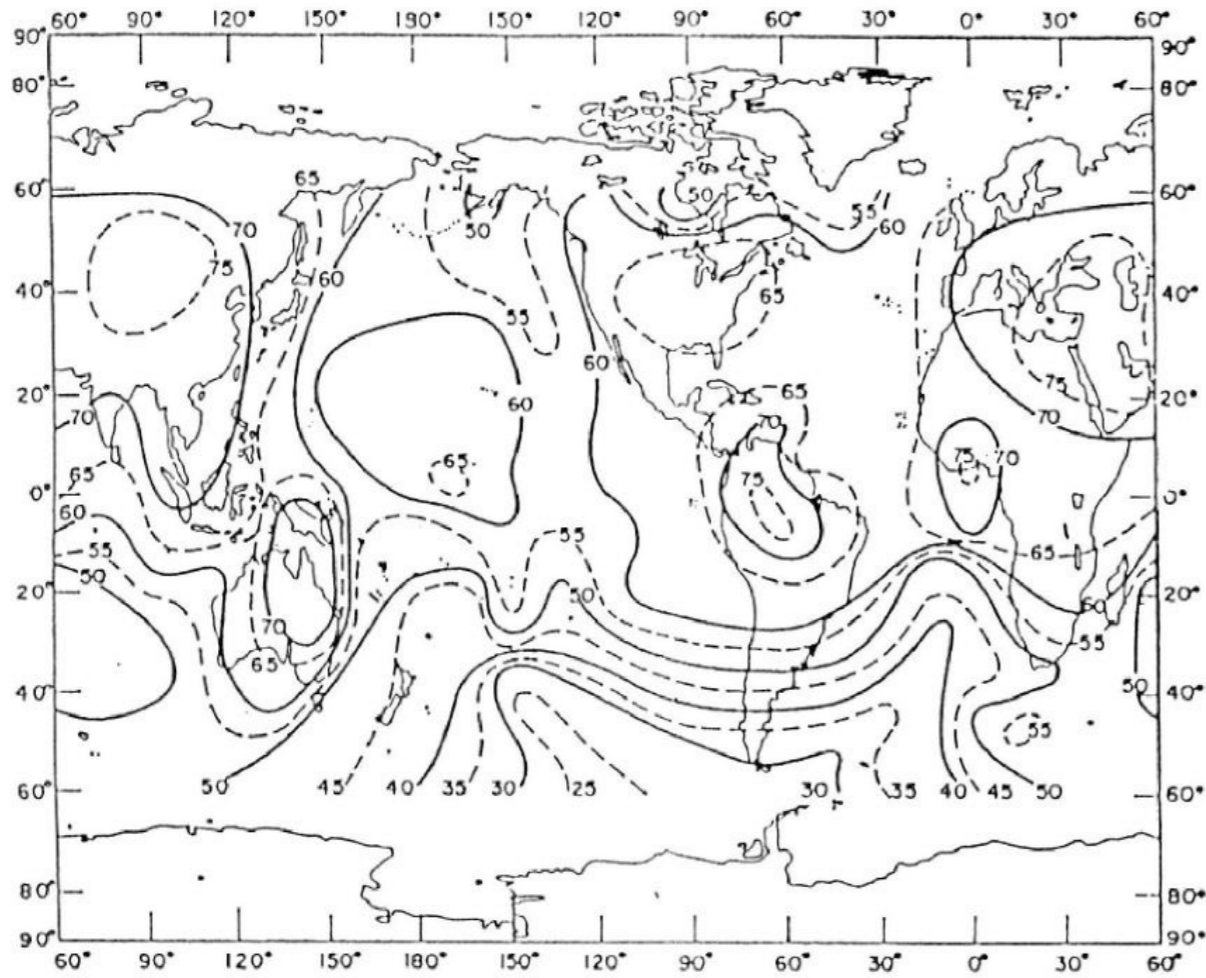


Figure 2. The terrestrial radio noise distribution derived from the RAE-1 (height 6000 km) lower "V" data at 9.18 MHz for December 2-6, 19-68. The secondary peaks in activity over the mid-Pacific and northern Australia are believed to be correlated with local thunderstorm activity. Contour levels are db above 288 K. The Galactic background on this scale would be about 31 db and the receiver saturated at 75 db. (from Herman et al, 1973)

⇒ Sites isolés, localement protégés (forêt)

⇒ Bandes de fréquences protégées (H<sub>I</sub>, OH ...) où toute émission est interdite

["primaire passif" CAMR]

= problème croissant dû à l'augmentation de la sensibilité des observations,

et aux pressions économiques (TV, téléphone, radiodiffusion, radiocommunications...)

I) - Bandes de fréquence allouées au service de radioastronomie (allocations CAMR 1979) entre 10 MHz et 25 GHz.

N°	Allocation	Statut
1	13.36 - 13.41 MHz	primaire/actif
2	25.55 - 25.67 MHz	primaire exclusif
3	37.50 - 38.25 MHz	secondaire
4	73.00 - 74.60 MHz	primaire en région 2
5	79.25 - 80.25 MHz	primaire/actif
6	150.50 - 153.00 MHz	primaire/actif
7	322.00 - 328.60 MHz	primaire/actif
8	406.10 - 410.00 MHz	primaire/actif
9	608.60 - 614.00 MHz	prim. en R2. sec. en R1/ R3
10	1330.00 - 1400.00 MHz	note d'utilisation
11	1400.00 - 1427.00 MHz	primaire passif
12	1610.60 - 1613.80 MHz	secondaire
13	1660.00 - 1660.50 MHz	primaire/actif
	1660.50 - 1668.40 MHz	primaire/actif
	1668.40 - 1670.00 MHz	primaire/actif
14	1718.80 - 1722.20 MHz	secondaire
15	2655.00 - 2690.00 MHz	secondaire
	2690.00 - 2700.00 MHz	primaire/passif
16	3260.00 - 3267.00 MHz	note d'utilisation
17	3332.00 - 3339.00 MHz	note d'utilisation
18	3345.80 - 3352.50 MHz	note d'utilisation
19	4800.00 - 4990.00 MHz	secondaire
	4990.00 - 5000.00 MHz	primaire/actif
20	10.60 - 10.68 GHz	primaire/actif
21	10.68 - 10.70 GHz	primaire/actif
22	14.47 - 14.50 GHz	secondaire
	15.35 - 15.40 GHz	primaire passif
23	22.01 - 22.21 GHz	note d'utilisation
	22.21 - 22.50 GHz	primaire/actif
24	22.81 - 22.86 GHz	note d'utilisation
25	23.07 - 23.12 GHz	note d'utilisation
26	23.60 - 24.00 GHz	primaire passif

N°	Fréquences	Intérêt astrophysique	Raie ou Continuum
1	20 - 70 MHz (F)	Soleil et planètes (Jupiter)	C
2	150 - 450 MHz (F,E)	Soleil	C
3	242 - 246 MHz (E)	Pulsars	C
4	322 - 328 MHz (E)	Interférométrie	C
5	406 - 410 MHz (E)	Pulsars, VLBI	C
6	608 - 614 MHz (E)	VLBI	C
7	926 - 940 MHz (E)	Pulsars	C
8	1330 - 1400 MHz (F,E)	Hydrogène	R
9	1400 - 1427 MHz (F,E)	Hydrogène	R
10	1550 - 1667 MHz (F,E)	Hydroxyle	R
11	1610 - 1722 MHz (F,E)	Hydroxyle	R
12	2290 - 2300 MHz (E)	VLBI	C
13	2655 - 2700 MHz (E)	Galactique et extra-gal.	C
14	3200 - 3450 MHz (F,E)	CH	R
15	4800 - 4990 MHz (E)	VLBI	R,C
16	4990 - 5000 MHz (E)	Galactique et extra-gal.	C
17	8387 - 8843 MHz (E)	VLBI	C
18	9600 - 9620 MHz (F)	Soleil	C
19	9.7 - 10.7 GHz (E)	Fonds cosmique	C
20	14.5 - 15.5 GHz (E)	Fonds cosmique	C
21	22.2 - 22.5 GHz (E)	VLBI	C

Il faut ajouter à cette liste de nombreuses observations de raies de recombinaison sur des fréquences comprises notamment entre 1425 et 1550 MHz.

II) - Bandes de fréquence réellement utilisées par les radioastronomes français (F) et européens (E) depuis 1979, entre 10 MHz et 22.5 GHz.



- Observations spatiales protégées par l'ionosphère terrestre pour  $\nu \leq 5$  MHz
- Lune = bouclier radio

WIND/WAVES November 17, 1994

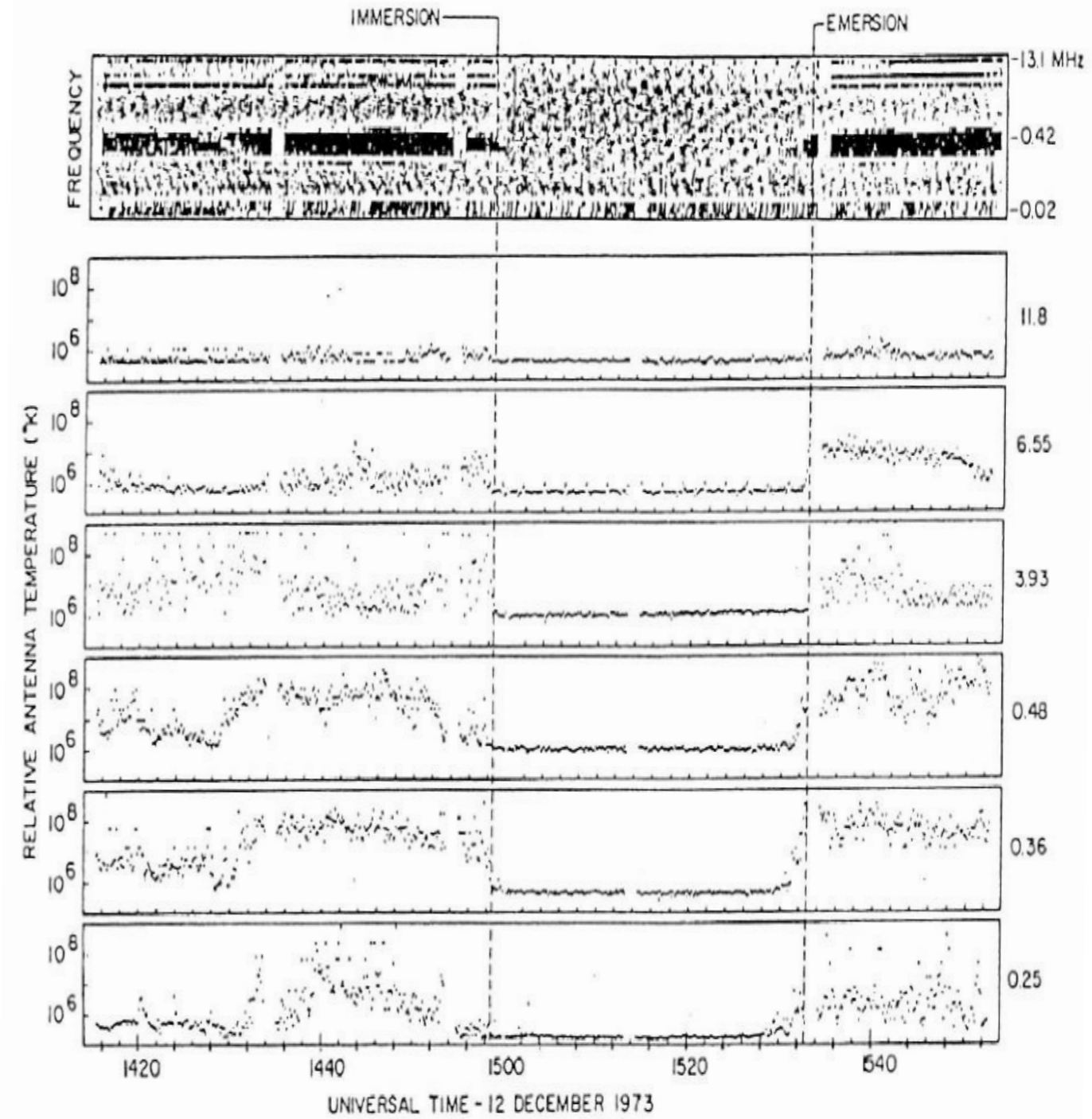
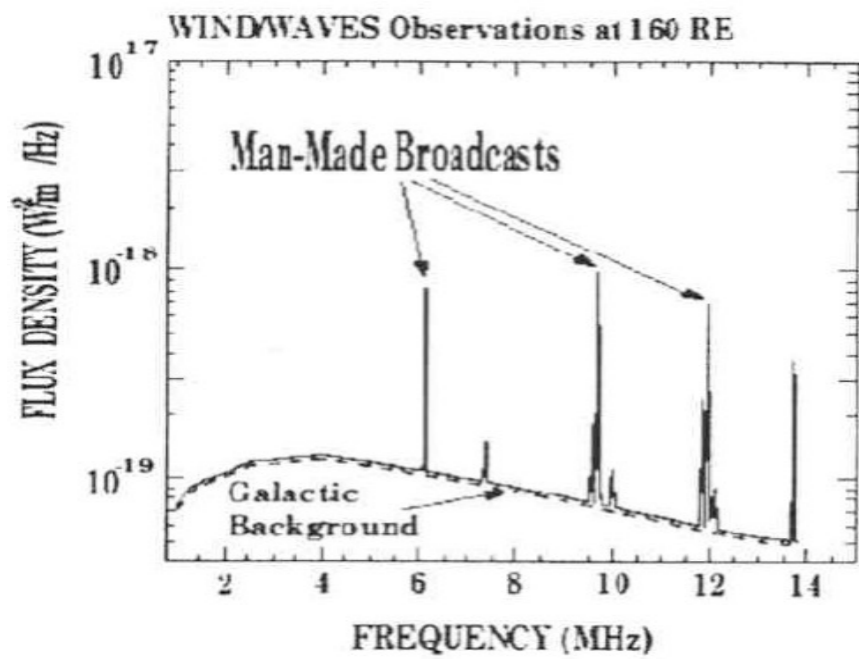
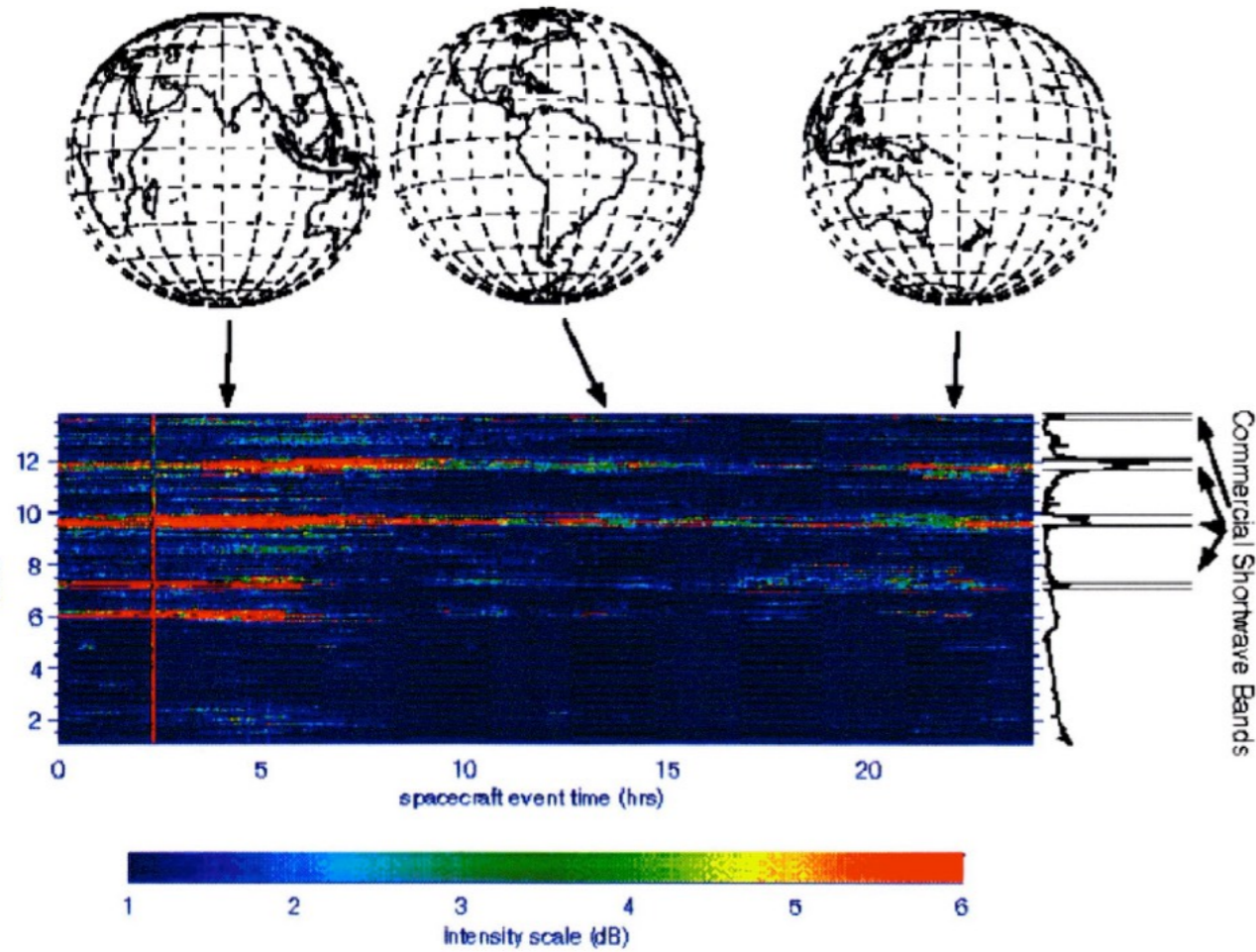


Figure 8. Data from RAE-2 in lunar orbit showing the dramatic disappearance and reappearance of interference from the Earth [Alexander, et al., 1975].

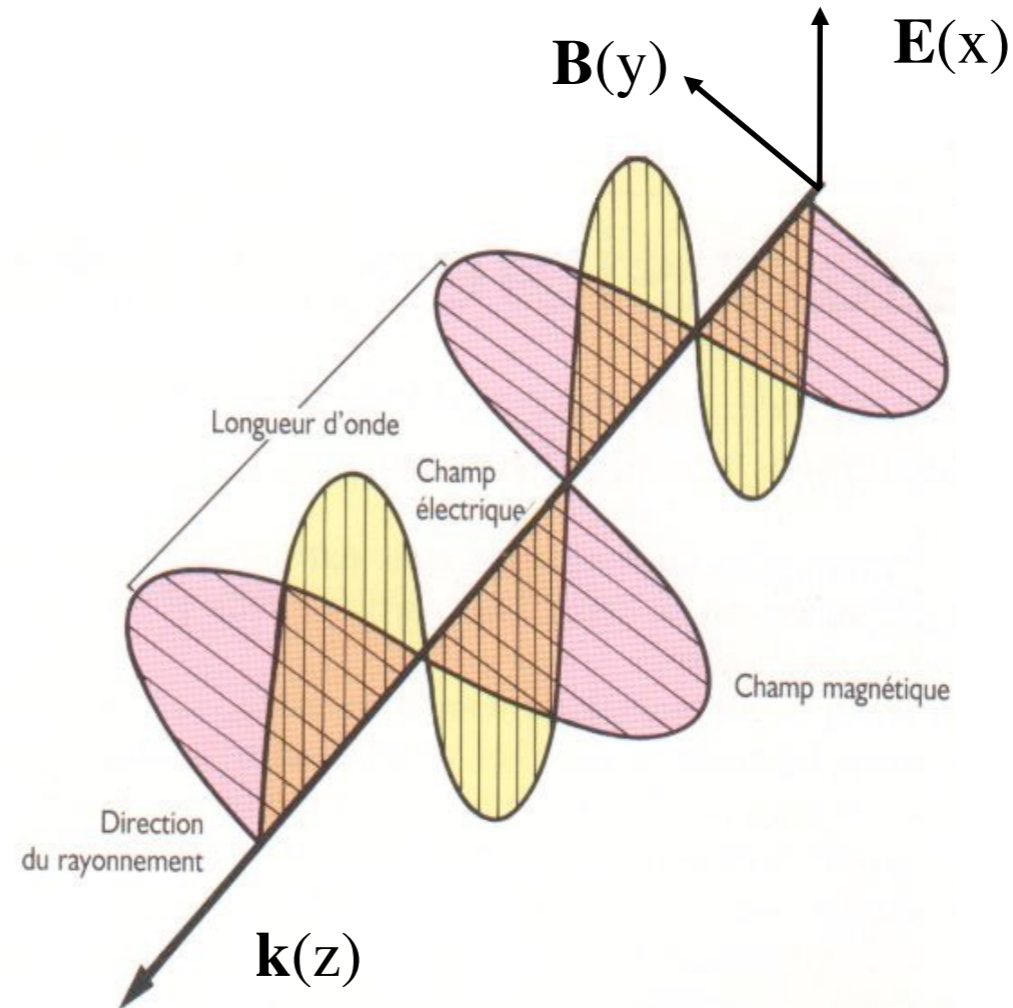
- Introduction (historique, intérêt, spécificités)
- **Onde & Polarisation**
- Plasmas & Propagation (coupure, dispersion, effet Faraday, scintillations)
- Détection Cohérente du Signal (théorie de la mesure, température d'antenne, étalonnage, bruit)
- Récepteurs (hétérodyne, température de système, filtrage, gain, RFI mitigation)
- Notions sur les Antennes Radioastronomiques : Antennes uniques
- Interférométrie et Synthèse d'ouverture (réseaux phasés, pointage électronique, imagerie, corrélation, cohérence, VLBI)
- Méthodes d'Observation
- Grands instruments du Futur
- Radioastronomie Spatiale



# Onde

- Onde radio = Onde e.m. transverse ( $\mathbf{E}, \mathbf{B} \perp \mathbf{k}$ )  $\rightarrow$  propagation en ligne droite à  $c$  dans le vide

Pulsation :  $\omega = 2\pi f$   
Vecteur d'onde :  $k = 2\pi/\lambda$



NB:  $\exists$  ondes de "plasma", e.s., longitudinales :  $\mathbf{B} = \mathbf{0}, \mathbf{E} // \mathbf{k}$   
 $\rightarrow$  excitées au voisinage des fréquences de résonance du milieu  
 $\sim f_{pe}, f_{ce}$  (en général TBF / fréquences radio)  
 $\rightarrow$  non propagation hors de leur milieu d'origine  
 $\rightarrow$  distinction e.m. / e.s. par ex. via antennes magnétiques





- Équation d'onde complexe

$$U = E_0 \exp[i(kz - \omega t)] = E_0 [\cos(kz - \omega t) + i \sin(kz - \omega t)]$$

→ seule  $\text{Re}(U)$  représente l'amplitude de l'onde

→ l'énergie transportée est alors  $\langle |\mathbf{P}| \rangle = U \cdot U^* / 2Z$

L'énergie est transportée à la vitesse de groupe  $v_g = \partial\omega / \partial k$

$v_g \neq v_\phi$  (vitesse des composantes monochromatiques individuelles)

→ un détecteur réagit à l'énergie de l'onde

Le milieu est non dispersif si  $v_g = C^{te} \Rightarrow \partial^2\omega / \partial k^2 = 0$  (ex:  $\omega/k = C^{te} = v_\phi = c$  dans le vide)

ou  $\Delta k = 0$  (onde monochromatique  $\Rightarrow v_g = \partial\omega / \partial k |_{k=k_0}$ )

Si  $v_g(k) \neq C^{te} \Rightarrow$  dispersion d'une impulsion étroite au cours de la propagation

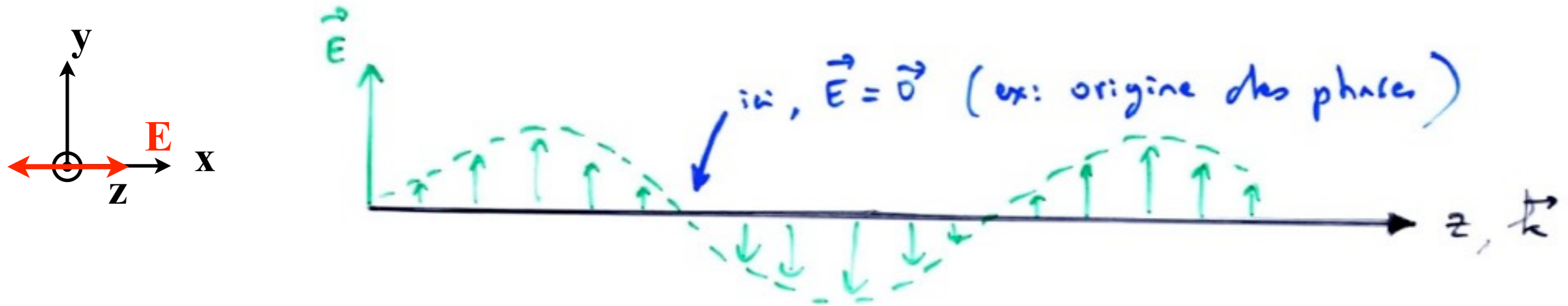


(inversement, l'étalement du signal permet de remonter aux caractéristiques de dispersion du milieu)

## Polarisation

→ **Polarisation Linéaire** :  $\mathbf{E}$  conserve une orientation constante (p. ex. //  $Ox$ )

Plan de polarisation = trace de  $\mathbf{E}$  dans  $xOy$



*Ex: Pulsars, émission décimétrique (synchrotron) de Jupiter ...*

$\Sigma$  2 polarisations linéaires en phase = polar. linéaire

$$U_1 + U_2 = \mathbf{E}_1 \exp[i(kz - \omega t)] + \mathbf{E}_2 \exp[i(kz - \omega t)] = (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2) \exp[i(kz - \omega t)]$$

$\Sigma$  2 polarisations linéaires déphasées de  $\pm\pi/2$  :

$$U_1 + U_2 = \mathbf{E}_1 \exp[i(kz - \omega t)] + \mathbf{E}_2 \exp[i(kz - \omega t \pm \pi/2)]$$

Si  $|\mathbf{E}_1| = |\mathbf{E}_2| = E_0$  ( $\mathbf{E}_1 = E_0 \mathbf{x}$  ;  $\mathbf{E}_2 = E_0 \mathbf{y}$ )

$$U_1 + U_2 = E_0 \exp[i(kz - \omega t)] (\mathbf{x} \pm i\mathbf{y})$$

$$\Rightarrow \text{Re}(U_1 + U_2) = E_0 (\mathbf{x} \cos(kz - \omega t) \mp \mathbf{y} \sin(kz - \omega t)) = E_0 (\mathbf{x} \cos\phi \mp \mathbf{y} \sin\phi)$$

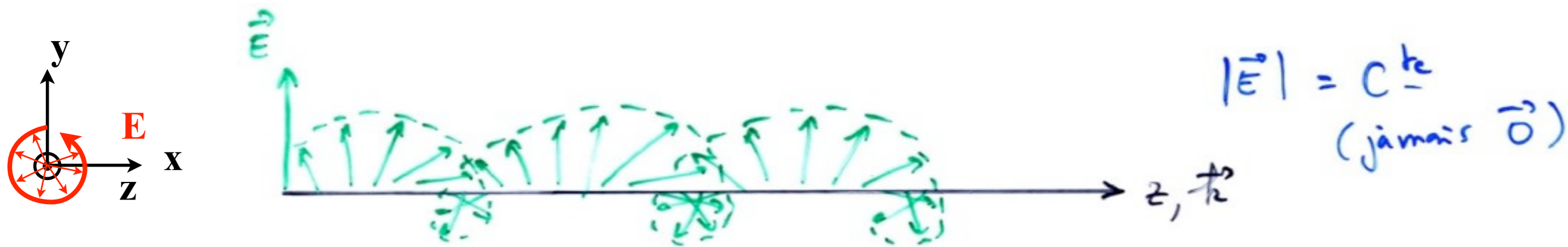
$\Rightarrow U_1 + U_2$  est une **onde polarisée circulairement**

(amplitude constante & direction tourne avec  $t$  ou  $z$ )



→ Polarisation Circulaire :  $\mathbf{E}$  tourne /  $\mathbf{k}$  au cours de la propagation, d'un tour par période ou longueur d'onde

Origine des phases = direction de  $\mathbf{E}$  dans  $xOy$  à  $z$  fixé



*Ex: Émission radio aurorale des planètes ...*

Sens de rotation : convention IRE (international radio-electricity) [1942]

(G)auche (LHC) → rotation de  $\mathbf{E}$  dans le sens direct en regardant dans le sens de  $\mathbf{k}$  ( $\otimes$ ) 

(D)roite (RHC) → sens inverse (= sens de gyration des électrons autour de  $\mathbf{B} // \mathbf{k}$ ) 

NB: la convention des opticiens est inverse.

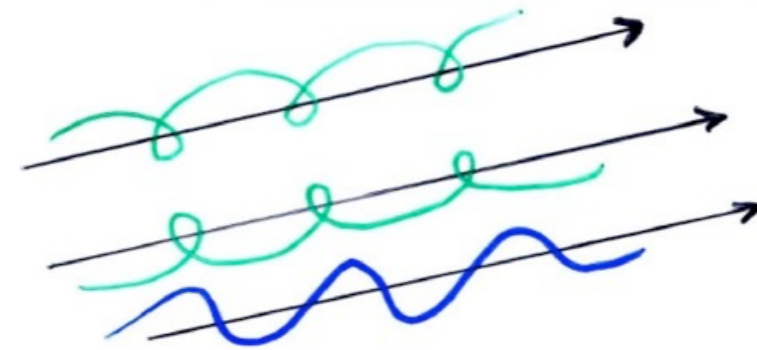
On peut décomposer toute **onde circulaire** en  $\Sigma$  de **2 linéaires** (ci-dessus)  
 ou inversement, toute onde linéaire en **2 circulaires opposées (G + D)** de même amplitude

Si leur déphasage  $\Phi = 0 \Rightarrow$  trivial :

$$U_D = U_+ = E_0 (\mathbf{x} + i\mathbf{y}) \exp[i(kz - \omega t)]$$

$$U_G = U_- = E_0 (\mathbf{x} - i\mathbf{y}) \exp[i(kz - \omega t)]$$

$$\Rightarrow U_D + U_G = 2E_0 \mathbf{x} \exp[i(kz - \omega t)] \quad \text{linéaire !}$$



Si  $\Phi \neq 0$  :

$$U_D = U_+ = E_0 (\mathbf{x} + i\mathbf{y}) \exp[i(kz - \omega t)]$$

$$U_G = U_- = E_0 (\mathbf{x} - i\mathbf{y}) \exp[i(kz - \omega t + \Phi)]$$

$$= E_0 (\mathbf{x} \cos \Phi + \mathbf{y} \sin \Phi + i(\mathbf{y} \cos \Phi - \mathbf{x} \sin \Phi)) \exp[i(kz - \omega t)]$$

$$\Rightarrow U_D + U_G = E_0 [\mathbf{x}(1 + \cos \Phi) + \mathbf{y} \sin \Phi + i(\mathbf{y}(1 + \cos \Phi) - \mathbf{x} \sin \Phi)] \exp[i(kz - \omega t)]$$

Amplitude de l'onde

$$\text{Re}(U_D + U_G) = E_0 \mathbf{x} [(1 + \cos \Phi) \cos \phi + \sin \Phi \sin \phi] + E_0 \mathbf{y} [\sin \Phi \cos \phi - (1 + \cos \Phi) \sin \phi]$$

$$\text{avec } \phi = kz - \omega t$$

$$\text{Re}(U_D + U_G) = E_0 [\mathbf{x} (\cos \phi + \cos(\phi - \Phi)) + \mathbf{y} (\sin(\phi - \Phi) - \sin \phi)]$$

$$= 2E_0 [\mathbf{x} \cos \Phi/2 \cos(\phi - \Phi/2) + \mathbf{y} \sin \Phi/2 \cos(\phi - \Phi/2)]$$

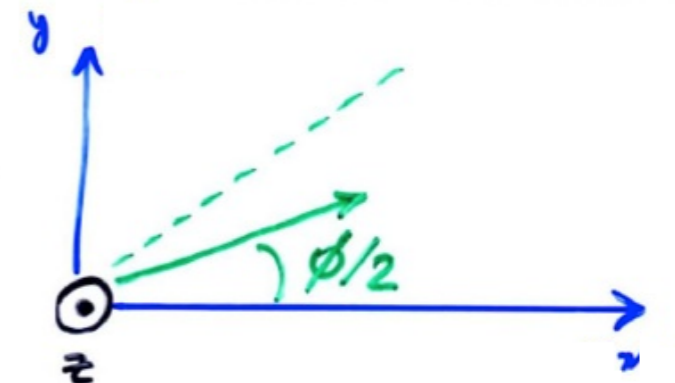


les 2 composantes sont en phase

$\Rightarrow (U_D + U_G)$  est polarisée linéairement

Les amplitudes sont différentes sur  $\mathbf{x}$  &  $\mathbf{y}$

$\rightarrow$  le plan de polarisation linéaire fait un angle de  $\Phi/2$  avec  $Ox$





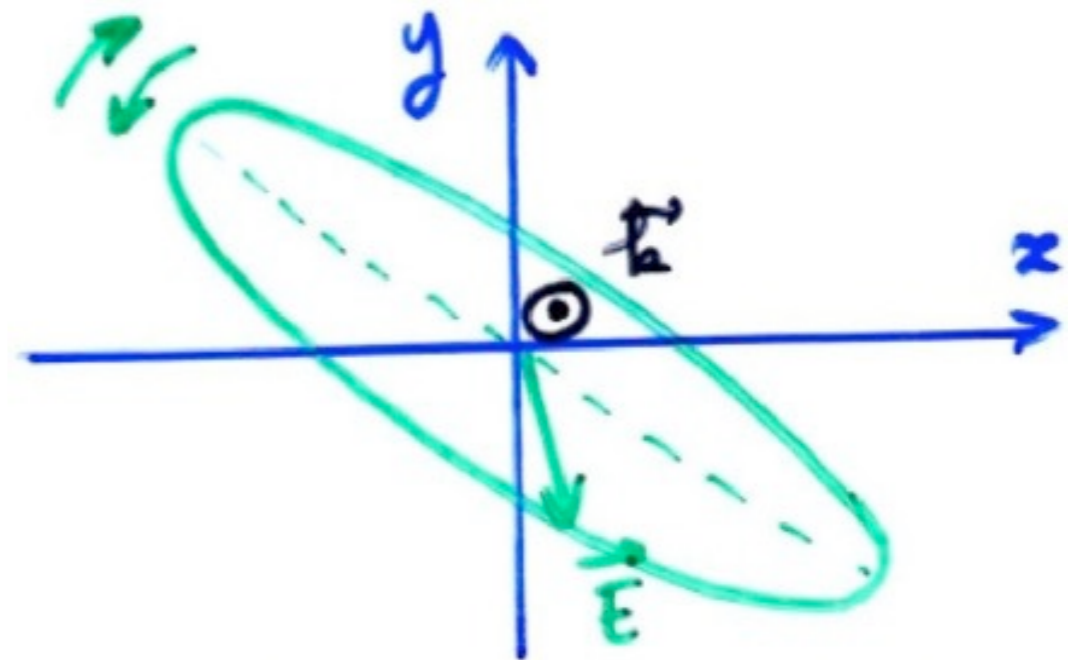
La somme de 2 ondes circulaires de même amplitude et de sens opposés, déphasées de  $\Phi$ , est une onde polarisée linéairement dont le plan de polarisation est à  $\Phi/2$  de l'origine des phases

*NB: 2 ondes circulaires opposées, ou 2 ondes linéaires  $\perp$  = bases orthogonales sur lesquelles la décomposition d'une onde de polarisation quelconque (elliptique) est unique*

→ Polarisation Elliptique =  $\Sigma$  2 ondes circulaires G & D d'amplitudes  $\neq$   
=  $\Sigma$  2 ondes linéaires déphasées de  $\varphi \neq 0, \pm\pi/2$ , ou non  $\perp$   
=  $\Sigma$  1 onde linéaire & 1 onde circulaire

Caractérisée par : sens (G ou D)  
ellipticité (circulaire/linéaire)  
direction du grand axe

*Ex: Émission radio décimétrique de Jupiter ...*



→ Paramètres de Stokes : S, Q, U, V

polarisation complète d'une onde	$U_x = E_1 \exp[i(kz - \omega t)]$ $U_y = E_2 \exp[i(kz - \omega t + \phi)]$
S = intensité totale (flux)	$S = \langle E_1^2 + E_2^2 \rangle / 2Z_0$
Q, U : polarisation linéaire	$Q = \langle E_1^2 - E_2^2 \rangle / 2Z_0$
V = taux de polarisation circulaire (G → V > 0 ; D → V < 0)	$U = \langle E_1 E_2 \cos \phi \rangle / Z_0$ $V = \langle E_1 E_2 \sin \phi \rangle / Z_0$

Onde monochromatique totalement polarisée :  $(Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2} = S$

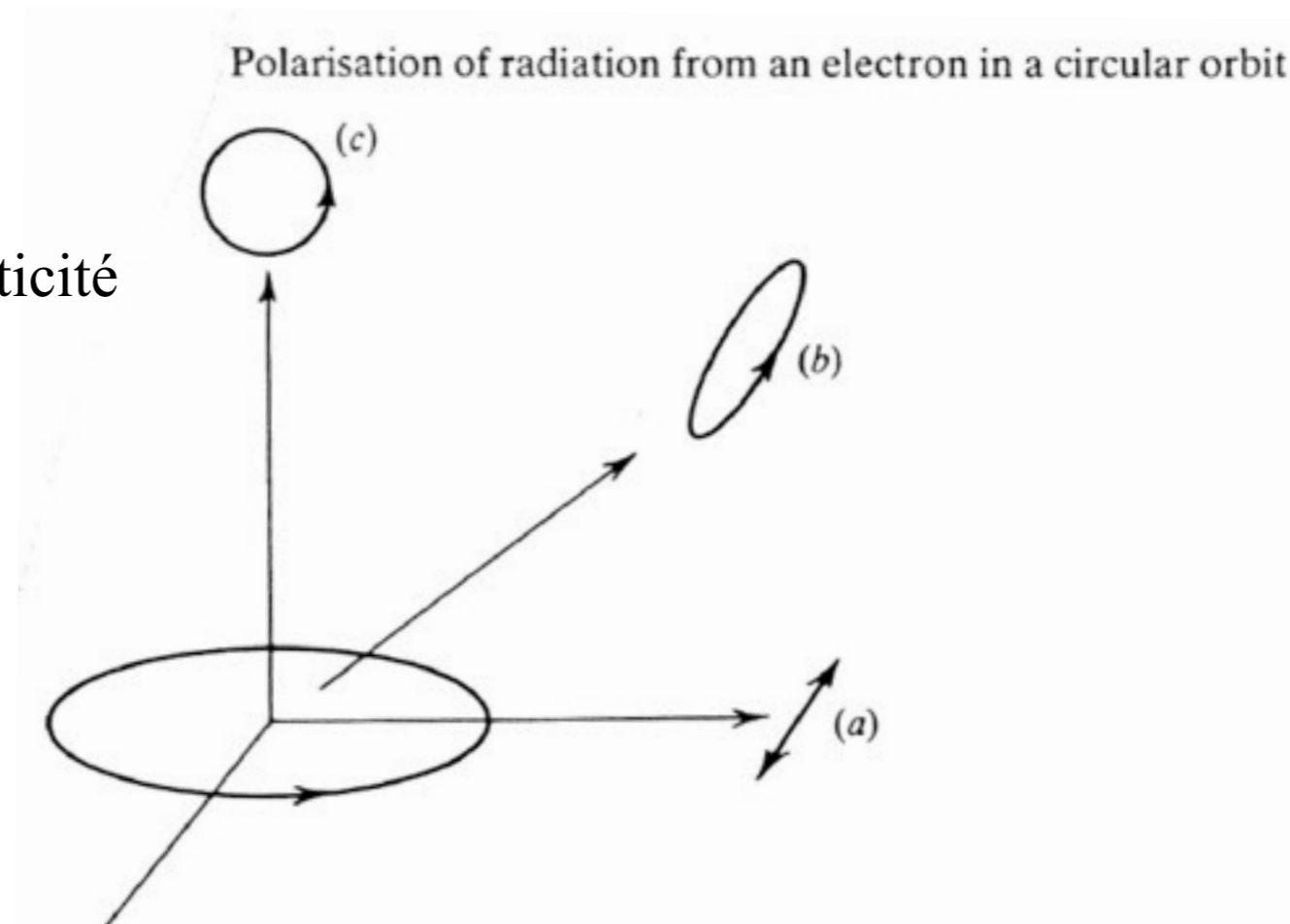
partiellement polarisée :  $(Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2} < S$

$(Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2} =$  taux de polarisation = fraction polarisée de l'onde

$S - (Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2}$  est la fraction non polarisée (ou polarisée aléatoirement)

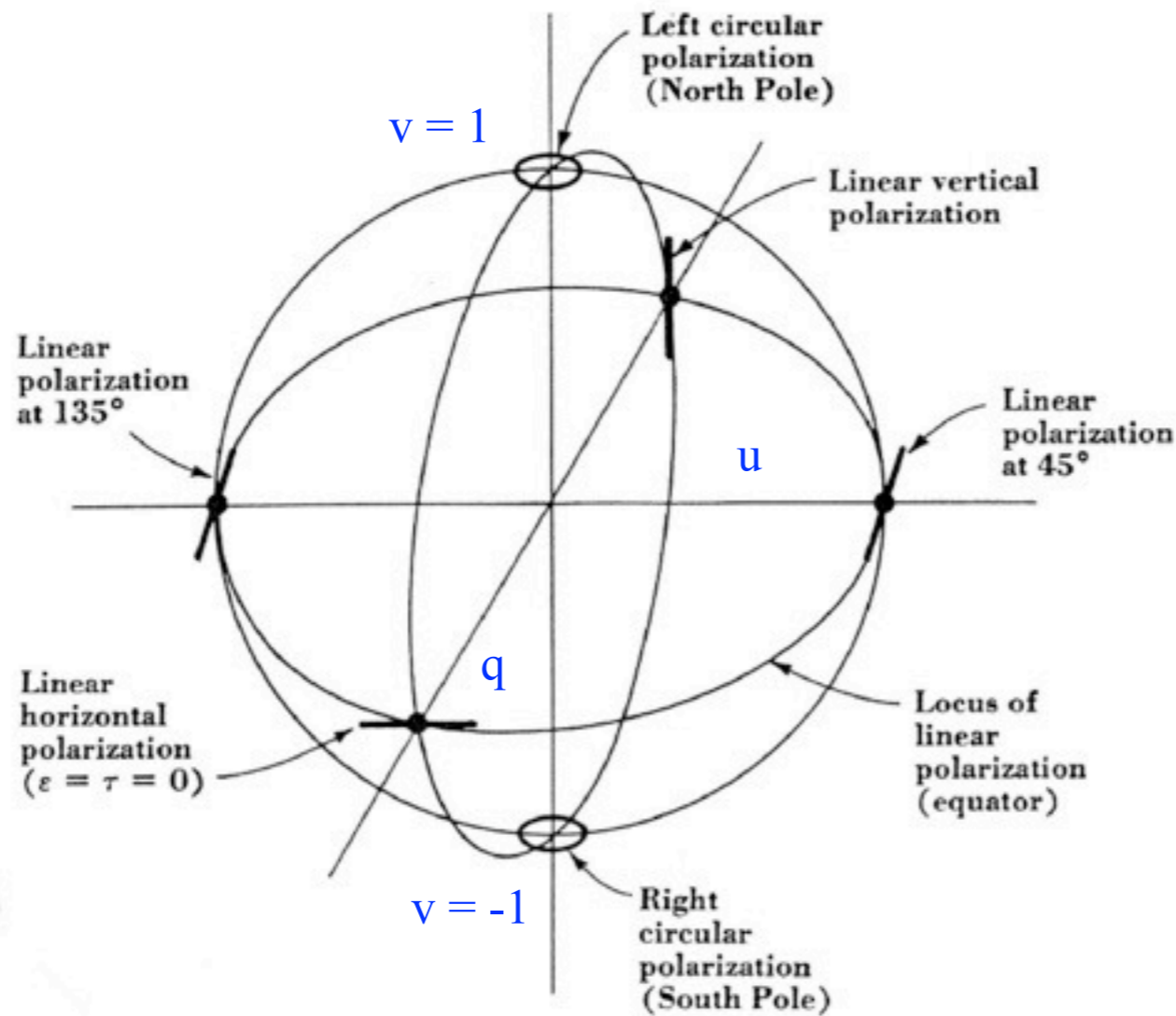
T défini par  $V = 2T / (1 + T^2)$  caractérise l'ellipticité

$$T = \cos \theta = (1 - (1 - V^2)^{1/2}) / V$$





On utilise aussi les grandeurs normalisées :  $q = Q/S$ ,  $u = U/S$ ,  $v = V/S$   
 $\Rightarrow$  représentation graphique sur la "sphère de Poincaré"



Polarization at cardinal points of Poincaré sphere.

Rayonnement non polarisé (rayonnement thermique cosmologique, fond galactique ...)  
 $\Rightarrow$  l'orientation de  $\mathbf{E}$  dans le plan  $\perp \mathbf{k}$  varie aléatoirement (de même que  $|\mathbf{E}|$  ou  $|\mathbf{E}|^2$ )  
 = succession de paquets d'ondes d'amplitude et de polarisation quelconques et variables  
 (par ex. polar elliptique mais dont le sens, le taux d'ellipticité et la direction fluctuent rapidement)  
 $\Rightarrow Q, U, V = 0$  (en moyenne)

- Introduction (historique, intérêt, spécificités)
- Onde & Polarisation
- **Plasmas & Propagation (coupure, dispersion, effet Faraday, scintillations)**
- Détection Cohérente du Signal (théorie de la mesure, température d'antenne, étalonnage, bruit)
- Récepteurs (hétérodyne, température de système, filtrage, gain, RFI mitigation)
- Notions sur les Antennes Radioastronomiques : Antennes uniques
- Interférométrie et Synthèse d'ouverture (réseaux phasés, pointage électronique, imagerie, corrélation, cohérence, VLBI)
- Méthodes d'Observation
- Grands instruments du Futur
- Radioastronomie Spatiale

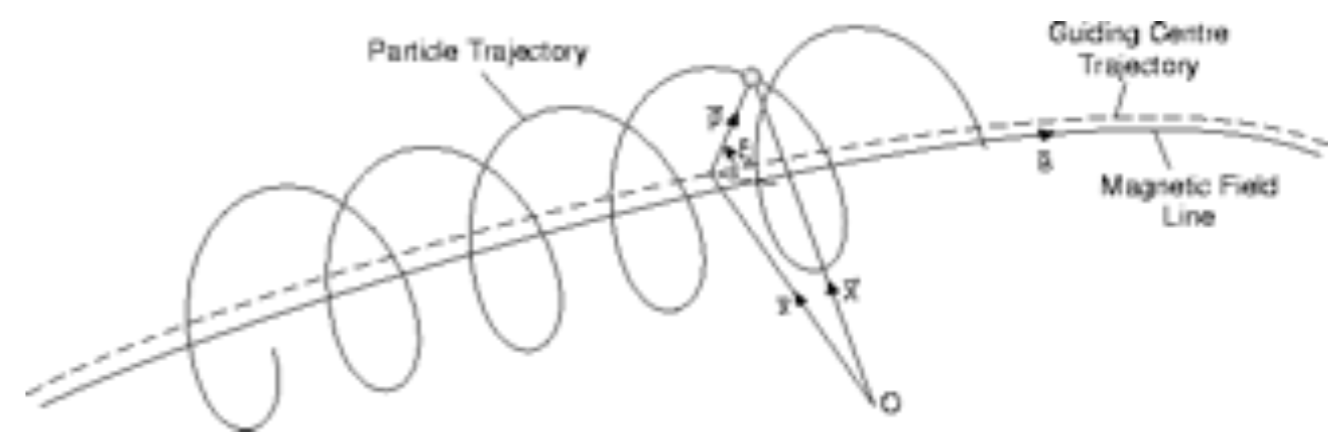
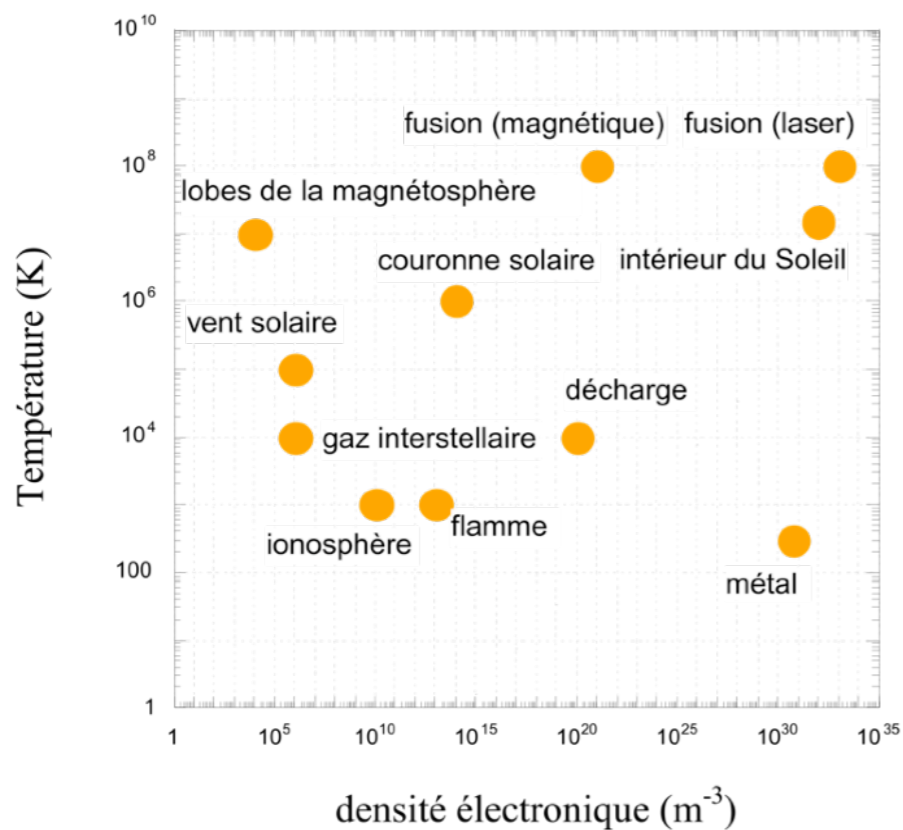


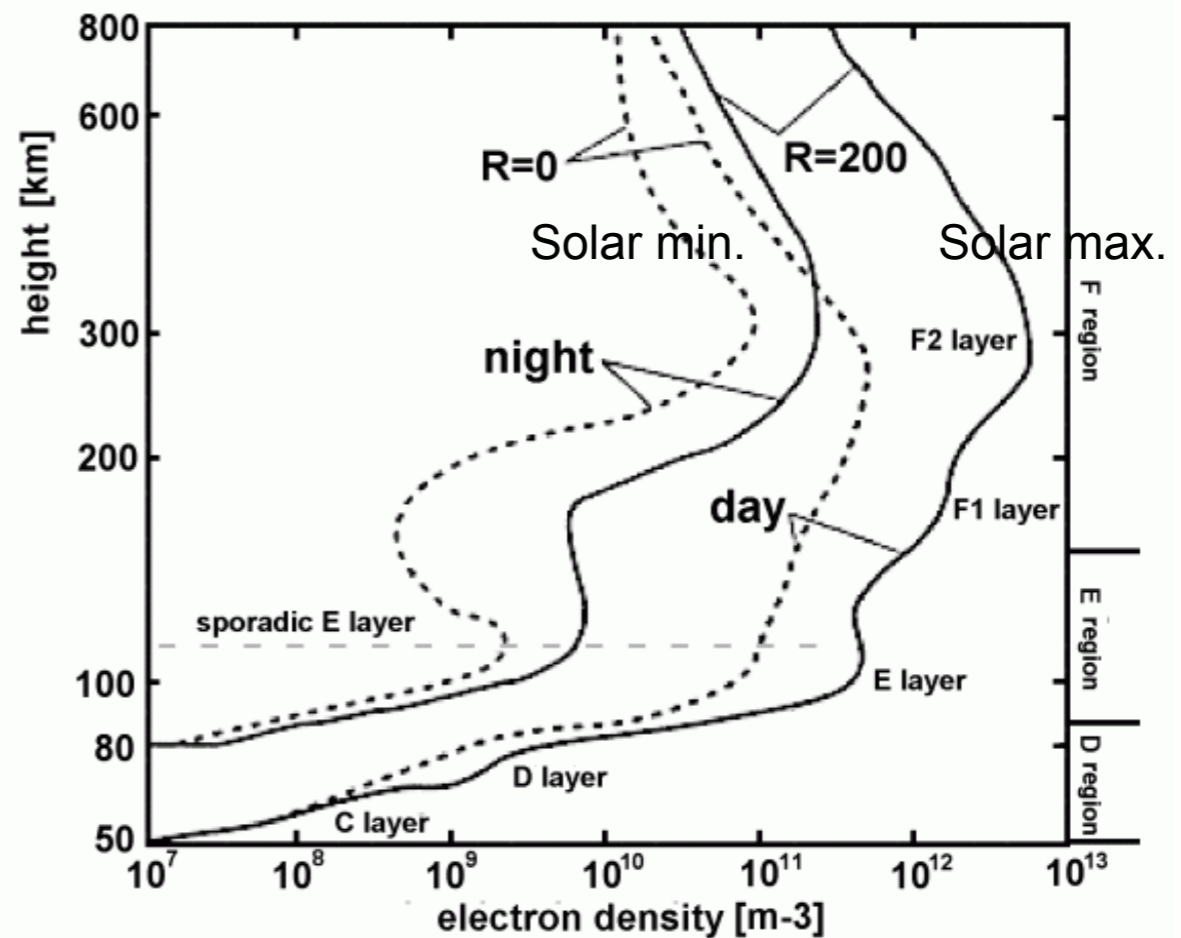
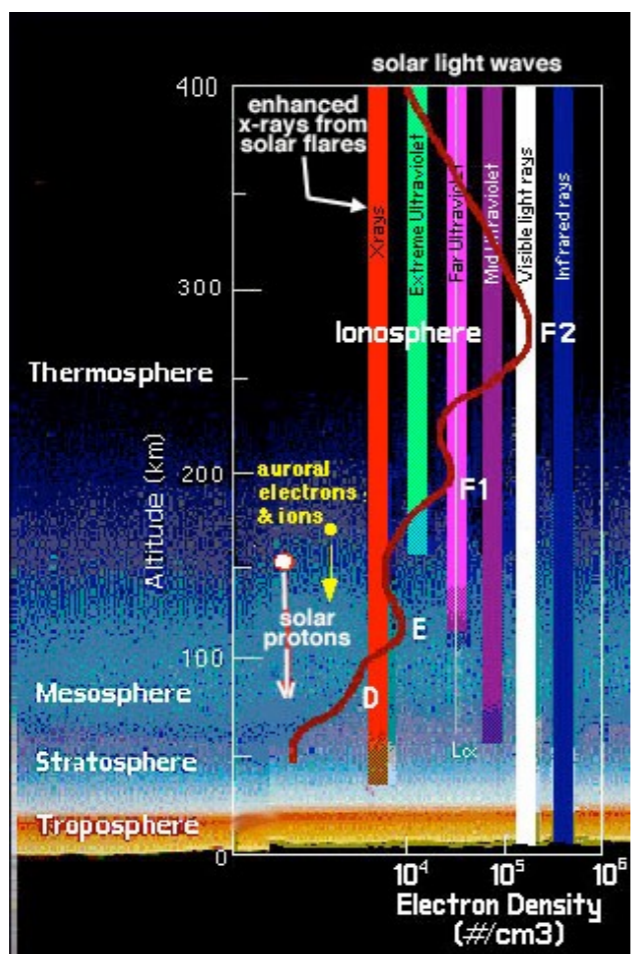
# Plasmas

Notions de base :

- milieu contenant des charges libres ( $e^-$ ,  $p^+$ , ions)
- neutralité électrique globale à grande échelle
- ionisation partielle ou totale
  - radiative  $h\nu \geq E_{ionisation}$
  - collisionnelle  $kT \geq E_{ionisation}$  ( $\sim e^2/8\pi\epsilon_0 r_{Bohr} \sim 13.6 \text{ eV}$  pour l' $e^-$  le + externe)
  - par bombardement de particules énergétiques
- comportement similaire à un conducteur pour les ondes e.m.
- effets collectifs =  $\exists$  fréquences naturelles

Fréquence plasma d'oscillation ( $e^-$ / ions)	Fréquence cyclotron de gyration ( $e^-$ / $\mathbf{B}$ )
$\omega_{pe} \text{ (Hz)} = (N_e e^2 / \epsilon_0 m_e)^{1/2}$	$\omega_{ce} \text{ (Hz)} = (eB / m_e)$
$f_{pe} \text{ (Hz)} = (1/2\pi) (N_e e^2 / \epsilon_0 m_e)^{1/2}$	$f_{ce} \text{ (Hz)} = (1/2\pi) (eB / m_e)$
$= 9 N_e^{1/2}$ avec $N_e$ en $m^{-3}$	$= 2.8 \times 10^6 B$ avec B en Gauss ( $10^{-4} \text{ T}$ )





Exemples:

- *Ionosphère terrestre* :  $N_o = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_e/N_o \sim 10^{-9}$  (ionisation via X & UV solaire),  $T \sim 900 \text{ K}$   
 $N_e \sim 10^{5-6} \text{ cm}^{-3}$  (jour)  $\Rightarrow f_{pe} \approx 3-10 \text{ MHz}$   
 $N_e \sim 5 \times 10^{4-5} \text{ cm}^{-3}$  (nuit)  $\Rightarrow f_{pe} \approx 2-6 \text{ MHz}$   
 (fonction de saison, latitude, activité solaire ...)

- *Couronne solaire* :  $N_o \sim N_e \sim 10^{8-9} \text{ cm}^{-3}$  (ionisation totale)  
 $\Rightarrow f_{pe} \approx 100-300 \text{ MHz}$ ,  $T \sim 10^6 \text{ K}$
- *Milieu I.P.* (vent solaire à l'orbite terrestre) :  $N_o \sim N_e \approx 5-10 \text{ cm}^{-3}$  (variable)  
 $\Rightarrow f_{pe} \approx 20-30 \text{ kHz}$ ,  $T \sim 4 \times 10^5 \text{ K}$
- *Milieu I.S.* :  $N_o = 1 \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_e \approx 0.03 \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_e/N_o \sim 3\% \Rightarrow f_{pe} \approx 1.5 \text{ kHz}$   
 (sauf régions  $H_{II}$  près d'étoiles chaudes)



## Propagation

Plasma = milieu dispersif

Interactions onde/plasma au cours de la propagation de l'onde:

→ Coupure à  $f_p$

→ Dispersion

→ Effet Faraday

→ Scintillations

### Plasma non magnétisé ( $\mathbf{B}=0$ )

Onde e.m. ( $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$ ) induit un mouvement des électrons du plasma :  $\mathbf{F} = -e (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$

on définit le déplacement électrique :  $\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} = \varepsilon_r \varepsilon_0 \mathbf{E} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$

avec  $\varepsilon$ ,  $\varepsilon_r$ ,  $\varepsilon_0$  = permittivités électriques (totale, matière, vide)

et  $\mathbf{P}$  le vecteur polarisation (du milieu) d'où :  $\varepsilon_r = 1 + |\mathbf{P}| / |\varepsilon_0 \mathbf{E}| = 1 + \chi_e$

de même :  $\mathbf{B} = \mu_r \mu_0 \mathbf{H} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M}$  ( $\mathbf{B}$  &  $\mathbf{H}$  = induction & champ magnétiques)

avec  $\mu$  = perméabilité magnétique et  $\mathbf{M}$  le vecteur magnétisation

⇒ Equations de Maxwell (perturbations harmoniques  $\mathbf{E}$  &  $\mathbf{B}$ ) :

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{j} + \partial \mathbf{D} / \partial t \Rightarrow i k B / \mu_r \mu_0 = j + i \omega \varepsilon_r \varepsilon_0 E \Rightarrow E / B = k / \omega \mu_r \mu_0 \varepsilon_r \varepsilon_0$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t \Rightarrow i k E = i \omega B \Rightarrow E / B = \omega / k$$

$$\text{d'où } \omega / k = (\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_r \mu_r)^{-1/2} = c / (\varepsilon_r \mu_r)^{1/2} = c / n = v_\phi$$

( $v_\phi$  = vitesse de propag. d'une perturbation du champ e.m. de fréquence  $\omega/2\pi$  et de vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ )

et  $n = (\varepsilon_r \mu_r)^{1/2}$  indice de réfraction ( $\mu_r^{1/2} = 1$  pour un milieu non magnétisé)

Calcul de  $\mathbf{P}$  :

→ mouvement oscillatoire des électrons du plasma (ions supposés immobiles,  $|\mathbf{B}| \sim |\mathbf{E}/c| \ll |\mathbf{E}|$ )

$$m_e d^2z/dt^2 = -e E = -e E_0 \cos \omega t = -m_e \omega^2 z \Rightarrow z = e E / m_e \omega^2$$

→ le moment dipolaire d'un couple ( $e^-$  - ion) séparé de  $\mathbf{z}$  est  $(-e \cdot \mathbf{z})$  d'où

$$\mathbf{P} = -N_e e \mathbf{z} = - (N_e e^2 / m_e \omega^2) \mathbf{E} \Rightarrow \epsilon_r = 1 + |\mathbf{P}| / |\epsilon_0 \mathbf{E}| = 1 - N_e e^2 / \epsilon_0 m_e \omega^2 = 1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2$$

donc  $n = (1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2)^{1/2} = (1 - f_{pe}^2 / f^2)^{1/2} < 1$   
d'où  $v_\phi = \omega / k = c / n > c$

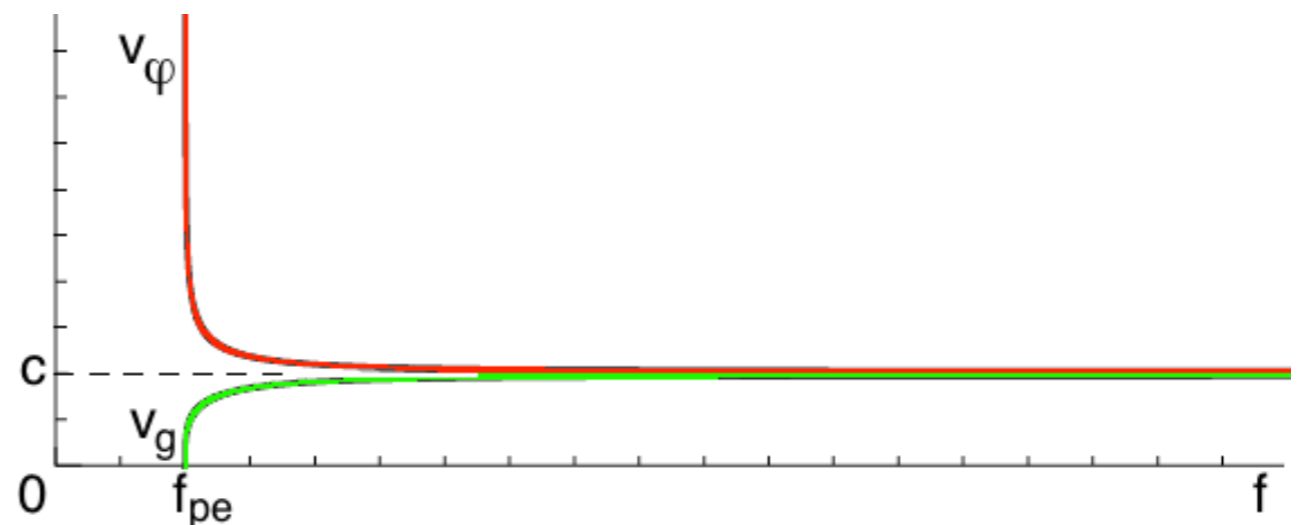
(mais vitesse "non-physique" car une onde monochromatique d'amplitude constante ne transporte pas d'information)

la vitesse de transport de l'énergie / information est  $v_g = d\omega/dk$

on a :  $c^2 k^2 = \omega^2 n^2 = \omega^2 - \omega_{pe}^2 \Rightarrow 2 c^2 k dk/d\omega = 2\omega$

⇒  $v_g = d\omega/dk = c^2 k / \omega = c n < c$

NB:  $v_g v_\phi = c^2$







Exemple: Ionosphère terrestre = filtre passe-haut ciel  $\longleftrightarrow$  sol

Sondage ionosphérique : exploitation de la fréquence de coupure  $f_c = f_{pe}$  en incidence  $\sim$ normale

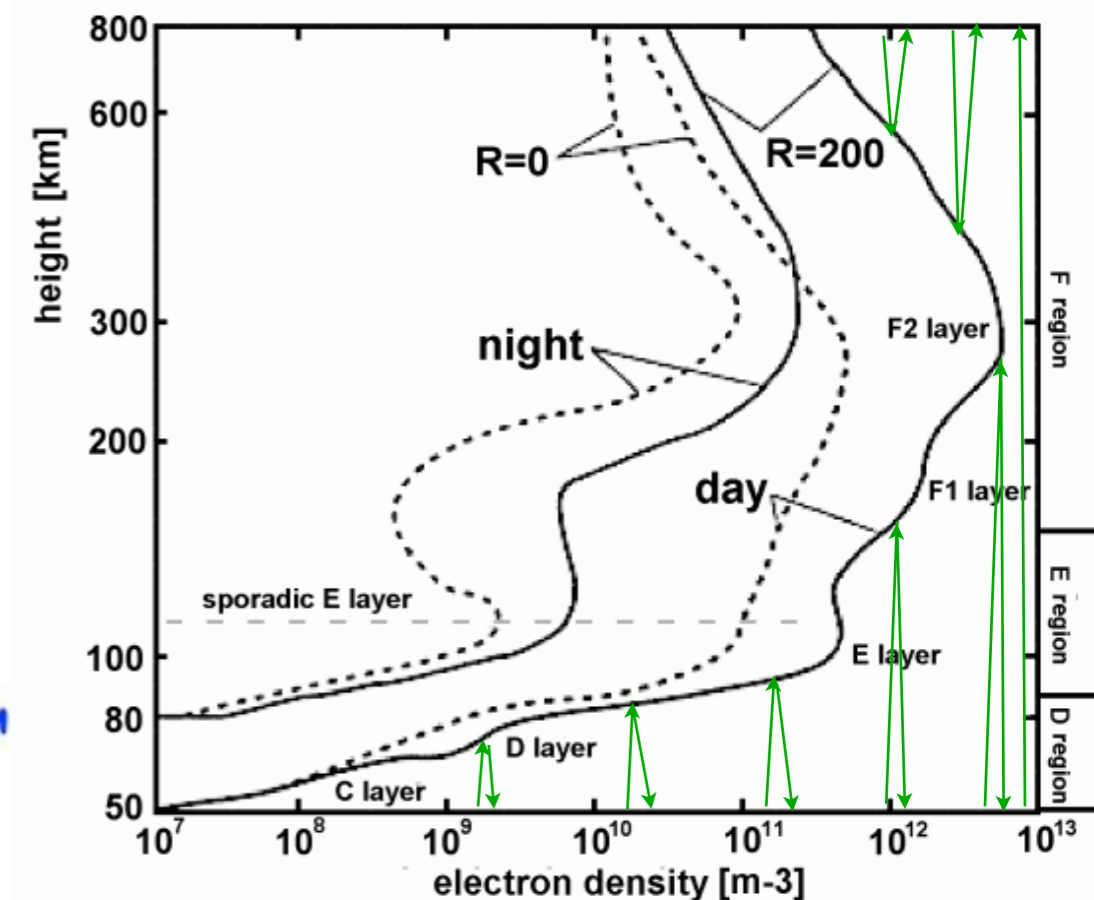
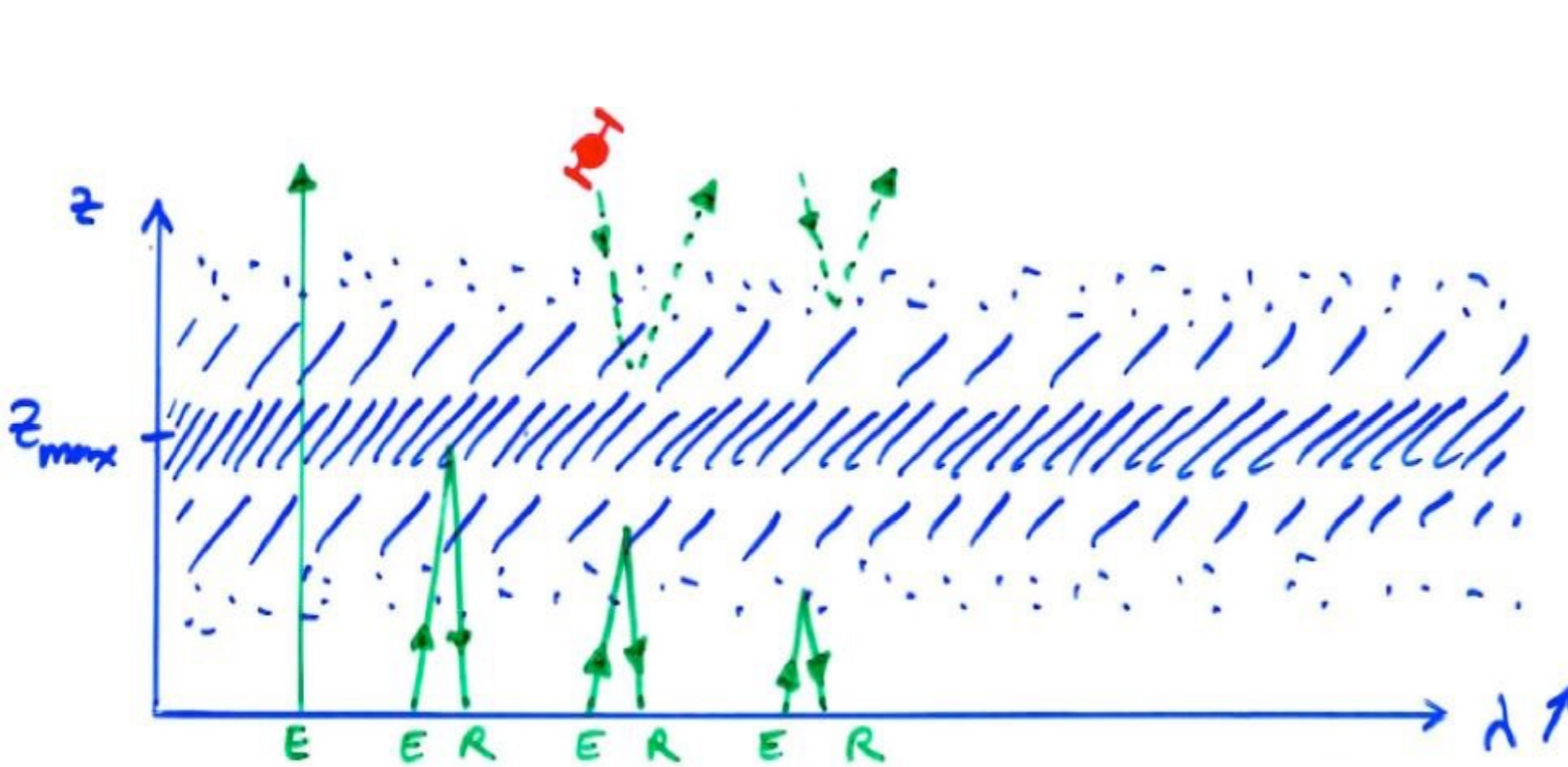
$\rightarrow$  envoi vers le zénith d'un rayonnement radio de fréquence variable,  
et mesure du délai entre émission et réception  $\Delta t = t_R - t_E$

A mesure que  $f \uparrow$ , le rayonnement pénètre + haut et  $\Delta t \uparrow$

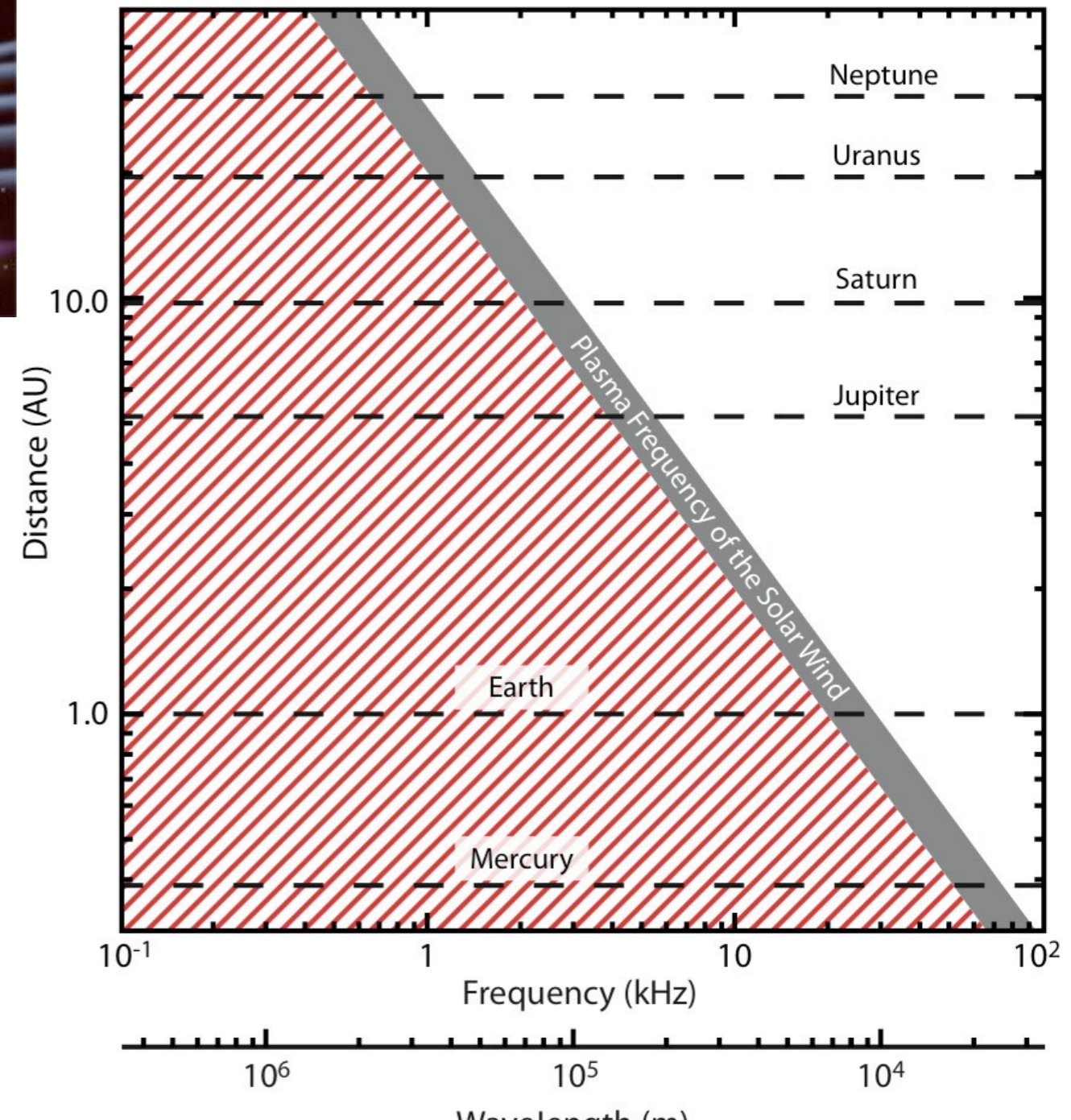
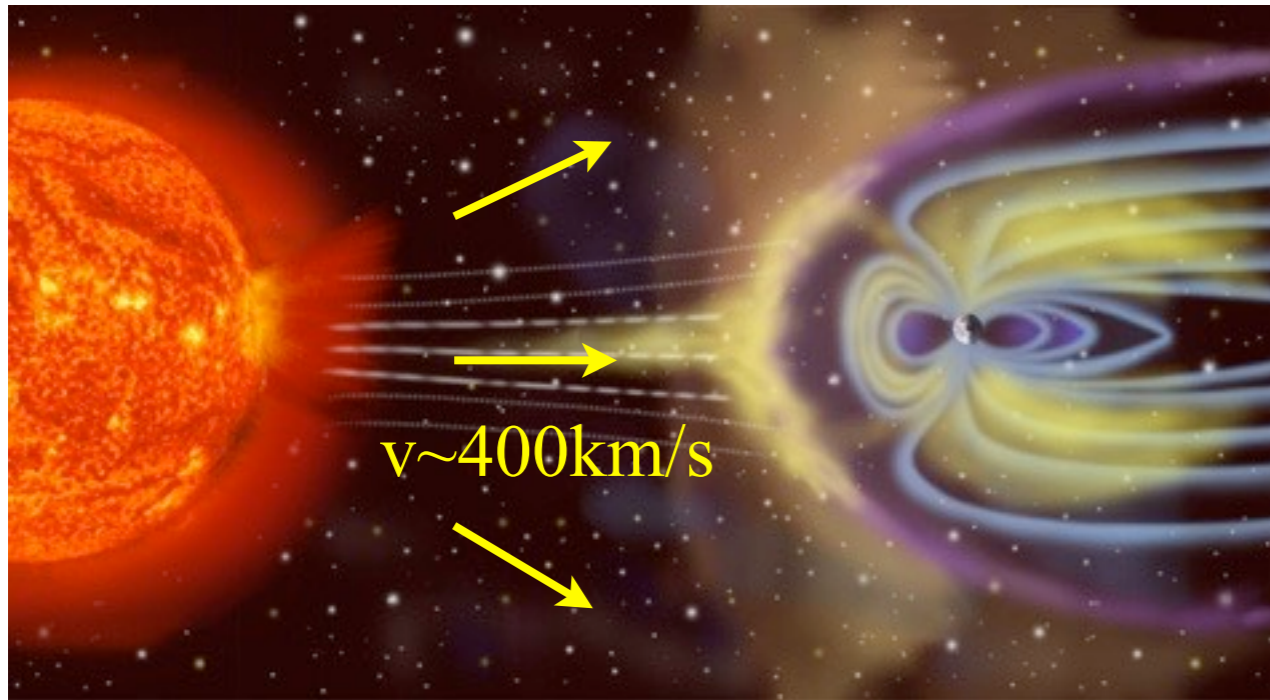
$\Rightarrow$  on en déduit  $N_e(z) = f_{pe}^2/81 = f^2/81$  avec  $z = c \Delta t / 2$

La dernière fréquence réfléchiée donne  $N_{e-max}(z_{max})$

Pour les couches  $z > z_{max}$  on procède de même à partir d'un satellite en orbite



*Exemple: Vent solaire :  $N_e = 5-10 \text{ cm}^{-3} / L^2$  (avec  $L$  en UA)*  
 $\rightarrow f_{pe} = 20-30 \text{ kHz} / L$



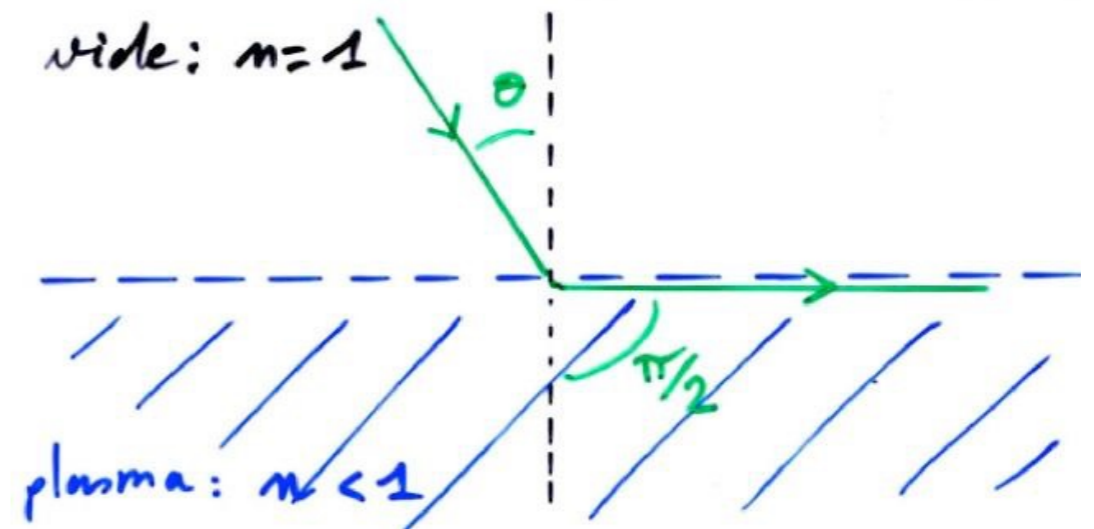


→ Fréquence de coupure  $f_c$  pour un angle d'incidence  $\theta$  / normale à la couche de plasma :

Réflexion totale pour  $1 \cdot \sin\theta = n \cdot \sin(\pi/2)$

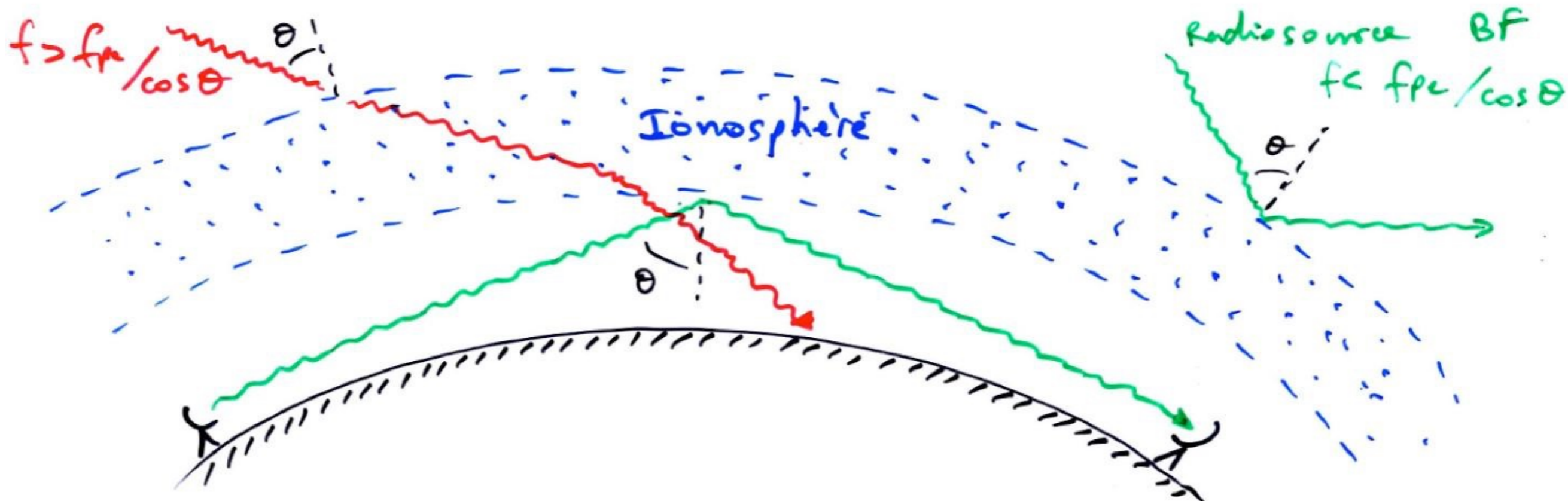
$$\Rightarrow n^2 = 1 - f_{pe}^2/f_c^2 = \sin^2\theta$$

$$\Rightarrow f_c = f_{pe} / \cos\theta$$



⇒ possibilité de radio-communications terrestres sur "ondes courtes" ( $f \leq 30$  MHz) :

propagation au-delà de l'horizon par réflexion sous l'ionosphère pour  $f < f_{pe}/\cos\theta$





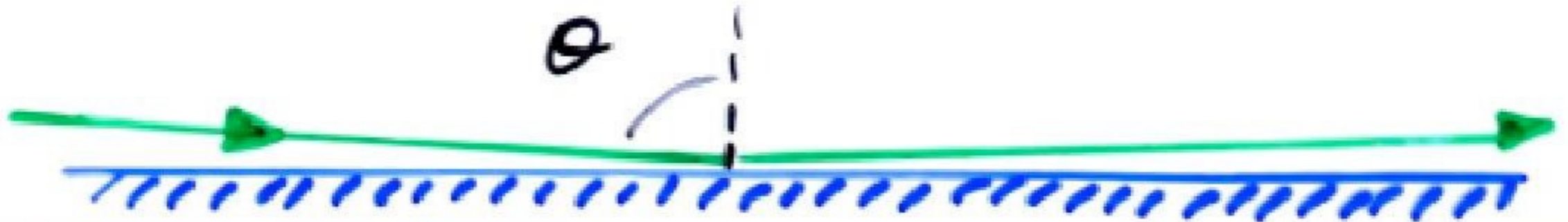
Exemple: Miroir  $\rightarrow$  les  $e^-$  libres du métal réfléchissent les ondes e.m. incidentes.

$r_{\text{atome}} \approx 1 \text{ \AA}$  & 1  $e^-$  libre mis en commun par atome

$$\Rightarrow N_e \approx 1/(2 \text{ \AA})^3 \approx 10^{29} \text{ m}^{-3}$$

$$\Rightarrow f_{pe} \approx 3 \times 10^{15} \text{ Hz} \quad \lambda \approx 100 \text{ nm (UV)}$$

$\rightarrow$  un miroir métallique réfléchit le visible mais pas les rayons X  
(sauf réflexion spéculaire,  $\theta \approx 90^\circ \Rightarrow f_c = f_{pe} / \cos\theta \quad \uparrow\uparrow$ )



• Propagation des ondes en plasma non-magnétisé : Dispersion

→  $v_g = d\omega/dk = c^2 k / \omega = c n \approx c (1 - \omega_{pe}^2 / 2\omega^2)$  pour  $\omega_{pe}^2 \ll \omega^2$   
 (typiquement  $f \geq 100$  kHz dans les plasmas naturels)

$v_g = v_g(\omega) \Rightarrow$  un plasma est un milieu dispersif pour les ondes radio

→ Pour une radiosource à spectre large à distance L de l'observateur :

$t(\omega) = L / v_g(\omega) \approx (1 + \omega_{pe}^2 / 2\omega^2) L / c$  en supposant  $\omega_{pe} = C^{te}$  sur le trajet L

$\Rightarrow \Delta t(\omega) = t(\omega) - t(\omega \rightarrow \infty) \approx \omega_{pe}^2 L / 2\omega^2 c = N_e L e^2 / 2\varepsilon_0 m_e \omega^2 c$

ou plus rigoureusement, si  $N_e \neq C^{te}$  sur le trajet L

$\Delta t(\omega) \approx (\int_L N_e dL) e^2 / 2\varepsilon_0 m_e \omega^2 c = \langle N_e L \rangle e^2 / 2\varepsilon_0 m_e \omega^2 c$

On appelle "Mesure de Dispersion" [DM] la quantité  $\int_L N_e dL$  intégrée sur le trajet de l'onde

D'où :

$\Delta t(f) \approx 4.15 \times 10^3$	$[DM]$	$f^{-2}$
↓	↓	↓
[sec]	[pc.cm <sup>-3</sup> ]	[MHz]

$\Delta t(f_1) - \Delta t(f_2) \approx 4.15 \times 10^3 [DM] (f_1^{-2} - f_2^{-2})$

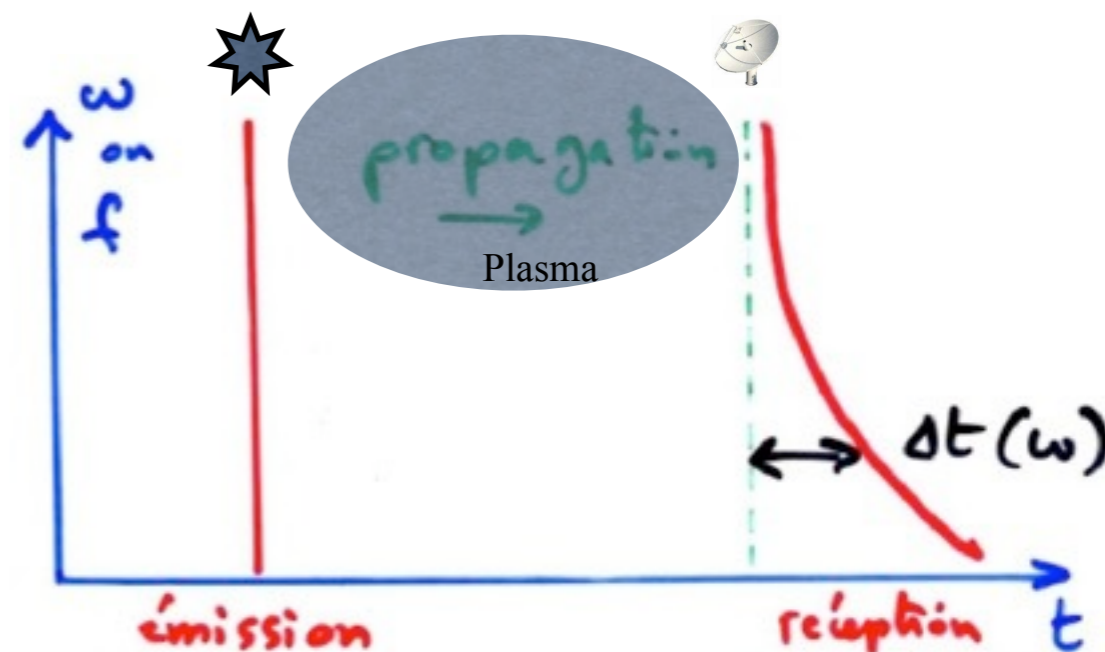
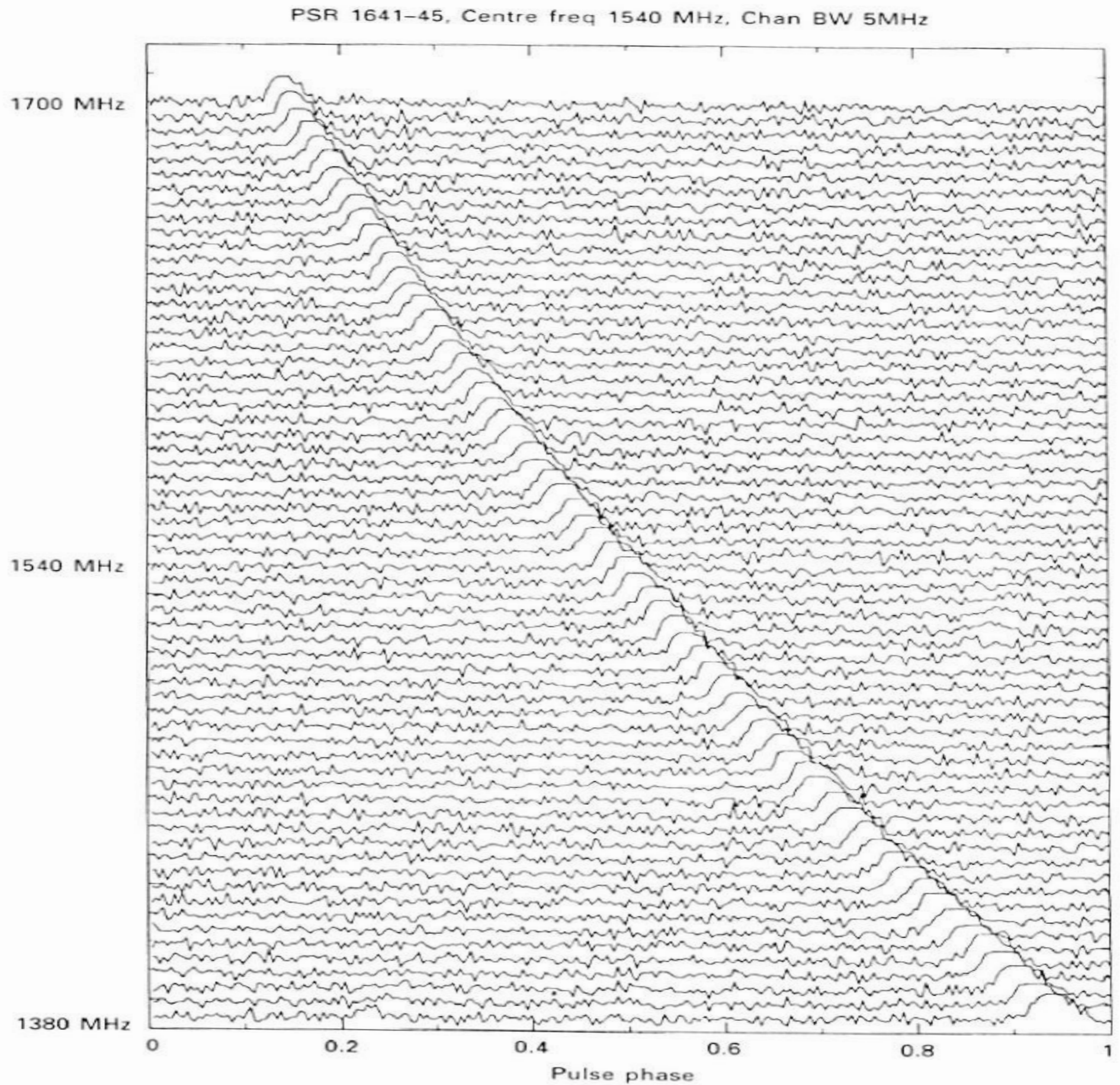


Fig. 3.1. Frequency dispersion in pulse arrival time for PSR 1641-45, recorded in 64 adjacent frequency channels, each 5 MHz wide, centred on 1540 MHz.



→ La mesure de  $\Delta t(f)$  renseigne sur  $N_e$  et  $L$  du plasma traversé



- Propagation des ondes en plasma magnétisé : Effet Faraday

→ on montre pour un plasma magnétisé (avec collisions = cas général) que l'indice s'écrit (équation d'Appleton-Hartree) :

$$n^2 = 1 - X / \{ 1 - iZ - \frac{1}{2}Y_T / (1 - X - iZ) \pm [ \frac{1}{4}Y_T^4 / (1 - X - iZ) + Y_L^2 ]^{1/2} \}$$

avec  $X = f_{pe}^2 / f^2$

$$Y_T = (f_{ce} / f) \sin\theta \quad \& \quad Y_L = (f_{ce} / f) \cos\theta \quad \text{où } \theta = (\mathbf{k}, \mathbf{B})$$

$$Z = f_{coll} / 2\pi f \quad \text{où } f_{coll} \propto N_e T^{-3/2} \quad \text{pour les collisions e-ions}$$

⇒  $n = \mu - i\chi$  où  $\mu = \text{Re}(n)$  caractérise la réfraction

et  $\chi = \text{Im}(n)$  caractérisé l'amortissement/amplification

Si on néglige les collisions, i.e.  $f_{coll} \ll f_{pe}, f_{ce}, f \Rightarrow Z \approx 0$  et qu'on considère la propagation quasi-//  $\mathbf{B}$  (en fait non strictement  $\perp \mathbf{B}$ ) ⇒  $Y_T^2 / 2 \ll Y_L$

$$n^2 = 1 - X / (1 - \frac{1}{2}Y_T \pm Y_L) = 1 - \omega_{pe}^2 / ( \omega ( \omega - \frac{1}{2}\omega_{ce}\sin\theta \pm \omega_{ce}\cos\theta ) )$$

$$\Rightarrow n_{\pm} = [ 1 - \omega_{pe}^2 / ( \omega ( \omega - \frac{1}{2}\omega_{ce}\sin\theta \pm \omega_{ce}\cos\theta ) ) ]^{1/2}$$

$n_+$  → propagation d'une onde LHC (G),  $n_-$  → propagation d'une onde RHC (D)

(démonstration en considérant  $\mathbf{E}$  tournant, G ou D, et en recalculant  $\mathbf{P}$ ,  $\epsilon_r$ ,  $n_{\pm}$ )

NB:  $\mathbf{B}$  introduit une anisotropie qui rend le plasma biréfringent

(≡ cristal où l'anisotropie vient de la structure cristalline)

$$\rightarrow v_{\phi\pm} = c / n_{\pm}$$

$$\Rightarrow \Delta v_{\phi} = |v_{\phi+} - v_{\phi-}| = c |1/n_{+} - 1/n_{-}|$$

$$\approx c \omega_{pe}^2 / 2\omega |1/(\omega - \frac{1}{2}\omega_{ce}\sin\theta + \omega_{ce}\cos\theta) - 1/(\omega - \frac{1}{2}\omega_{ce}\sin\theta - \omega_{ce}\cos\theta)|$$

$$= c \omega_{pe}^2 \omega_{ce} \cos\theta / \omega [(\omega - \frac{1}{2}\omega_{ce}\sin\theta)^2 - (\omega_{ce}\cos\theta)^2]$$

soit pour  $\omega \gg \omega_{pe}, \omega_{ce}$   $\Delta v_{\phi} \approx c \omega_{pe}^2 \omega_{ce} \cos\theta / \omega^3 = c \omega_{pe}^2 \omega_{ce} // / \omega^3$

Pour 2 ondes circulaires (G & D), initialement en phase ( $\propto \exp[i(kz - \omega t)] \propto \exp[ik(z - v_{\phi}t)]$ )

$$\Rightarrow \Delta\phi(t) = k \Delta v_{\phi} t = 2\pi/\lambda c \omega_{pe}^2 \omega_{ce} / \omega^3 t = e^3 \lambda^2 B_{//} N_e t / (4\pi^2 c^2 m_e^2 \epsilon_0)$$

avec  $t \approx L/c$  pour une source à une distance L

→ l'Effet Faraday est la rotation du plan de polarisation linéaire d'une onde se propageant parallèlement à **B** dans un plasma magnétisé. Le plan de polarisation tourne de :

$$\theta \text{ (rad)} = \Delta\phi/2 = e^3 \lambda^2 B_{//} \langle N_e L \rangle / (8\pi^2 c^3 m_e^2 \epsilon_0) = e^3 \lambda^2 B_{//} [\text{DM}] / (8\pi^2 c^3 m_e^2 \epsilon_0)$$

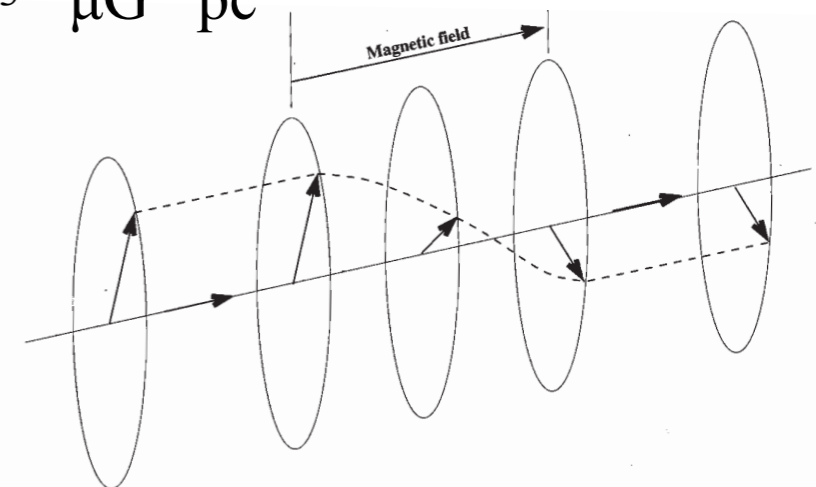
$$\theta \text{ (rad)} = R \lambda^2 \text{ avec } \lambda \text{ en m et } R = \text{Mesure de Rotation} = 0.8 \int_L N_e B_{//} dL$$

$$\begin{matrix} \Downarrow & \Downarrow & \Downarrow \\ \text{cm}^{-3} & \mu\text{G} & \text{pc} \end{matrix}$$

ou

$\theta = 4 \times 10^{12} [\text{DM}] B_{//} f^{-2}$
$\Downarrow \quad \quad \quad \Downarrow \quad \quad \quad \Downarrow \quad \quad \quad \Downarrow$
$[\text{°}] \quad \quad \quad [\text{pc.cm}^{-3}] \quad \quad \quad [\text{G}] \quad \quad \quad [\text{MHz}]$

$$\Delta\theta = \theta(f_1) - \theta(f_2) \approx 4 \times 10^{12} [\text{DM}] B_{//} (f_1^{-2} - f_2^{-2})$$



Exemple : On observe des Franges Faraday dans le spectre dynamique de l'émission décamétrique de Jupiter (observée avec une antenne linéaire).

L'interfrange à 27 MHz est  $\sim 0.15$  MHz  $\rightarrow$  origine ?

$$\Delta\theta (^{\circ}) = d\theta/df \cdot \Delta f = 4 \times 10^{12} [\text{DM}] B_{\parallel} 2 f^{-3} \Delta f \Rightarrow \Delta f = \Delta\theta f^3 / (8 \times 10^{12} N_e L B_{\parallel})$$

$\Delta\theta$  entre 2 franges consécutives (brillantes ou sombres) =  $180^{\circ}$

- Tore de plasma de Io :  $N_e \sim 1000 \text{ cm}^{-3}$ ,  $L \sim 2R_{\text{Jupiter}}$  ( $1R_J = 7 \times 10^4 \text{ km}$ ),  $B_{\parallel} \sim 0.003 \text{ G}$

$$\Rightarrow \Delta f \approx 31 \text{ MHz}$$

- Milieu interplanétaire :  $N_e \sim 5 \text{ cm}^{-3}$ ,  $L \sim 5 \text{ UA}$  ( $1 \text{ UA} = 1.5 \times 10^8 \text{ km}$ ),  $B_{\parallel} \sim 3 \text{ nT}$

$$\Rightarrow \Delta f \approx 118 \text{ MHz}$$

- Ionosphère terrestre :  $N_e \sim 5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ,  $L \sim 500 \text{ km}$ ,  $B_{\parallel} \sim 0.3 \text{ G}$

$$\Rightarrow \Delta f \approx 0.18 \text{ MHz}$$

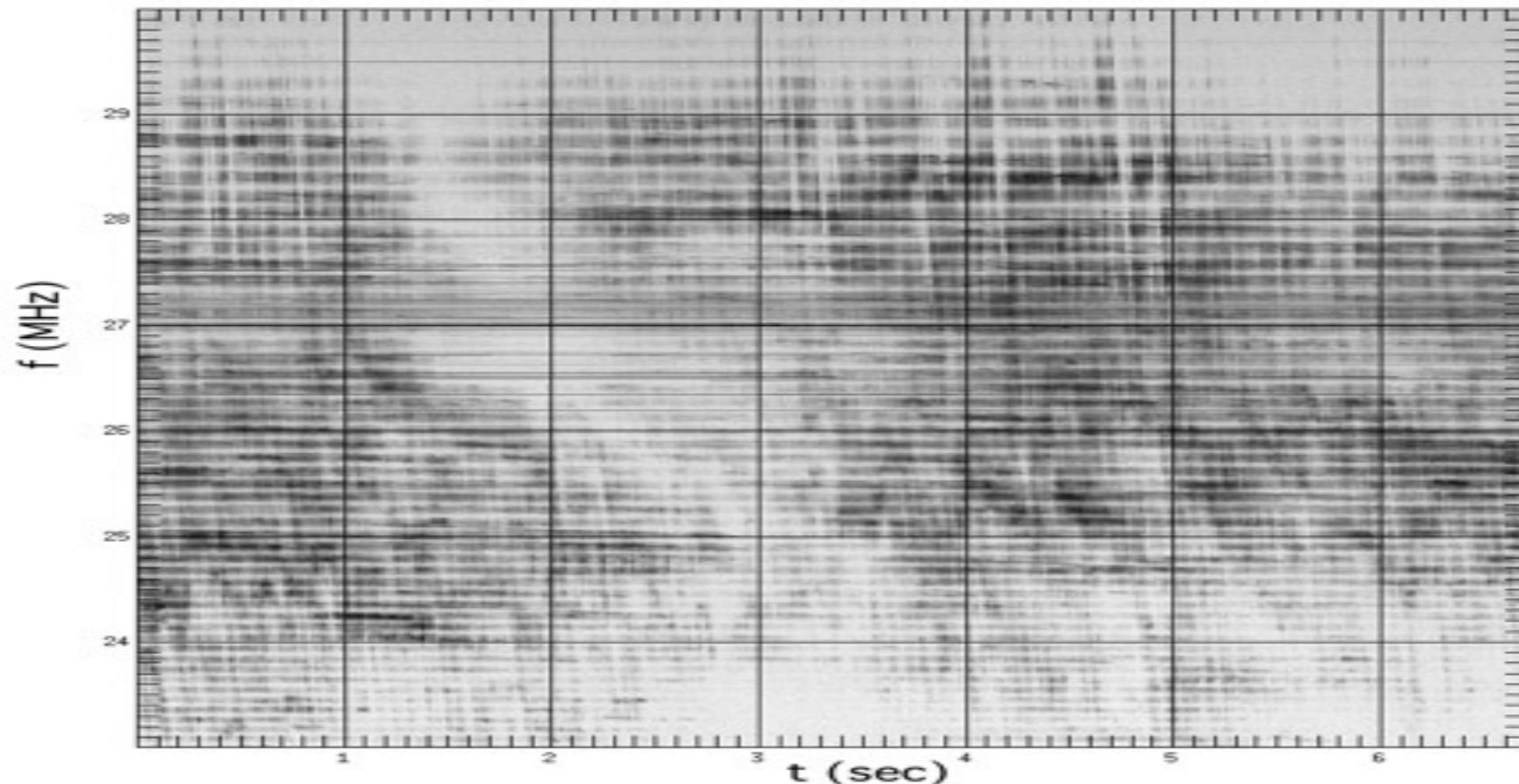
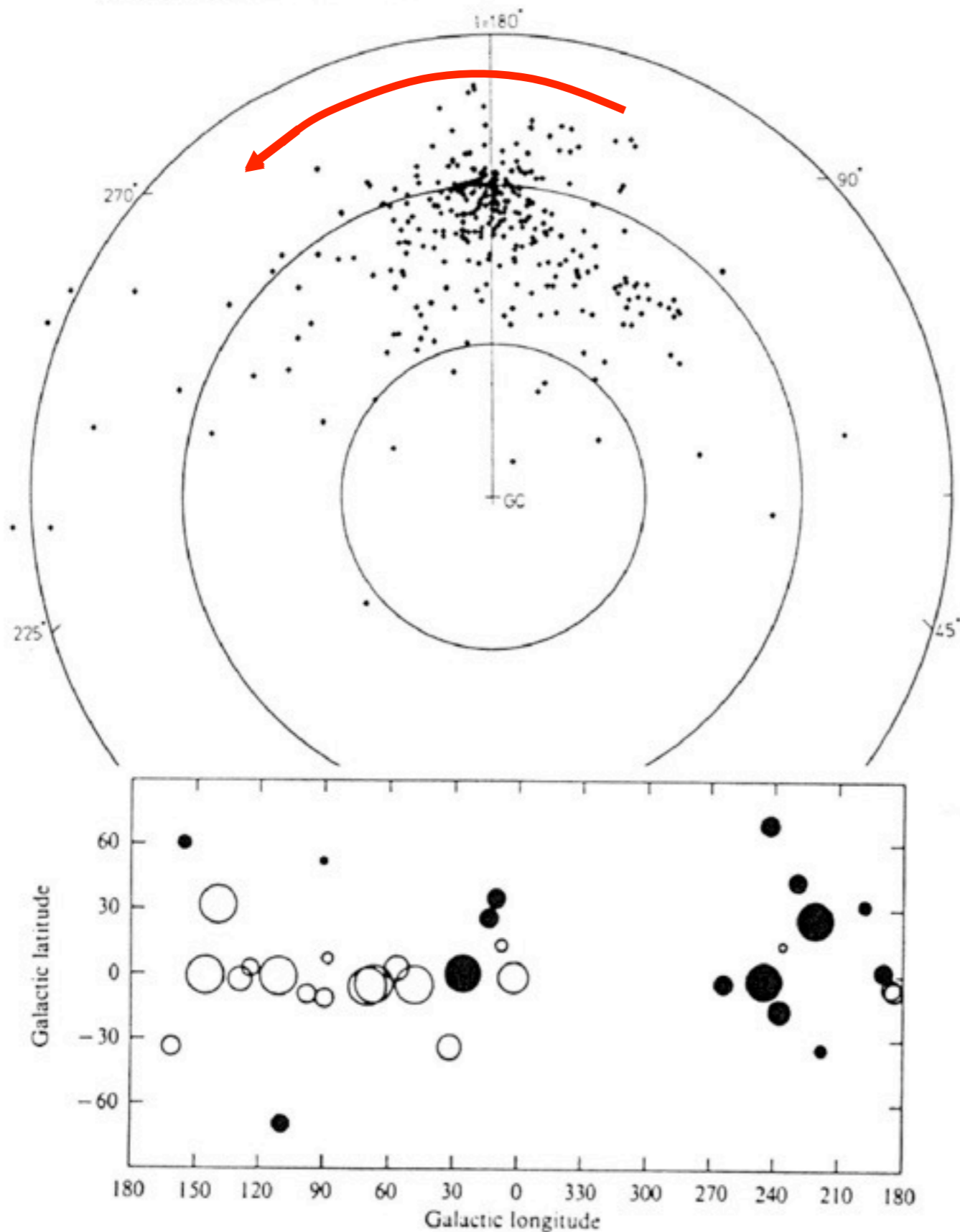




Fig. 8.2. The positions of the 316 pulsars in the uniform sample, projected onto the plane of the Galaxy. The galactic centre is at the centre of the diagram. The pulsars are clustered round the Sun, at a distance of about 8 kpc from the centre.



Sens (& amplitude) de  $B_z$   
dans le plan galactique

• Propagation des ondes en plasma inhomogène : Scintillations IP & IS

$$n^2 = 1 - f_{pe}^2/f^2 = 1 - N_e e^2 / 4\pi^2 \epsilon_0 m_e f^2$$

or les milieux IP et IS sont en fait inhomogènes :  $N_e = \langle N_e \rangle + \delta N_e$

$$\Rightarrow 2n \delta n = (-e^2 / 4\pi^2 \epsilon_0 m_e f^2) \delta N_e$$

$$\Rightarrow \text{variations d'indice } \delta n \approx (1/2n) (e^2 / 4\pi^2 \epsilon_0 m_e f^2) \delta N_e$$

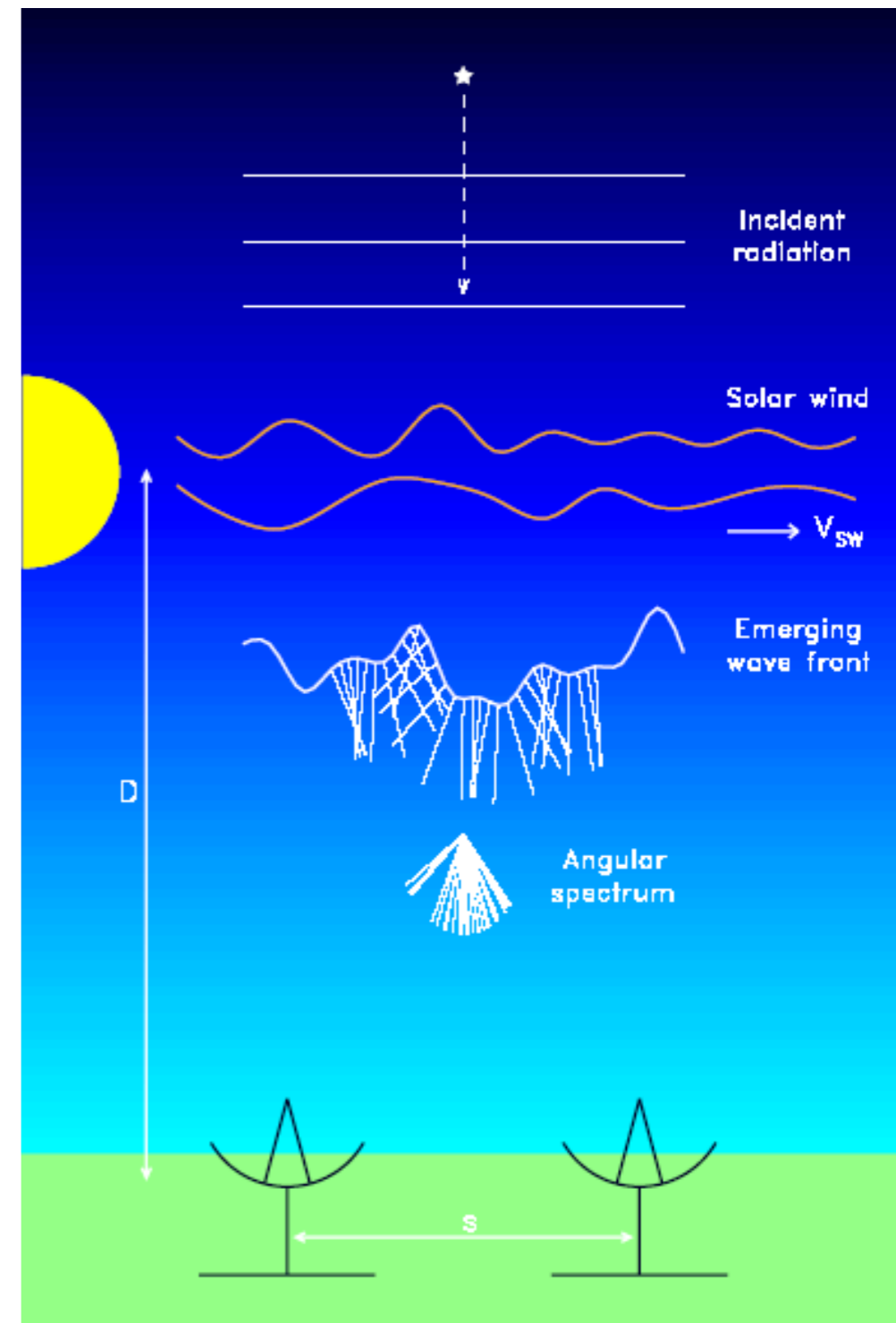
$\Rightarrow$  variation de phase introduite par une inhomogénéité  $\delta n$  de dimension  $L$  :

$$\delta\phi \approx \omega \delta t = \omega \delta(L/v_\phi) = 2\pi f (L/c) \delta n = (e^2 / 4\pi c \epsilon_0 m_e) L \delta N_e / (f n)$$

-  $\delta N_e \ll N_e$ , grandes échelles spatiales (gradients de  $N_e$ ), hautes fréquences  $\Rightarrow$  scintillations faibles  $\Rightarrow$  effets réfractifs (fluctuations d'intensité, de position, dispersion temporelle)

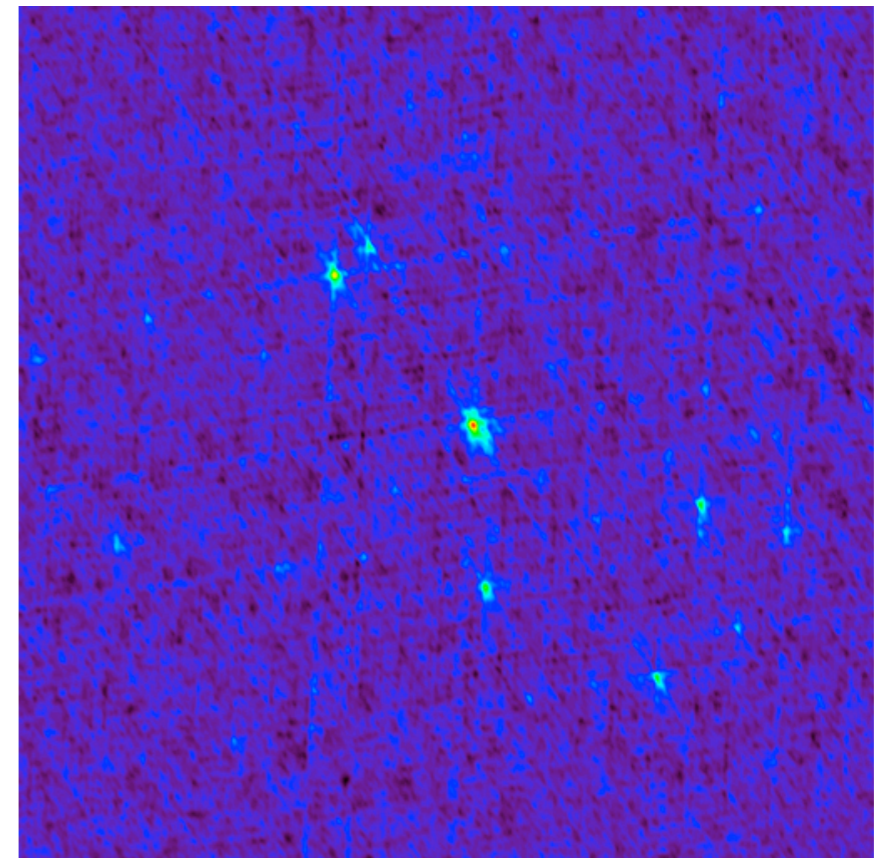
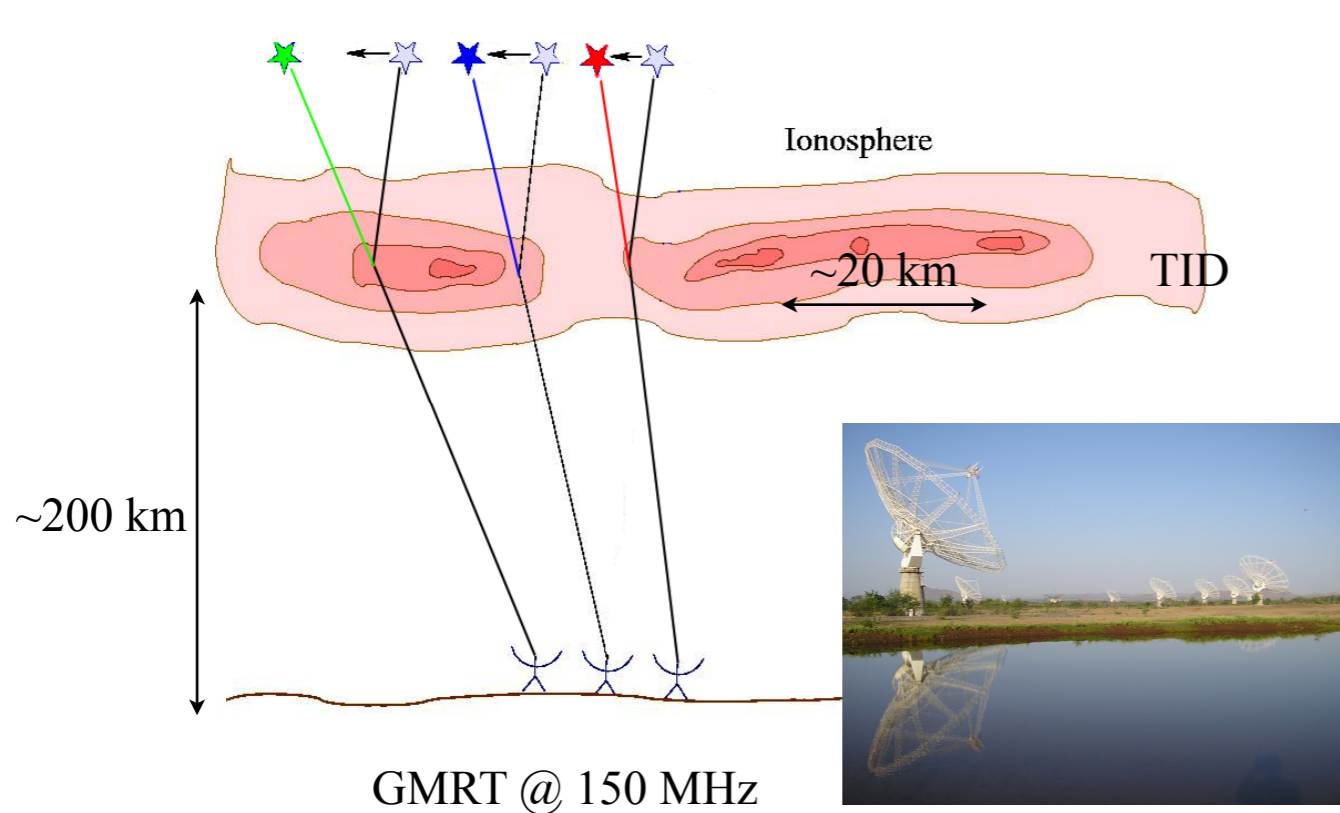
-  $\delta N_e \sim N_e$ , petites échelles spatiales (turbulence)  $\Rightarrow$  effets diffractifs (fluctuations d'intensité, étalement angulaire, temporel, spectral)

$\sim 1'' \text{ à } 30 \text{ MHz, } \sim 1/f^{2.2}$



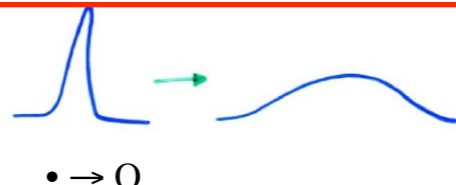
# REFRACTION PHENOMENA

Phenomenon	Quantity	Typical Values (DM~100)				
		400 MHz	30 MHz	10 MHz		
Slow scintillations	$\sigma_I/I \propto \lambda^{-1.1}$	20%	1	0.3		
	$\Delta t_r \propto \lambda^{2.2}$	1 yr	300	3000	$\Delta t_r(\sigma_I/I)$	
Time-of-arrival variations	$\Delta t_{DM} \propto \lambda^2$	10 $\mu s$	2 ms	16 ms	Dispersion	
	$\Delta t_{1D}(\Delta\theta_r)$	$\Delta t_\theta \propto \lambda^{1.6}$	1 $\mu s$	60	400	Échelle temporelle du déplacement erratique
	$\Delta t_{2D}(\Delta\theta_r)$	$\Delta t_{\theta^2} \propto \lambda^{3.3}$	1 $\mu s$	5 ms	200 ms	
Angular wandering	$\Delta\theta_r \propto \lambda^{1.6}$	1 m.a.s.	60	400		





# DIFFRACTION PHENOMENA

Phenomenon	Quantity	Typical Values (DM~100)			
		400 MHz	30 MHz	10 MHz	
Intensity Scintillations $\sigma_I \sim I$	$\Delta\nu \propto \lambda^{-4.4}$	10 kHz	$10^{-2}$	$10^{-7}$	Échelles spectrale et temporelle des fluctuations $\sigma_I \sim I$
	$\Delta t_d \propto \lambda^{-1.2}$	60 sec	3	0.7	
Temporal broadening	$\tau_d \propto \lambda^{4.4}$	1 ms	1 min	3 hr	
Angular broadening	$\theta_d \propto \lambda^{2.2}$	10 m.a.s.	3"	33"	
Spectral broadening	$\Delta\nu_s \propto \lambda^{1.2}$	1 Hz	22	83	Doppler / inhg. diffractives

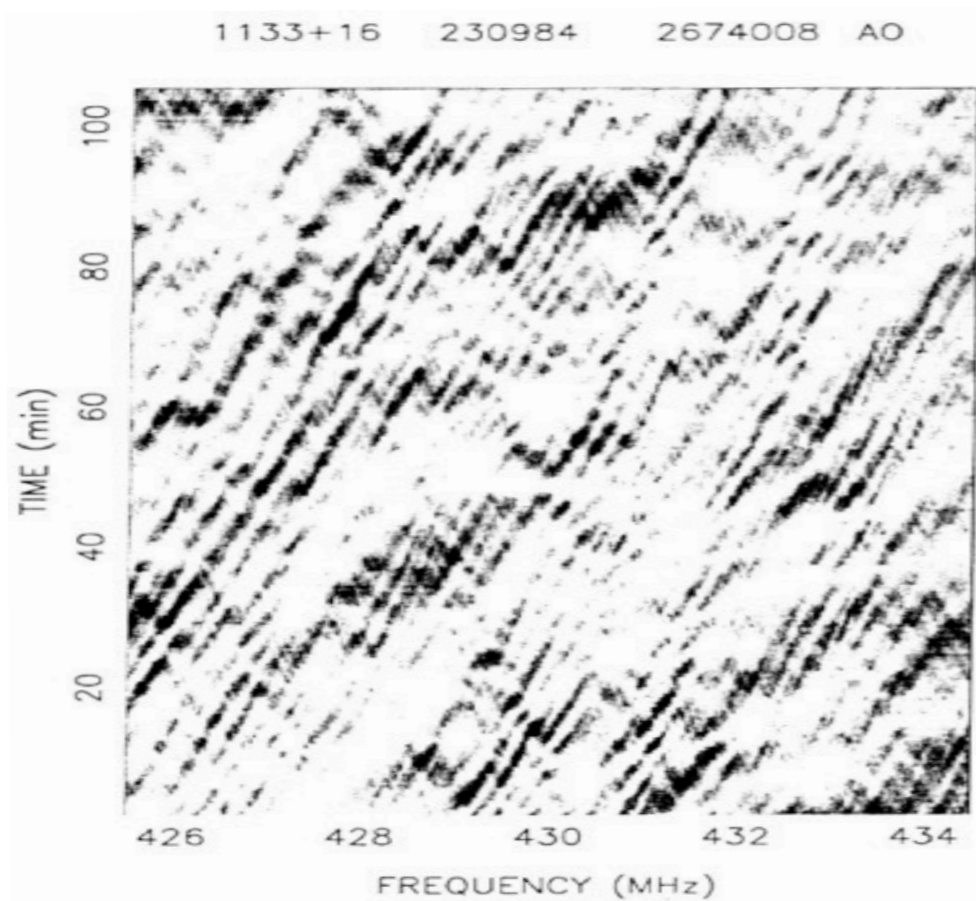


Figure 3. Dynamic spectrum  $I(\nu, t)$  for PSR B1133+16 that shows constructive and destructive interference from multipath propagation. (DM ~ 5)

DM max pour une résolution temporelle  $\delta t$ :  $\delta t \leq \tau_d$

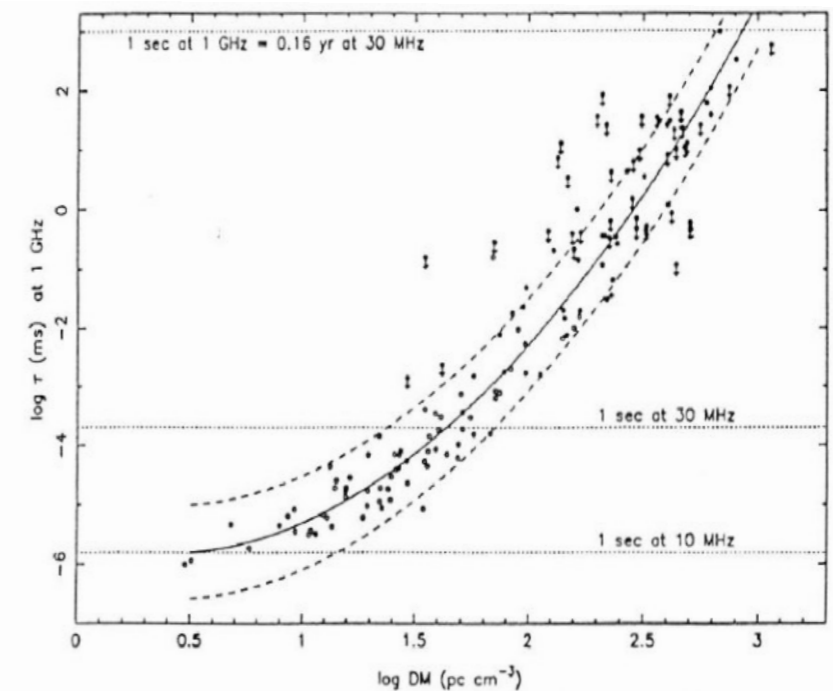


Figure 4. Pulsar temporal broadening times plotted against dispersion measure, DM. The solid line is a least squares fit to the data; the dashed lines are  $\pm 1\sigma$  deviations from the fit. Downward arrows denote upper limits, which were excluded from the fit.

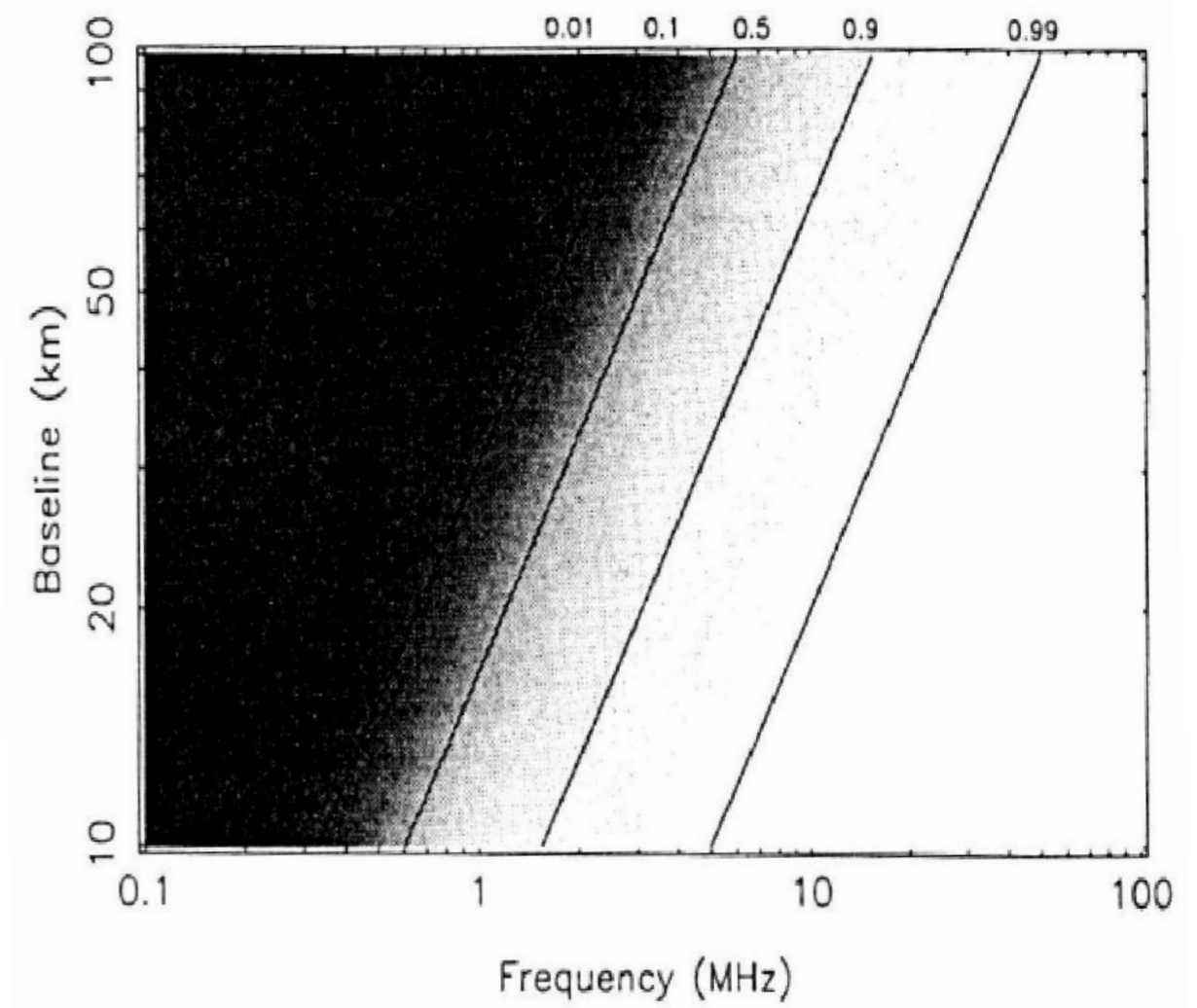
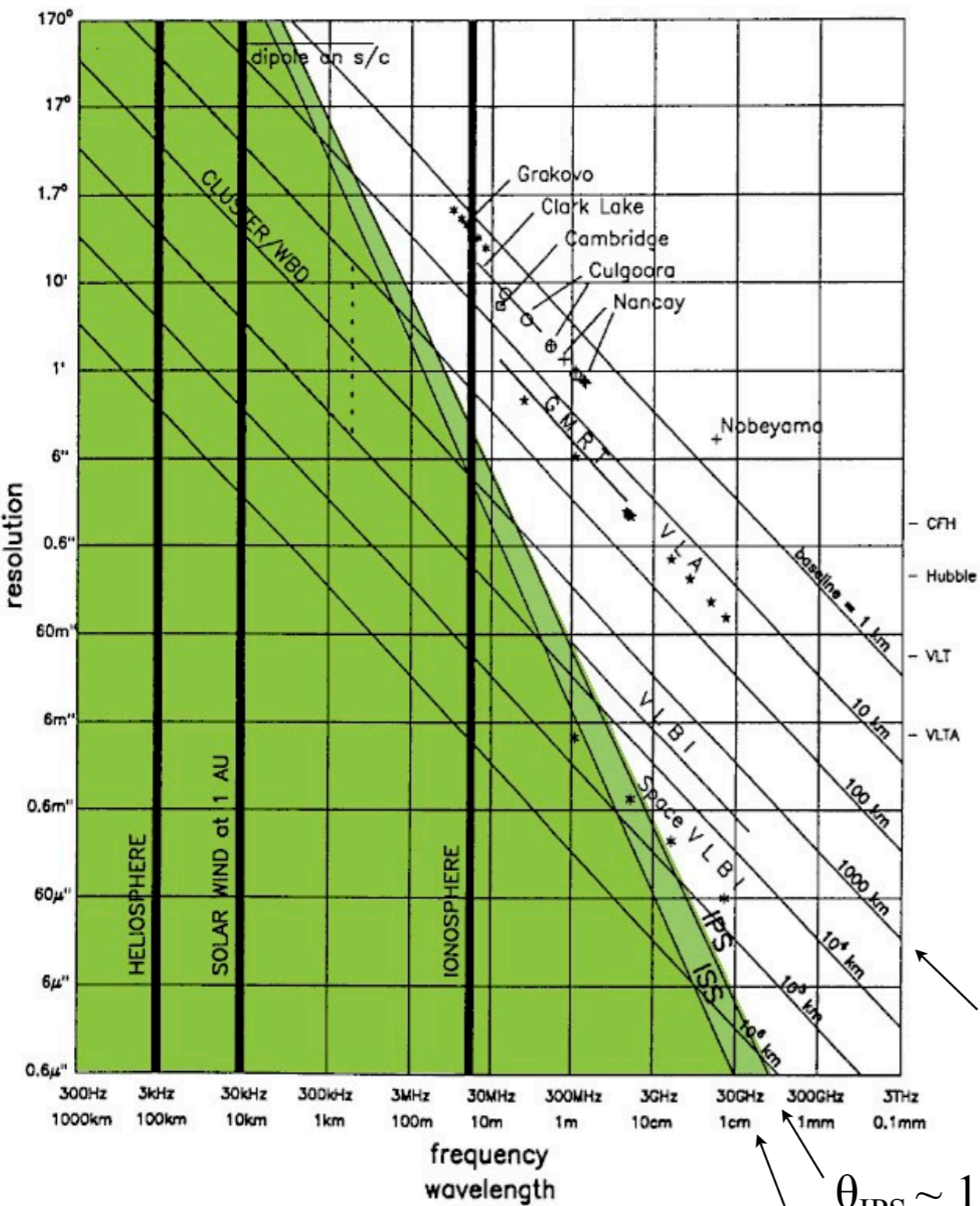


Figure 2. A graphical representation of the loss of visibility due to scattering in the IPM for observations at about 90° from the Sun. Contours of visibility amplitude are shown at 0.99, 0.9, 0.5, 0.1 and 0.01

$$\theta_{\min} \sim \lambda/d \sim c/fd$$

$$\theta_{\text{IPS}} \sim 100' / (Pf)^2 \text{ (MHz)}$$

P = distance min. / Soleil (UA)

$$\theta_{\text{ISS}} \sim 22' / f^2 \text{ (MHz)}$$

$$d_{\max}(\text{km}) \approx c/f \theta_{\min} \sim c/f \theta_{\text{IPS}} \approx 10 P^2 \times f \text{ (MHz)} \sim 10 \times f \text{ (MHz)}$$



- Introduction (historique, intérêt, spécificités)
- Onde & Polarisation
- Plasmas & Propagation (coupure, dispersion, effet Faraday, scintillations)
- **Détection Cohérente du Signal (théorie de la mesure, température d'antenne, étalonnage, bruit)**
- Récepteurs (hétérodyne, température de système, filtrage, gain, RFI mitigation)
- Notions sur les Antennes Radioastronomiques : Antennes uniques
- Interférométrie et Synthèse d'ouverture (réseaux phasés, pointage électronique, imagerie, corrélation, cohérence, VLBI)
- Méthodes d'Observation
- Grands instruments du Futur
- Radioastronomie Spatiale



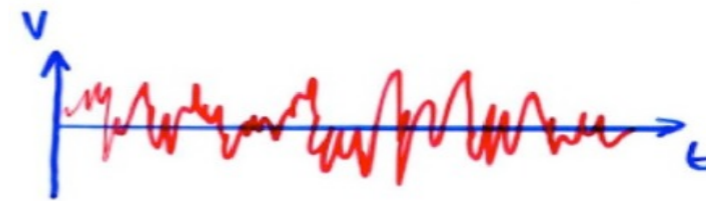
- Problèmes posés par l'observation radioastronomique

- signal faible ( $\sim 10^{-4} \rightarrow 1$  Jy), "HF" ( $\rightarrow$  GHz, THz ...), de moyenne nulle ( $\langle V \rangle$ )

- $\Rightarrow$  amplification

- $\Rightarrow$  changement de fréquence ( $\rightarrow$  BF)

- $\Rightarrow$  redressement / détection



- sources de bruit intenses :

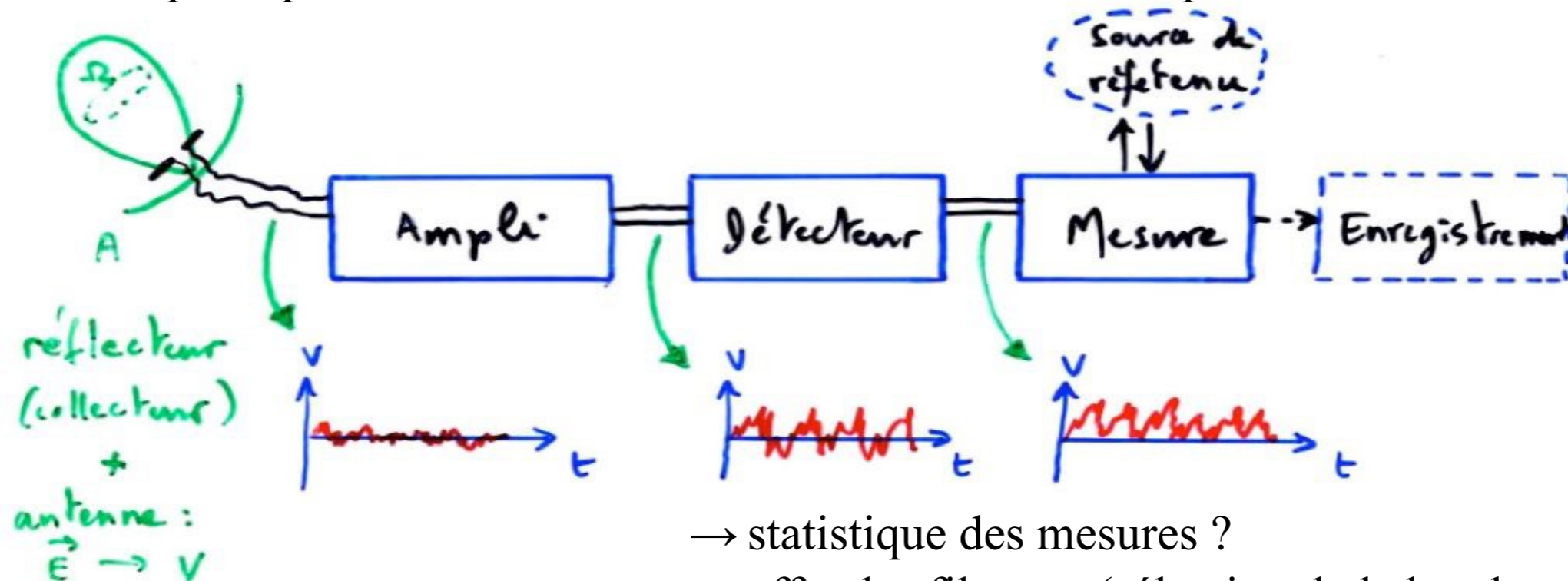
- $\rightarrow$  fond du ciel (Galaxie)

- $\rightarrow$  émetteurs proches (éclairs d'orages, émetteurs artificiels)

- $\rightarrow$  bruit de l'électronique du système de réception

- étalonnage de l'intensité reçue en unités physiques  $\rightarrow$  source radio étalon ?

- Schéma de principe d'un instrument de mesure radioastronomique



- $\rightarrow$  statistique des mesures ?

- $\rightarrow$  effet des filtrages (sélection de la bande mesurée)

- $\rightarrow$  comment séparer les parasites de l'émission étudiée ?

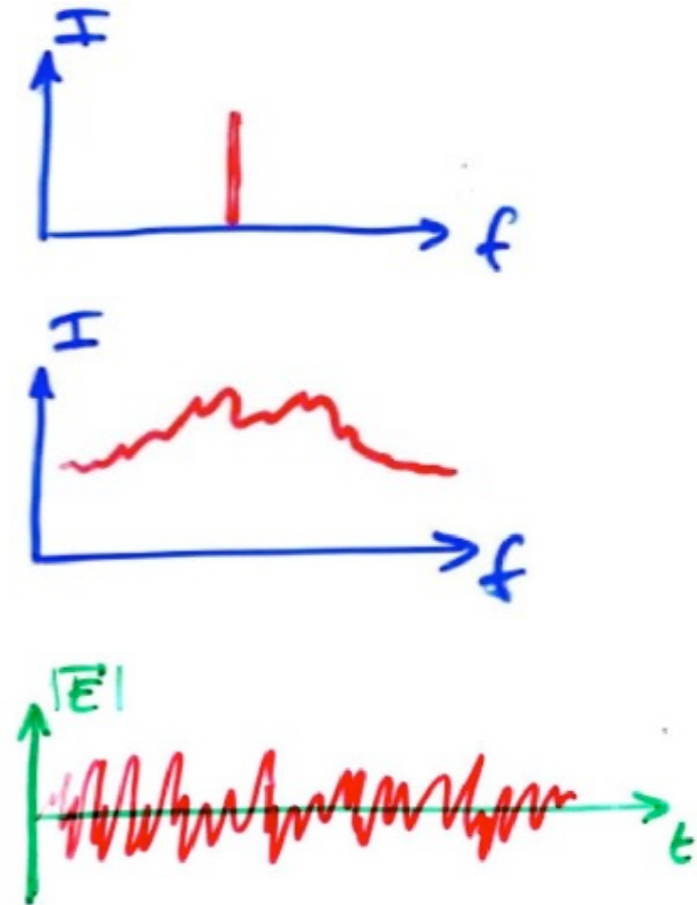
- Nature du signal reçu

- onde artificielle → bande étroite, émission entretenue/cohérente, modulée (AM, FM...)

- signal naturel = "bruit", en général large bande, stationnaire, de statistique gaussienne (source incohérente de  $\emptyset \gg \lambda$ )

$$P(x) = 1/(\sigma \sqrt{2\pi}) \exp[-(x-x_0)^2/2\sigma^2] \quad (x = E, |E|, I \dots)$$

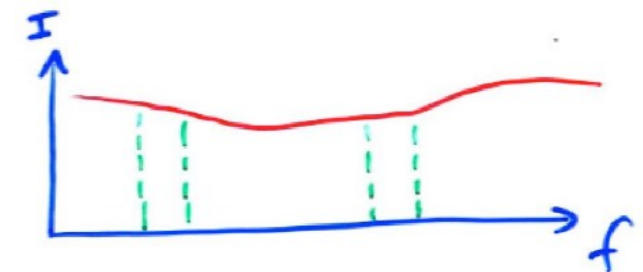
⇒ amplitude & phase de  $\mathbf{E}$  (large bande) varient aléatoirement / t, z  
 $|\mathbf{E}(z)|_{t_0}$  et  $|\mathbf{E}(t)|_{z_0}$  sont des fonctions aléatoires,  $\langle E \rangle = 0$ ,  $\langle E^2 \rangle \neq 0$



La décomposition spectrale (Fourier) de  $E$  donne des composantes  $E(f)$  de phases relatives quelconques ⇒ les énergies transportées dans des bandes de fréquences disjointes s'ajoutent

⇒ Hypothèse de travail : le signal reçu est un bruit blanc ( $I(f) \propto |E(f)|^2 = C^{te}$ )

On peut toujours se ramener à ce cas en étudiant le spectre du signal dans des bandes étroites où le bruit est – en 1<sup>ère</sup> approximation - blanc

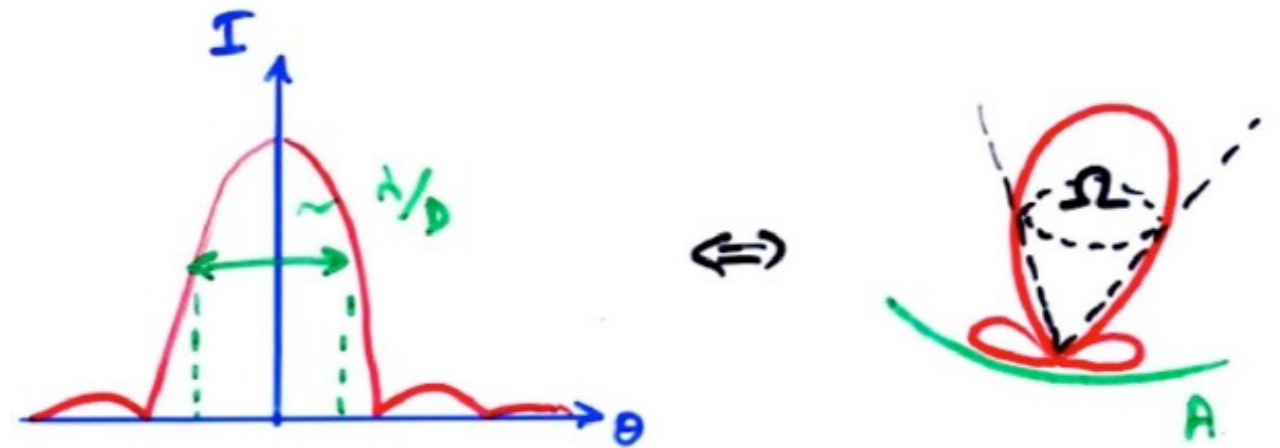


⇒ Formulation Thermodynamique employée en théorie de la mesure en Radioastronomie

- Premières Notions sur les Antennes Radioastronomiques

Relation  $A \leftrightarrow \Omega$  (dérivation préliminaire)

$\forall$  antenne unique ( $\neq$  interféromètre) de dimension ( $\emptyset$ )  $D$ ,  
on a :  $\theta_{\min} \sim \lambda/D \Rightarrow \theta_{\min}^2 \sim \Omega \sim \lambda^2/D^2 \sim \lambda^2/A$



Plus généralement, pour toute antenne d'aire effective  $A_{\text{eff}}$  et de lobe principal  $\Omega$ , on démontre que :

$$A_{\text{eff}} \Omega = \lambda^2 \quad \Rightarrow \quad G = 4\pi / \Omega = 4\pi A_{\text{eff}} / \lambda^2$$

*NB :  $A$  n'est pas nécessairement l'aire géométrique du collecteur, mais son aire "effective" = "section efficace" du RT / rayonnement radio incident (compte tenu des pertes ...) dans la direction du lobe principal*

Exemple : Antenne dipolaire sans perte :  $A_{\text{eff}} = 3\lambda^2 / 8\pi$   
 $\rightarrow$  sans rapport avec sa surface géométrique





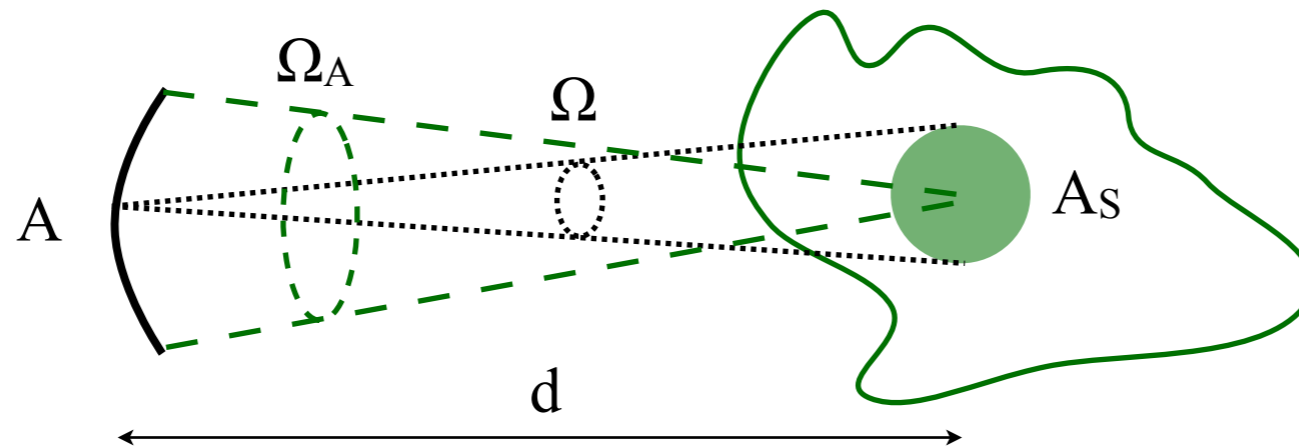
# Température d'antenne

→ Observation d'un corps noir étendu ( $\Omega$ ), de brillance  $B = 2kT_B/\lambda^2$  [ $\text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$ ]

$\downarrow$                        $\downarrow$   
 de source            depuis la source

Source "vue" par le radiotélescope ( $\Omega$ ) :  $A_s = \Omega d^2$

Angle solide sous-tendu par le RT vu de la source :  $\Omega_A = A_{\text{antenne}}/d^2 = A/d^2$



⇒ Puissance spectrale reçue par le radiotélescope d'un corps noir étendu :

$$P(\nu) d\nu = B(\nu) A_s \Omega_A d\nu = (2kT_B/\lambda^2) (\Omega d^2) (A/d^2) d\nu = 2 k T_B d\nu$$

⇒  $P(\nu) = (2) k T_B$  [ $\text{W Hz}^{-1}$ ]

$\downarrow$

polarisation relative antenne / onde

$\forall A, d, \lambda \dots : A \uparrow \Rightarrow \Omega \downarrow$   
 $d \uparrow \Rightarrow \Omega d^2 \uparrow$   
 $\lambda \uparrow \Rightarrow \Omega = \lambda^2/A \uparrow$  mais  $B \propto 1/\lambda^2 \downarrow$

⇒ Densité de flux reçue d'un corps noir étendu :

$$S(\nu) = P(\nu) / A_{\text{eff}} = (2) k T_B / A_{\text{eff}} \quad [\text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1}]$$

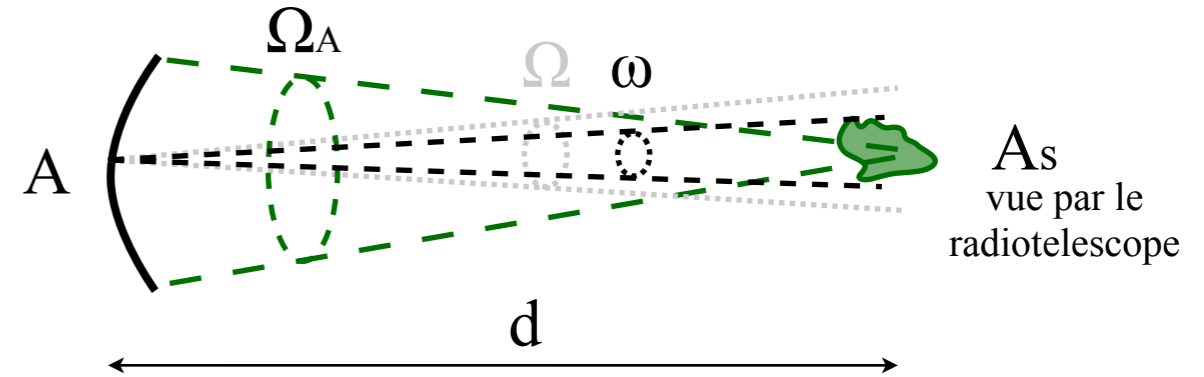
$\downarrow$

d'antenne

→ Si  $\omega_{\text{source}} < \Omega_{\text{antenne}}$  (avec  $\omega_{\text{source}} = A_{\text{source}}/d^2$ )

$$\Rightarrow P(\nu) = (2) k T_B (\omega_{\text{source}} / \Omega) = (2) k T_A$$

$$\text{et } S(\nu) = (2) k T_B \omega_{\text{source}} / A_{\text{eff}} \Omega = (2) k T_A / A_{\text{eff}}$$



⇒ définition de la "température d'antenne" :  $T_A = S(\nu) A_{\text{eff}} / (2) k = P(\nu) / (2) k$

$T_A$  est une mesure de la puissance (ou de la densité de flux) reçue  
 [source polarisée  $\equiv$  antenne  $\Rightarrow T_A \times 2$ ]

Dans le cas d'un corps noir étendu, on a :  $T_A = T_B = T_{\text{physique}}$

Dans le cas d'une source non-étendue :  $T_A = T_B \omega_{\text{source}} / \Omega \ll T_B$

Pour une source ponctuelle, on peut mesurer  $S$  et  $T_A$  mais pas  $T_B$ , dont on ne peut obtenir qu'une limite inférieure/supérieure s'il existe une limite supérieure/inférieure sur  $\omega_{\text{source}}$

*Exemple : Jupiter observé au Réseau Décamétrique de Nançay ( $A \approx 3000 \text{ m}^2$ )*

$$S \approx 10^{-19} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ à } 10 \text{ MHz} \Rightarrow T_A = A S / 2 k \approx 10^7 \text{ K}$$

*Par ailleurs, des mesures VLBI donnent :  $\varnothing(\text{source à } 10 \text{ MHz}) \leq 400 \text{ km}$*

$$\text{d'ou } \omega_{\text{source}} < \pi \varnothing^2 / 4 d^2 \quad (d \sim 4.2 \text{ UA})$$

$$\Rightarrow T_B > T_A \Omega / \omega_{\text{source}} = (A S / 2 k) (\lambda^2 / A) (4 d^2 / \pi \varnothing^2) = 10^{19} \text{ K}$$

- Mesure du signal reçu

Source jamais isolée

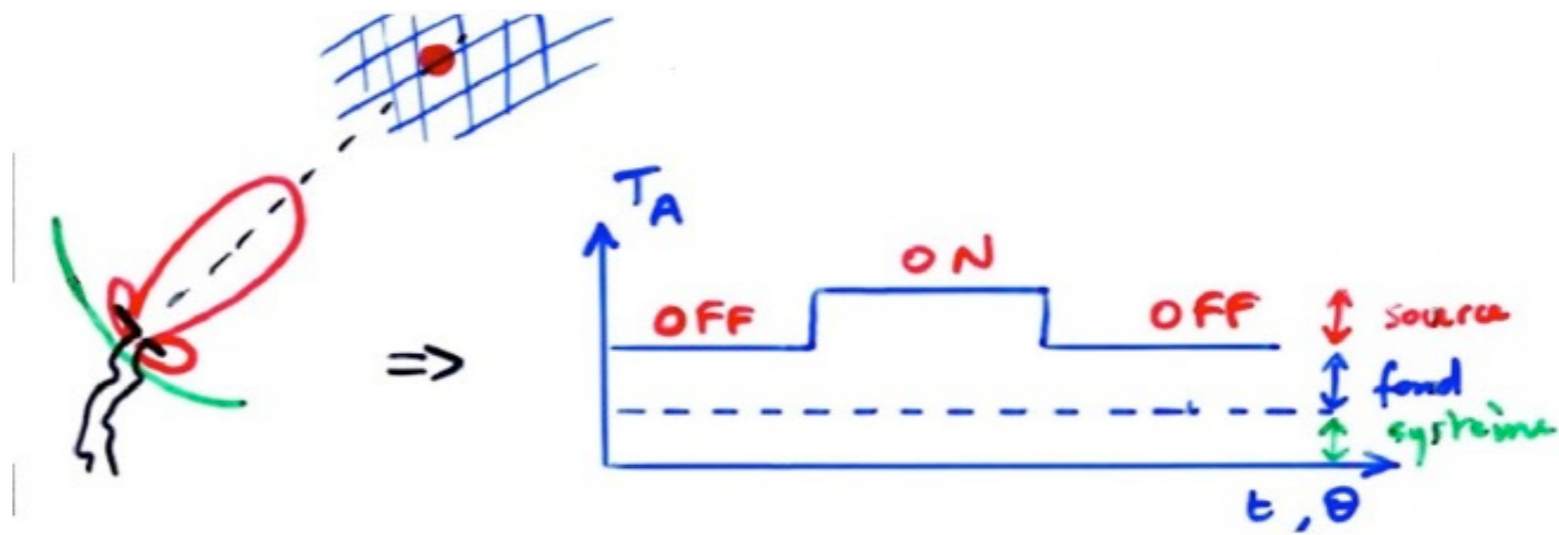
⇒ signal reçu = signal utile (source)

+ "fond"

+ parasites (lobes primaire ou secondaires)

+ bruit de Nyquist (éléments résistifs de l'antenne et du détecteur)

+ ...



Elimination du "fond" : observations "ON" – "OFF"

$T_A$  (parasites + Nyquist + ...) =  $T_{\text{système}}$

fonction notamment de la température physique du système de réception

Si  $\omega_{\text{source}} \ll \Omega$       $T_{A(\text{signal})} = T_B \omega_{\text{source}} / \Omega$      peut être      $\ll T_{\text{système}}, T_{\text{fond}}$

⇒ difficulté = mesure de signaux faibles superposés à des signaux d'intensité élevée

limites = précision de l'instrument, et surtout fluctuations aléatoires des signaux reçus (= bruit)

*Exemples: • Rayonnement radio d'exoplanètes de type Jupiter ?*

$$T_A = T_{A(\text{Jupiter})} \times (d_{\text{Jupiter}}/d_{\text{exoplanète}})^2 \approx 10^7 \times (5 \text{ UA} / 5 \text{ pc})^2 \approx 4 \times 10^{-3} \text{ K}$$

*avec  $T_{\text{ciel}} \geq 10^5 \text{ K}$  à 10 MHz     (+ parasites...)*

*• Rayonnement cosmologique à 2.7 K, or  $T_{\text{système}} \approx 10 - 100 \text{ K}$*

*à  $\lambda \in [\text{cm}, \text{dm}]$  et impossible de pointer sur "OFF" !*



- Le problème du Bruit

Tout signal suit des fluctuations aléatoires

(quantification de l'énergie e.m.  $\rightarrow$  photons  $\Rightarrow$  fluctuations statistiques de  $n_{\text{photons}}$  reçu)

Principales sources de bruit :

- Bruit de photons ( $= S / h\nu$ )  $\rightarrow$   $\sim$ négligeable en radio
- Bruit en  $1/f$  ( $S(\nu) \propto 1/\nu$ ) universel, affecte  $\sim$  tous les phénomènes physiques
- Bruit de grenaille ( $h\nu \Rightarrow V \Rightarrow e^-$  dans le détecteur avec une distribution d'énergies + barrière de potentiel (ex: transistor)  $\Rightarrow$  fluctuations aléatoires du flux d' $e^-$  (du courant de sortie)
- Parasites externes
- Bruit de Nyquist (ou de Johnson)  
= puissance fluctuante délivrée par tout circuit résistif, même en l'absence de signal

## Bruit de Nyquist

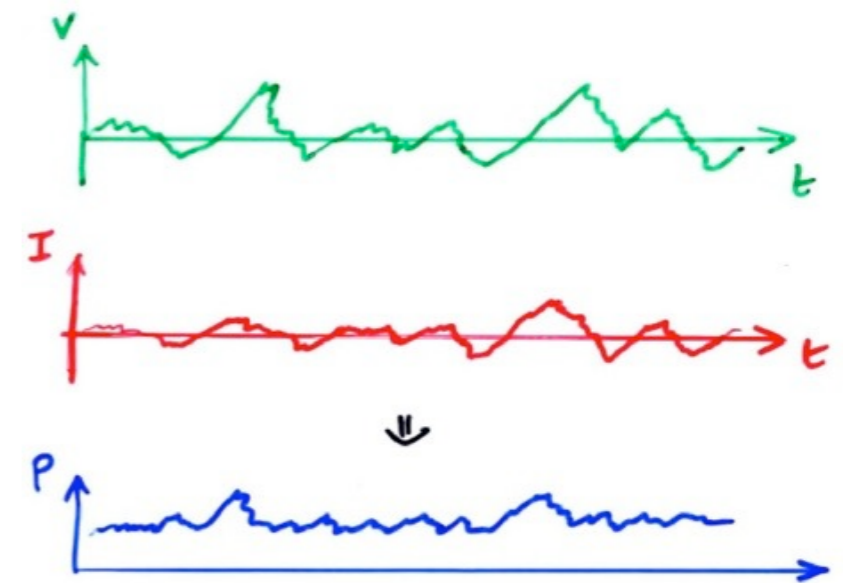
Circuit passif (pas de f.e.m.) à  $T \neq 0$

⇒ agitation thermique des  $e^-$  (mouvement Brownien)

⇒ distribution non-uniforme des  $e^-$  libres dans le conducteur

⇒ apparition d'une ddp aléatoire ( $V$ ) aux bornes du conducteur  
et d'un courant aléatoire ( $I$ , corrélé à  $V$ ) dans le conducteur,

$$\langle V \rangle = 0 \text{ et } \langle I \rangle = 0 \text{ mais } \langle P \rangle = \langle V \times I \rangle \neq 0$$



⇒ Puissance  $P$  dissipée dans la résistance  $R$  : source = agitation thermique des  $e^-$

⇒  $T(R) \downarrow$  sauf si la résistance absorbe de l'énergie de son environnement

Le mouvement thermique des  $e^-$  génère un bruit blanc, donc indépendant de  $\nu$

→ de quoi dépend  $P$  fournie "spontanément" par  $R$  ?

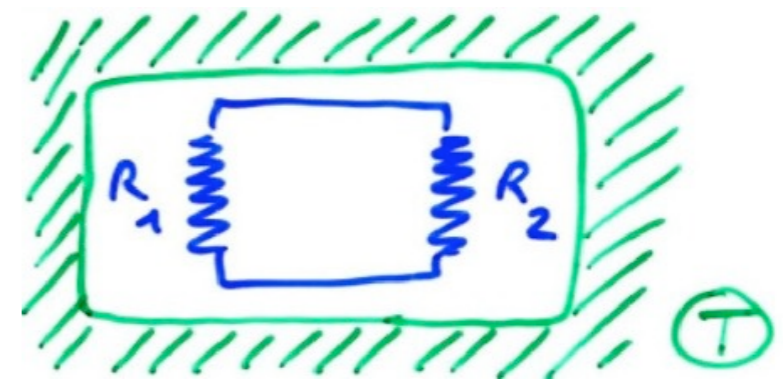
### Expérience 1 : enceinte thermostatée à $T$

$\exists$  échanges spontanés de puissance entre  $R_1$  et  $R_2$

mais  $T(R_1)=T(R_2)$

$\Rightarrow P(R_1 \rightarrow R_2) = P(R_2 \rightarrow R_1)$

[1<sup>er</sup> principe de la Thermodynamique]



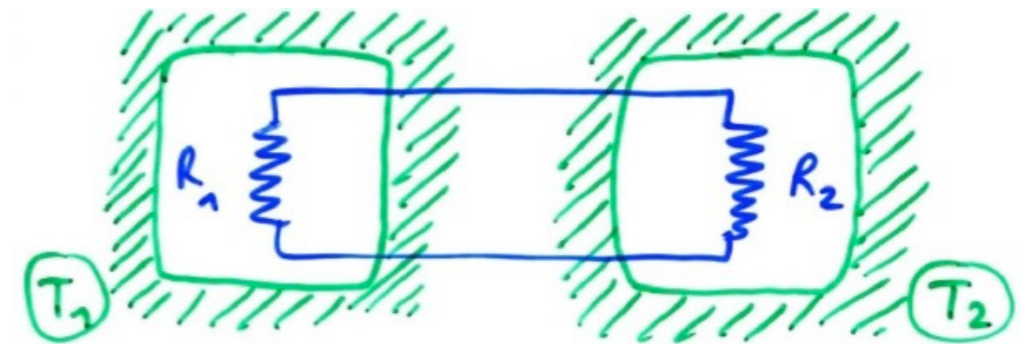
### Expérience 2 : enceintes thermostatées à $T_1$ et $T_2$

$\Delta P = P(R_1 \rightarrow R_2) - P(R_2 \rightarrow R_1) \propto (T_1 - T_2)$  uniquement

$\Rightarrow P$  fournie par  $R$

$\rightarrow$  indépendante de la valeur de  $R$  ( $\forall$  système résistif)

$\rightarrow \propto T$  seulement



Théorème de Nyquist :  $P(\nu) = k T$  est la puissance moyenne aux bornes d'un circuit résistif à température  $T \Rightarrow$  "Température de système"  $T_s$

Bruit blanc  $\Rightarrow$  les fluctuations à 2 fréquences  $\nu \neq$  sont décorrélées

$\Rightarrow$  les puissances spectrales s'ajoutent :  $P(\nu) \Delta\nu = k T \Delta\nu$

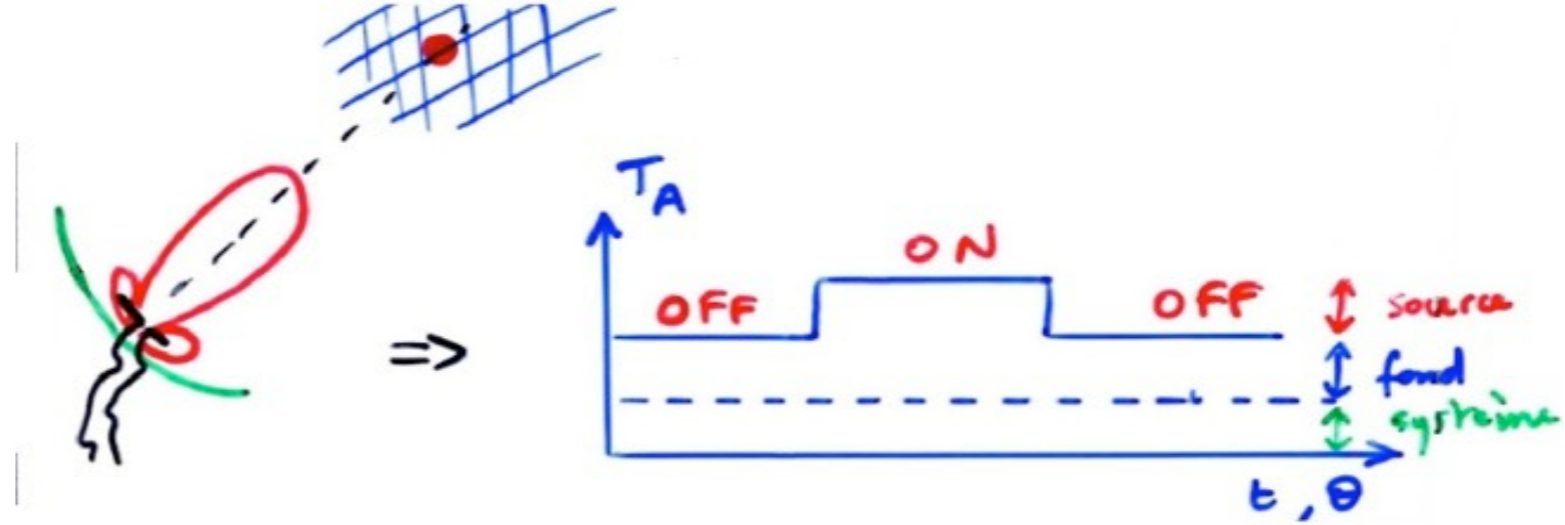
Notes:  $\forall$  le système passif résistif (les éléments du système de mesure - antennes, récepteurs, etc.- contribuent à son bruit résistif  $\approx$  générateurs de bruit)

$T_{\text{système d'un système}} \leq T_{\text{physique}}$  ( $\exists$  dissipation par rayonnement...)

$T_{\text{système}}$  typiquement  $\sim 150$  K pour un système antenne+récepteur non refroidis

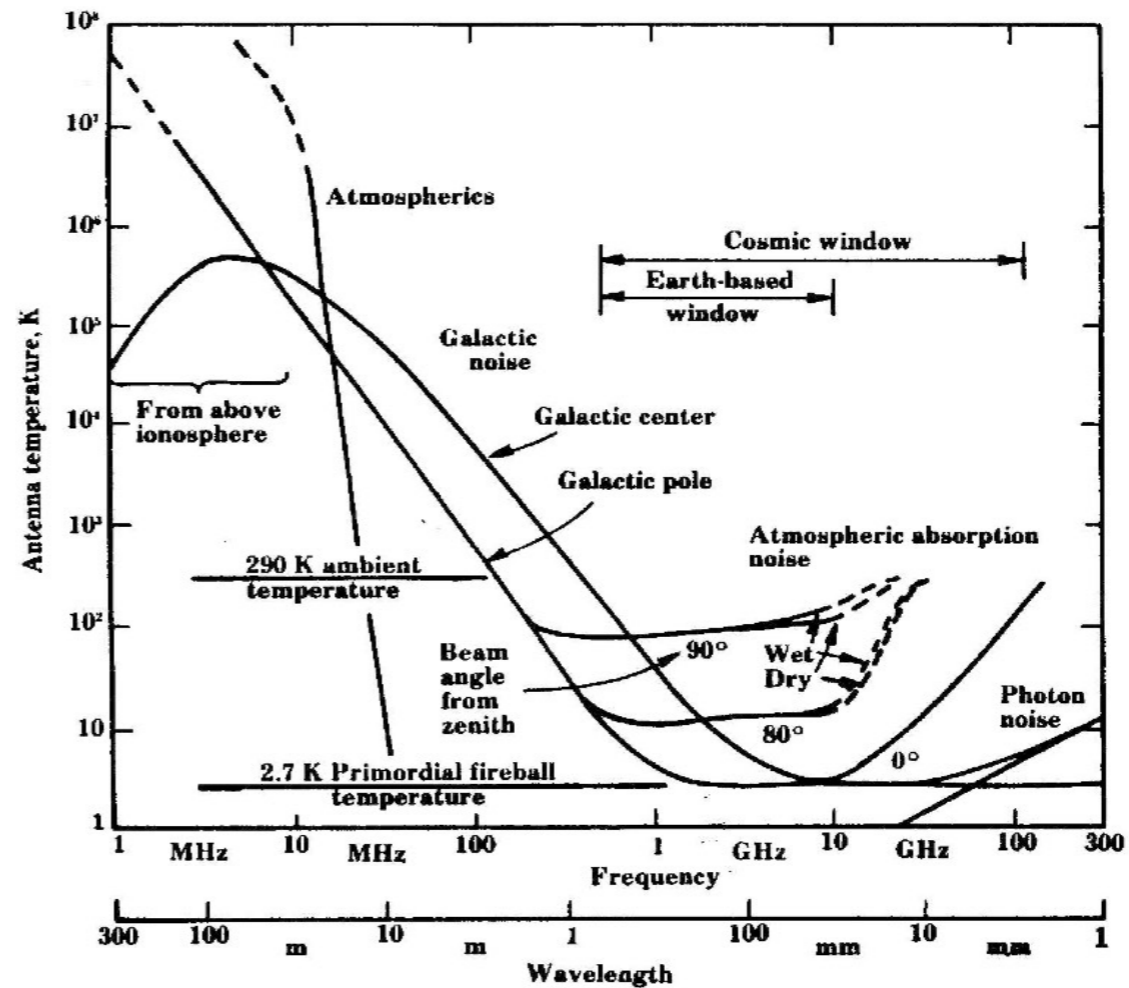


$$T_{\text{OFF}} = T_{\text{systeme}} + T_{\text{fond}} = T_S + T_F$$



$T_{\text{OFF}}$  parfois notée abusivement  $T_S$   
 dominée par  $T_{\text{fond}}$  aux BF ( $\leq 0.5 - 1$  GHz), par  $T_{\text{systeme}}$  aux HF ( $\geq 0.5 - 1$  GHz)

→ Diverses contributions à  $T_F$



On définit un « facteur de qualité » ou « sensibilité » d'un système par :  $F = A_e / T_S$

Ex: Pour le RT Nançay :  $A_e / T_S \sim 5000 / 25 \sim 200 \text{ m}^2/\text{K}$

Pour SKA, on vise :  $A_e / T_S = 20\,000 \text{ m}^2/\text{K}$

→ Comment réduire  $T_S$  ?

[ $\sim 1$  ,  $\sim 100$  MHz ]  $T_S \ll T_F$  → amplis à transistors + électronique à grande dynamique  
(pour ne pas saturer en présence de parasites)

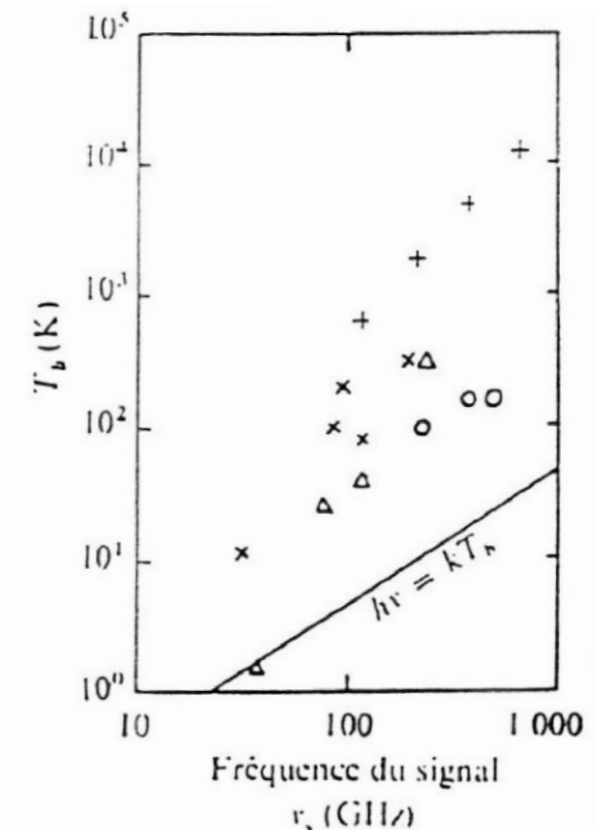
[ 0.1 , 1 GHz ] Électronique à faible bruit (transistors à effet de champ...)

[ 1– 100 GHz ] Électronique (FET, HEMT) refroidie ( $N_2$  liquide : 77 K, He liquide : 4 K)  
→ diminue le bruit de Nyquist, très important aux étages d'entrée, jusqu'à la 1<sup>ère</sup> amplification  
→  $T_S = 20$  K atteinte à Nançay (10 K à Goldstone/JPL)

[  $\geq 100$  GHz ] Plus d'amplification directe → on se ramène à +BF par (O.L.+ mélangeur faible bruit)

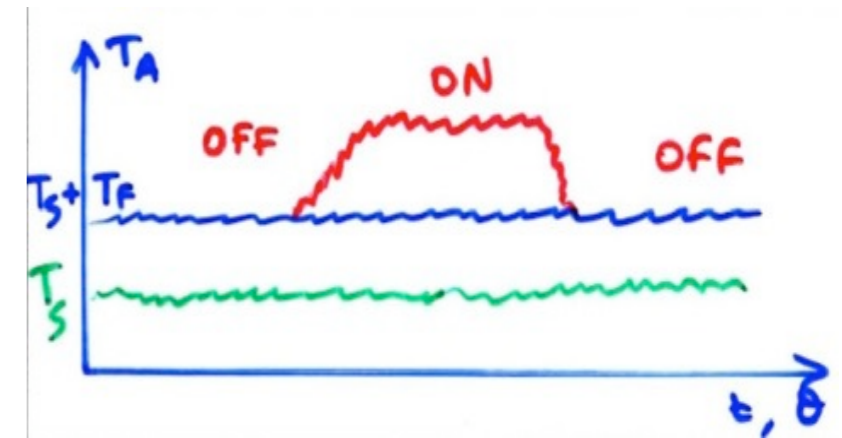
⇒ progrès technologiques rapides :

- circuits intégrés spécifiques à température ambiante
- on approche des limites ultimes 2.7 K et bruit de photon  
( $k T_S = h \nu$ )

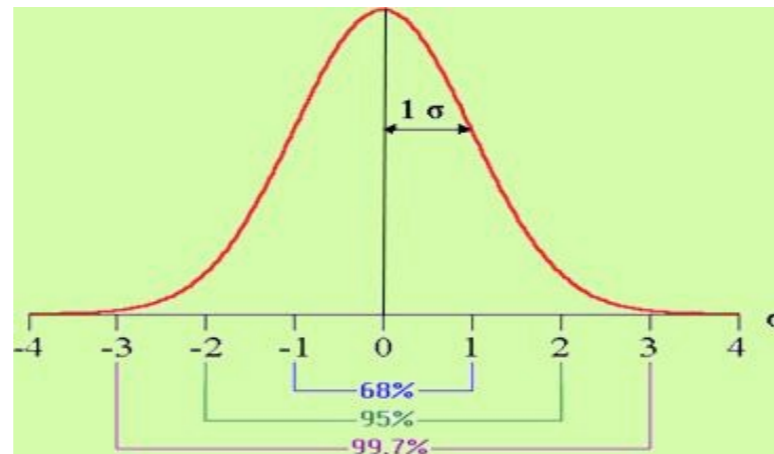
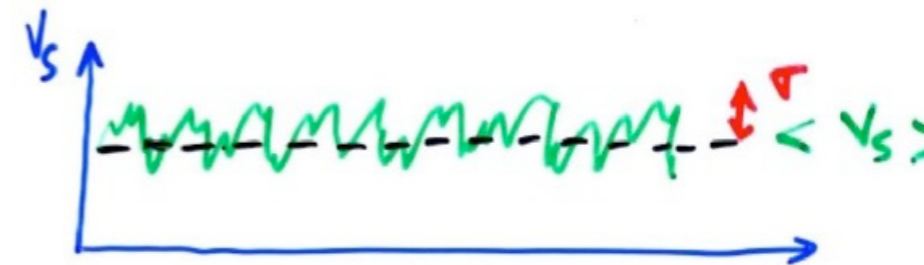


• Effet des fluctuations aléatoires sur la mesure / Réduction des fluctuations

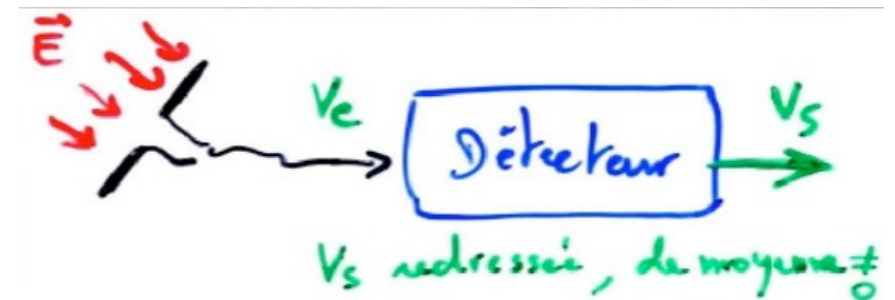
Situation + réaliste : si  $T_A$  (source)  $\ll$  fluctuations de  $(T_S + T_F)$   
 → le signal sera indétectable (noyé dans le bruit)



Signal  $E(t)$  gaussien :  $P(E) = 1/(\sigma \sqrt{2\pi}) \exp[-(E - \langle E \rangle)^2 / 2\sigma^2]$   
 avec  $\langle E \rangle = 0$  et  $\sigma^2 = \langle (E - \langle E \rangle)^2 \rangle = \langle E^2 \rangle$



Mesure de  $E$  :  $E \rightarrow V_{\text{entrée}} \propto E \rightarrow V_{\text{sortie}} \propto |E|$  ou  $|E^2|$



⇒ Statistique des fluctuations de  $V_{\text{sortie}}$  : dans les 2 cas :  $\sigma \propto \langle V_{\text{sortie}} \rangle$



*Détection linéaire :  $V_{\text{sortie}} \propto |E|$*

$$P(V_{\text{sortie}}=V) \propto \exp(-V^2/2\langle V^2 \rangle)$$

$$\int_0^\infty P(V) dV = 1 \quad \Rightarrow \quad P(V_{\text{sortie}}=V) = (2V/\langle V^2 \rangle) \exp(-V^2/\langle V^2 \rangle)$$

*(distribution de Rayleigh = Gaussienne "redressée")*

$$\Rightarrow \langle V \rangle = \int_0^\infty V P(V) dV = (\pi \langle V^2 \rangle / 4)^{1/2}$$

$$\Rightarrow \sigma = (\langle V^2 \rangle - \langle V \rangle^2)^{1/2} = ((1 - \pi/4) \langle V^2 \rangle)^{1/2}$$

$$\sigma = 0.52 \langle V \rangle$$

*Détection quadratique :  $V_{\text{sortie}} \propto |E^2| \propto S$*

$$P(V_{\text{sortie}}=V) \propto \exp(-V/\langle V \rangle)$$

$$\int_0^\infty P(V) dV = 1 \quad \Rightarrow \quad P(V_{\text{sortie}}=V) = (1/\langle V \rangle) \exp(-V/\langle V \rangle)$$

$$\Rightarrow \langle V^2 \rangle = \int_0^\infty V^2 P(V) dV = 2 \langle V \rangle^2$$

$$\Rightarrow \sigma = [\langle V^2 \rangle - \langle V \rangle^2]^{1/2} = [2\langle V \rangle^2 - \langle V \rangle^2]^{1/2}$$

$$\sigma = \langle V \rangle$$

→ Réduction des fluctuations (donc de  $\sigma$ ) :

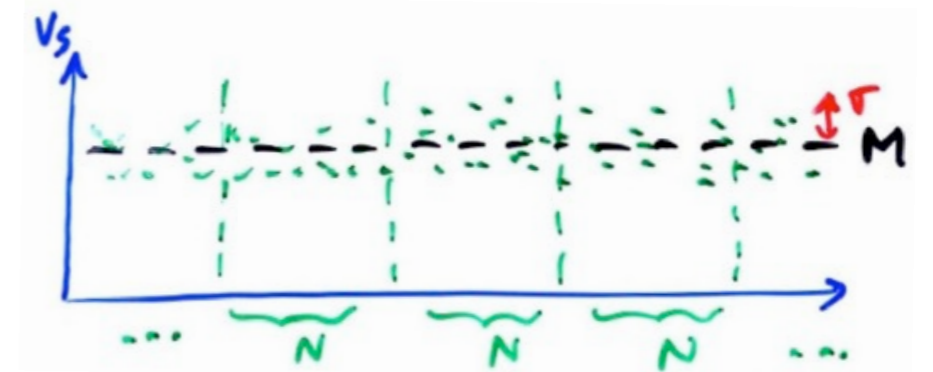
Soient  $A_i$  ( $i=1,N$ ) des variables aléatoires indépendantes :  $B = (1/N) \sum_{i=1,N} (A_i)$

$$\sigma_{A_i}^2 = \langle A_i - \langle A_i \rangle \rangle^2 \quad \Rightarrow \sigma_B^2 = \sum_{i=1,N} \sigma_{A_i}^2 / N^2 = \sigma_{A_i}^2 / N$$

$$\Rightarrow \sigma_B = \sigma_A / \sqrt{N}$$

Considérons un grand nombre de mesures **indépendantes** de  $V_s$ ,  
de moyenne  $M = \langle V_s \rangle$  et de dispersion  $\sigma \propto M$

Chaque mesure dure  $\delta t_0$  et est effectuée  
par un récepteur de bande  $\delta v_0$



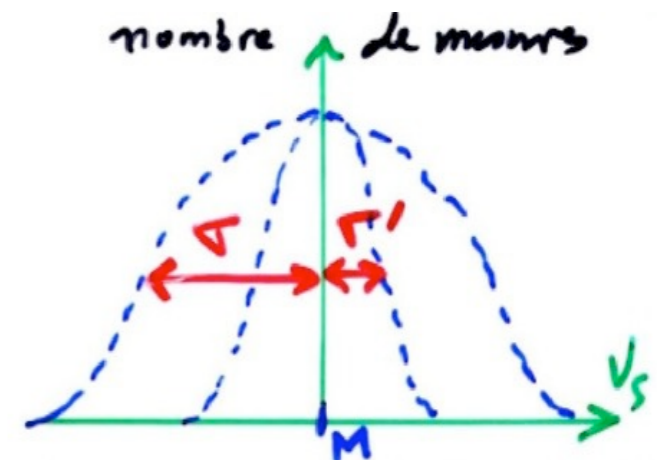
Moyenne des mesures par groupes de  $N$  pas de temps  $\delta t_0 \times P$  bandes de fréquences  $\delta v_0$  :  
fluctuations aléatoires **indépendantes**  $\Rightarrow$  nouvelle distribution aléatoire de moyenne  $M$  et de  
dispersion  $\sigma' = \sigma / \sqrt{NP}$

$N \times \delta t_0 = \tau =$  temps d'intégration d'une mesure

$P \times \delta v_0 = b =$  bande passante totale d'une mesure

$$\Rightarrow \sigma'(\tau, b) = \sigma(\delta t_0, \delta v_0) / (NP)^{1/2} = \sigma(\delta t_0, \delta v_0) (\delta t_0 \times \delta v_0)^{1/2} / (b \times \tau)^{1/2} \propto M / (b \times \tau)^{1/2}$$

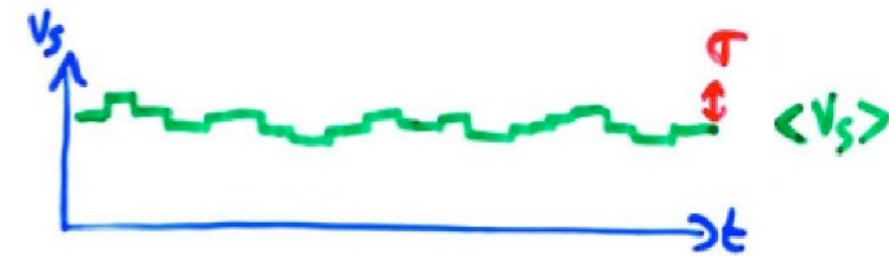
= mesure de l'incertitude sur la détermination de  $M$



Qu'appelle-t-on « Mesures **indépendantes** » ?

Pour  $\tau$  fixé, les fluctuations stochastiques de  $V_S$  sont affectées de fluctuations telles que :  $\sigma \propto \tau^{-1/2}$

Si  $\tau$  est tel que  $\sigma \ll M$ , les mesures successives de  $V_S$  sont "corrélées" autour de  $M$   
 (par ex.  $P(V_S = \langle V_S \rangle \pm 1\sigma) \sim 68\%$ )  $\rightarrow$  non totalement indépendantes



Quand  $\tau \downarrow$ ,  $\sigma \uparrow \Rightarrow$  pour  $\tau$  suffisamment petit, on atteint :  $\sigma = M$   
 $\Rightarrow$  mesures souvent nulles, décorréées 2 à 2  
 $\Rightarrow \tau = \delta t_0$



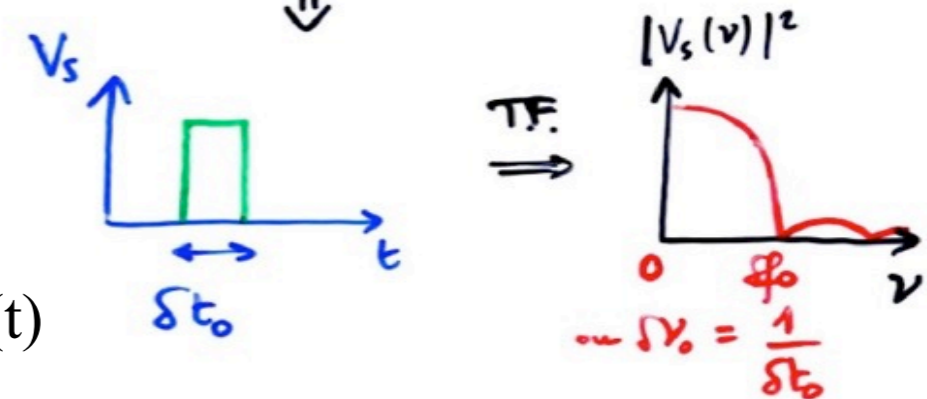
Considérons une impulsion de durée  $\delta t_0$  ( créneau de  $V_S(t)$  )  
 le spectre de cette impulsion est :

$$\text{TF}(V_S(t)) = V_S(\nu) = 1/\delta t_0 \int V(t) \exp(-i\omega t) dt \propto \text{sinc}(\pi\nu\delta t_0)$$

$\rightarrow$  la partie utile du spectre est l'intervalle  $[0, \delta\nu_0=1/\delta t_0]$

auquel le récepteur doit être sensible pour détecter l'impulsion  $V_S(t)$

$$\Rightarrow \delta t_0 \times \delta\nu_0 \approx 1$$



Pour un bruit blanc et des conditions d'observation telles que :  $\delta t_0 \times \delta\nu_0 \approx 1$ , les mesures successives constituent une suite de valeurs aléatoires, indépendantes, de moyenne  $M$  et de dispersion  $\sigma \approx M$

$$\text{d'où : } \sigma(b, \tau) = \sigma(\delta t_0, \delta\nu_0) (\delta t_0 \times \delta\nu_0)^{1/2} / (b \times \tau)^{1/2} = M \times 1 / (b \times \tau)^{1/2}$$

$$\Rightarrow \sigma = M / \sqrt{(b\tau)}$$



Une analyse plus détaillée (calcul difficile) montre que pour un système de détection quelconque, on a :

$$\sigma = K \times M / \sqrt{(b\tau)} \quad \text{avec} \quad 1/\sqrt{2} \leq K \leq 2$$

Notes :

- *De manière générale, pour une fonction quelconque, largeur spectrale "utile"  $\times$  longueur temporelle  $\approx 1$*

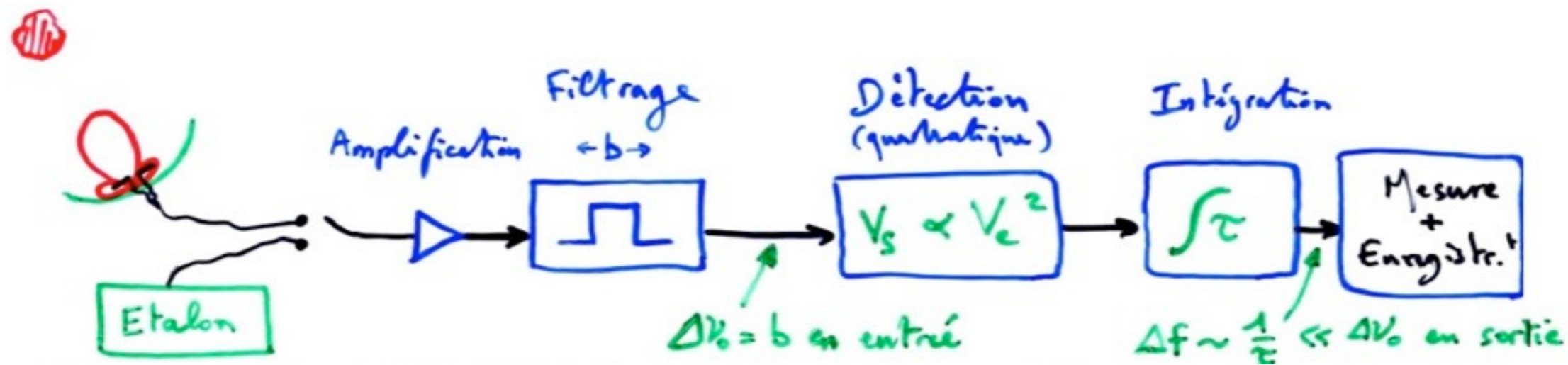
*(ex:  $\sin \omega t \rightarrow$  largeur spectrale nulle et longueur temporelle  $\infty$ )*

- *Quand  $\tau \uparrow$ , les fluctuations diminuent mais on perd de la résolution temporelle, donc la sensibilité aux signaux rapidement variables (pulsars, sursauts de Jupiter...)*

- *Quand  $b \uparrow$ , les fluctuations diminuent mais on perd de la résolution spectrale, ce qui limite l'analyse fine de raies ( $H_I$ ,  $OH...$ ) et rend plus difficile l'élimination de parasites artificiels, généralement à bande étroite*

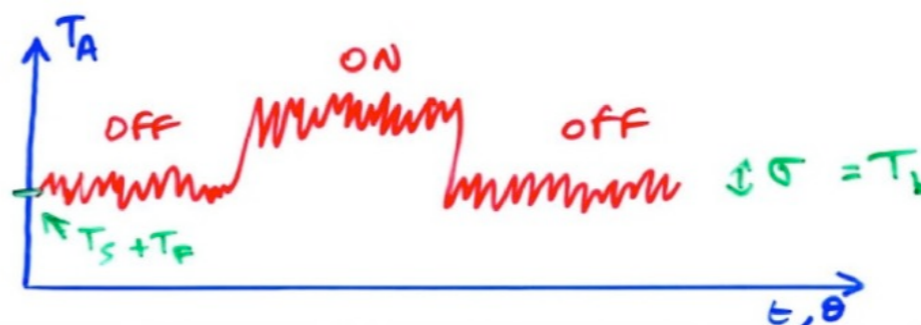
- Température de Bruit & Flux minimum détectable

→ Mesure radioastronomique réaliste



$$\sigma = (T_S + T_F) / \sqrt{(b\tau)} = T_b$$

= définition de la "température de bruit"



⇒ condition de détection d'une radiosource sur le fond du ciel (+ bruit du système) :

$$T_A(\text{source}) > n \times T_b \quad \text{avec } n = 2 \text{ à } 5 \text{ suivant la fiabilité recherchée et la difficulté de la mesure}$$

Définition du rapport Signal / Bruit :  $S / B = T_{A(\text{source})} / T_b$

De même, on définit :  $P_b = k T_b$  = "puissance de bruit"

et :  $S_b = 2 k T_b / A = 2 k (T_S + T_F) / A (b\tau)^{1/2} = S_{\min}$

densité de flux non polarisé minimum détectable (S/B=1)

Si le rayonnement de la source est polarisé ≡ antenne :  $S_{\min} = S_b / 2$

Exemple : Radiotélescope décimétrique de Nançay :

Réflecteur plan  $A_{eff} \approx (200 \times 35 \text{ m}^2) \times 0.8 \approx 5600 \text{ m}^2$



rendement antenne focale (adaptation, pertes)

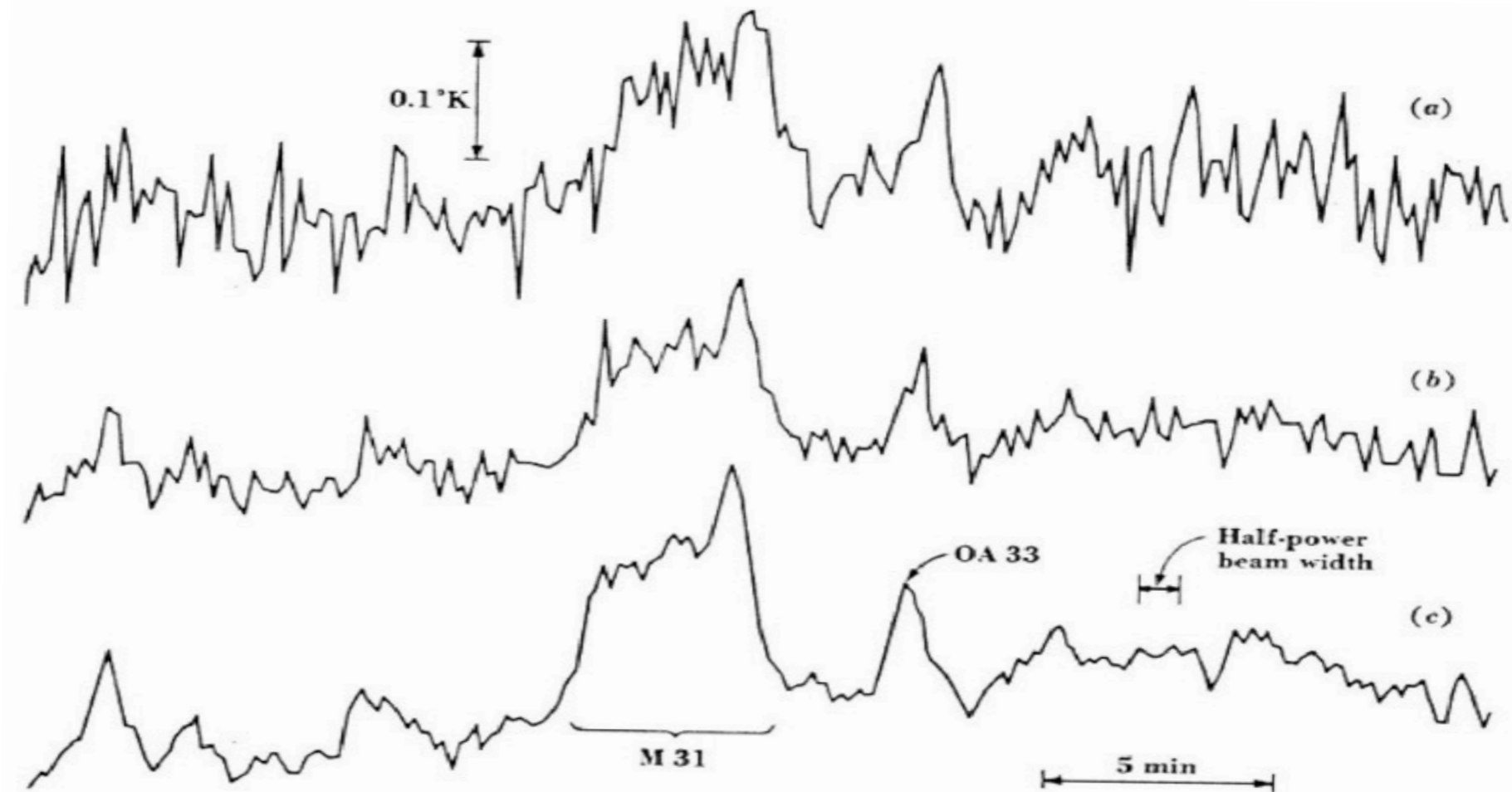
Observation à 1420 MHz ( $\lambda = 21.2 \text{ cm}$ ) avec  $b = 5 \text{ MHz}$ ,  $\tau = 10 \text{ s}$

$T_{\text{système}} = 125 \text{ K} \gg T_F$ , 1 polarisation détectée

$\Rightarrow T_b = T_S / \sqrt{(b\tau)} = 0.018 \text{ K}$

$S_{min} = 2 k T_S / A_{eff} \sqrt{(b\tau)} = 10^{-2} \text{ Jy}$

Exemple :

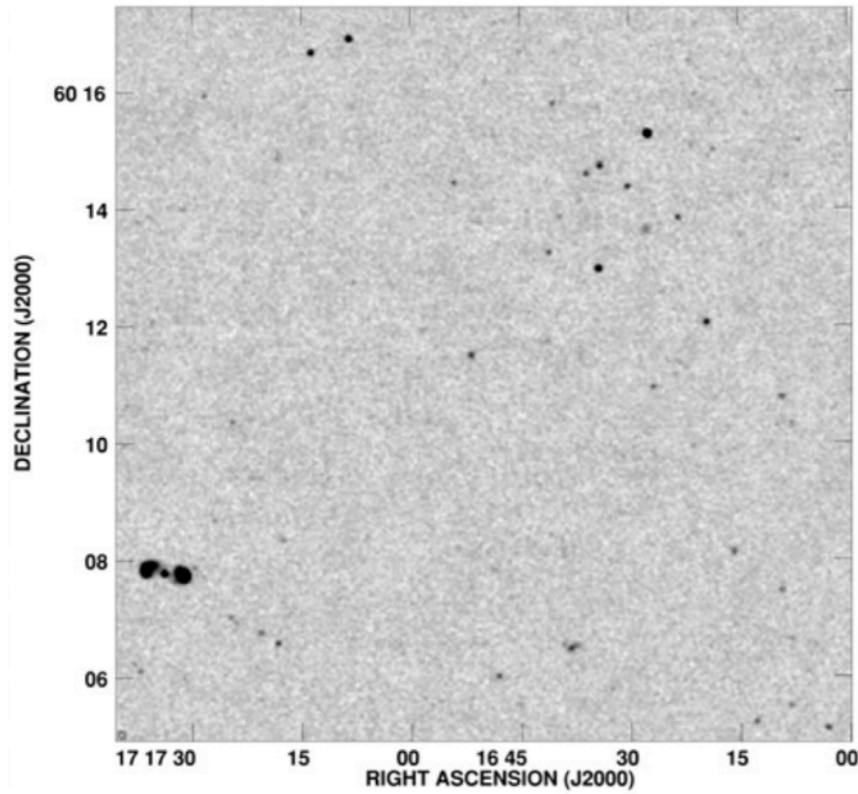


**Fig. 3-26.** Drift profiles through the nucleus of the Andromeda galaxy (M 31), made at 1,415 Mc with the Ohio State University 260-ft radio telescope, illustrating the reduction in noise fluctuation in going from one record (a) to the average of four records (b) and then to a threefold increase in integration time (c). In the bottom record M 31 stands out clearly with source OA 33 preceding it by several minutes.

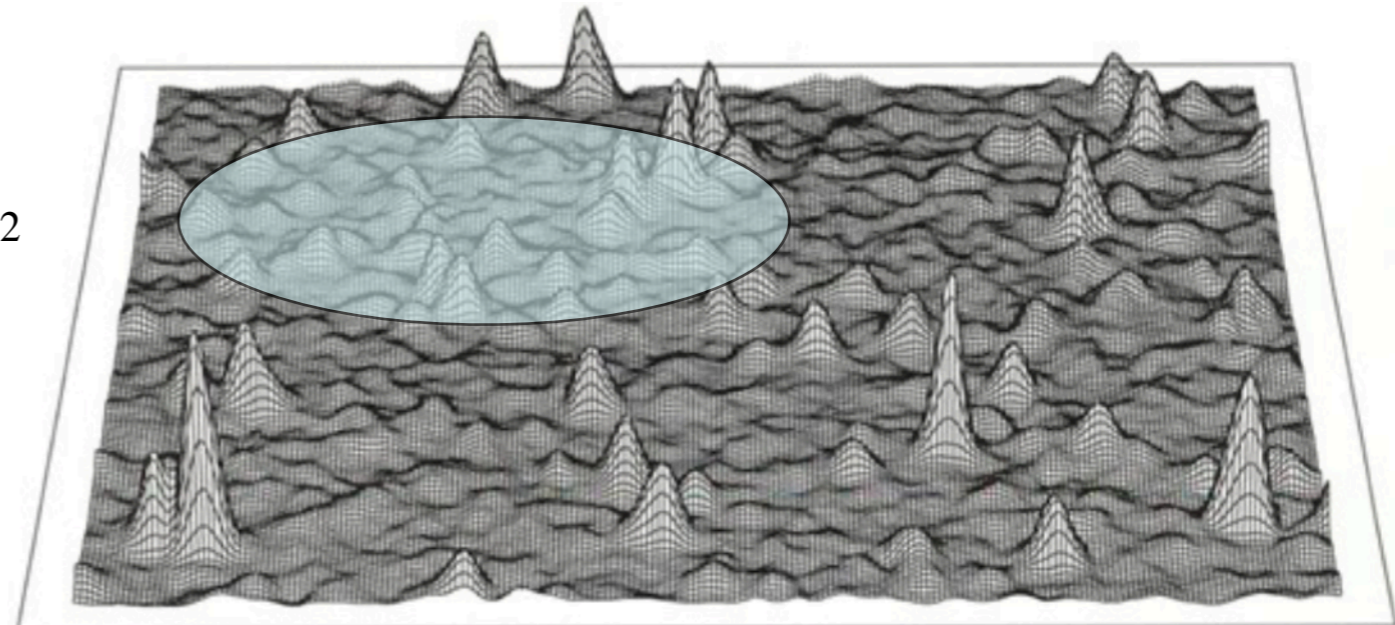
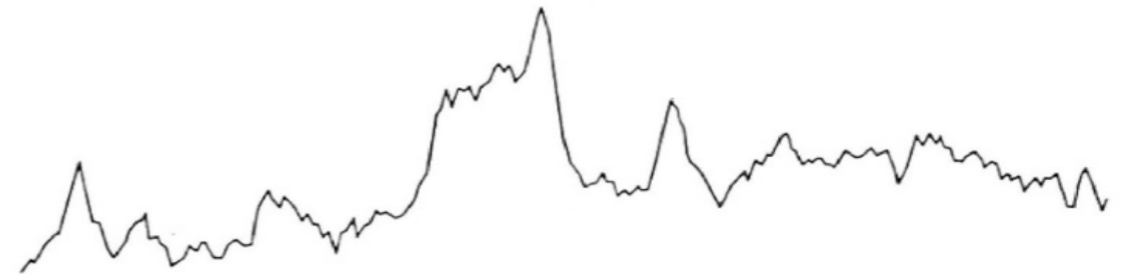
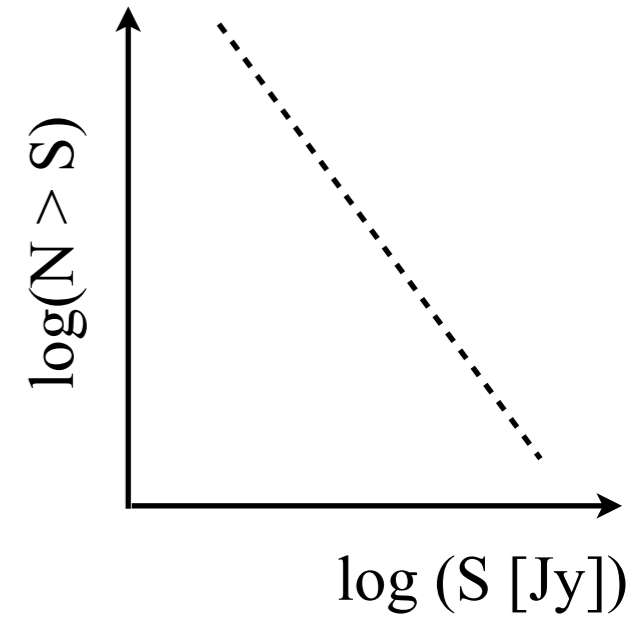
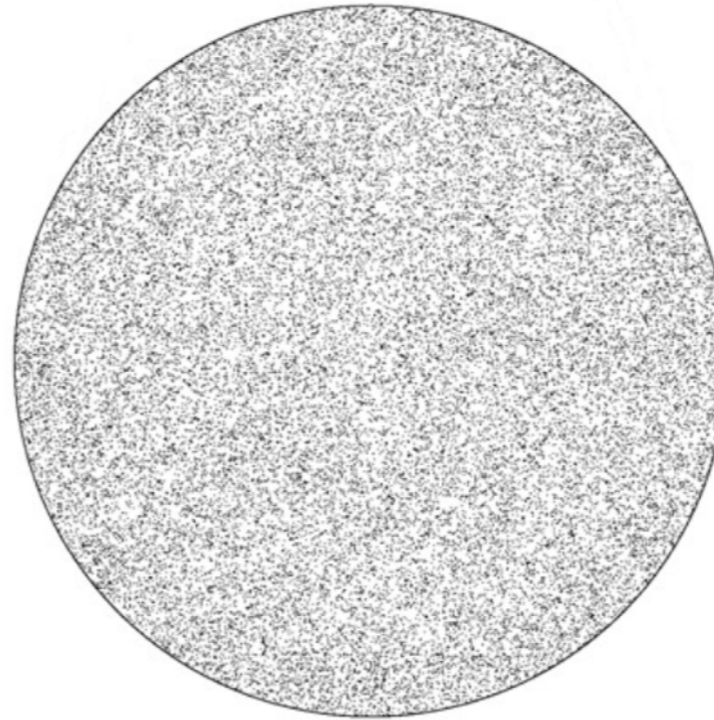


- Confusion

Survey VLA 1.4 GHz @ 5"



Distributions ~isotrope de sources  
 NVSS (NRAO VLA Sky Survey)  
 $\delta > 75^\circ, S > 2.5 \text{ mJy}$



Confusion = bruit spatial (imagerie)  
 $\Rightarrow$  formules empiriques

$$\sigma_c \text{ [mJy/beam]} \sim 0.2 \left( \nu / \text{GHz} \right)^{-0.7} \left( \theta / \text{arcmin} \right)^2$$

$$\sigma_c \text{ [K]} \sim 0.07 \left( \nu / \text{GHz} \right)^{-2.7}$$

[Condon 1974, 2002, 2005, 2012 ; Cohen, 2004]

- Etalonnage primaire des mesures radioastronomiques

Résistance thermostatée ( $T_R$ ) connectée à une antenne placée dans un champ de rayonnement isotrope à  $T$  (corps noir)

$$P(\nu) [R \rightarrow \text{antenne}] = k T_R$$

$$P(\nu) [\text{captée par l'antenne (polarisée)} \rightarrow R] = k T$$

Bilan des échanges d'énergie :  $\Delta P = k |T - T_R|$

Équilibre pour  $T = T_R$

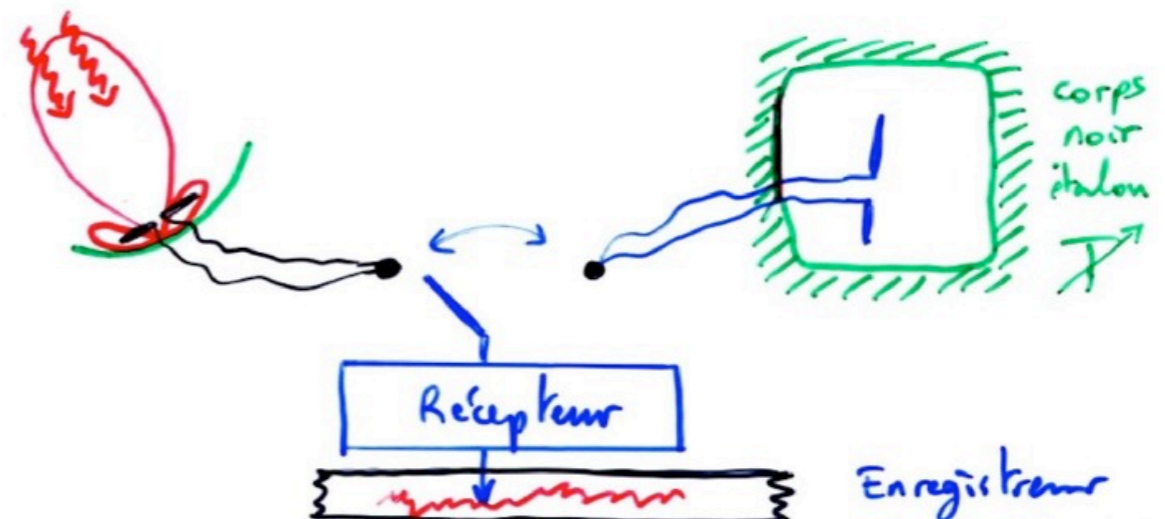
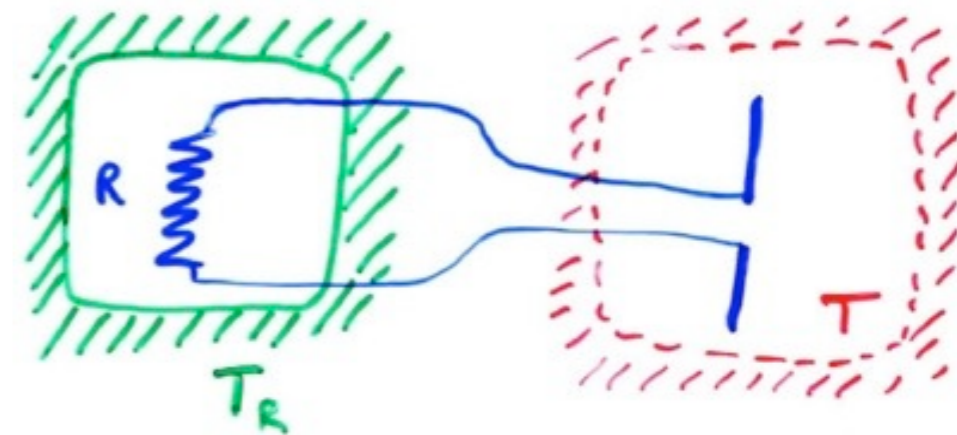
⇒ Nouvelle définition de la température d'antenne d'un champ de rayonnement :  $T_A = T_R$



température d'une résistance délivrant la même puissance spectrale que l'antenne

⇒ Étalon de mesure radioastronomique : corps noir étalon thermostaté à  $T$  variable et connue (antenne ou simple résistance dans une enceinte à  $T$ )

→ on ajuste  $T$  pour équilibrer le signal ⇒  $T = T_A$  (source)



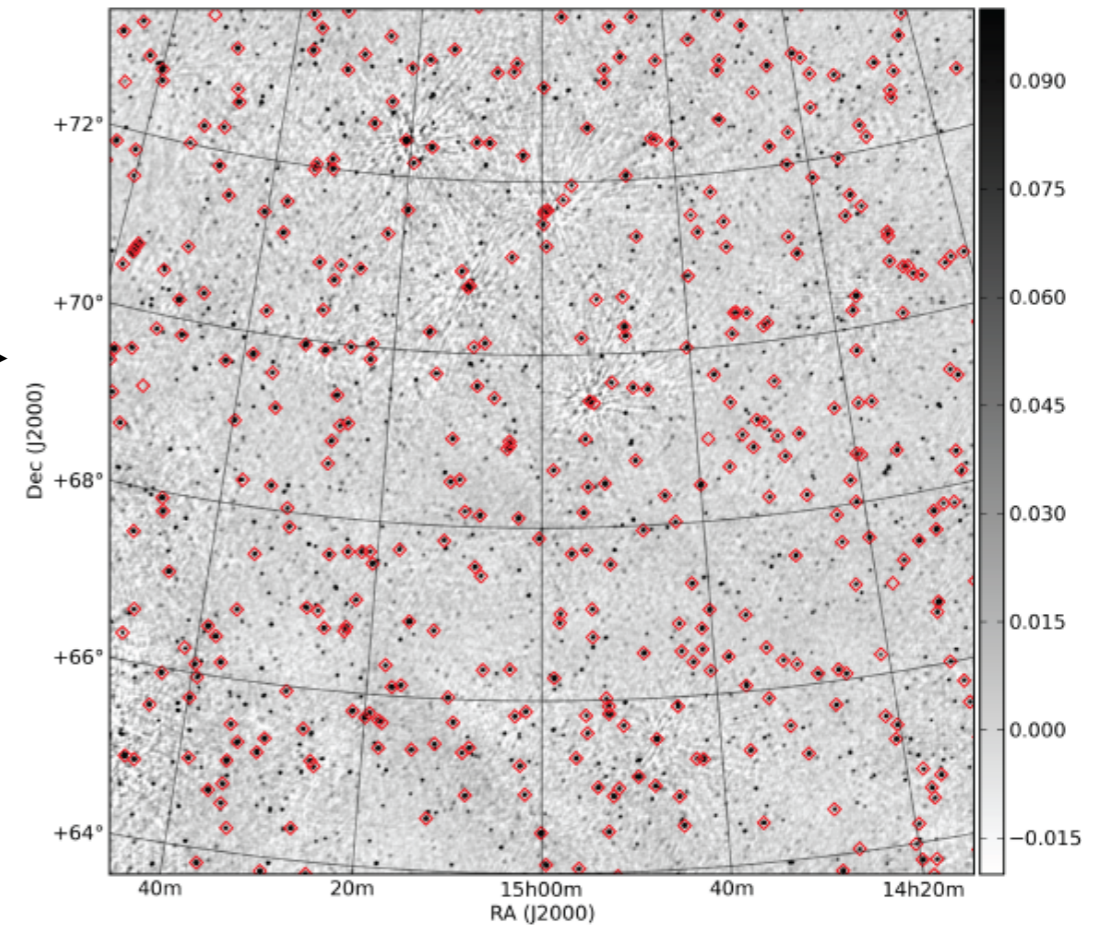


- En pratique on utilise des étalons secondaires:

- radiosources bien étalonnées (e.g. LOFAR flux calibrators)

Source	Kind	Band	RA (h m s)	DEC (° ' ")	I at 150 MHz	spectral index
<b>3C196</b>	Seyfert 1 Galaxy	LBA+HBA	08 13 36.07	+48 13 02.58	83.084	-0.699, -0.110
<b>3C295</b>	Seyfert 2 Galaxy	HBA	14 11 20.52	+52 12 09.86	97.763	-0.582,-0.298, 0.583,-0.363
<b>3C147</b>	Seyfert 1 Galaxy	LBA+HBA	05 42 36.26	+49 51 07.08	66.738	-0.022,-1.012,0.549
<b>3C48</b>	Quasar	LBA+HBA	01 37 41.30	+33 09 35.12	64.768	-0.387,-0.420,0.181
<b>3C286</b>	Quasar	LBA+HBA	13 31 08.3	+30 30 33	27.477	-0.158,0.032,-0.180
<b>3C287</b>	Quasar	LBA+HBA	13 30 37.7	+25 09 11	16.367	-0.364
<b>3C380</b>	Quasar	LBA+HBA	18 29 31.8	+48 44 46	77.352	-0.767

- catalogues de radiosources (global sky models) :  
 VLSS (VLA LF -74 MHz- Source Survey)  
 MSSS (LOFAR's Multi-Snapshot Source Survey  
 150 MHz, 60 MHz)  
 NED (NASA Extragalactic Database)



- sources de bruit (diodes) étalonnées sur des radiosources de référence



- Introduction (historique, intérêt, spécificités)
- Onde & Polarisation
- Plasmas & Propagation (coupure, dispersion, effet Faraday, scintillations)
- Détection Cohérente du Signal (théorie de la mesure, température d'antenne, étalonnage, bruit)
- Récepteurs (hétérodyne, température de système, filtrage, gain, RFI mitigation)
- Notions sur les Antennes Radioastronomiques : Antennes uniques
- Interférométrie et Synthèse d'ouverture (réseaux phasés, pointage électronique, imagerie, corrélation, cohérence, VLBI)
- Méthodes d'Observation
- Grands instruments du Futur
- Radioastronomie Spatiale

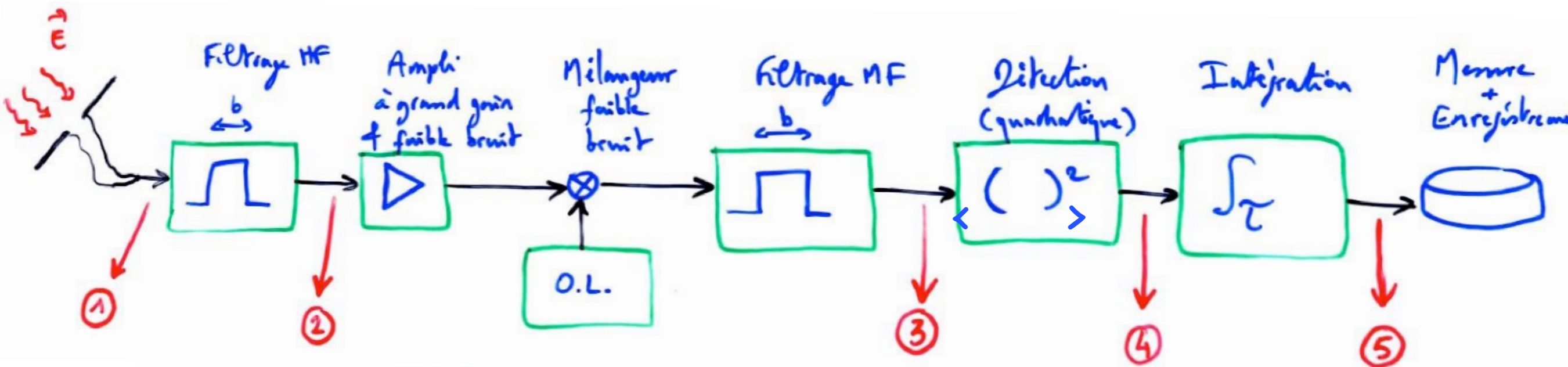
• Types de récepteurs : mesure de S (ou I), Q, U, V en fonction de t, f,  $\theta$ ,  $\varphi$

Spectrométrie :	<i>Densité spectrale de puissance</i>	$I(f,t)$
Polarimétrie :	<i>Paramètres de Stokes</i>	$I, Q, U, V(t)$
Imagerie (ex: interférométrique):	<i>Image radio</i>	$I, Q, U, V(\theta, \varphi)$
Addition phasée / Beamforming :		
	<i>Formation de N faisceaux 'indépendants'</i>	$I, Q, U, V(f,t)$
Forme d'onde :	<i>Amplitude et phase de E / t</i>	

Traitement des parasites (RFI)  
Dédispersion pulsars, détection de signaux rapides ... } Récepteurs «intelligents»

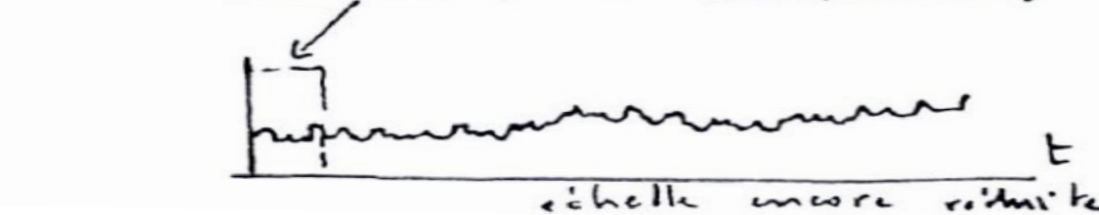
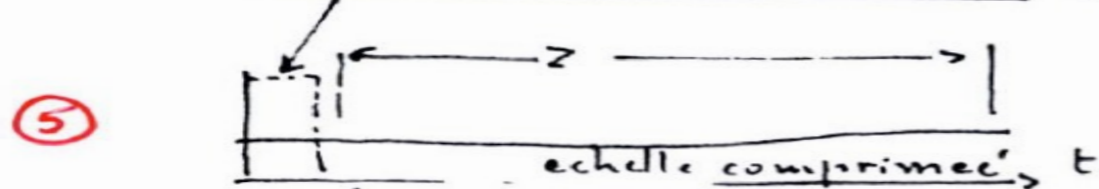
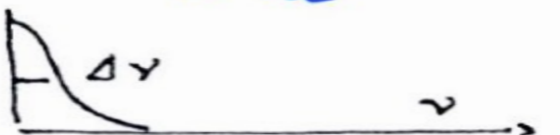
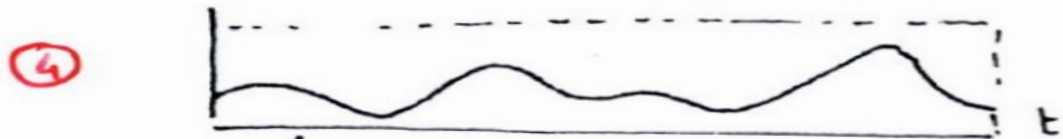
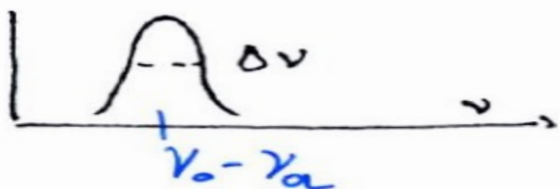
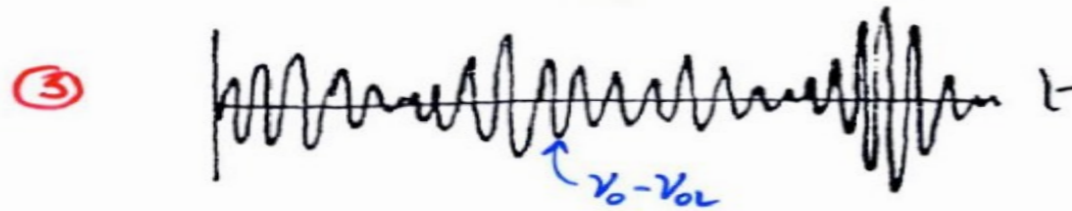
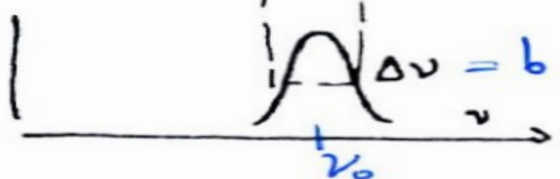
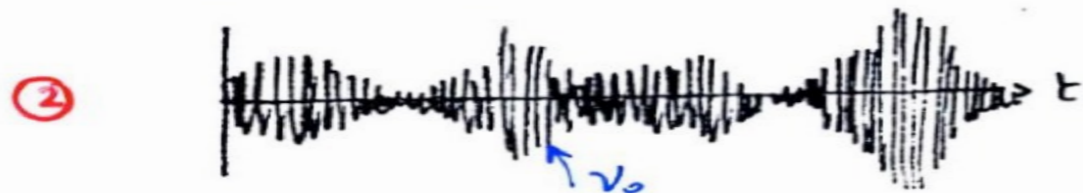
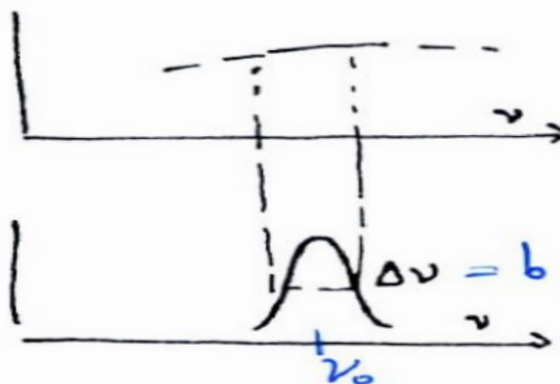
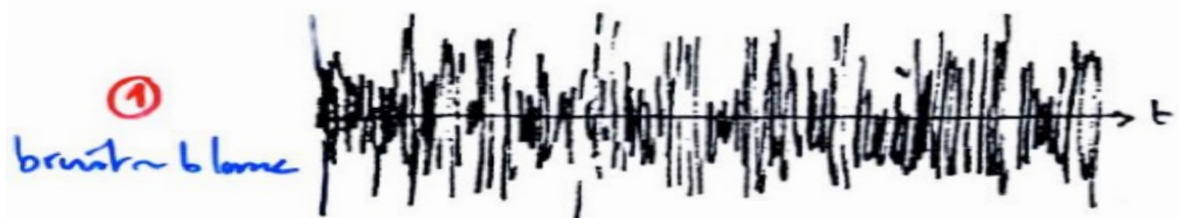
*Combinaison des modes:*  
Ex: Imageur radio multifaisceaux à N canaux spectraux

• Spectrométrie à bande étroite  $\Rightarrow$  Récepteur Hétérodyne



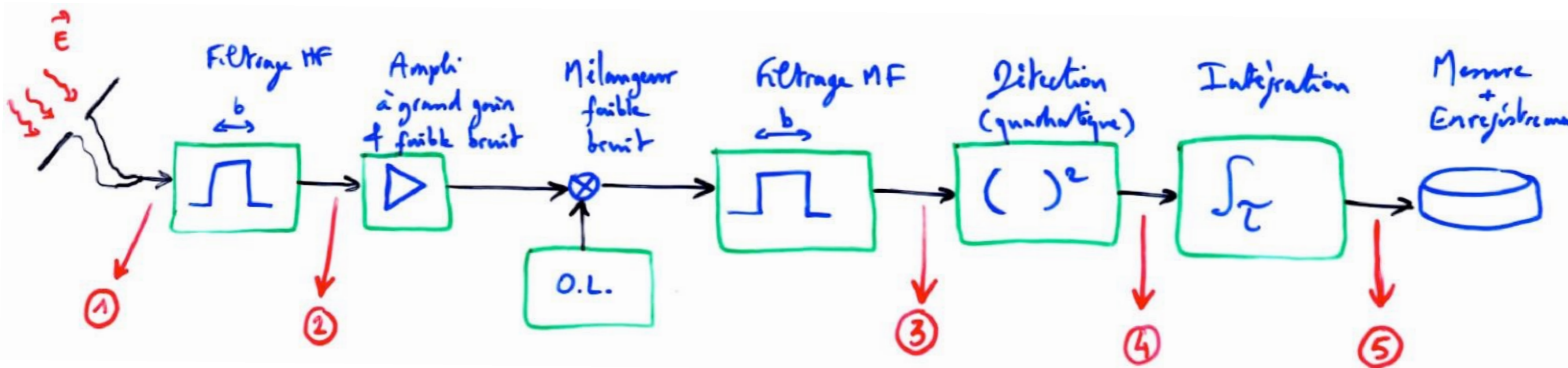
SIGNAL (t)

Spectre





• Spectrométrie à bande étroite  $\Rightarrow$  Récepteur Hétérodyne



$\rightarrow E$  incident à spectre large  $\Rightarrow V_e$  aussi

$\rightarrow$  Filtrage HF  $\Rightarrow$  sélection d'une bande  $\nu_0 \pm b/2$

$\rightarrow$  1<sup>ère</sup> amplification (à faible bruit)

$\rightarrow \times$  O.L. (oscillateur local)

$$\Rightarrow \nu_0 - \nu_{OL} \pm b/2 = \nu_{MF} \pm b/2 \text{ (même spectre de fluctuations)}$$

$\rightarrow$  Filtrage MF

$\rightarrow$  Détection, intégration ...

} *Ordre inverse à HF*

## Gain

→ La puissance d'entrée est en général très faible

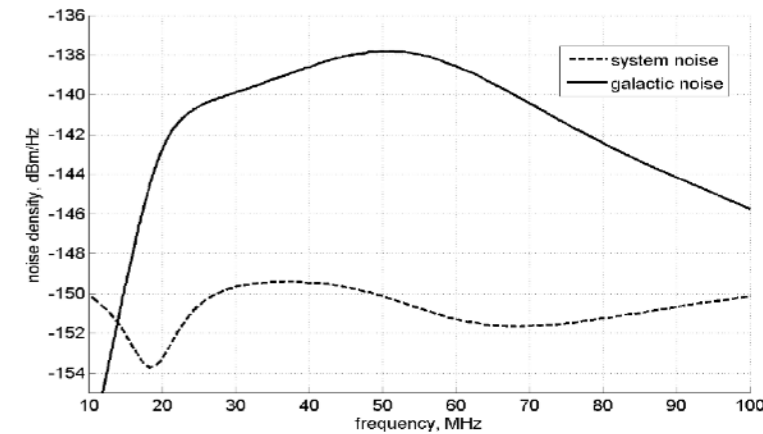
$$\text{Exemple : } T_A = 10 \text{ K dans } b = 10 \text{ kHz} \Rightarrow P_e = k T_A b = 1.4 \times 10^{-18} \text{ W}$$

Si on désire mesurer  $V \sim 1 \text{ mV}$  sous  $50 \Omega$ , il faut une puissance de sortie :  $P_S = V^2 / 50 = 2 \times 10^{-8} \text{ W}$   
 $\Rightarrow$  Gain nécessaire  $> \times 10^{10}$  (  $G(\text{dB}) = 10 \log_{10}(P_S/P_e) = 100 \text{ dB}$  )

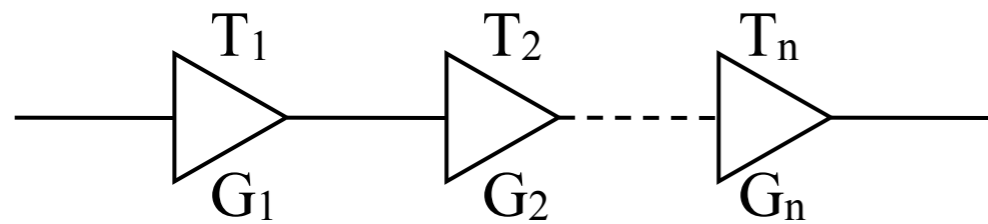
Après détection (quadratique) et intégration :  $\langle V_S \rangle \propto P_S \propto G P_e$

Pour un récepteur réel :  $\langle V_S \rangle = \frac{\alpha G k b}{\downarrow} (T_A + T_S)$

étalonnable avec une source de référence



Récepteur à plusieurs étages :  $\langle V_S \rangle \propto G_n ( \dots G_2 ( G_1 ( T_A + T_1 ) + T_2 ) + \dots + T_n ) \sim \prod G_i ( T_A + T_S )$



$$T_S = T_1 + \frac{T_2}{G_1} + \frac{T_3}{G_1 G_2} + \dots + \frac{T_n}{\prod_{i=1}^{n-1} G_i}$$

*Formule de Friis pour n étages de gain  $G_i$  et de température de bruit  $T_i$*

Seul le premier étage ( $G_1, T_1$ ) doit être à ultra faible bruit

$G_i$  doivent être assez élevés pour que  $T_i$  ( $i > 1$ ) négligeables  $\Rightarrow$  en général il faut  $G_1 \geq 30 \text{ dB}$

## Notes :

- Dans un récepteur le gain est procuré par les amplificateurs; tous les autres étages créent des pertes
- Plage de fonctionnement linéaire où  $G$  ne dépend pas de la puissance d'entrée

# Stabilité

$$\begin{aligned} \Rightarrow \text{Fluctuations : } \Delta \langle V_S \rangle / \langle V_S \rangle &= \Delta(T_A + T_S) / (T_A + T_S) + \Delta G / G \\ \text{si } T_A \ll T_S &\approx \Delta T_S / T_S + \Delta G / G \approx 1 / \sqrt{b\tau} + \Delta G / G \end{aligned}$$

La sensibilité théorique  $T_S / \sqrt{b\tau}$  n'est atteinte que si la stabilité relative du gain / t,  $\Delta G / G \ll \Delta T_S / T_S = 1 / \sqrt{b\tau}$

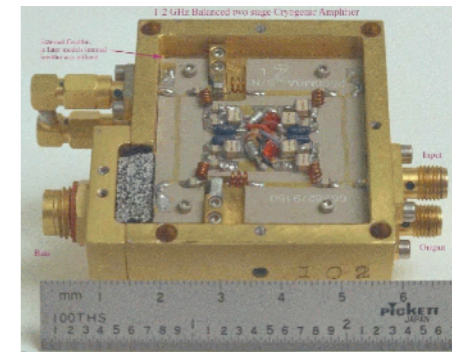
Si G fluctue trop (e.g. quelques % sur  $\Delta t \sim 1$  h : fluctuations thermiques, alimentation ...), ses fluctuations masquent celles de  $T_A$  dues à une éventuelle source.

*Exemple : si  $\Delta G / G = 0.1\%$  avec  $T_S = 150$  K,  $\tau = 100$  sec,  $b = 1$  MHz*

$$\begin{aligned} \Rightarrow \Delta G / G = 10^{-3} &\gg \Delta T_S / T_S = 1 / \sqrt{b\tau} = 10^{-4} \\ \Delta T_G = 0.15 \text{ K} &\gg T_S / \sqrt{b\tau} = 0.015 \text{ K} \text{ d'où } T_{A-\min} \approx \Delta T_G \end{aligned}$$

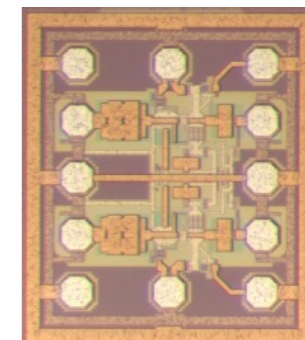
→ Solutions utilisées :

- mesures différentielles ON / OFF ou ciel / source étalon :  
par permutation rapide  $\gg 1 / \Delta t_{\text{Gain}}$   
simultanément dans des faisceaux multiples  
ou à des fréquences légèrement différentes (mesures spectrales)
- qualité des composants utilisés
- régulation thermique & alimentation des récepteurs



composants  
discrets

LNA



circuit intégré  
(0,63×0,73 mm<sup>2</sup>)



→ *Mesure de la stabilité des récepteurs*

La "variance de Allan" décrit la compétition des comportements des fonctions statistiques de spectres différents qui interviennent dans les mesures réelles

= Variance d'une série de  $N$  mesures  $V_{i\tau}$  de temps d'intégration  $\tau$  (durée totale =  $N \times \tau$ ) en fonction de la valeur de  $\tau$  :  $\sigma^2(\tau) = (1/N) \sum (V_{i\tau} - \langle V_{i\tau} \rangle)^2$

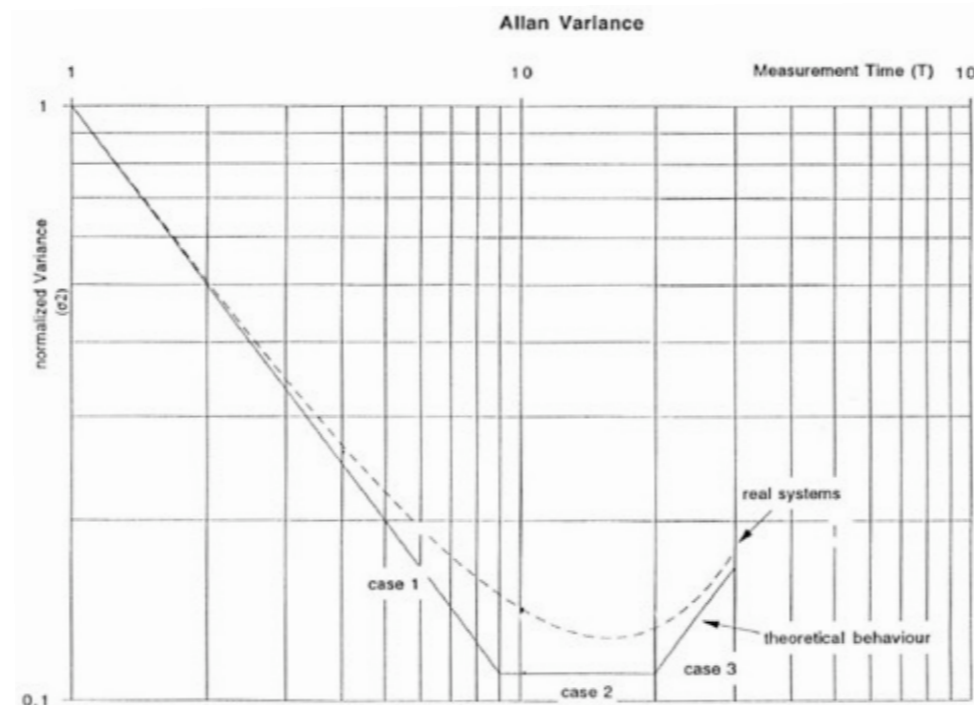
On démontre que *si le spectre du signal mesuré est :  $P(\nu) \propto \nu^\beta$  alors  $\sigma^2(\tau) \propto \tau^{-\beta-1}$*

$\beta = 0 \Rightarrow P(\nu) = C^{te}$  (bruit blanc)  $\Rightarrow \sigma^2(\tau) = C^{te} / \tau$

$\beta = -1 \Rightarrow P(\nu) \propto 1/\nu$  (bruit "en 1/f")  $\Rightarrow \sigma^2(\tau) = C^{te}$

$\beta = -2 \Rightarrow P(\nu) \propto 1/\nu^2$  (bruit  $\uparrow$  aux BF)  $\Rightarrow \sigma^2(\tau) = C^{te} \times \tau \Rightarrow \uparrow$  avec  $\tau$

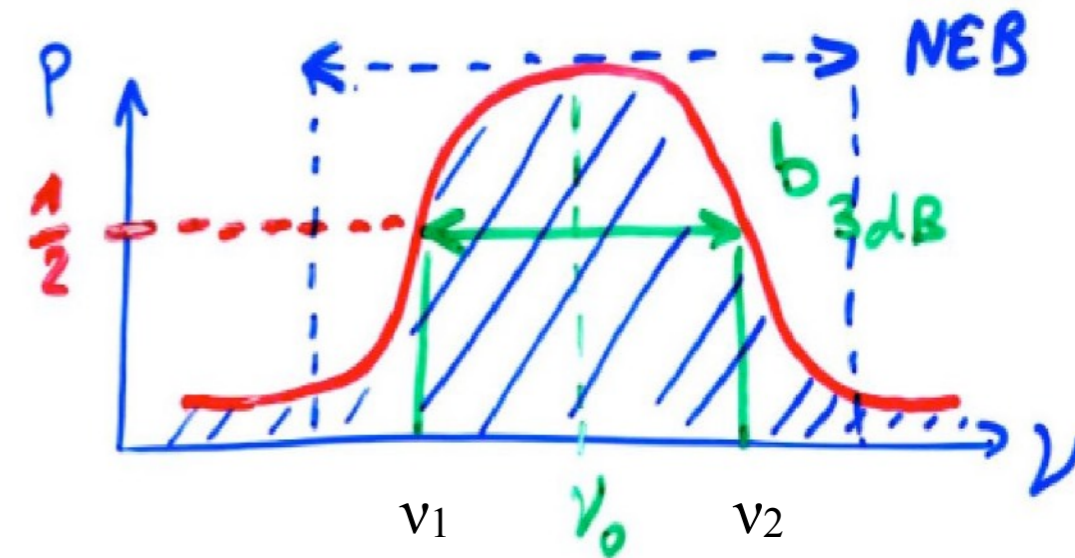
(en général du fait de la lente dérive du – gain du – système)



$\Rightarrow \sigma^2(\tau)$  caractérise la stabilité du récepteur et permet de choisir la plage de fonctionnement optimale =  $\min(\sigma^2(\tau))$  qui donne la durée maximale durant laquelle le récepteur est utilisable sans ré-étalonnage

## Filtrage

- passe bas (LP : low pass) : coupe  $v > v_2$
- passe haut (HP : high pass) : coupe  $v < v_1$
- passe bande (BP : band pass) : coupe  $v < v_1$  et  $v > v_2$
- coupe bande : coupe  $v_1 < v < v_2$



$\nu_1$  et  $\nu_2$  définissent la bande, généralement à - 3 dB :  $b_{3\text{ dB}} = \int_{P(\nu) \geq P(\nu_0)/2} P(\nu) d\nu / P(\nu_0)$

$\forall$  forme du filtre (non rectangulaire), on définit une bande équivalente :  $b_{\text{eq}} = \int_{-\infty}^{+\infty} P(\nu) d\nu / P(\nu_0)$

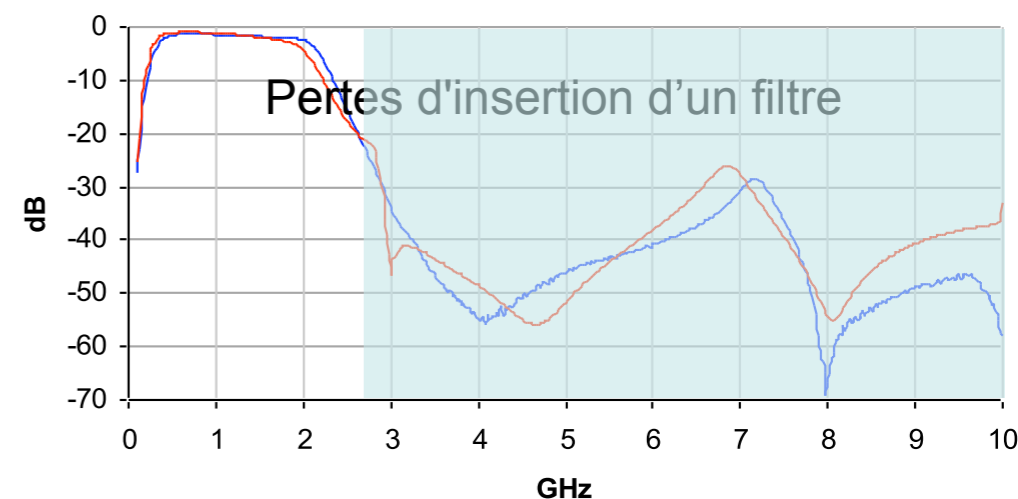
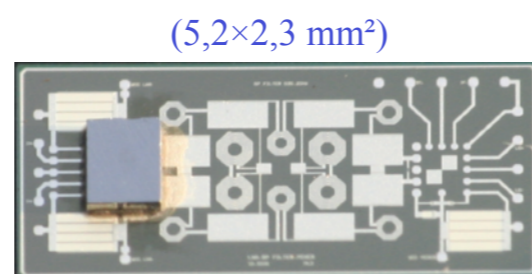
→ On peut la mesurer via :  $b_{\text{eq}} = \langle V_S \rangle^2 / \sigma^2 \tau = \text{NEB}$  (Noise Equivalent Band)

(  $b_{3\text{ dB}} < \text{NEB}$  )

# Filtrage

## Caractéristiques :

- ondulation dans la bande passante
- retard ou déphasage dans la bande passante (important pour les interféromètres et réseaux phasés)
- valeur de la réjection hors bande
- sélectivité = pente de la zone de transition entre bande passante et bande rejetée
- pertes



## Filtre nécessaire :

- avant un mélangeur : élimination de la bande image
- à chaque étage : réduction de la bande dans lequel le bruit est intégré
  - ⇒ augmentation de la dynamique + filtrage des parasites
- avant le LNA en BF (élimination des parasites captés par l'antenne) MAIS pas en HF car les pertes augmentent  $T_S$  (-0.5 dB  $\leftrightarrow$   $T_S + 35$  K !) sauf si filtre supraconducteur+cryogénie



## Changement de fréquence

→ Mélangeur (×) et oscillateur local (OL)

Rappel :

$$\begin{aligned} \text{TF}[ E(t) ] &= E(\nu) \\ \text{TF}[ E(t) \cdot \cos(2\pi\nu_{\text{OL}}t) ] &= \frac{1}{2} [ E(\nu - \nu_{\text{OL}}) + E(\nu + \nu_{\text{OL}}) ] \\ E(-\nu) &= E(\nu)^* \Rightarrow P(-\nu) = P(\nu) \end{aligned}$$

Mélangeur = élément non-linéaire donnant une fréquence de sortie  $\nu = \nu_{\text{MF}} = \pm m \times \nu \pm n \times \nu_{\text{OL}}$

- si on conserve  $\nu_{\text{MF}} = \nu + \nu_{\text{OL}}$

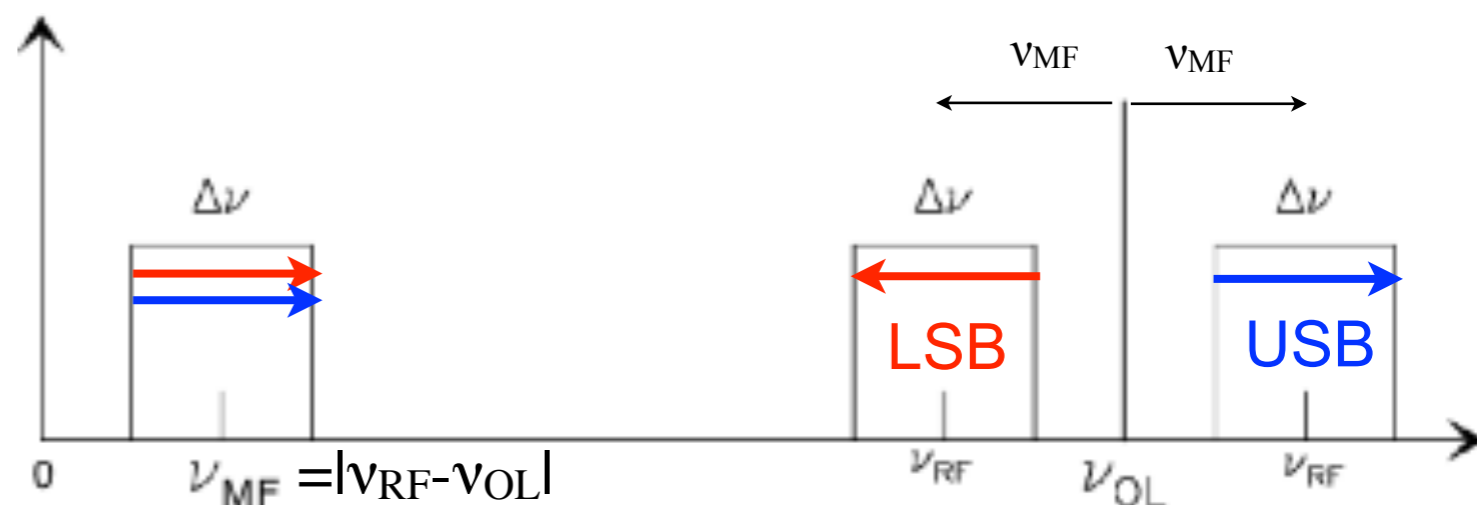
le récepteur est dit supradyne

- si on conserve  $\nu_{\text{MF}} = \nu - \nu_{\text{OL}}$  ou  $\nu_{\text{OL}} - \nu$

selon que  $\nu > \nu_{\text{OL}}$  ou  $\nu < \nu_{\text{OL}}$

le récepteur est dit infradyne

On a de plus :  $|\varphi_{\text{MF}}| = |\varphi_o - \varphi_{\text{OL}}|$



Notes :

- la même fréquence MF peut être donnée par  $\nu_{\text{MF}} = \nu_1 - \nu_{\text{OL}} = \nu_{\text{OL}} - \nu_2 = \text{repliement}$

- si on utilise les 2 fréquences RF (qui alors se superposent et sont indiscernables) le récepteur est « double side band » (DSB)

- en général, on en utilise une seule (single side band = SSB ou bande latérale unique = BLU ; on distingue bande lat. sup. = BLS = **USB** et bande lat. inf. = BLI = **LSB**)

## Oscillateur Local

- fixe ou ajustable (au moins un étage ajustable nécessaire pour ramener un signal large bande à  $\nu_{MF}$  fixe

Super-hétérodynage : 2 changements de fréquence (2 O.L.)

1) passage à HF :  $\nu \rightarrow \nu_{OL1}-\nu$ , filtrage anti-repliement + raide,  $\nu_{OL1}$  peut être variable

2) passage à MF :  $\rightarrow \nu_{OL2}-(\nu_{OL1}-\nu) = \nu - (\nu_{OL1}-\nu_{OL2})$ ,

- doit être très stable :

→ en single dish : résolution spectrale minimum souhaitée

*(Ex:  $\Delta\nu = 10 \text{ Hz}$  avec  $\nu_{OL} = 10 \text{ GHz} \Rightarrow$  stabilité de  $10^{-9}$ )*

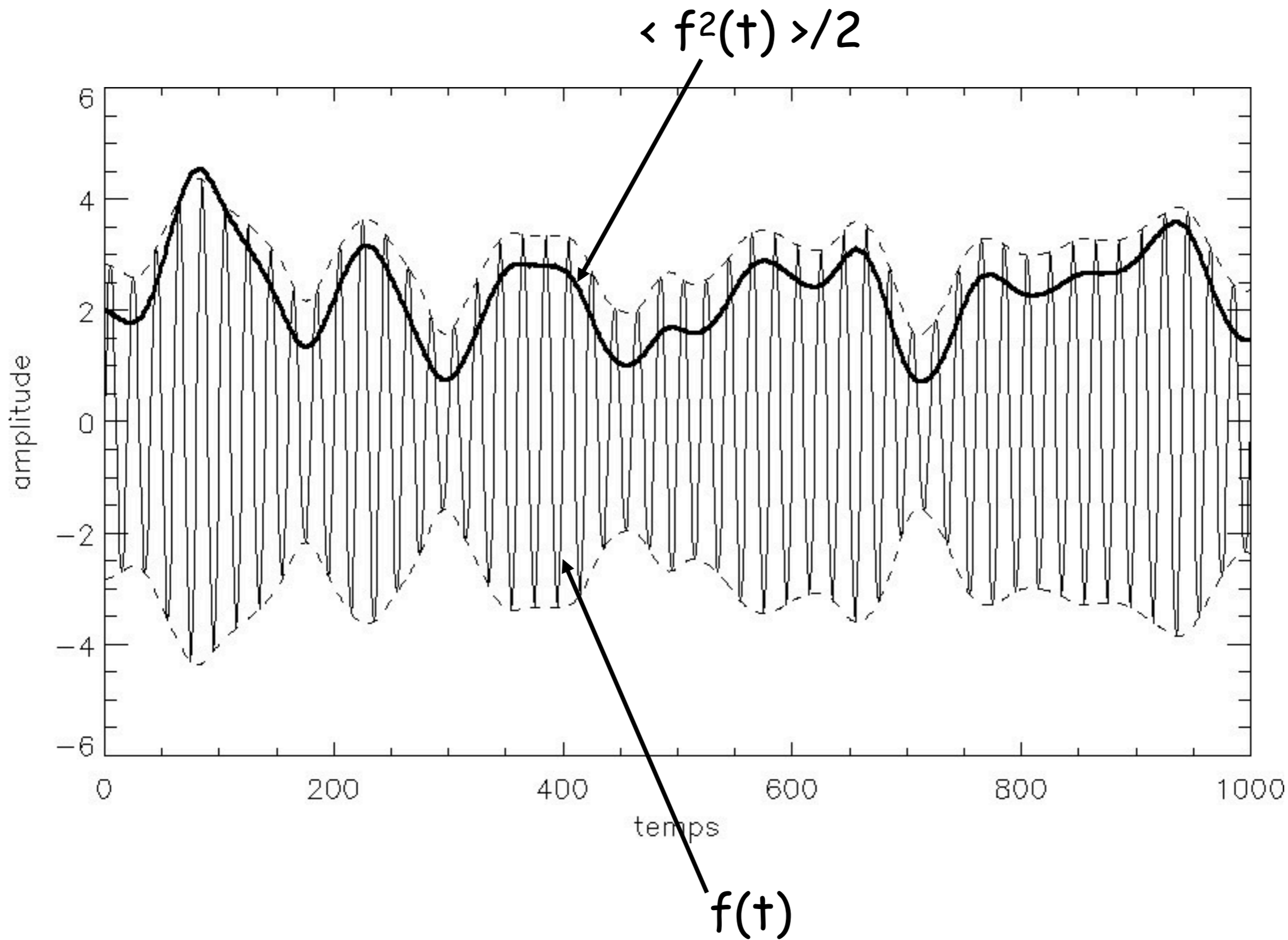
→ en interférométrie et réseau phasé : doit conserver la phase et la cohérence

⇒ contraintes beaucoup plus sévères

⇒ OL asservis sur des horloges atomiques

(Rubidium :  $\approx 5 \times 10^{-12}$  ; Césium (Cs) :  $\approx 10^{-12}$  ; Masers à hydrogène :  $\approx 10^{-13/-14}$ )

Détection, intégration

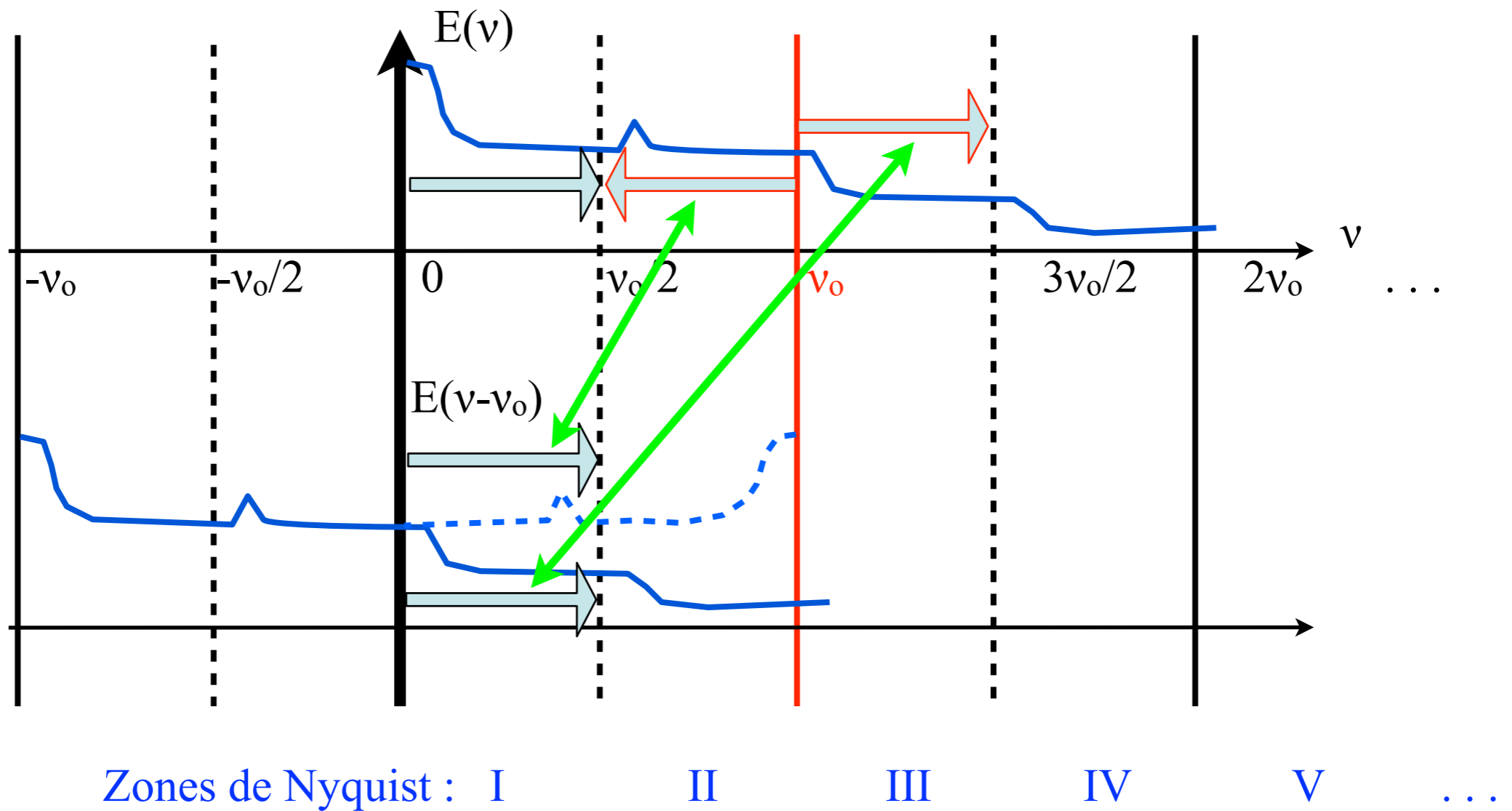




# Conversion Analogique → Numérique

Echantillonnage classique :  $F_{\text{éch}} \geq 2 F_{\text{max}}$  (Shannon)

Echantillonnage :  $E(t) \rightarrow E(t-nt_0) = E(t) \times \delta(t-nt_0)$   $n = -\infty, +\infty$   
 $E(v) \rightarrow E(v) \otimes \delta(v-nv_0)$  avec  $v_0 = 1/t_0$   
 $= E(v) + E(v - v_0) + E(v + v_0) + E(v - 2v_0) \dots$

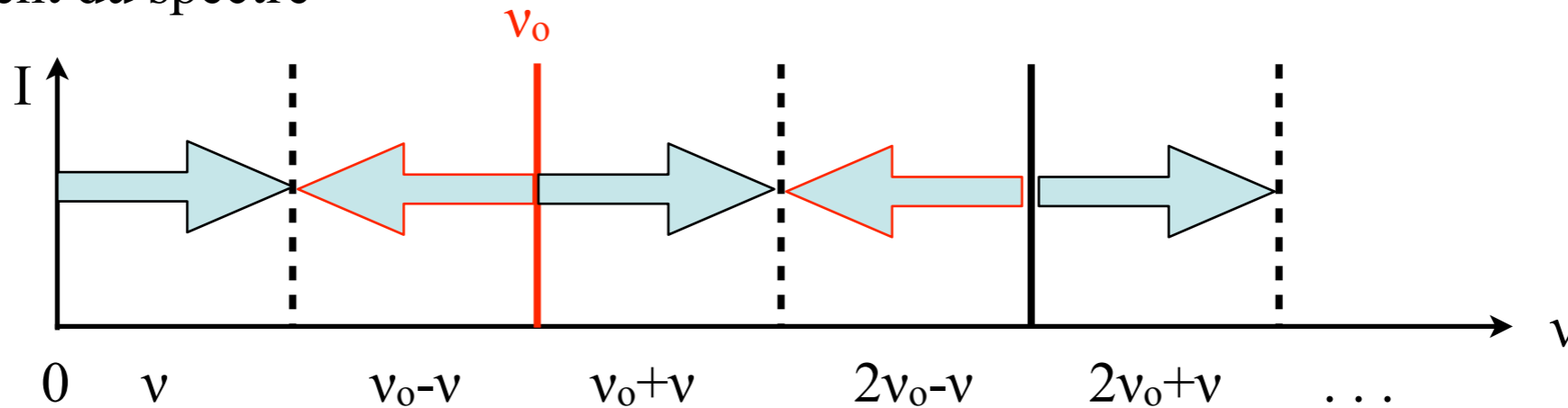


# Conversion Analogique → Numérique

Echantillonnage classique :  $F_{\text{éch}} \geq 2 F_{\text{max}}$  (Shannon)

Echantillonnage :  $E(t) \rightarrow E(t-nt_0) = E(t) \times \delta(t-nt_0)$   $n = -\infty, +\infty$   
 $E(v) \rightarrow E(v) \otimes \delta(v-nv_0)$  avec  $v_0 = 1/t_0$   
 $= E(v) + E(v - v_0) + E(v + v_0) + E(v - 2v_0) \dots$

⇒ Repliement du spectre

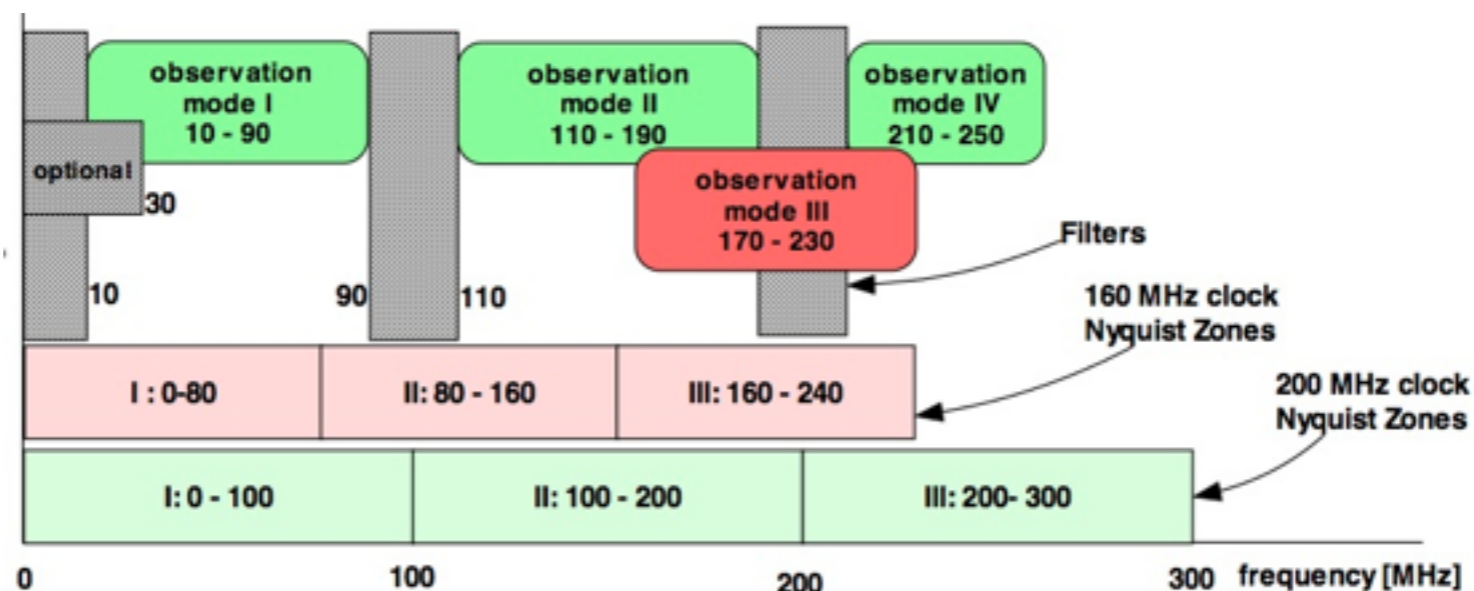


Zones de Nyquist : I                      II                      III                      IV                      V                      ...

⇒ Sous-échantillonnage possible

⇒ Filtrage d'entrée analogique nécessaire pour éviter les repliements

ex: LOFAR

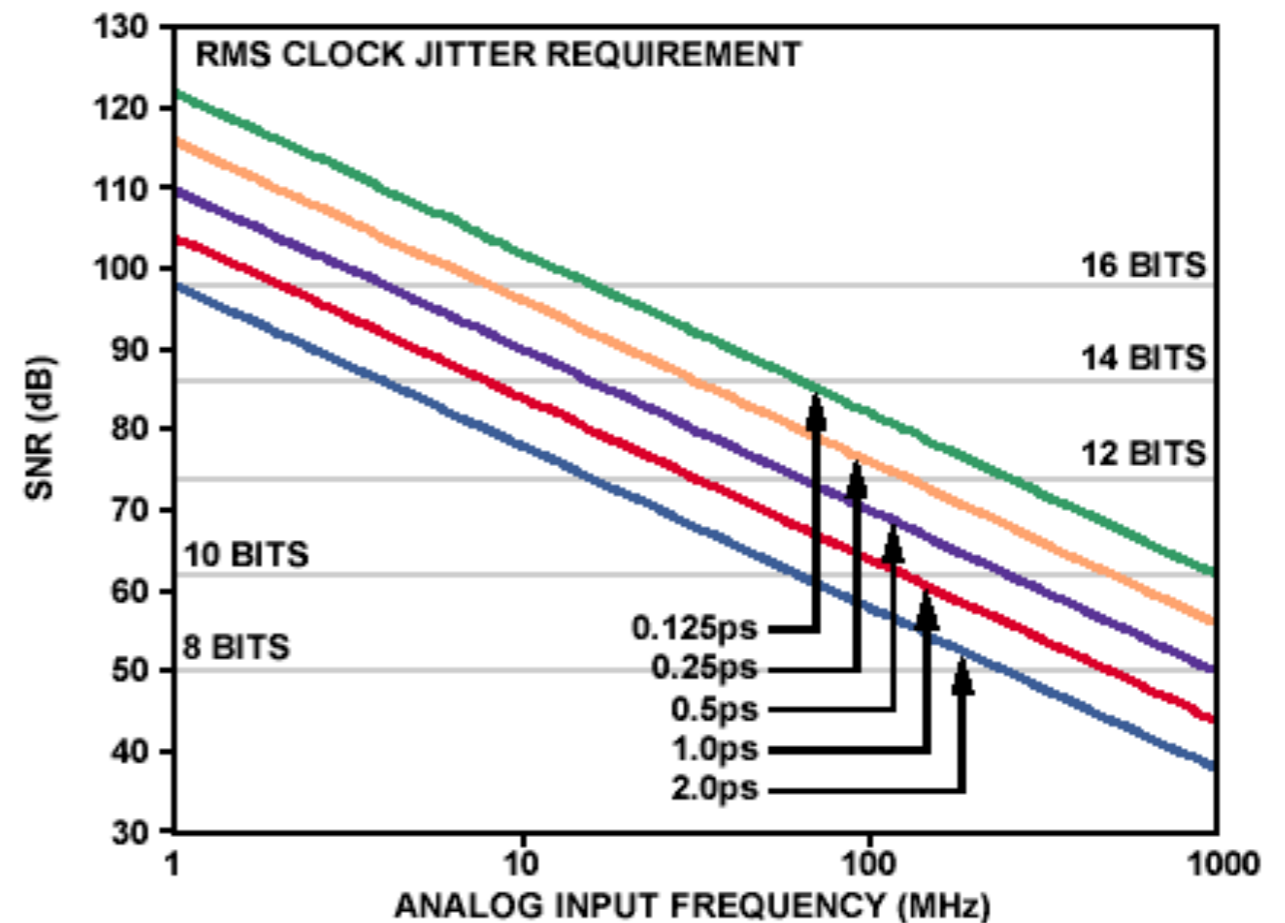
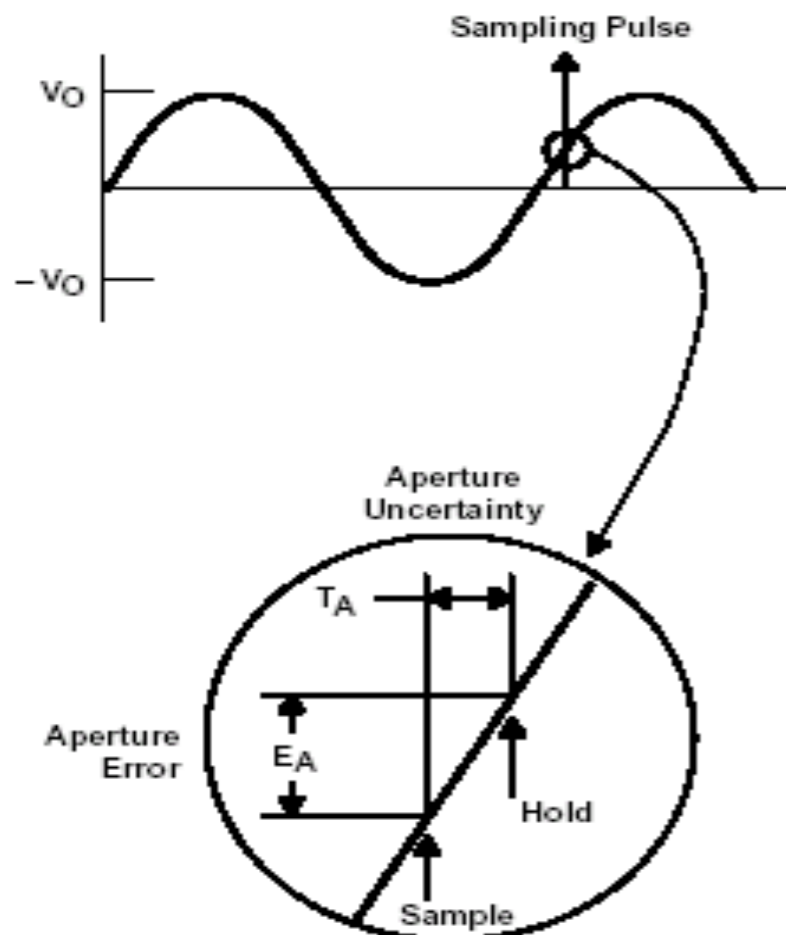


## Conversion Analogique → Numérique

Quantifie un signal analogique en  $k = 2^N$  niveaux discrets (pour un codage binaire)

Signal → CAN → Signal + **bruits** et duplications du spectre

- bruit de quantification  
( $S/B \approx 3 \text{ ou } 6 \text{ dB} \times \text{Nbits} \rightarrow \text{cf. dynamique}$ )
- bruit dû au «jitter» de l'horloge
- non-linéarités ...





## • Paramètres définissant les performances d'un récepteur

→ Bande spectrale totale / instantanée couverte :  $\Delta f$

Limitée par le "front end"  
(électronique d'entrée)

Ex: - RT Nançay : 1,06 GHz - 3,5 GHz  
- LOFAR : 30 - 90 MHz et 110 - 250 MHz  
- SKA-mid : ~300 MHz - 20 GHz

Fixée par MF & moyens d'analyse

Ex: - RT Nançay : 4 × 50 MHz max.  
- LOFAR : 2 × 48 MHz  
- SKA : 200 MHz à qq GHz

→ Résolution spectrale (absolue, relative) :  $\delta f$  ( $\neq$  ou  $\approx$  b),  $\delta f/f$

⇒  $N_{\text{freq}} = \Delta f / \delta f$  nombre de canaux de fréquence (par spectre)

→ Résolution temporelle :  $\delta t$  entre 2 mesures consécutives

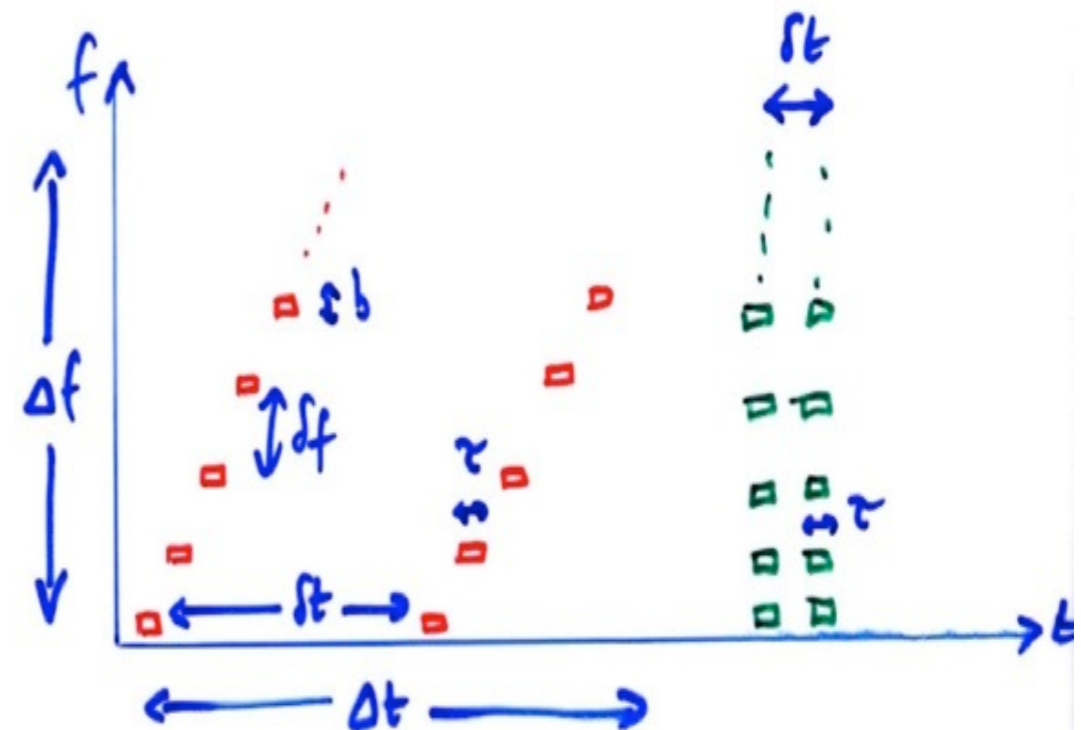
à la même fréq. (i.e. entre 2 spectres)

⇒  $\delta t \approx N_{\text{freq}} \times \tau$  (récepteur à balayage)

ou  $\delta t \approx \tau$  (multicanal)

⇒ Débit de données =  $N_{\text{bit}} \times N_{\text{freq}} / \delta t$  (bits/sec)

→ Durée d'observation en continu :  $\Delta t$

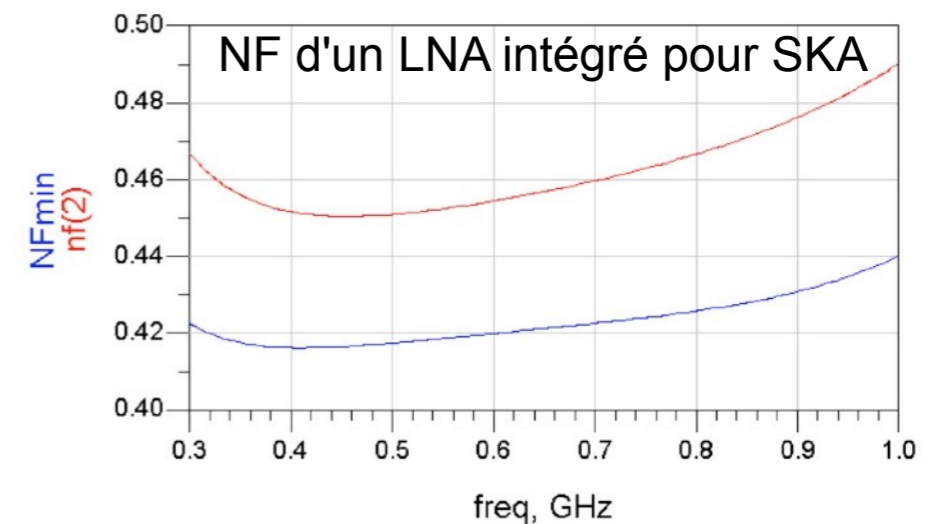


→ Température de bruit :  $T_b = K T_S / \sqrt{(b\tau)}$  avec  $K \sim 1$

Facteur de bruit (F) / noise factor (NF) =  $10 \log_{10} (T_S/T_0 + 1)$  (en dB)  
avec par convention :  $T_0 = 290 \text{ K}$

*Ex:*  $T_S = 290 \text{ K} \Rightarrow F = 3 \text{ dB}$   
 $T_S = 75 \text{ K} \Rightarrow F = 1 \text{ dB}$   
 $T_S = 50 \text{ K} \Rightarrow F = 0,7 \text{ dB}$   
 $T_S = 7 \text{ K} \Rightarrow F = 0,1 \text{ dB}$

L'état de l'art (cryogénie) est  $T_S \approx 1 \text{ à } 2 \text{ K / GHz}$



Ex : Sensibilité de SKA =  $A_e/T_S = 20\,000 \text{ m}^2/\text{K}$

Spécification :  $T_S = 50 \text{ K}$

Si on parvient à réduire  $T_S$  à  $45 \text{ K}$ , on obtient la même sensibilité  
pour  $A_e = 9 \times 10^5 \text{ m}^2$  au lieu de  $10^6 \text{ m}^2 \Rightarrow$  baisse de coût !

→ Dynamique :

Analogique :  $D = T_{\max}/T_{\min}$  mesurable sans distorsion

(limitée vers le haut par la saturation et vers le bas par le bruit)

Numérique :  $D = N_{\text{bit}} \times 3 \text{ dB}$  pour un récepteur quadratique

$T_{\text{dB}} = 10 \times \log_{10}(T_{\max}/T_{\min}) = 10 \times \log_{10}(V_{\max}/V_{\min})$  si  $T_b$  est échantillonnée sur  $\leq 1$  bit

$N_{\text{bit}} \times 6 \text{ dB}$  pour un récepteur linéaire

$T_{\text{dB}} = 10 \times \log_{10}(T_{\max}/T_{\min}) = 10 \times \log_{10}(V_{\max}^2/V_{\min}^2) = 20 \times \log_{10}(V_{\max}/V_{\min})$

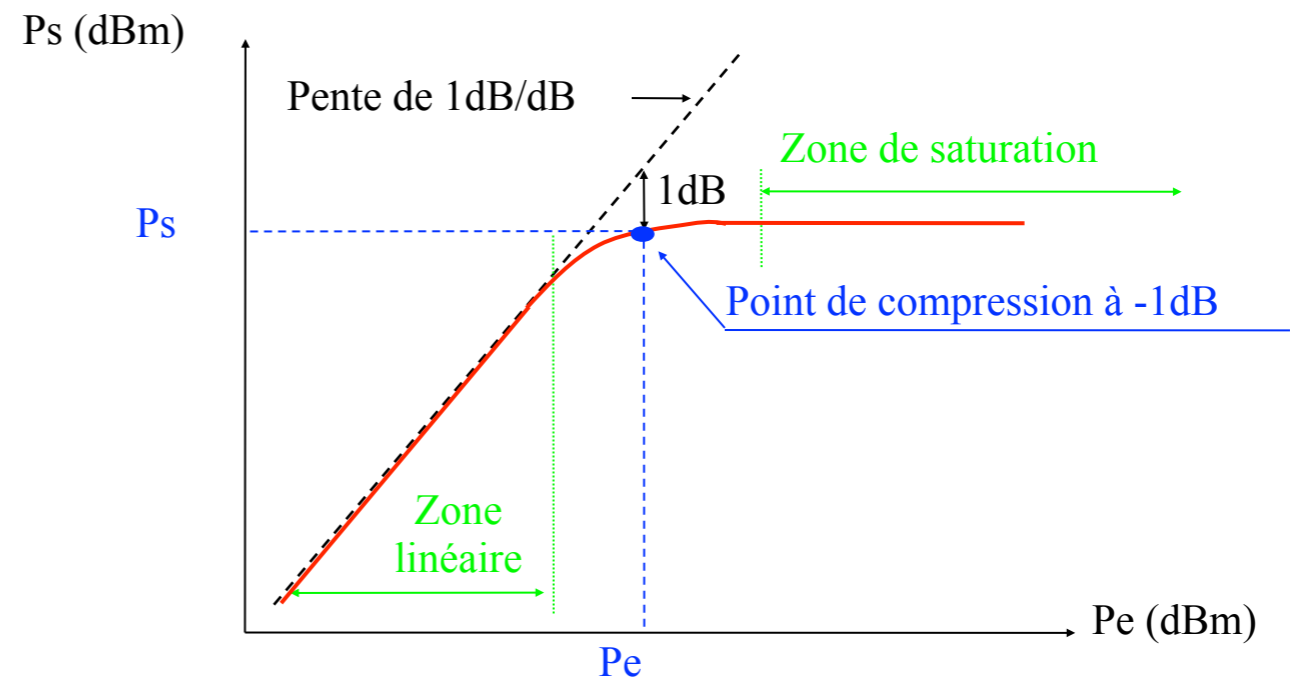
Si  $T_b$  est échantillonnée sur  $> 1$  bit, meilleure résolution en dynamique aux faibles niveaux, mais plage dynamique réduite

Si  $T_b$  est échantillonnée sur  $\ll 1$  bit, erreur de quantification et sensibilité moindre aux faibles niveaux

Linéarité :

- Le gain constant dans la zone de linéarité chute à la saturation
- Point de compression à -1dB, où la chute de gain = 1 dB

$$\Rightarrow D = P_{-1\text{dB}} / kT_s b G$$



*Ex : Étage d'entrée d'Embrace (démonstrateur SKA) :*

- LNA avec une bande équivalente de bruit :  $NEB = 700 \text{ MHz}$ ,  $G = 18 \text{ dB}$ ,  $T_s = 50 \text{ K}$

$$P_{-1\text{dB}} = 0 \text{ dBm} = 1 \text{ mW} \quad \Rightarrow D = 75 \text{ dB}$$



• Types de spectromètres

	D	$\Delta f$	$\delta f, \delta f/f$	$N_{\text{freq}}$	$\delta t$	$\Delta t$	Débit	Remarques
Banc de filtres (multicanal)		-		dizaines	+			lourd, encombrant, figé, cher
Analyseur de spectre à balayage de fréquence (ASB, SFA, SFR) = récepteur (super-)hétérodyne avec O.L. variable	+	+	+	+	-	+	~ ko/s	stabilité Ok, faible couverture du plan t-f, sensibilité $\propto 1/N$
	$\geq 60$ dB	$\sim f$	$\leq \%$	$\sim \Delta f/\delta f$	$\delta f \times \tau \gg 1 \Rightarrow$ $\delta t \gg N/\delta f$ $\sim \text{sec}$			
<i>Spectrographe Acousto-Optique (SAO)</i>	-	+	+	+	+	-	$qq \times 100$ ko/s	<i>stabilité faible (~min), compact, couverture complète du plan t-f</i>
	$\leq 25$ dB	$\sim f, \text{ jusqu'à } 1 \text{ GHz}$	$\sim \%$	<i>centaines</i>	<i>msec</i>			
• Corrélateurs (numériques) : spectre par TF de la fonction d'autocorr. (Wiener-Khintchine) • Récepteurs à TF (numériques - FFT, estimateur de Welch) • Filtres polyphase	++	+	+	+	+	-	$qq \times \text{Mo/s}$	souplesse du choix de la bande et de la résolution, stabilité
	$N_{\text{bit}}, \geq 65$ dB	ALMA 2 GHz, GBT 800 MHz	$\leq \%$	milliers	msec			
Échantillonneur de forme d'onde	$N_{\text{bit}}$	$\leq f_{\text{éch.}}/2$ $\sim 100 \text{ MHz}$		++		- -	$qq \times 100$ Mo/s	« instantanés »
				seule limite : $\delta f \times \delta t \gg 1$				

- Spectromètres à autocorrélation

Calcul discret de  $C_{xx}(\tau) = \langle x(t).x(t-\tau) \rangle$   $\Delta t$  entre 2 échantillons

$$\Rightarrow C_{xx}(n \times \Delta t) = 1/(n+1) \sum_{k=0}^n x(k \times \Delta t).x((k-n) \times \Delta t)$$

puis du spectre  $P(f) [\text{WHZ}^{-1}] = \text{TF}(C_{xx}(\tau))$  [Théorème de Wiener-Khintchine]

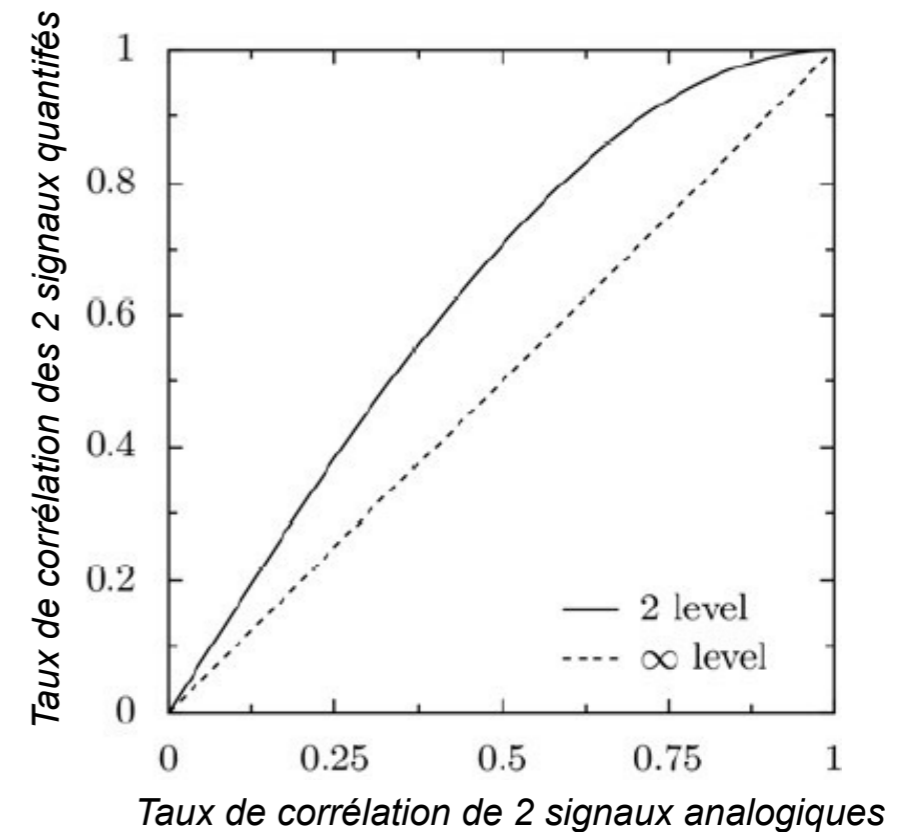
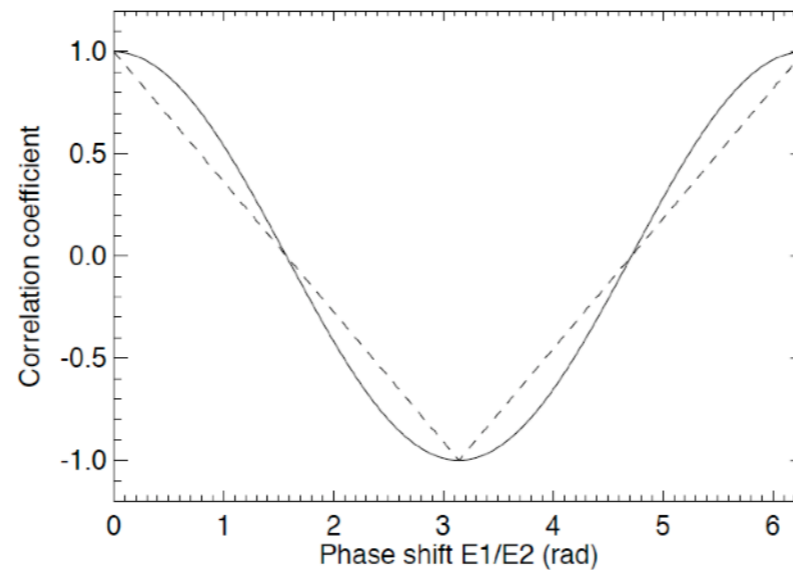
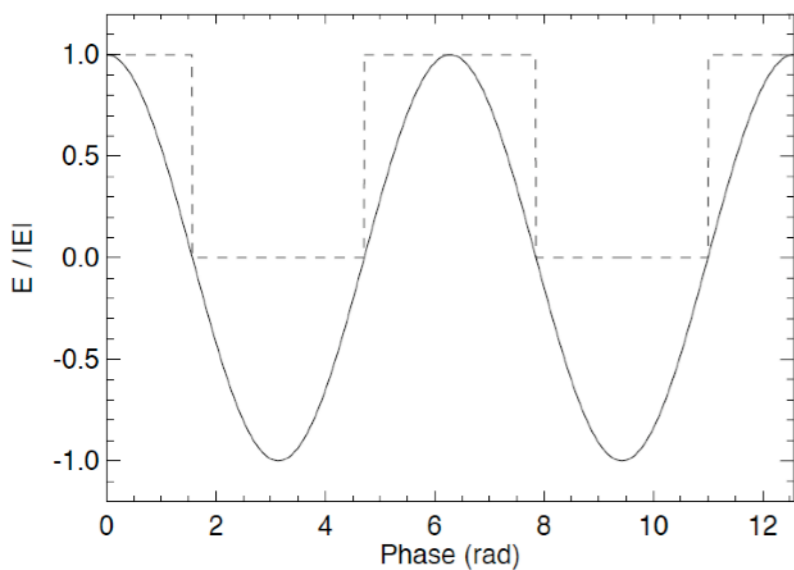
$$\Rightarrow P(p \times df) = \sum_{k=0}^{n-1} C_{xx}(k \cdot \Delta t) \times \exp(-i2\pi f \cdot k \cdot \Delta t)$$

avec  $p = 0, 1, \dots, n-1$

$$f = p \times \Delta f, \quad \Delta f = 1/(n \times \Delta t) = F_{\text{éch}}/n$$

Corrélation numérique vs analogique :

- Dépend de la quantification du signal à l'entrée du corrélateur (Nb de niveaux &  $F_{\text{éch}}$ )
- Corrélation à 1 bit (2 niveaux) : on ne conserve que le signe des signaux lors de la numérisation



-  $\exists$  Correction (*de Van Vleck*) pour linéariser le résultat de l'autocorrélation avant FFT

- Spectromètres à TF directe

- Réponse spectrale (Densité Spectrale de Puissance)  $\sim$  FFT<sup>2</sup>, dépend de la fenêtre de pondération utilisée qui modifie la largeur du lobe à mi puissance, le niveau des lobes secondaires et le gain

Rectangulaire:  $h(t)=1$  pour  $t \in [0, T]$

$h(f) \sim \text{sinc}(x)$  avec  $x = \pi f T$

Triangulaire (Bartlett):  $h(t)=2t/T$  pour  $t \in [0, T/2[$

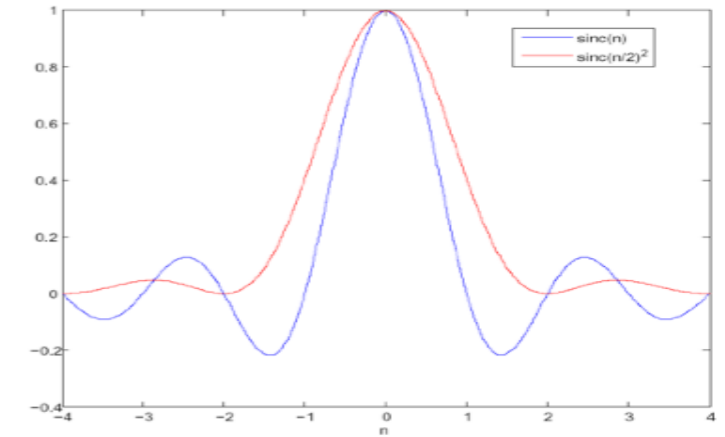
$h(t)=2(T-t)/T$  pour  $t \in [T/2, T]$

$h(f) \sim \text{sinc}^2(x/2)$

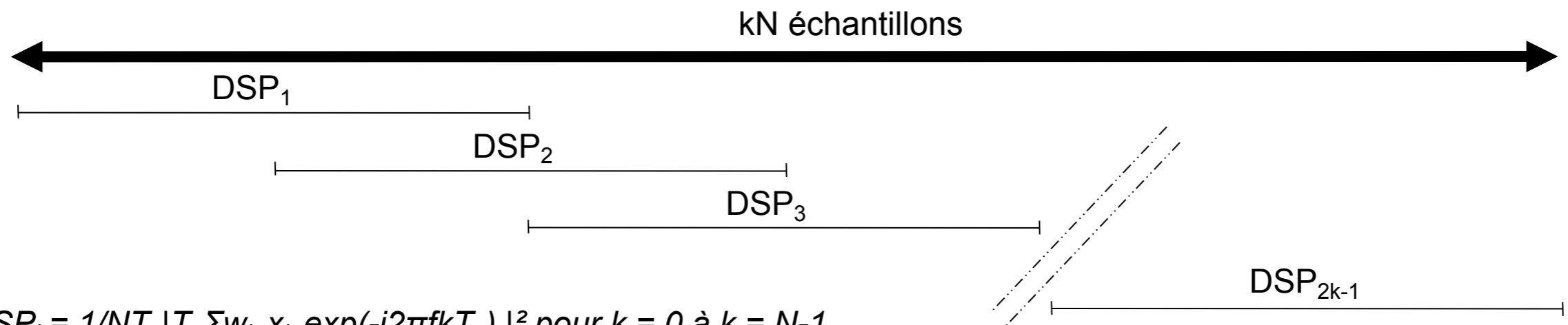
Hann:  $h(t)=0.5-0.5 \times \cos(2\pi t/T)$  pour  $t \in [0, T]$

Hamming:  $h(t)=0.54-0.46 \times \cos(2\pi t/T)$  pour  $t \in [0, T]$

Blackman-Harris:  $h(t)=0.42-0.5 \times \cos(2\pi t/T)+0.08 \times \cos(4\pi t/T)$  pour  $t \in [0, T]$



Pour une suite temporelle de  $kN$  échantillons la DSP sur  $N$  canaux est la moyenne (pondérée & normalisée) des  $(2k-1)$  FFT réalisables par recouvrement d'un facteur  $1/2$  sur la suite d'échantillons.

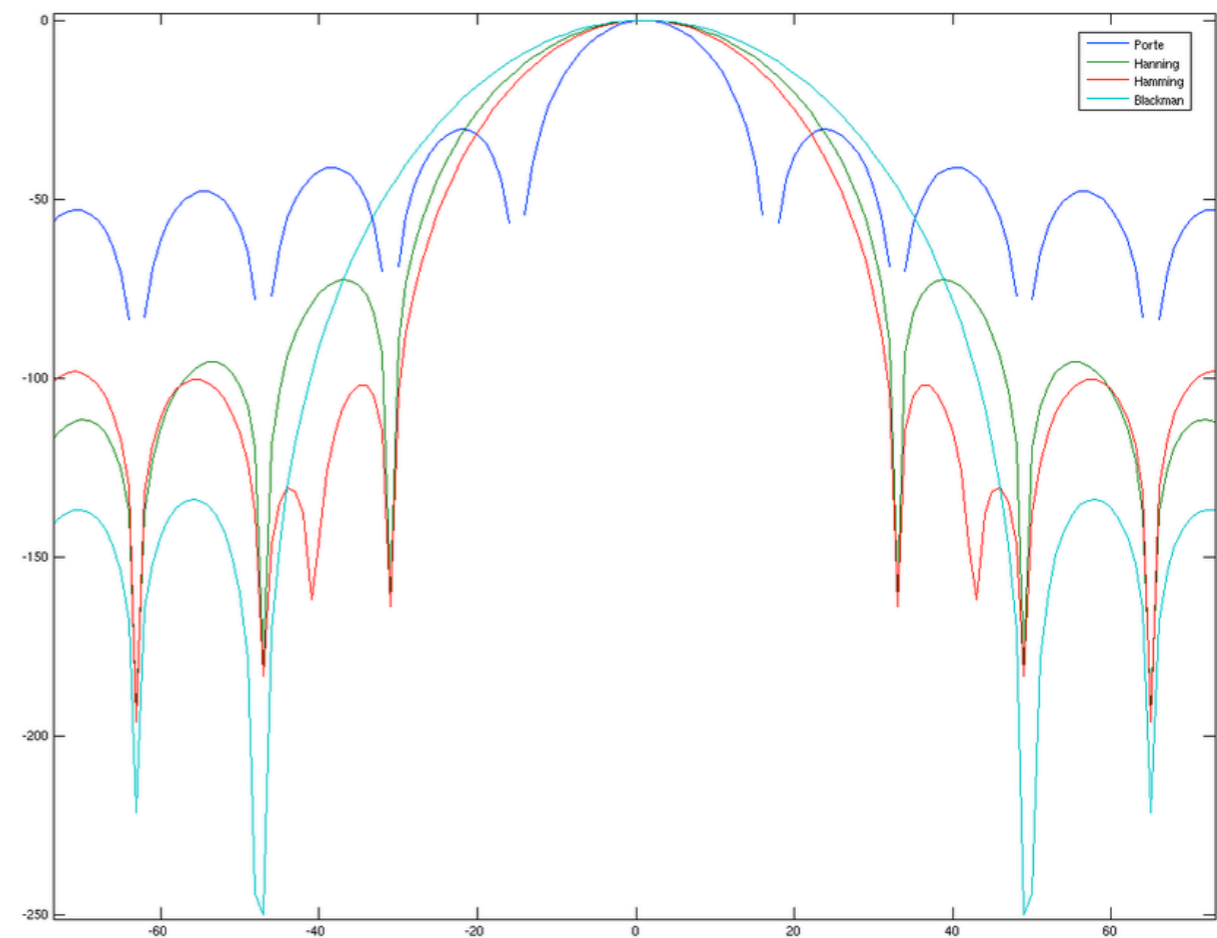
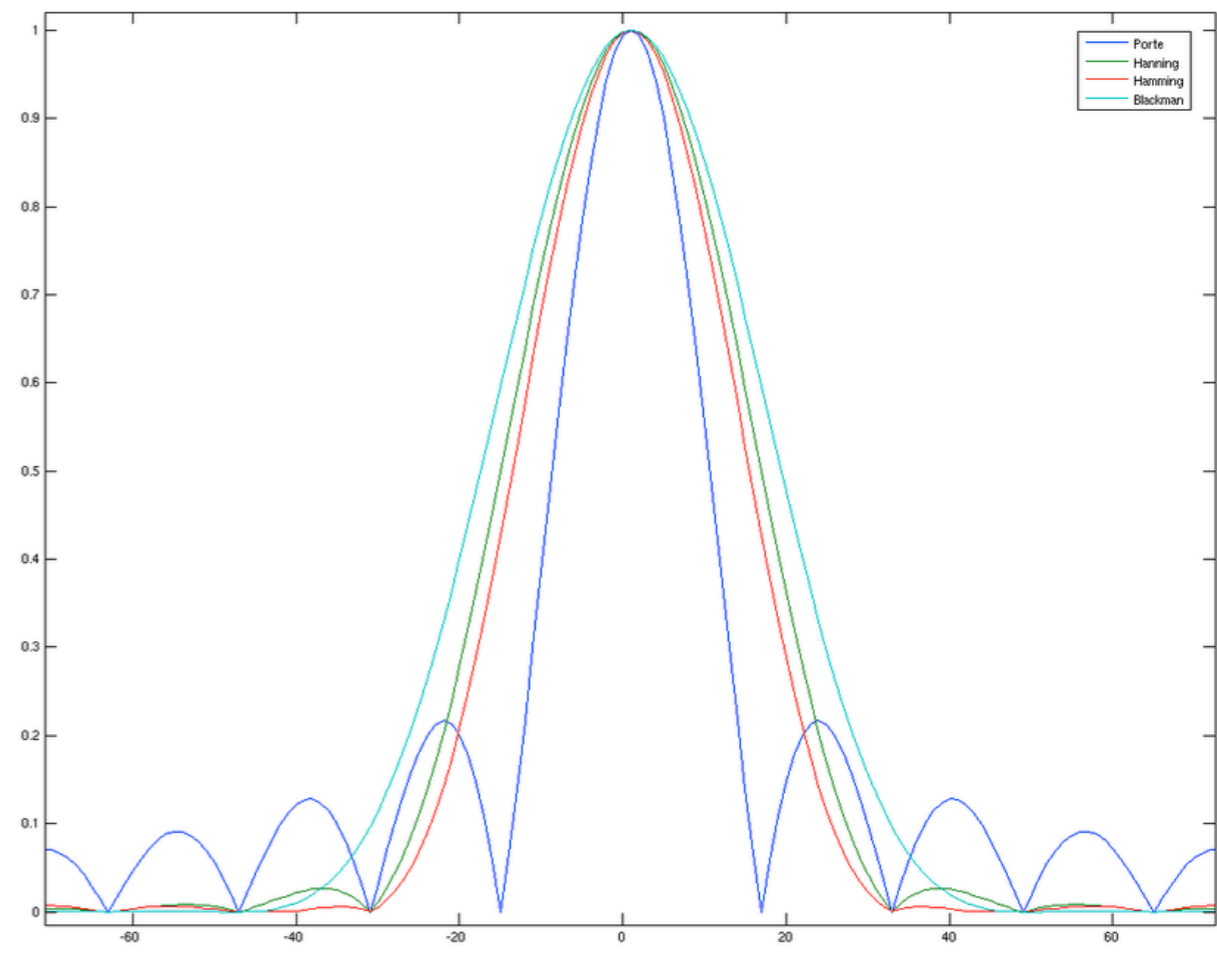
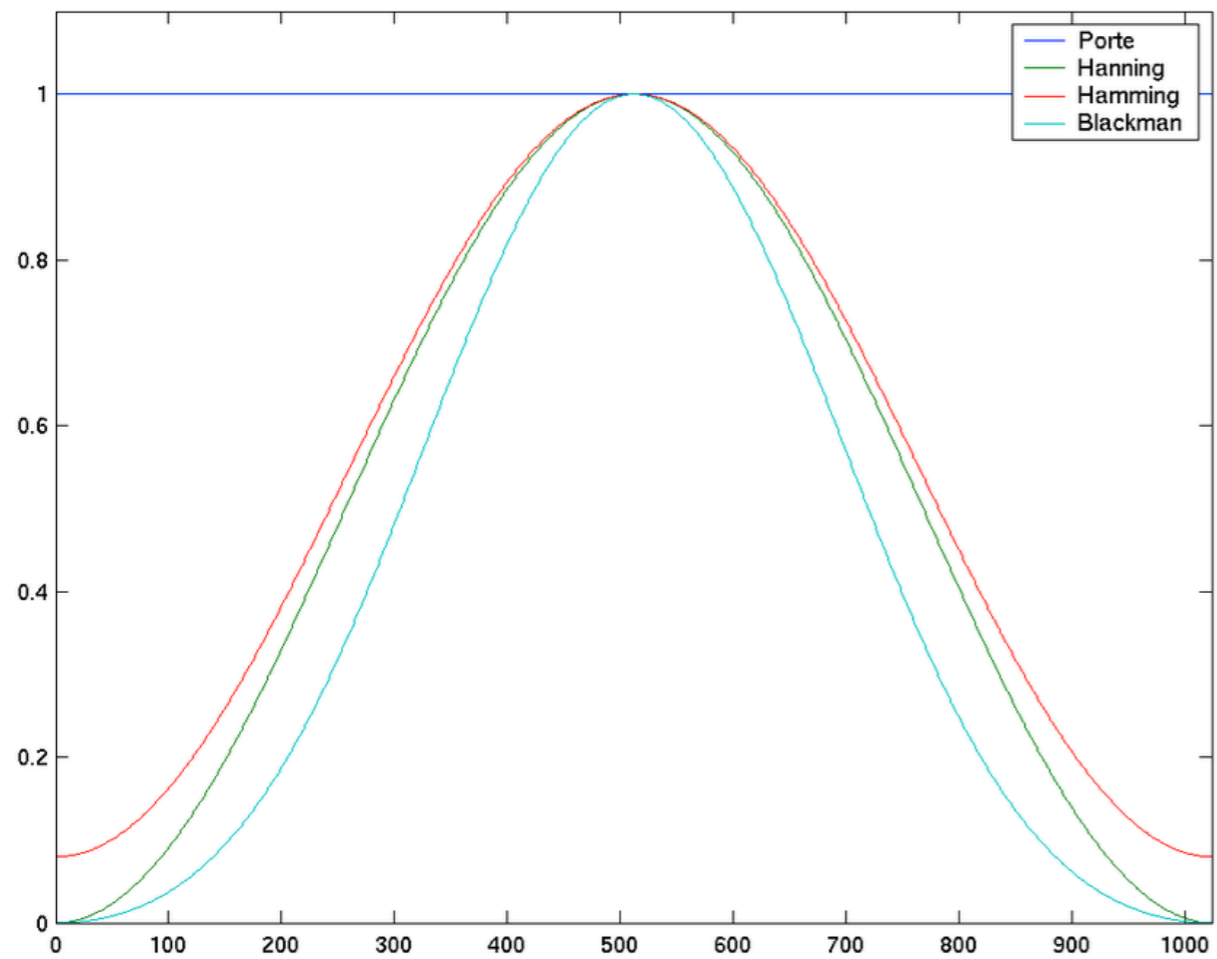


$$DSP_i = 1/NT_e |T_e \sum w_k \cdot x_k \cdot \exp(-j2\pi f k T_e)|^2 \text{ pour } k = 0 \text{ à } k = N-1$$

$$DSP = 1/(2k-1)(Norm) \sum DSP_i \text{ pour } i = 0 \text{ à } 2k-1, \text{ avec Norm} = T_e/N \sum w_m^2 \text{ pour } m = 0 \text{ à } N-1$$

→  $N$  canaux espacés de  $\Delta f = 1/2N\Delta t$

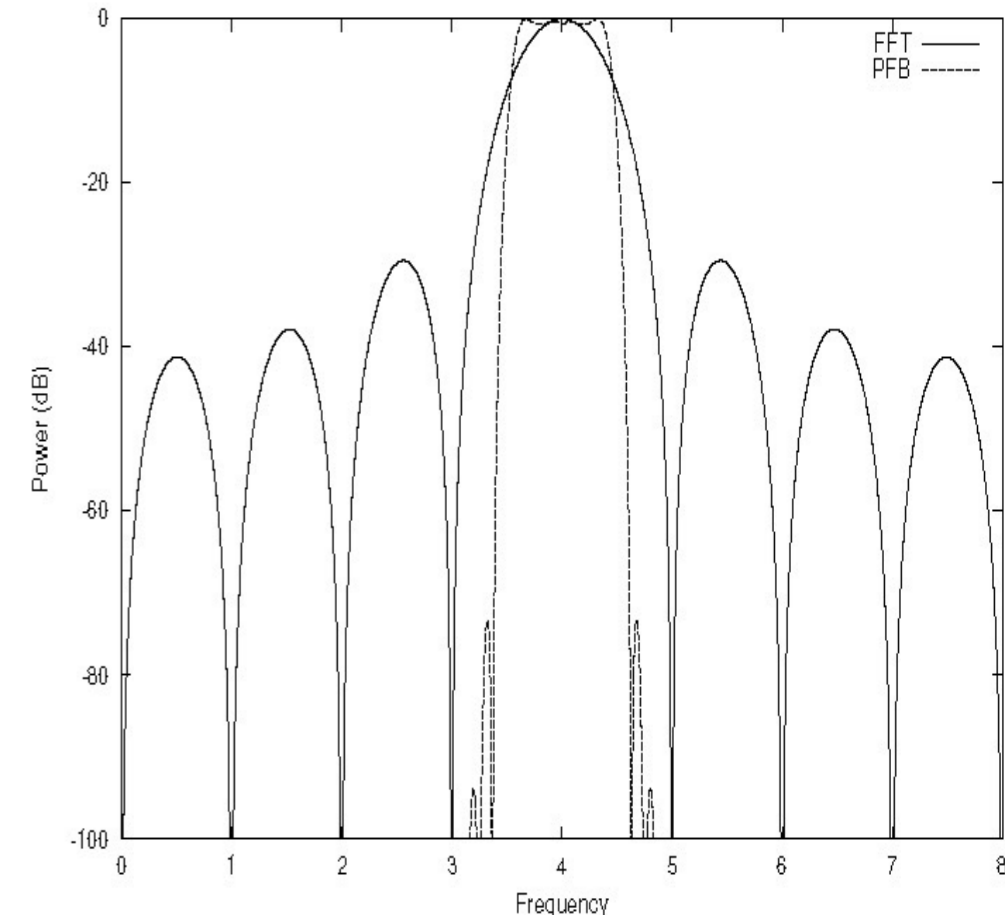
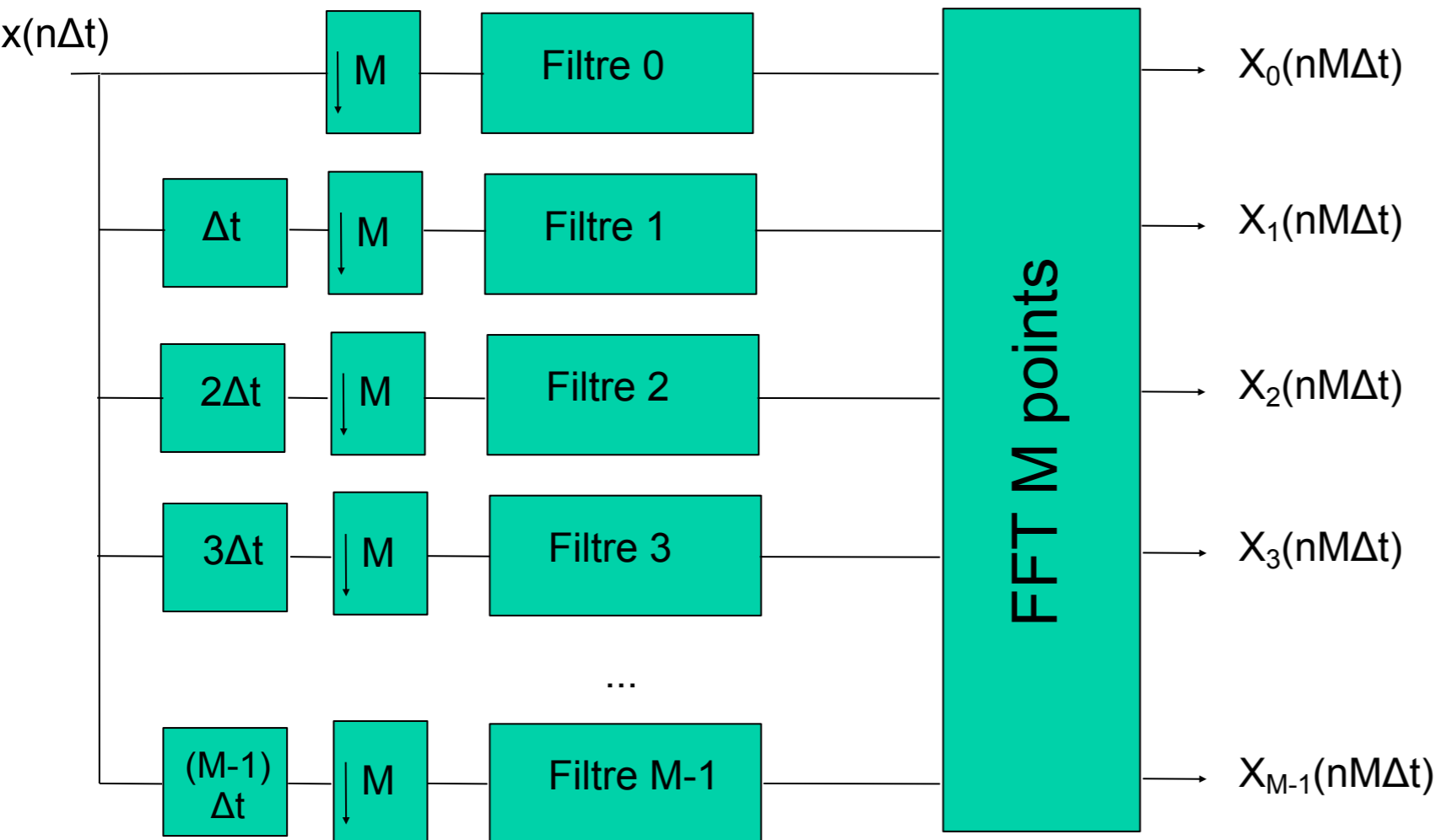




Fenêtre	Lobe 2aire (dB)	Pente (dB/oct)	Bande passante (bins)
Rectangulaire	-13	-6	1,21
Triangulaire	-27	-12	1,78
Hann	-32	-18	2,00
Hamming	-43	-6	1,81
Blackman-Harris 3	-67	-6	1,81

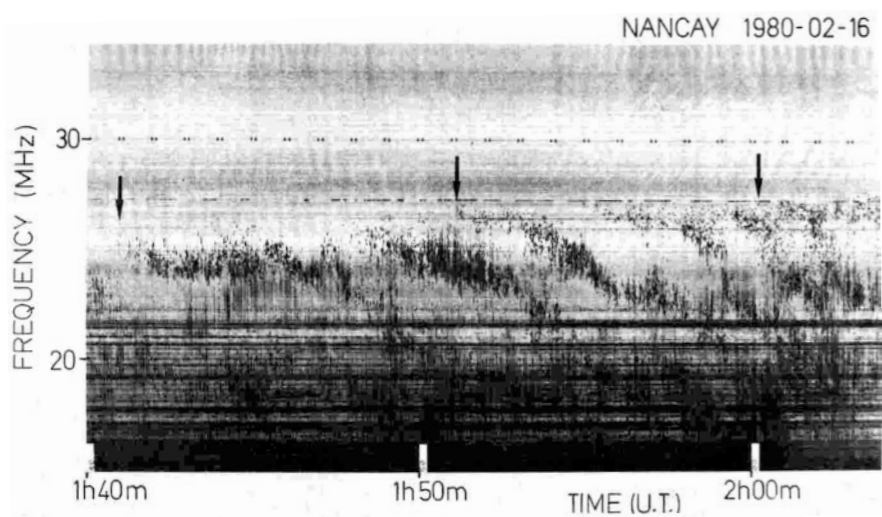
## • Spectromètres à filtres polyphase

- Équivalent à une FFT à M canaux avec une fenêtre de pondération sur  $n.M$  points à un banc de M filtres numériques discrets (mais calculs optimisés)  
n coefficients / filtre => au total  $n.M$  coefficients
- Les sorties  $X_i(nM\Delta t)$  sont les séries temporelles d'échantillons des M canaux spectraux ( $i=0, M-1$ )
- Réglage indépendant de la (bonne) réjection des lobes secondaires et de la largeur de canal.

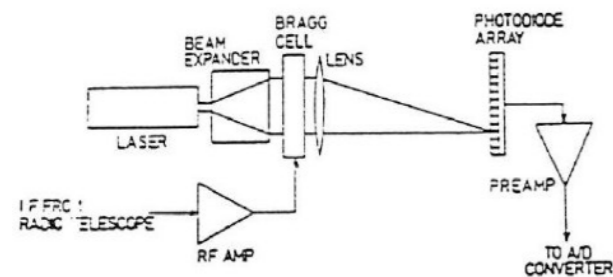
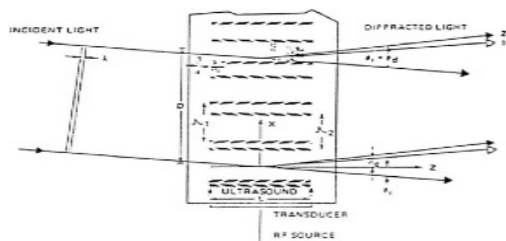




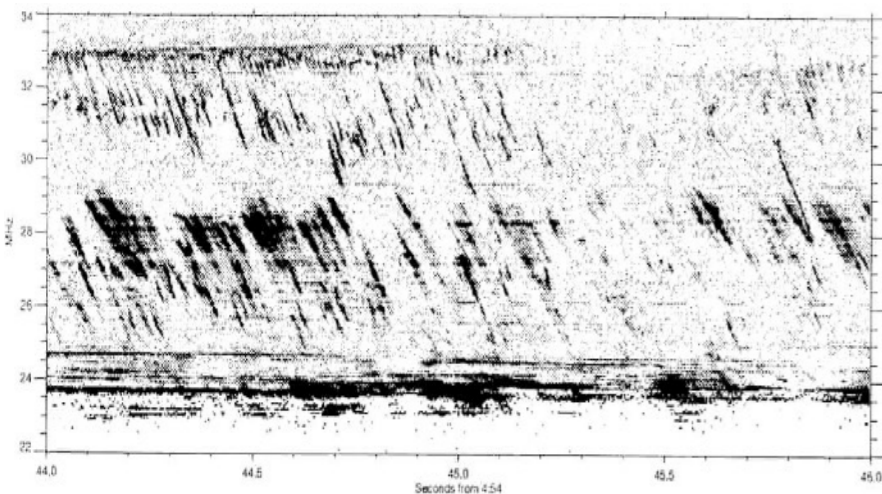
• Évolution de la spectroscopie des émissions décamétrique de Jupiter sur ~35 ans



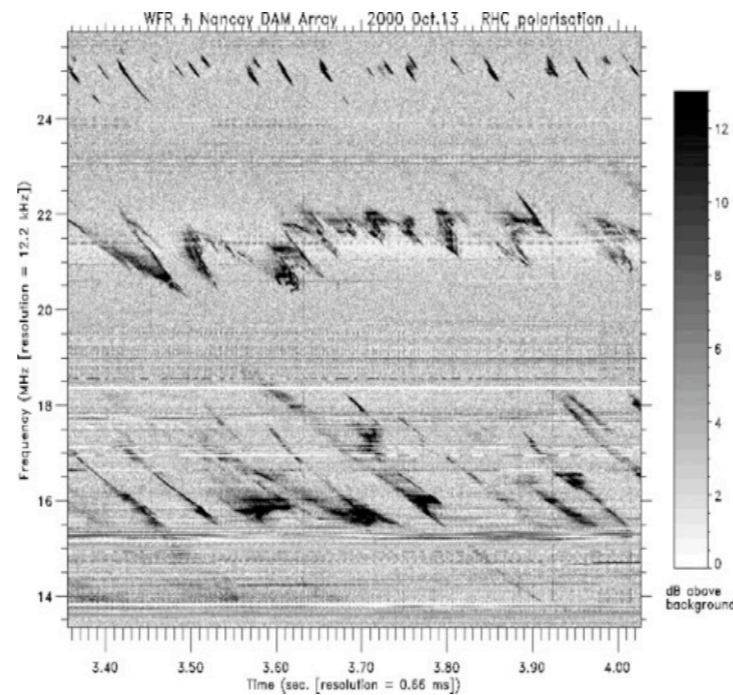
ASB (1980's)



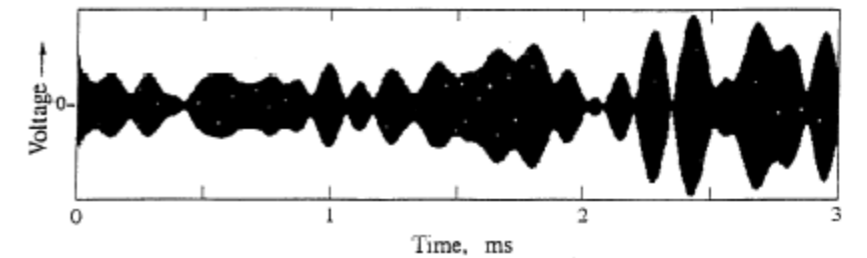
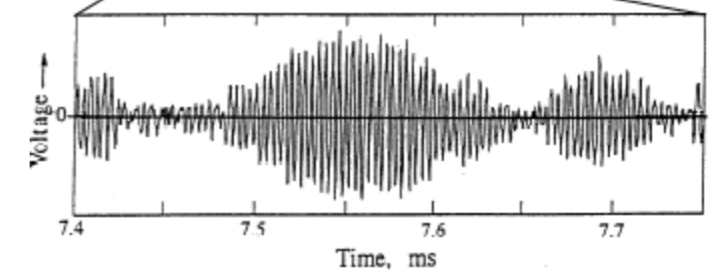
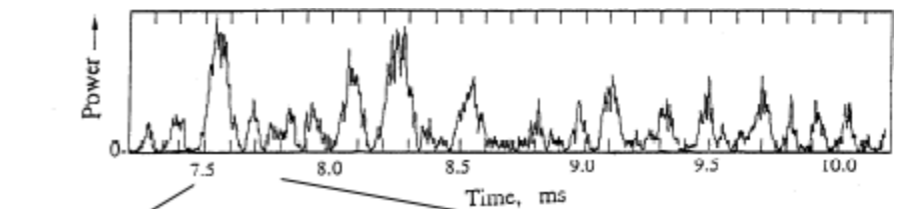
Block diagram of an acousto-optical spectrometer



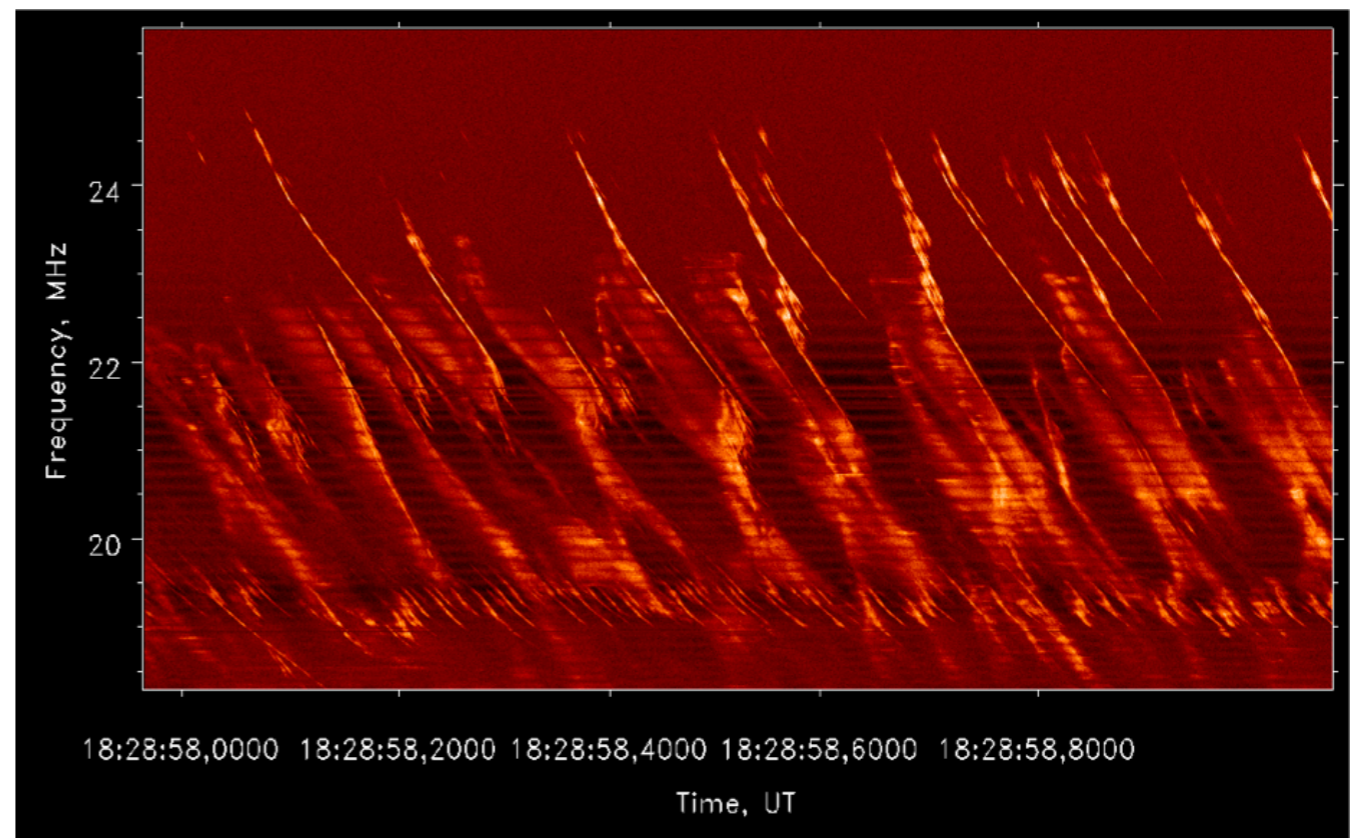
SAO (1990's)



FFT (2000's)



Forme d'onde BF (2000's)



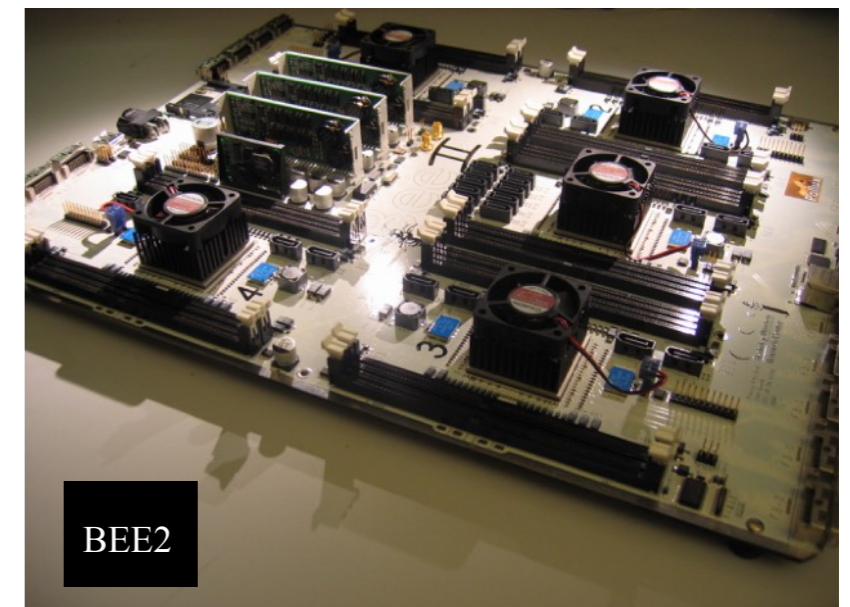
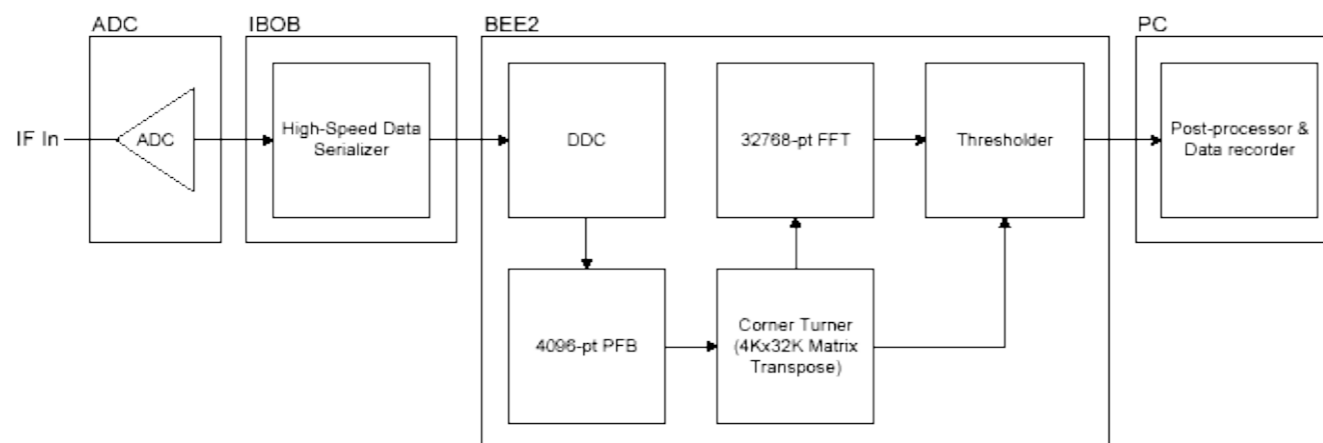
Forme d'onde HF (2010's)



## • Mesures spectroscopiques

- (1) sources "continues" à spectre large,  $\sim$  constantes ou lentement variables (sur  $\Delta t \gg \tau$ )  
 $\Rightarrow$  mesures à grand  $\tau$  du flux dans des bandes  $\delta f$  étroites  
 $\rightarrow$  analyseurs de spectres à balayage de fréquence (+ bancs de filtres)
- (2) raies spectrales en émission/absorption  
+ décalage (Doppler), élargissements (Doppler, collisionnel), démultiplication (Zeeman)  
 $\Rightarrow$  besoin de résolution spectrale ( $\delta f \ll f$ ) et de sensibilité  
 $\rightarrow$  récepteurs multicanaux, corrélateurs, spectrographes à FFT
- (3) spectres très rapidement variables / t ( $\delta t \leq$  ou  $\ll 1$  sec)  
+ structures spectrales fines ( $\delta f \ll f$ ) sur des bandes larges ( $\Delta f \approx f$ )  
= "spectres dynamiques" (émissions solaires & magnétosphériques planétaires)  
 $\Rightarrow$  besoin de résolution spectrale ( $\delta f \ll f$ ) et temporelle ( $\delta t \leq$  ou  $\ll 1$  sec)  
 $\rightarrow$  récepteurs multicanaux, SAO, spectromètres à FFT, polyphase, échantillonneurs de forme d'onde

- Combinaison de techniques (DDC, Polyphase, FFT) :  
Ex: Spectromètre SETI à 128 millions de canaux  
Bande analysée: 200 MHz, résolution en fréquence: 2 Hz



- Polarimétrie: *détermination des paramètres de Stokes S (ou I), Q, U, V*

Mesures des champs électriques  $E_x$  et  $E_y$  dans deux directions perpendiculaires normales à la direction de propagation (antenne donnant les deux polarisations linéaires):  $E_x(t)$  et  $E_y(t)$

$$E_x = e_x \cos(\omega t + \phi_x) \text{ et } E_y = e_y \cos(\omega t + \phi_y)$$

$$S = \langle E_x^2(t) \rangle + \langle E_y^2(t) \rangle$$

$$Q = \langle E_x^2(t) \rangle - \langle E_y^2(t) \rangle$$

$$U = 2 \langle E_x(t) \cdot E_y(t) \cdot \cos(\phi_x - \phi_y) \rangle$$

$$V = 2 \langle E_x(t) \cdot E_y(t) \cdot \sin(\phi_x - \phi_y) \rangle$$

La mesure des auto-corrélations  $E_x^2(t)$  et  $E_y^2(t)$  permet de calculer S 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

Taux de polarisation linéaire:  $(Q^2 + U^2)^{1/2} / I$

Taux de polarisation circulaire:  $V / I$

Taux total de polarisation:  $(Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2} / I$

Angle de polarisation:  $(1/2) \tan^{-1}(U / Q)$

- Le traitement des parasites (RFI)

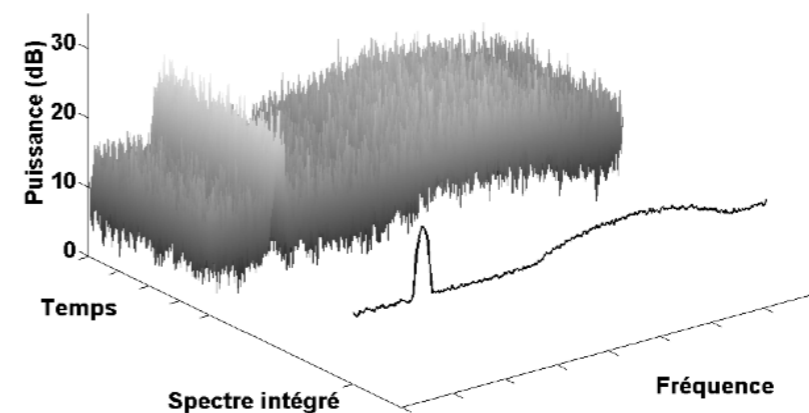
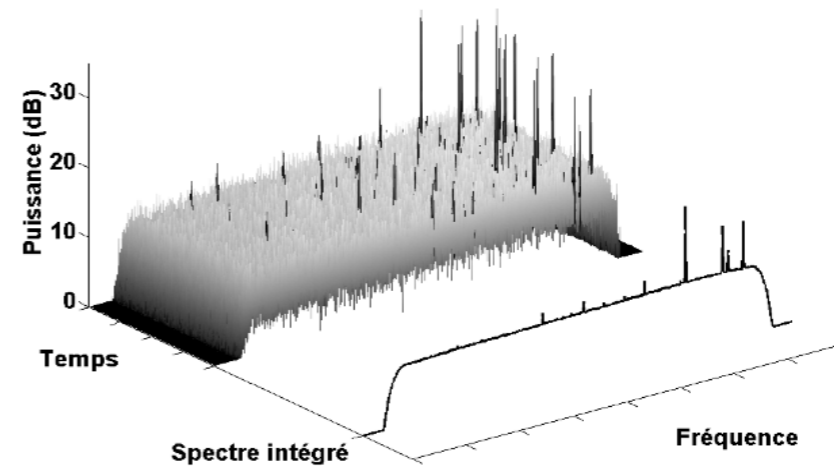
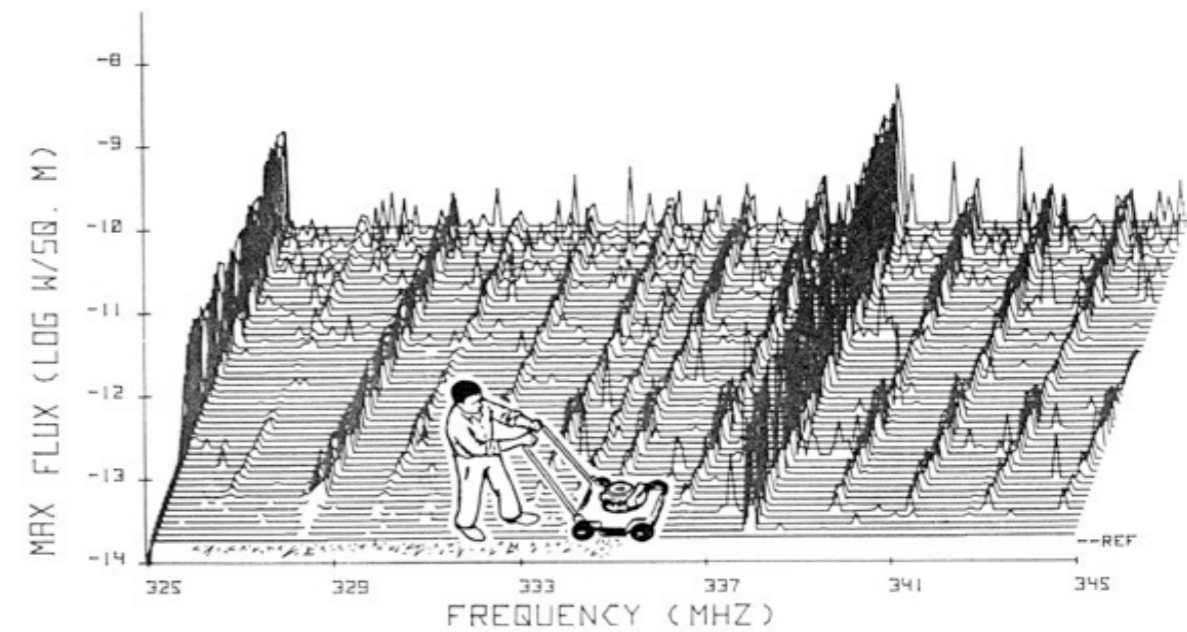
→ RFI intermittentes :

- « Waveform Blanking » avant détection (temps réel) = interruption de capture de forme d'onde sur critère pré-défini (en général seuil d'intensité)

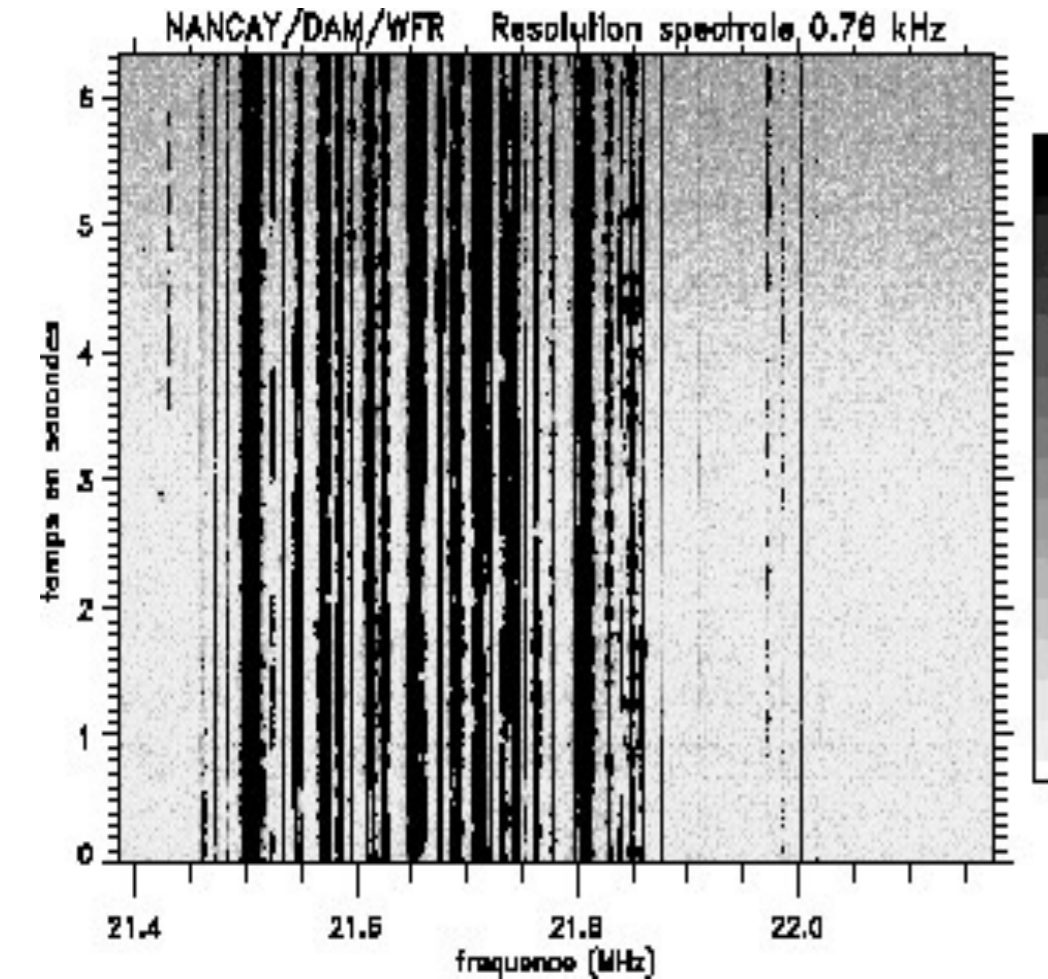
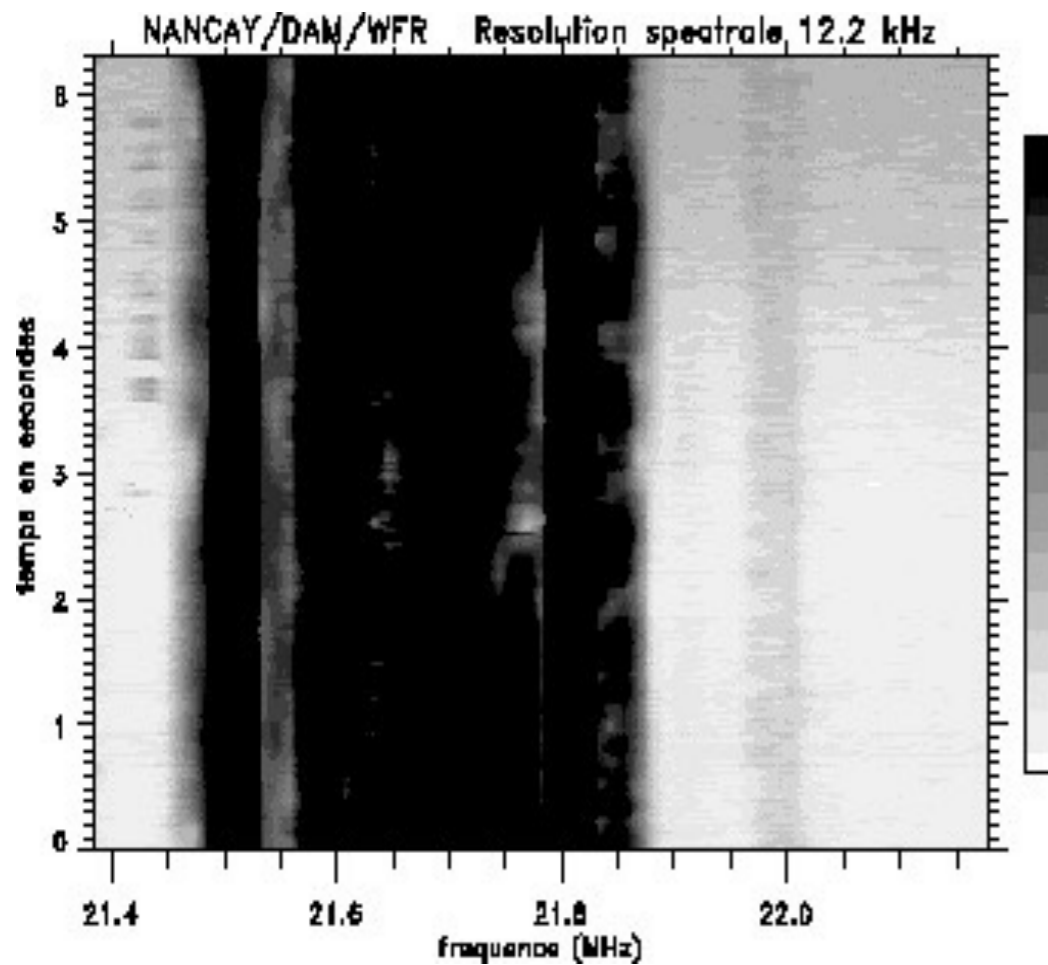
- Analyse statistique du spectre dynamique et masquage (t,f) après détection (temps réel ou différé)

→ RFI continues : Estimation, réduction/Annulation

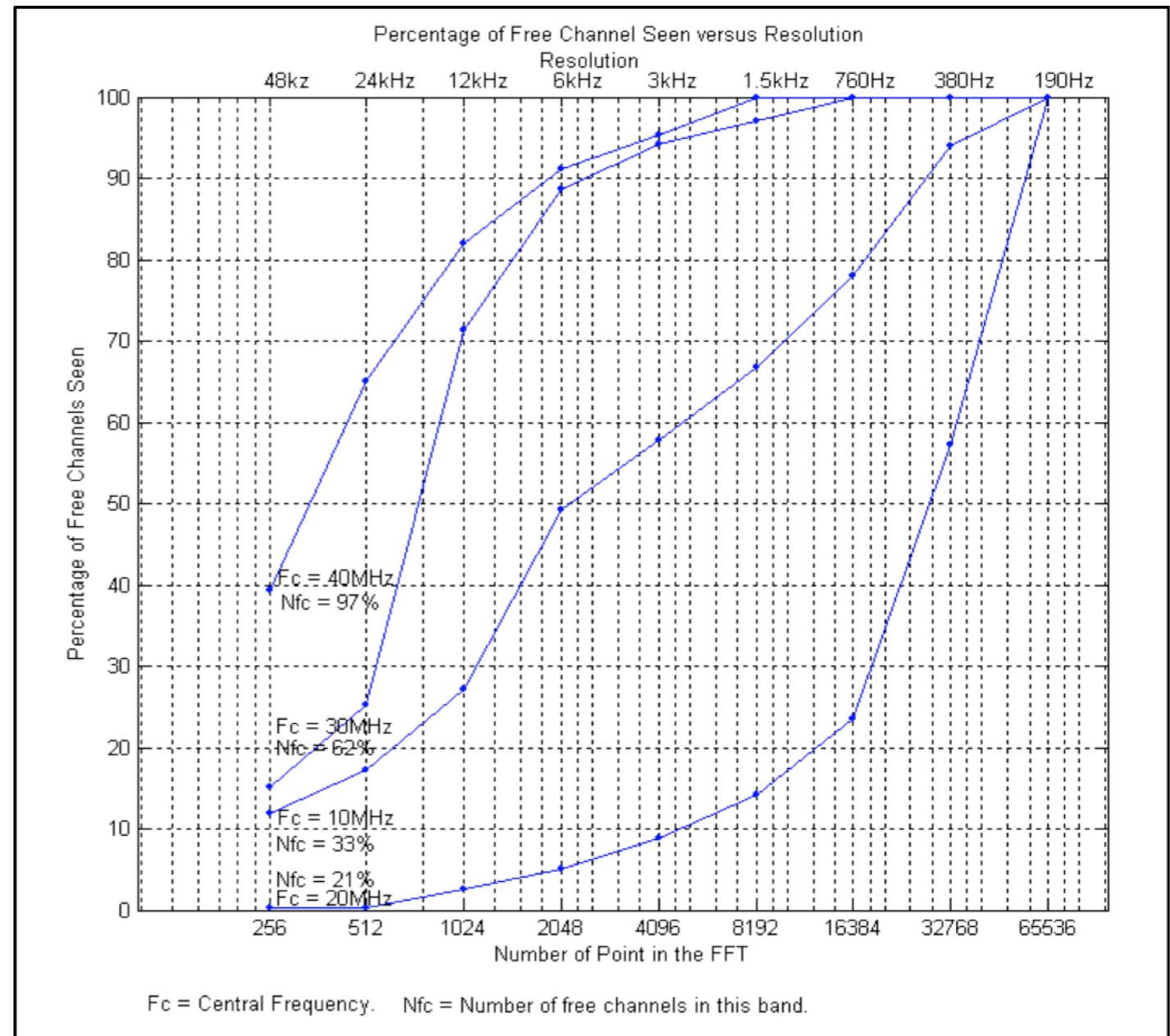
→ + protection juridique







% canaux non pollués en fonction de la résolution spectrale (thèse V. Clerc 2003)



Un taux de disponibilité de 90% nécessite dans la bande :

- 35-45 MHz, une résolution de 6.25 kHz
- 25-35 MHz, une résolution de 1.6 kHz
- 15-25 MHz, une résolution de 190 Hz

- Analyse statistique du spectre dynamique et masquage (t,f) après détection (temps réel ou différé)

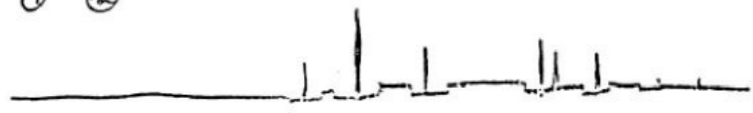
1) Raw Data



2) Boxcar Smoothed



3) ① - ②



4) Weighting Function

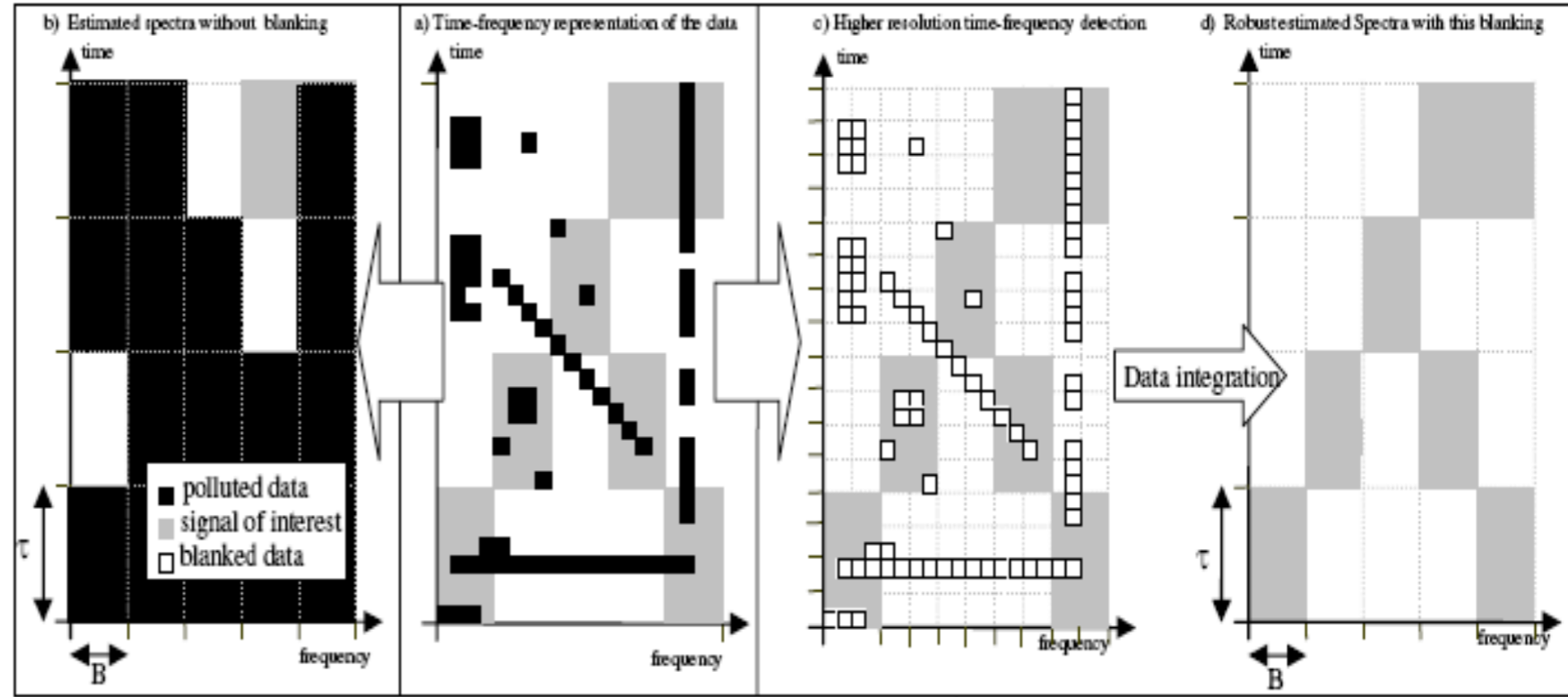
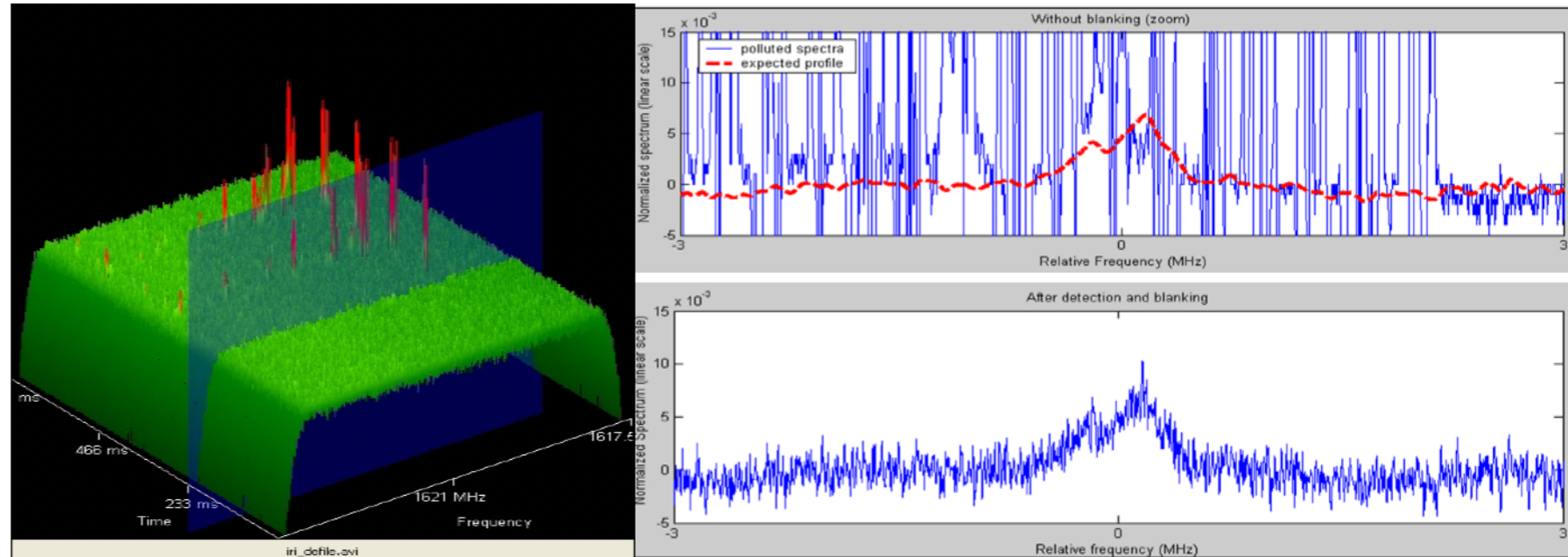


Figure 1 : Impact of a finer time-frequency resolution associated with blanking of RFI. (a) the initial set of data represented in the time-frequency plane. (b) Estimated spectra obtained with classical receiver. (c) RFI detection and blanking with finer time-frequency resolution. (d) Estimated spectra after blanking. The SOI can be recovered which was not the case in (a).

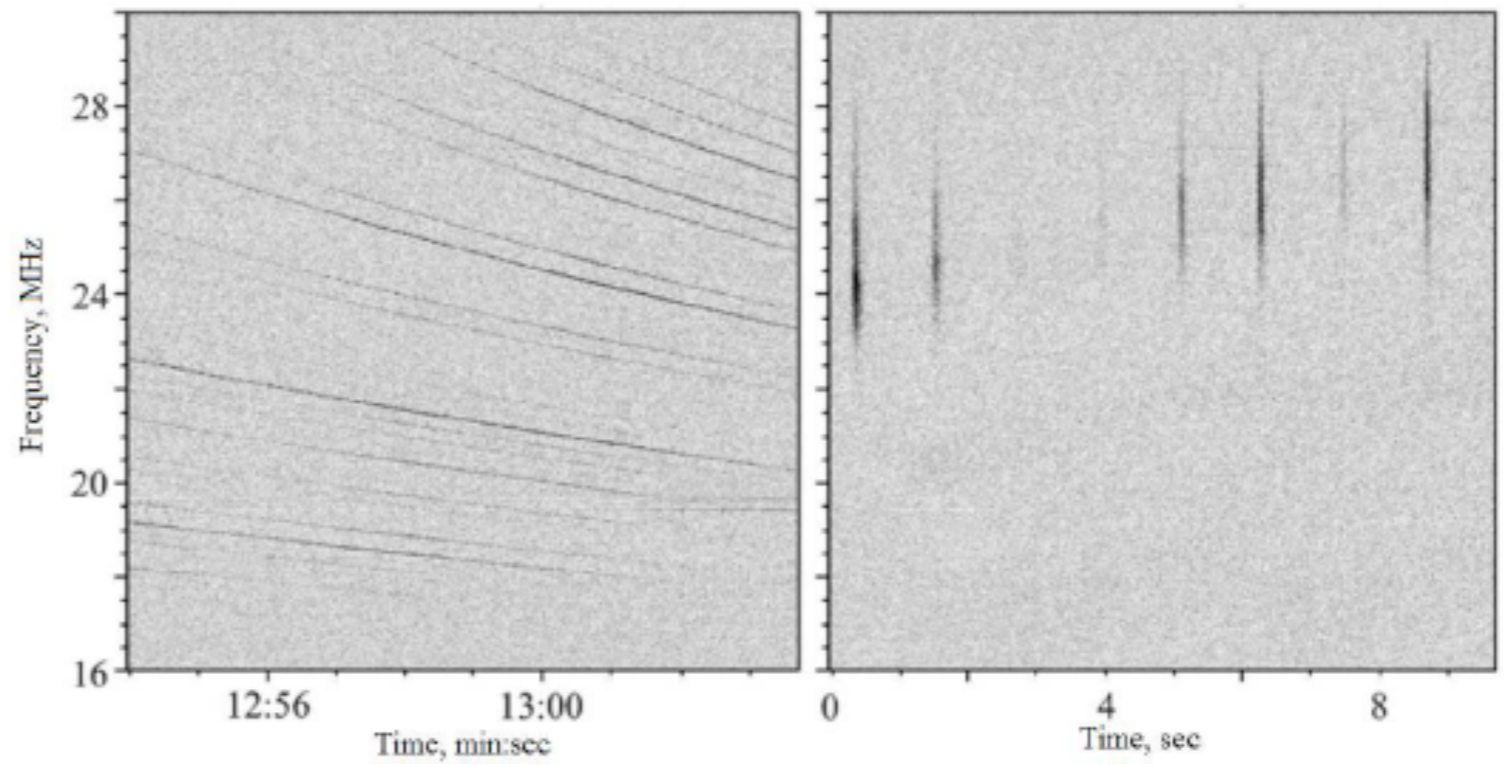
RT : Satellites Iridium





- Dédispersion pulsars

→ détection, chronométrage

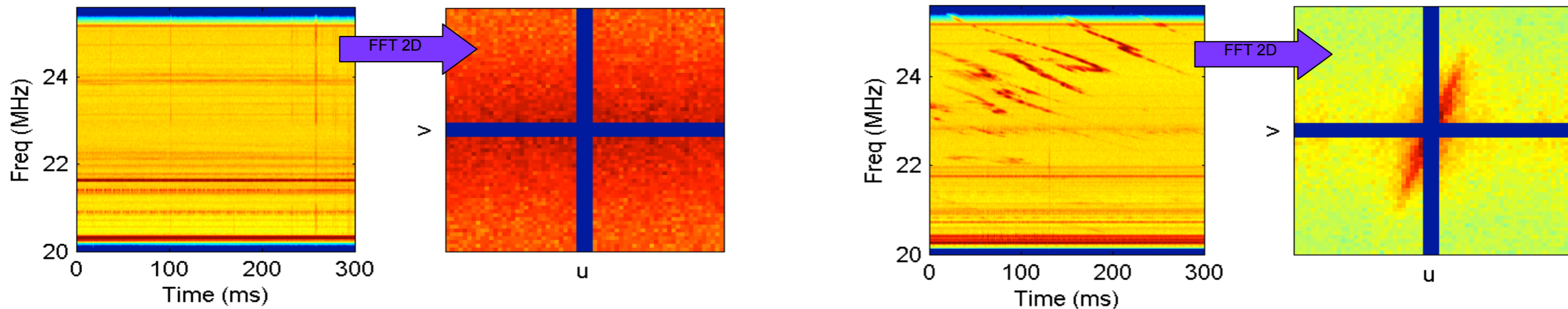


(Thèse I. Vasylieva)

- Détection de signaux rapides

→ enregistrement à haut débit

Exemple d'un critère topologique T-F (Thèse C. Dumez-viou)





- Introduction (historique, intérêt, spécificités)
- Onde & Polarisation
- Plasmas & Propagation (coupure, dispersion, effet Faraday, scintillations)
- Détection Cohérente du Signal (théorie de la mesure, température d'antenne, étalonnage, bruit)
- Récepteurs (hétérodyne, température de système, filtrage, gain, RFI mitigation)
- **Notions sur les Antennes Radioastronomiques : Antennes uniques**
- Interférométrie et Synthèse d'ouverture (réseaux phasés, pointage électronique, imagerie, corrélation, cohérence, VLBI)
- Méthodes d'Observation
- Grands instruments du Futur
- Radioastronomie Spatiale

- Définitions :

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.

**Théorème de réciprocité** appliqué aux antennes (théorème de Carson) : Les propriétés d'une antenne peuvent être indifféremment utilisées, définies et évaluées en émission ou en réception.

3 zones de rayonnement :

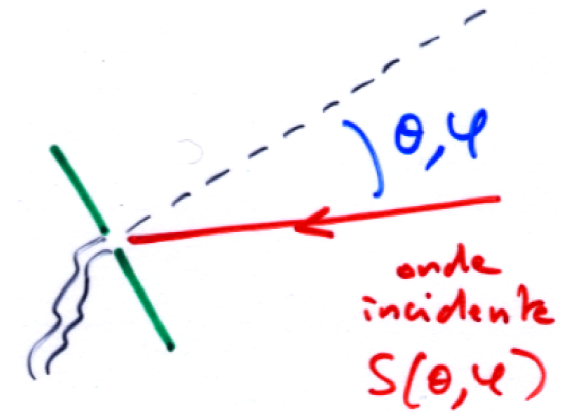
- zone de Rayleigh (champ proche)
- zone de Fresnel (intermédiaire)
- zone de Fraunhofer (champ lointain) : E,B en  $1/r$ , S en  $1/r^2$   
 $\Rightarrow r_{\min} > 2D^2/\lambda$       D dimension de l'antenne

*Ex:*      *RT Nançay* :  $D = 200 \text{ m}$  à  $\lambda = 0,21 \text{ m} \Rightarrow r_{\min} = 380 \text{ km}$   
            *RH Nançay* :  $D = 10 \text{ m}$  à  $\lambda = 1 \text{ m} \Rightarrow r_{\min} = 200 \text{ m}$

- Antenne en réception → Aire effective

Puissance spectrale reçue de  $(\theta, \phi)$  dans  $d\Omega$  :

$$dP_v(\theta, \phi) = P_v(\theta, \phi) d\Omega = dS_v(\theta, \phi) \cdot A_{\text{eff}}(\theta, \phi) \quad [\text{W} \cdot \text{Hz}^{-1}]$$



NB : on a vu que la puissance spectrale reçue par une antenne s'écrit :

$$P_v = B_v \Omega_A A_{\text{source}(vue-par-l'antenne)} = B_v A_{\text{antenne}}/d^2 A_{\text{source}()} = B_v A_{\text{antenne}} \omega_{\text{source}()} = S_v A_{\text{antenne}}$$

$$d'où : S_v = B_v \omega_{\text{source}()} = B_v \min(\omega_{\text{source}}, \Omega)$$

$$qui se généralise en : B_v(\theta, \phi) = dS(\theta, \phi)/d\Omega$$

$$d'où \quad dP_v(\theta, \phi) = P_v(\theta, \phi) d\Omega = B_v(\theta, \phi) \cdot A_{\text{eff}}(\theta, \phi) d\Omega \quad [\text{W} \cdot \text{Hz}^{-1}]$$

$$avec \quad A_{\text{eff}}(\theta, \phi) = \eta A p(\theta, \phi)$$

$A$  = Aire physique  $\Rightarrow \eta A$  = Aire effective géométrique

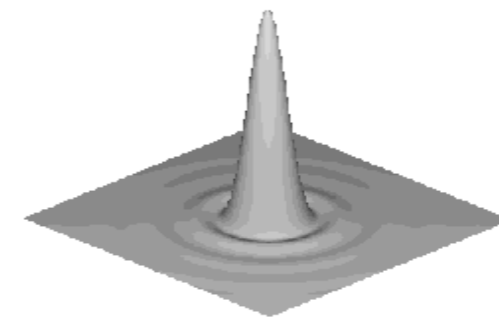
$\eta$  = rendement  $\leq 1$  (illumination de l'antenne, énergie non interceptée, défauts de surface, pertes)

$p(\theta, \phi)$  = sensibilité directionnelle (normalisée :  $p_{\text{max}} = 1$ )

*Ex: figure d'Airy 2D pour un réflecteur circulaire*

*ou  $p(\theta, \phi) = 1$  pour une antenne isotrope*

*(impossible à réaliser en pratique)*





Antenne d'aire effective  $A_{\text{eff}}$  en équilibre dans un champ de rayonnement de corps noir isotrope à température  $T$  :

$$B_v(\theta, \phi) = 1/2 \times 2kT_B/\lambda^2 \quad \& \quad P_{v\text{-tot}} = k T_B$$

$$\Rightarrow P_v(\theta, \phi) d\Omega = B_v(\theta, \phi) \cdot A_{\text{eff}}(\theta, \phi) d\Omega = k T_B / \lambda^2 \cdot A_{\text{eff}}(\theta, \phi) d\Omega$$

$$\int_{4\pi} P_v(\theta, \phi) d\Omega = k T_B / \lambda^2 \int_{4\pi} A_{\text{eff}}(\theta, \phi) d\Omega \quad \text{et} \quad \int_{4\pi} P_v(\theta, \phi) d\Omega = P_{v\text{-tot}} = k T_B$$

d'où  $\forall$  l'antenne, on obtient indépendamment de sa nature :  $\int_{4\pi} A_{\text{eff}}(\theta, \phi) d\Omega = \lambda^2$

*NB : A n'est pas nécessairement l'aire géométrique du collecteur, mais son aire "effective" (ou surface de captation) = "section efficace" du RT / rayonnement radio incident (compte tenu des pertes ...)*

• Antenne en émission → Gain

$P_{v\text{-totale}}$  injectée aux bornes  $\Rightarrow dP_v =$  fraction émise dans  $d\Omega$  dans la direction  $(\theta, \phi)$

$$dP_v(\theta, \phi) = P_v(\theta, \phi) d\Omega = (P_{v\text{-totale}}/4\pi) \times g(\theta, \phi) d\Omega$$

avec  $g(\theta, \phi) =$  diagramme de rayonnement ou gain directionnel ou directivité de l'antenne  
(=1 pour une antenne isotrope)

$$\Rightarrow g(\theta, \phi) = 4\pi/P_{v\text{-totale}} \times P_v(\theta, \phi)$$

$$\text{d'où } \int_{4\pi} g(\theta, \phi) d\Omega = 4\pi/P_{v\text{-totale}} \int_{4\pi} P_v(\theta, \phi) d\Omega = 4\pi/P_{v\text{-totale}} \int_{4\pi} dP(\theta, \phi)$$

$$\Rightarrow \int_{4\pi} g(\theta, \phi) d\Omega = 4\pi \quad \text{par définition de } g$$

Théorème de réciprocité :  $p(\theta, \phi) = g(\theta, \phi) / g_{\max} = A_{\text{eff}}(\theta, \phi) / \eta A$

$$\int_{4\pi} A_{\text{eff}}(\theta, \phi) d\Omega = \lambda^2 \quad \& \quad \int_{4\pi} g(\theta, \phi) d\Omega = 4\pi \quad \Rightarrow \quad g(\theta, \phi) = 4\pi A_{\text{eff}}(\theta, \phi) / \lambda^2$$

→ Antenne directive : toute l'énergie est émise dans  $\Omega$  (lobe principal), avec un gain  $\sim$ constant (ou  $p = p_{\max} = 1$ ) sur  $\Omega$

$$\int_{4\pi} p(\theta, \phi) d\Omega = \Omega$$

$$\int_{4\pi} g(\theta, \phi) d\Omega = 4\pi$$

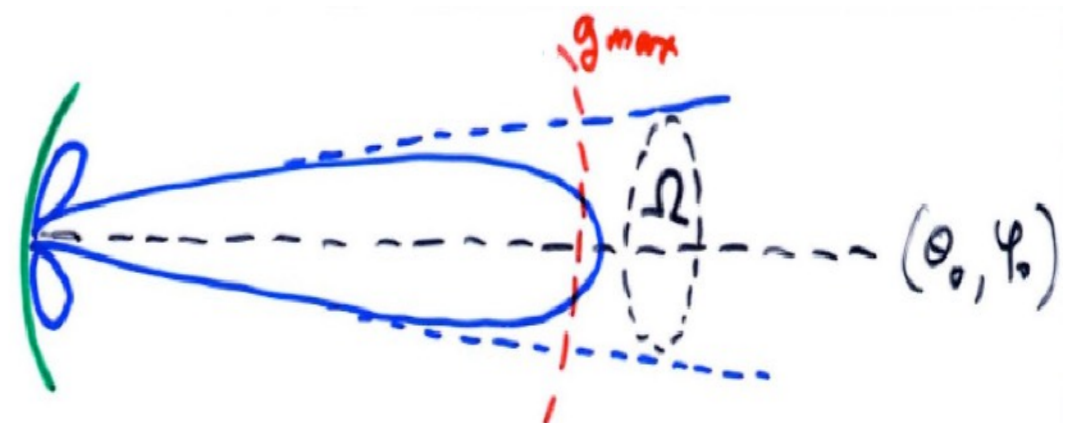
$$\Rightarrow g_{\max}(\theta_0, \phi_0) \approx g \approx C^{\text{te}} = 4\pi/\Omega$$

$g \uparrow$  quand  $\Omega \downarrow$

$$g = 4\pi A_{\text{eff}} / \lambda^2 \quad \Rightarrow \quad A_{\text{eff}} \cdot \Omega = \lambda^2$$



aire effective dans la direction du lobe principal

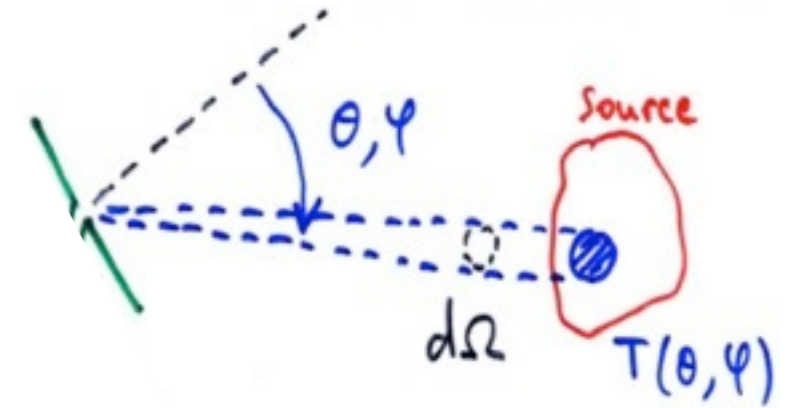


## • Température d'antenne

L'antenne - reçoit du rayonnement de la source à  $T_B$

⇒ dans  $d\Omega$  dans la direction  $(\theta, \phi)$ , la puissance reçue est :

$$P_v(\theta, \phi) d\Omega = k T_B / \lambda^2 \cdot A_{\text{eff}}(\theta, \phi) d\Omega = k T_B / 4\pi \times g(\theta, \phi) d\Omega$$



Pour  $T_B(\text{source})$  quelconque, non nécessairement uniforme :

$$P_v(\theta, \phi) d\Omega = k T_B(\theta, \phi) / 4\pi \times g(\theta, \phi) d\Omega$$

$$\Rightarrow \int_{4\pi} P_v(\theta, \phi) d\Omega = P_{\text{tot}} = k T_A = k / 4\pi \int_{4\pi} T_B(\theta, \phi) \times g(\theta, \phi) d\Omega$$

$$\Rightarrow T_A = 1 / 4\pi \int_{4\pi} T_B(\theta, \phi) \times g(\theta, \phi) d\Omega$$

Pour une source de dimension finie la température d'antenne de la source s'écrit :

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

↓

↓

caractérise la source

caractérise l'antenne



→ Conséquences :

1)  $\omega_{\text{source}} > \Omega$  (lobe d'antenne) et  $T(\theta, \phi) \approx C^{\text{te}}$  sur  $\Omega$

si on ne reçoit d'énergie que de la source (et pas des lobes secondaires)

⇒  $T$  et  $g \neq 0$  seulement dans  $\Omega$ )

$$\Rightarrow T_A = 1/4\pi \times \int_{\text{source}} T(\theta, \phi) \times g(\theta, \phi) d\Omega$$

$$= T(\theta, \phi)/4\pi \times \int_{\text{lobe}} g(\theta, \phi) d\Omega$$

$$= T(\theta, \phi)/4\pi \times (\int_{4\pi} g(\theta, \phi) d\Omega)$$

$$\Rightarrow T_A = T(\theta, \phi)$$

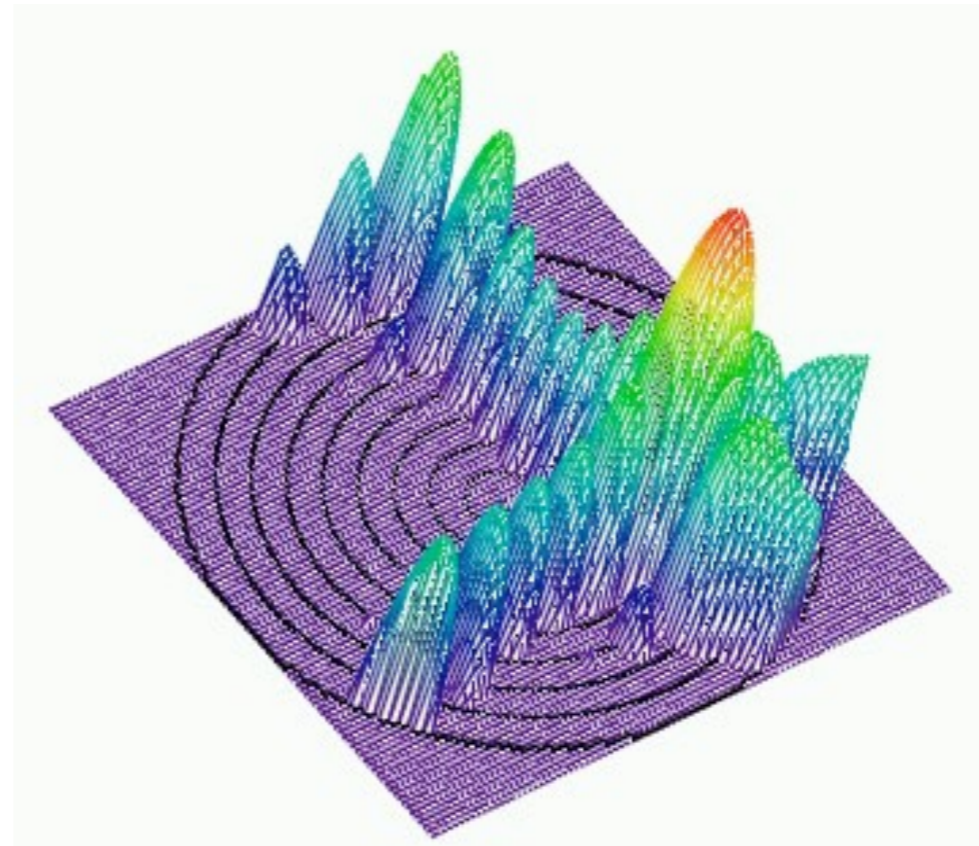
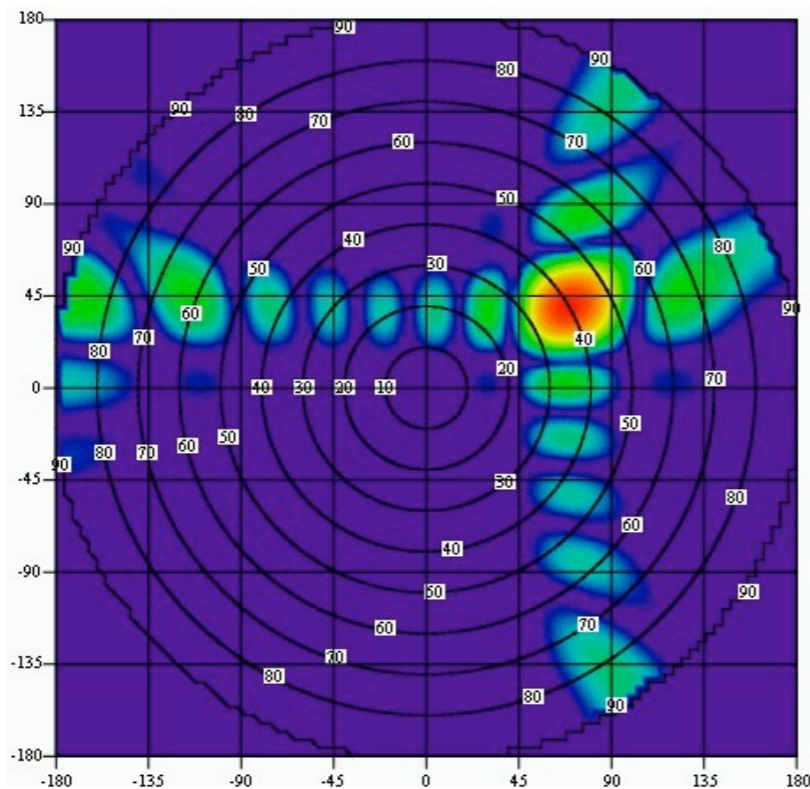
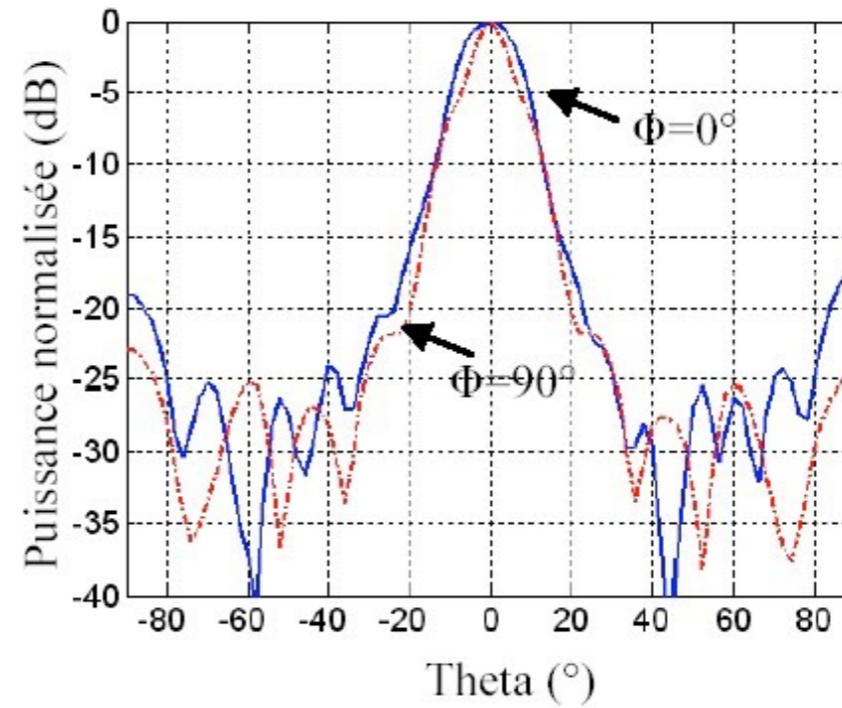
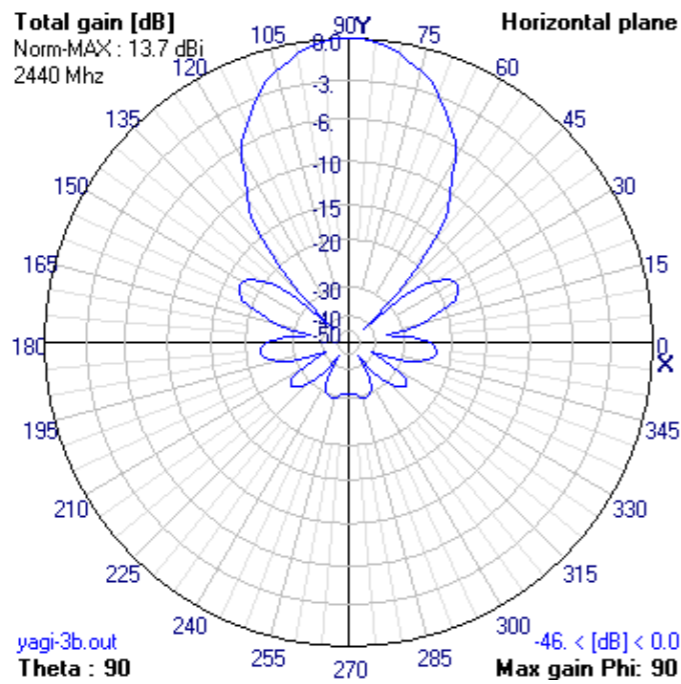
2)  $\omega_{\text{source}} \ll \Omega$  (lobe principal,  $\gg$  lobes secondaires)

si on ne reçoit d'énergie que de la source ⇒  $g(\theta, \phi) \approx C^{\text{te}} \approx g = 4\pi/\Omega$

$$\Rightarrow T_A = g/4\pi \times \int_{\text{source}} T(\theta, \phi) d\Omega = \langle T \rangle_{\text{source}} \omega_{\text{source}} / \Omega$$

- Diagramme de rayonnement

Représentation de  $g(\theta, \phi)$  ou de  $g(\theta, \phi)/g_{\max}$  en fonction de  $\theta$  et/ou de  $\phi$  en coordonnées polaires, rectangulaires, 2D, ou 3D



$g(\theta, \phi)$  exprimé en dBi (dB / isotrope) =  $10 \log_{10}(g(\theta, \phi))$

ou en dBc (dB / gain maximum) =  $10 \log_{10}(g(\theta, \phi)/g_{\max})$

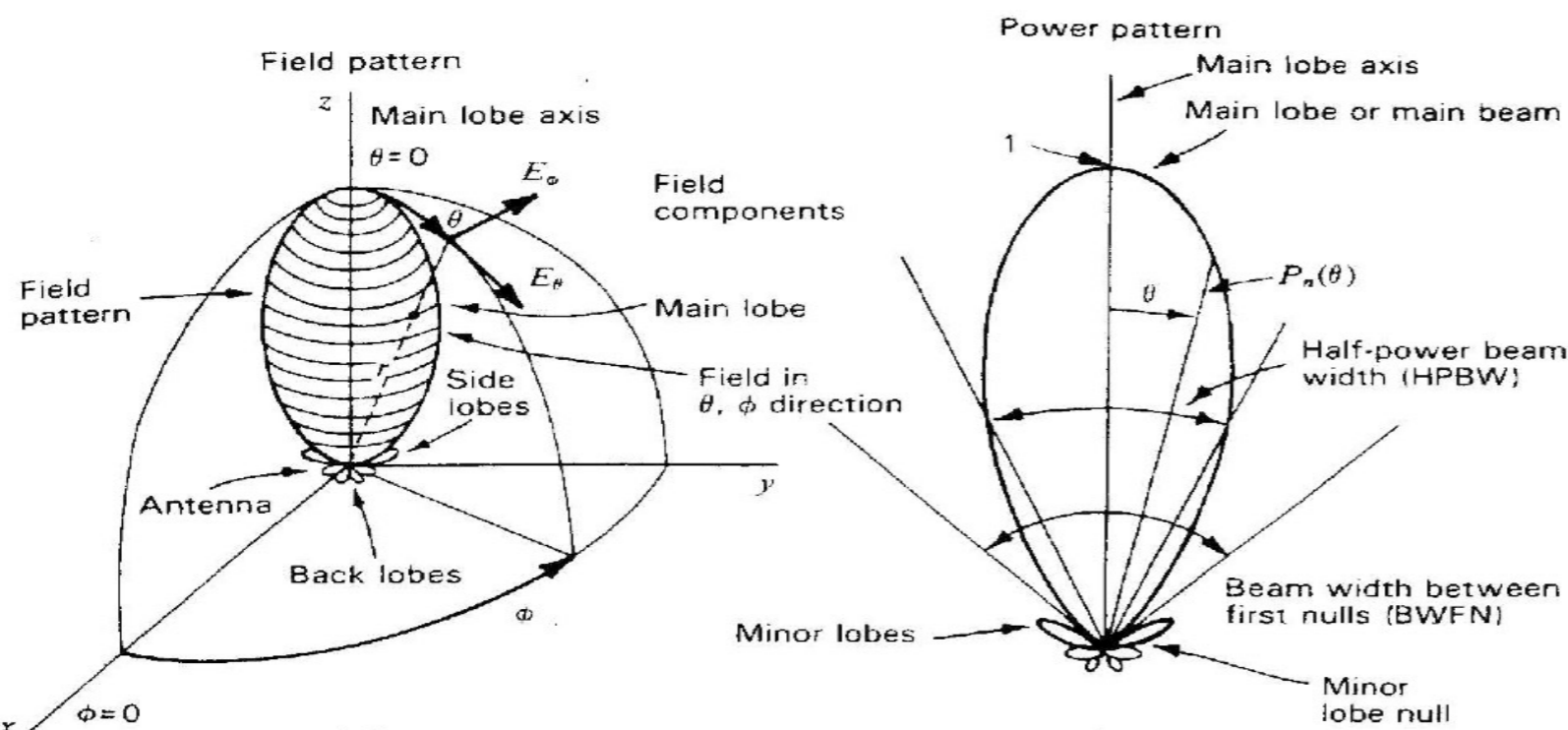
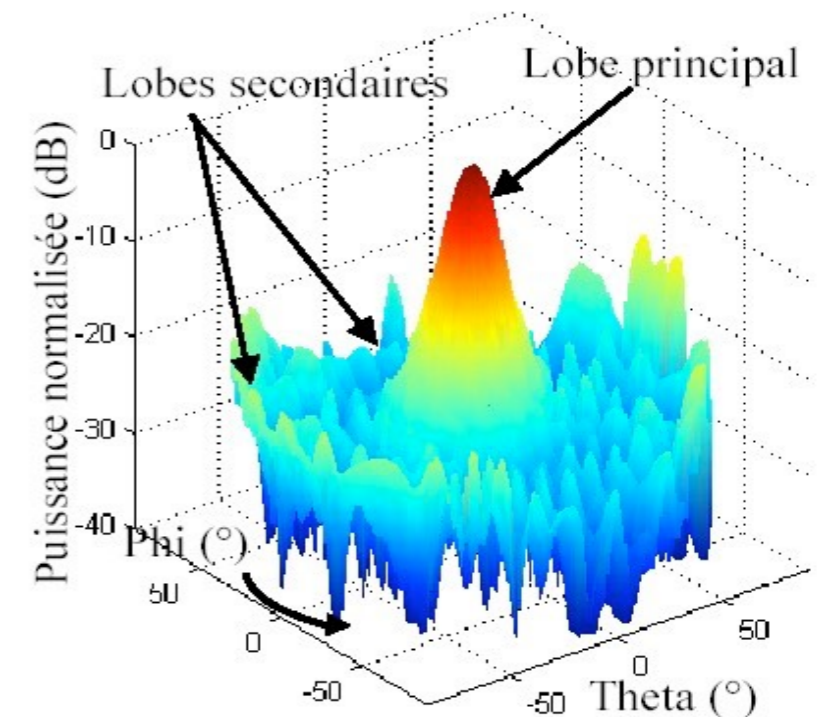
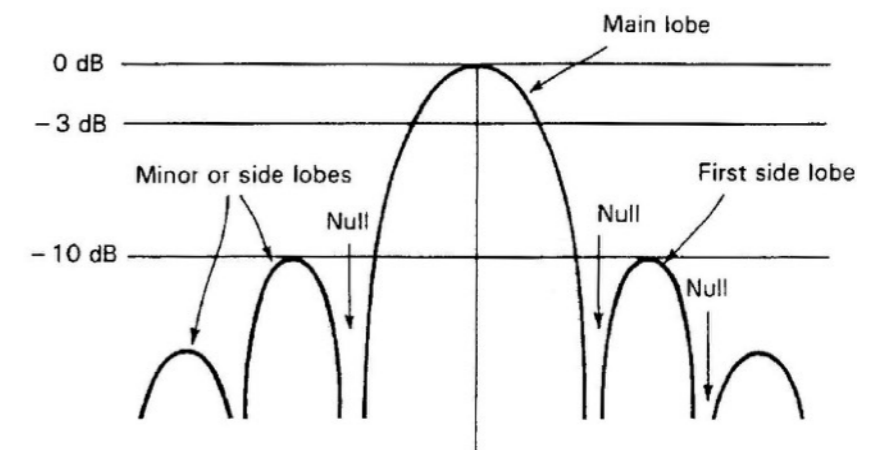
Ex: - pour le RT Nançay, avec  $A_e = 4800 \text{ m}^2$  à 21 cm,  $g_{\max} = 61,4 \text{ dBi}$

- pour une ouverture rectangulaire illuminée uniformément ( $g(\theta) \propto \text{sinc}(\pi D\theta/\lambda)^2$ ), le 1<sup>er</sup> lobe secondaire est à -13,26 dBc

- pour une ouverture circulaire illuminée uniformément ( $g(\theta) = [2J_1(\pi D\theta/\lambda)/(\pi D\theta/\lambda)]^2$ ), le 1<sup>er</sup> lobe secondaire est à -17,6 dBc

Éléments caractéristiques du diagramme  $g(\theta, \phi)$  :

- lobe principal
- lobes secondaires
- lobe arrière
- largeur à mi-puissance (= lobe à -3 dB)





- Design pratique

Pas de lentille radio → Réflecteur obligatoire, ou directement antenne réceptrice  
 $\lambda \uparrow \Rightarrow D \uparrow$ , très grandes surfaces collectrices nécessaires, mais avec une précision de surface limitée ( $\sim \lambda/10 - \lambda/20$ )

Géométrie souvent  $\neq$  parabole pour des raisons techniques (mécaniques ...)

Ex :

$D_{max} = 100 \text{ m}$  pour la plus grande parabole orientable (Effelsberg / Bonn)

$\Rightarrow A \approx 7850 \text{ m}^2$

RT dm-cm de Nançay =

Instrument méridien : pointage en

$\delta$  par réflecteur plan  $200 \times 35 \text{ m}^2$

+ Miroir sphérique de rayon  $R$

$\Rightarrow$  foyer sur la sphère  $R/2$

$\Rightarrow$  poursuite par chariot focal

pendant 1h autour du méridien

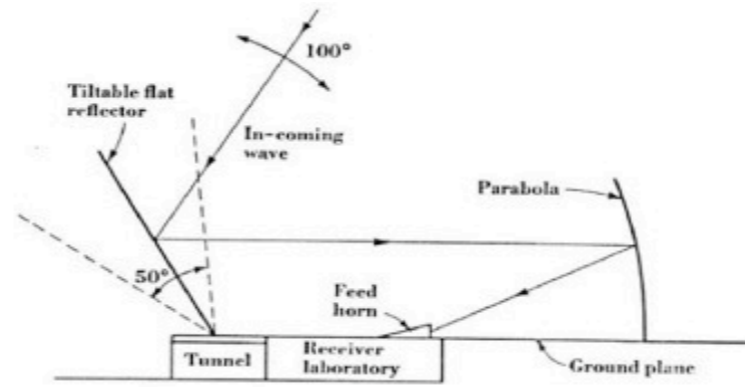
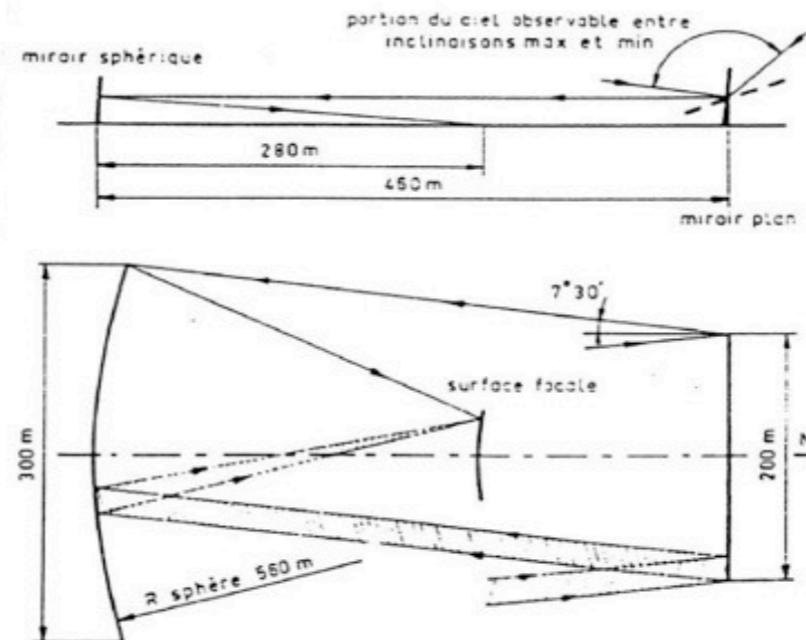
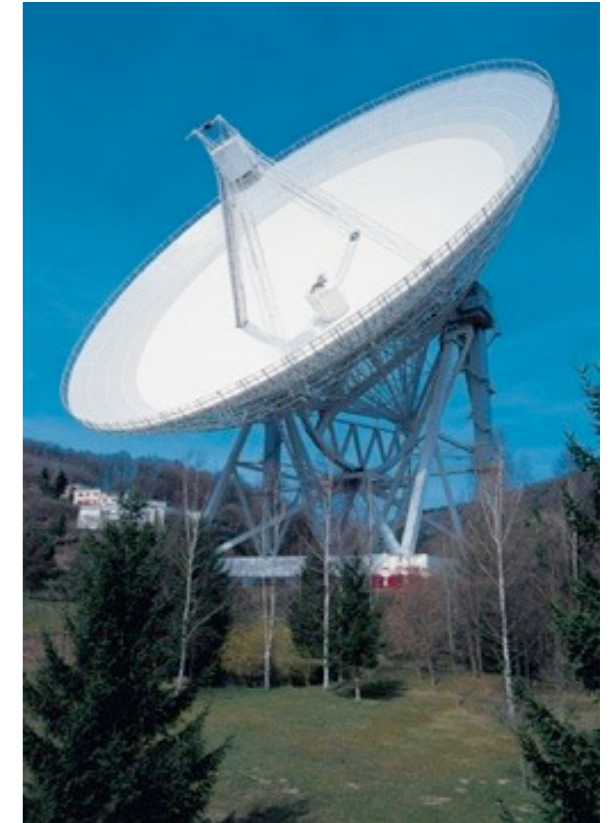
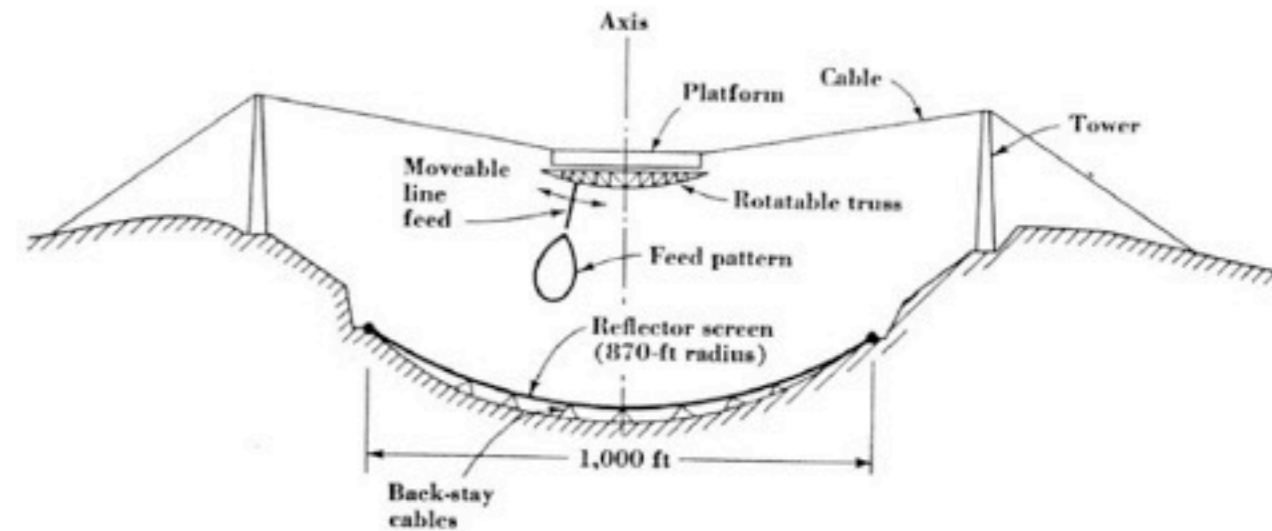


Fig. 6-43. Elevation cross section through standing-parabola tiltable-flat-reflector radio telescope of the Ohio State University.

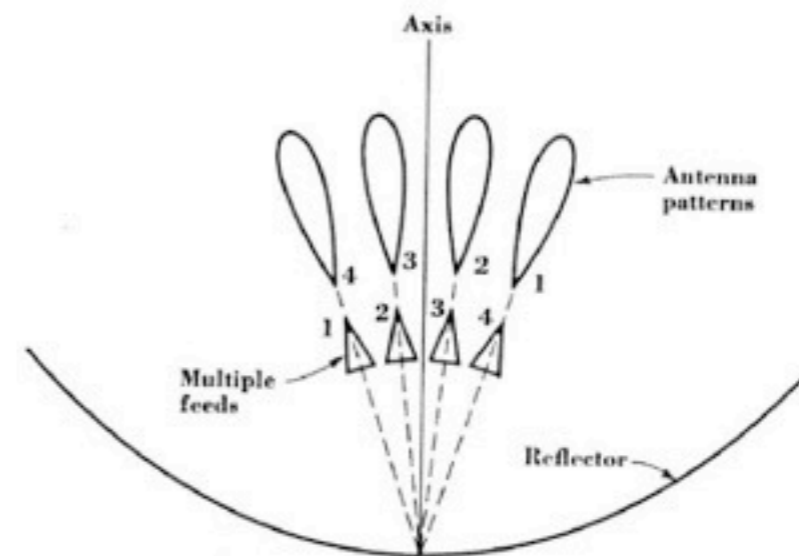




*Plus grand instrument dm-cm = Antenne fixe = Arecibo :  $\varnothing \sim 300\text{ m}$  :  
Réflecteur façonné dans une cuvette naturelle (déplacement du foyer difficile)*



*Fig. 6-54.* Elevation cross section of fixed 1,000-ft-diameter spherical reflector of radio telescope at Arecibo, Puerto Rico.

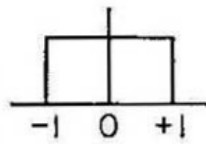
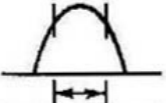
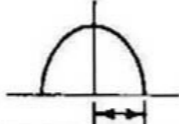
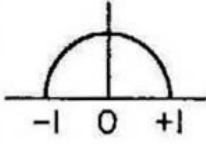
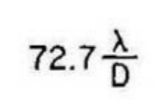
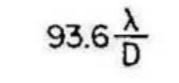
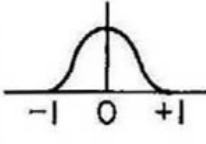
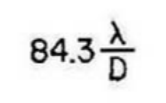
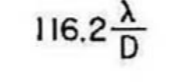


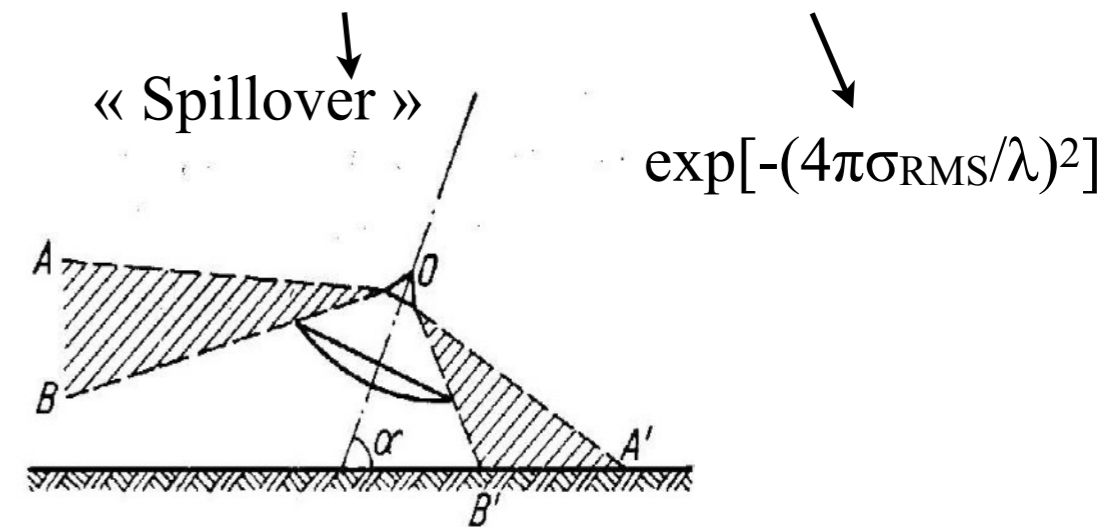
*Fig. 6-55.* Antenna with multiple feeds for producing multiple beams.

Pour une ouverture éclairée uniformément en phase et en amplitude :  $A_e = A$  (aire physique)

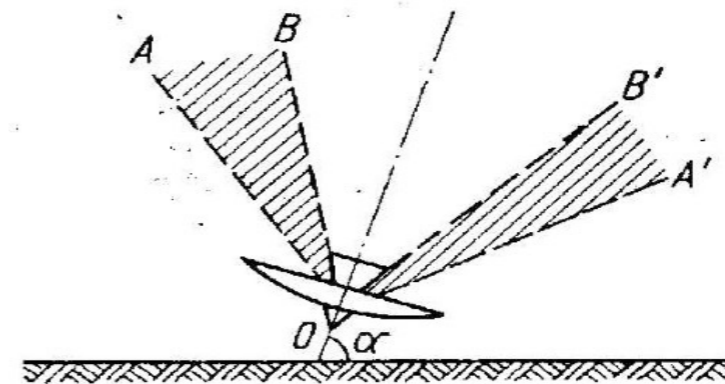
Cas général :  $A_e = \eta A$  avec le rendement  $\eta = \eta_{\text{illumination}} \times \eta_{\text{énergie non interceptée}} \times \eta_{\text{défauts de surface}}$

Pour une ouverture circulaire

TYPE OF DISTRIBUTION $0 \leq r \leq 1$	DIRECTIVITY PATTERN $E(u)$ $u = \pi D \theta / \lambda$	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



Foyer primaire :  $T_{A-sol}$  élevée



Foyer Cassegrain :  $T_{A-ciel} +$  faible

→  $\eta = \sim 0,7$  pour une bonne antenne parabolique



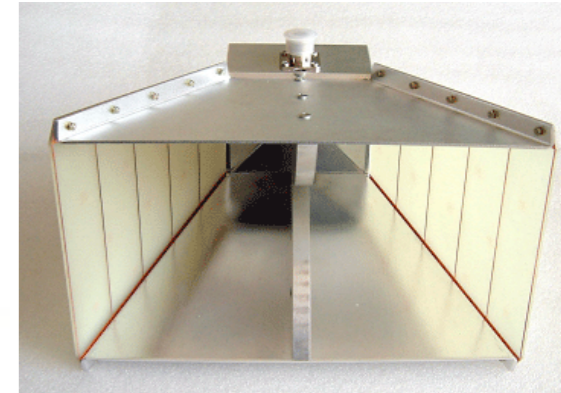
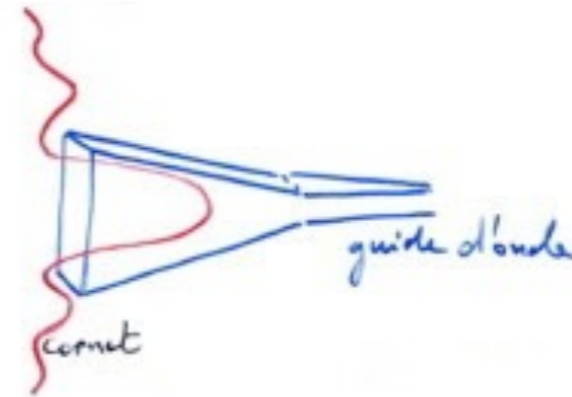
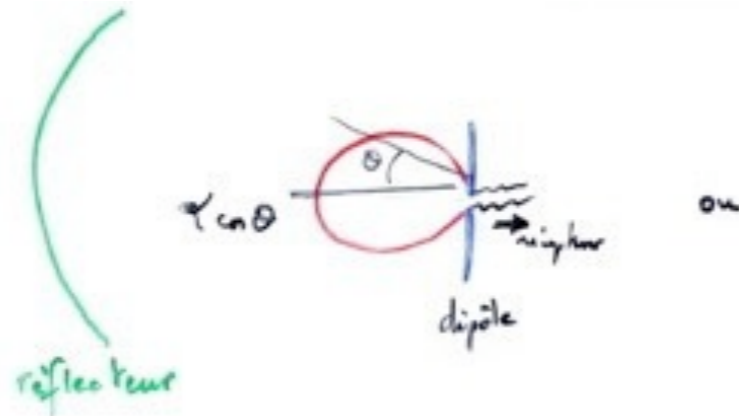
- Systemes focaux

pas de surface sensible (antenne focale = cornet ou dipôle = 1 pixel)

⇒ imagerie instantanée difficile avec une antenne unique

récemment, Focal Plane Arrays = réseaux d'antennes focales (*cf. + bas*)

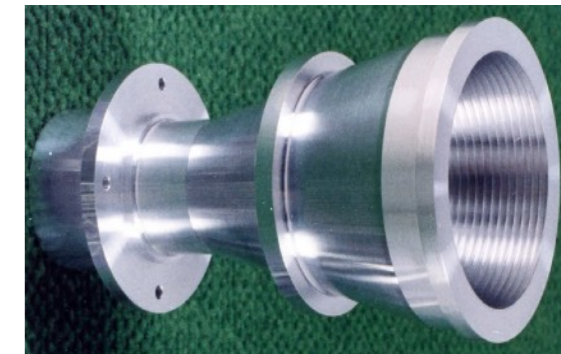
Dipôle ou cornet ⇒ reçoit l'énergie de la figure de diffraction du collecteur → détecteur



Antennes focales généralement polarisées (linéairement ou circulairement)

Orientation de l'antenne focale linéaire / E ⇒ polarisation de l'antenne

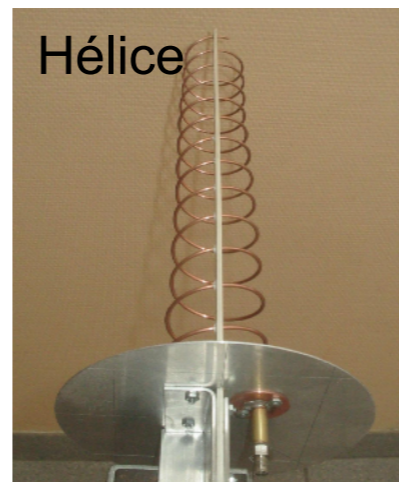
(On utilise souvent les polars Horizontales & Verticales)



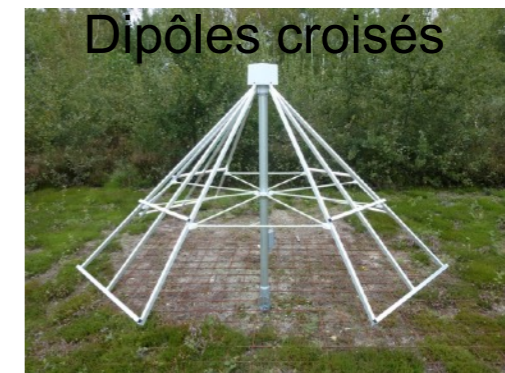
⇒ chaque polarisation reçoit/transmet S/2 pour un signal incident non polarisé S



Antenne Yagi-Uda



Hélice

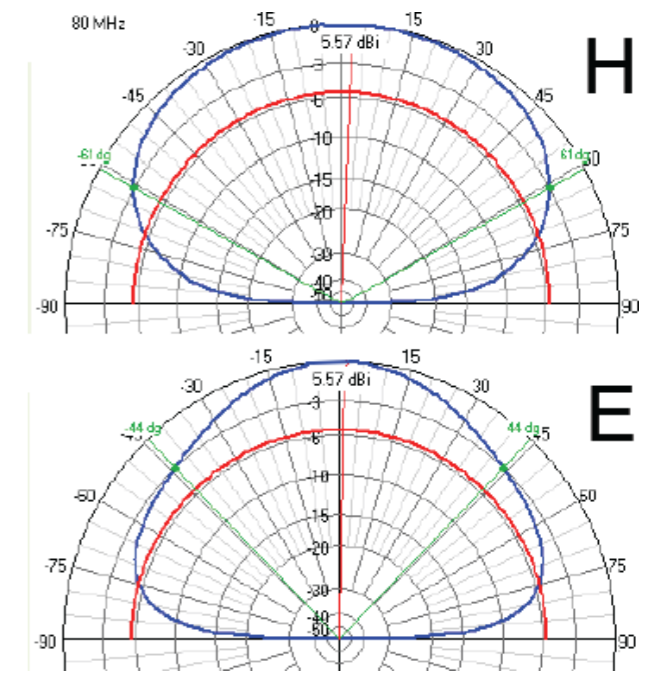


Dipôles croisés

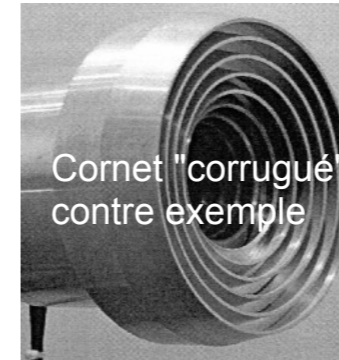


Plans principaux  $\perp$ , = E et B (ou H) pour une antenne polarisée linéairement : diagramme de rayonnement en général différent dans ces 2 plans

$\Rightarrow$  réponse généralement  $\neq$  dans les 2 polarisations



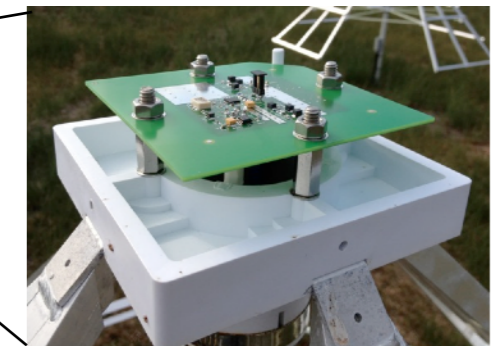
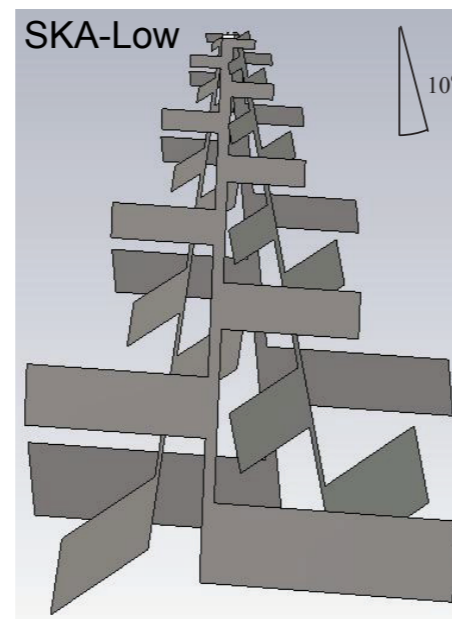
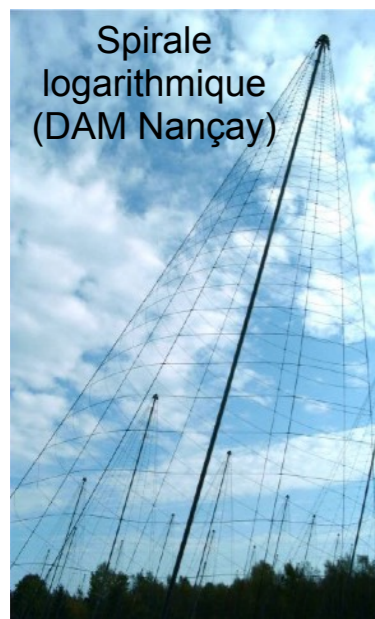
Taux de polarisation croisée : réponse d'une antenne à la polarisation  $\perp$  à sa polar. nominale de réception



Bande de fonctionnement : limitée par les variations de  $g(\theta, \phi)$  avec la fréquence  $\Rightarrow$  souvent  $\leq 1$  octave

Antennes large bande :

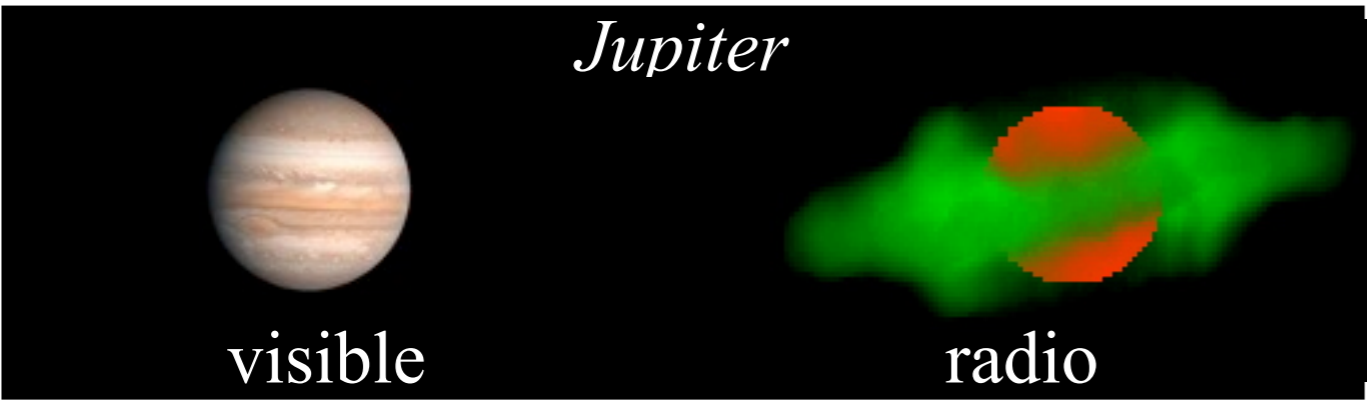
- dipôle court  $L < \lambda/10$  (actif si préampli intégré)
- antennes « log-périodiques »



- Introduction (historique, intérêt, spécificités)
- Onde & Polarisation
- Plasmas & Propagation (coupure, dispersion, effet Faraday, scintillations)
- Détection Cohérente du Signal (théorie de la mesure, température d'antenne, étalonnage, bruit)
- Récepteurs (hétérodyne, température de système, filtrage, gain, RFI mitigation)
- Notions sur les Antennes Radioastronomiques : Antennes uniques
- **Interférométrie et Synthèse d'ouverture (réseaux phasés, pointage électronique, imagerie, corrélation, cohérence, VLBI)**
- Méthodes d'Observation
- Grands instruments du Futur
- Radioastronomie Spatiale

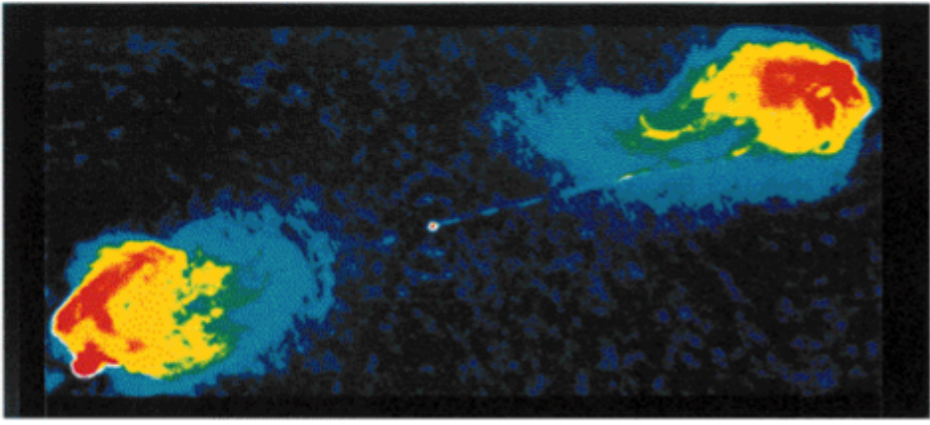


# Résolution requise sur Jupiter, Soleil, RadioGalaxies, Quasars... ~ en optique



40''

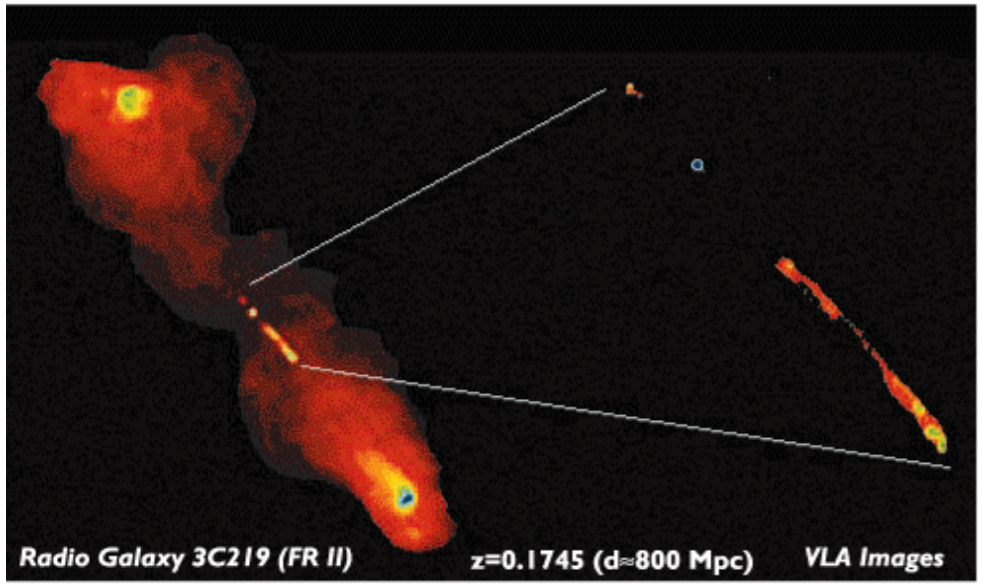
Radio Image of Cygnus-A (FR-II)



z=0.056 (d≈300 Mpc)                      5 GHz Image ; ∅ 200 kpc

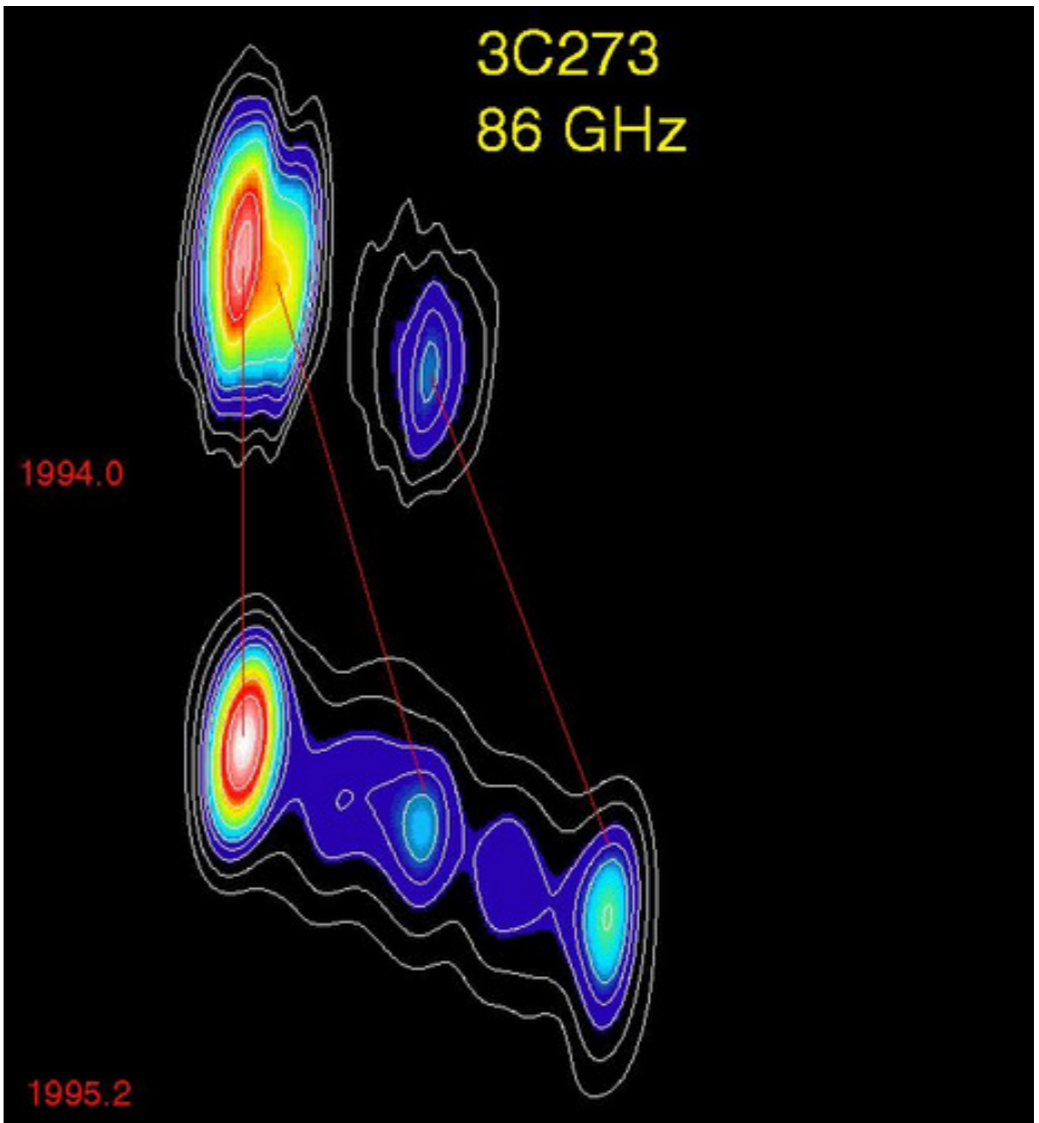
2'

Radio Image of 3C219 (FR-II)



Radio Galaxy 3C219 (FR II)                      z=0.1745 (d≈800 Mpc)                      VLA Images

1.4+1.6 GHz combined image at 1.4 arcsec resolution                      8 GHz image of jets at 0.1 arcsec resolution



0.001''

+ Existence possible de sources spatialement cohérentes (e.g. Jupiter, Masers...), liée aux mécanismes non thermiques cohérents

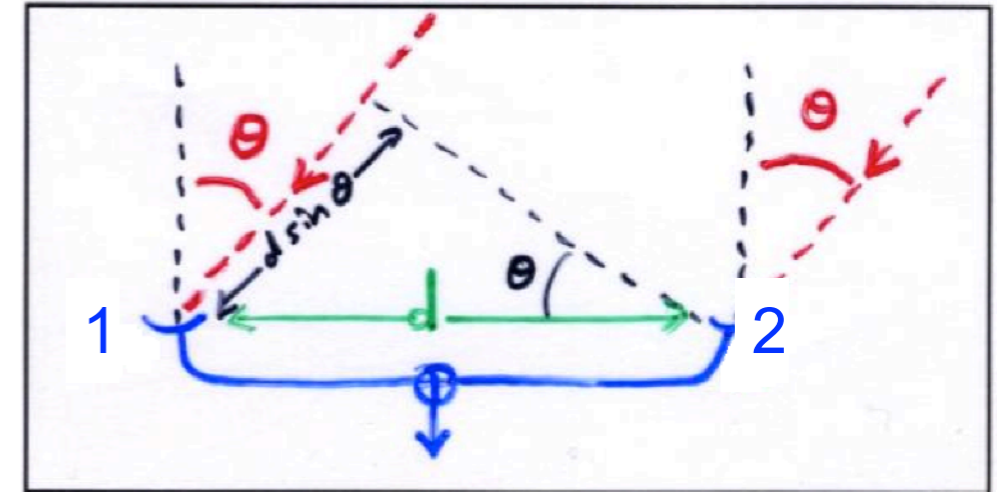
- Résolution maximale des antennes uniques  $\sim \lambda / D_{\max} \approx 1'$
- Pour augmenter la résolution angulaire  $\Rightarrow$  Interférométrie

- Source ponctuelle (dans la direction  $\theta$ )

Réseau (ou interféromètre) à 2 antennes en somme ( $\Sigma$ )

Déphasage relatif :

$$\begin{aligned}\psi &= \mathbf{k} \cdot \mathbf{x} \\ &= 2\pi d \sin\theta / \lambda \\ &\approx 2\pi d\theta / \lambda \quad \text{pour } \theta \text{ petit}\end{aligned}$$

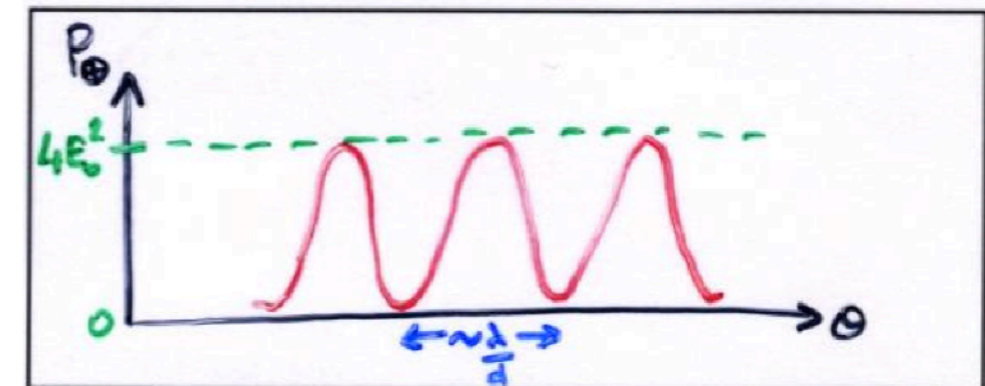


Antennes identiques & omnidirectionnelles :

$$E_1 = E_0 \exp(i2\pi\nu t) \quad E_2 = E_0 \exp[i(2\pi\nu t - \psi)]$$

$$\begin{aligned}E_{\oplus} &= E_0 \exp(i2\pi\nu t) [1 + \exp(-i\psi)] \\ &= E_0 \exp(i2\pi\nu t - i\psi/2) [\exp(i\psi/2) + \exp(-i\psi/2)] \\ &= 2E_0 \exp(i2\pi\nu t - i\psi/2) \cos(\psi/2)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Rightarrow P_{\oplus} &= E_{\oplus} \cdot E_{\oplus}^* \\ &= 2 E_0^2 (1 + \cos\psi) = 4 E_0^2 \cos^2(\psi/2) = 4 E_0^2 \cos^2(\pi d\theta/\lambda)\end{aligned}$$

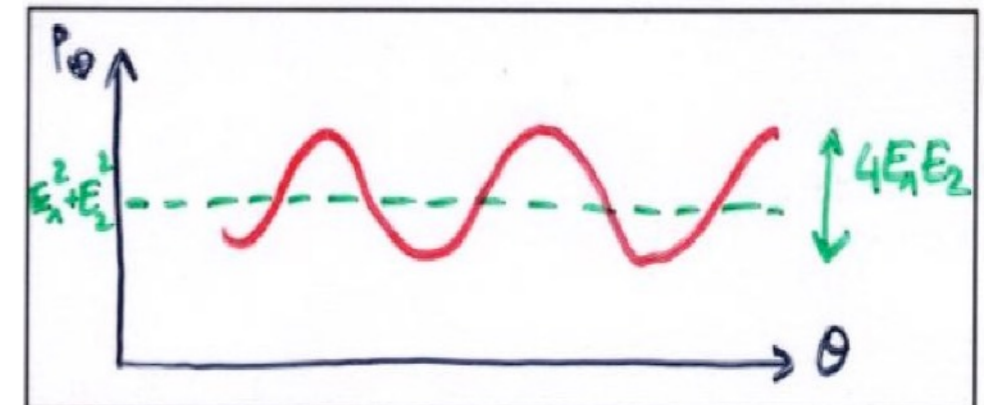


**Contraste**  $|V(d, \theta)| = (P_{\oplus \max} - P_{\oplus \min}) / (P_{\oplus \max} + P_{\oplus \min}) = 1$

Antennes de gains  $\neq$  :  $E_1^2 = g_1 E_0^2$  &  $E_2^2 = g_2 E_0^2$

$$\Rightarrow P_{\oplus} = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2\cos\psi$$

$$\Rightarrow |V| = 2(g_1g_2)^{1/2}/(g_1+g_2)$$



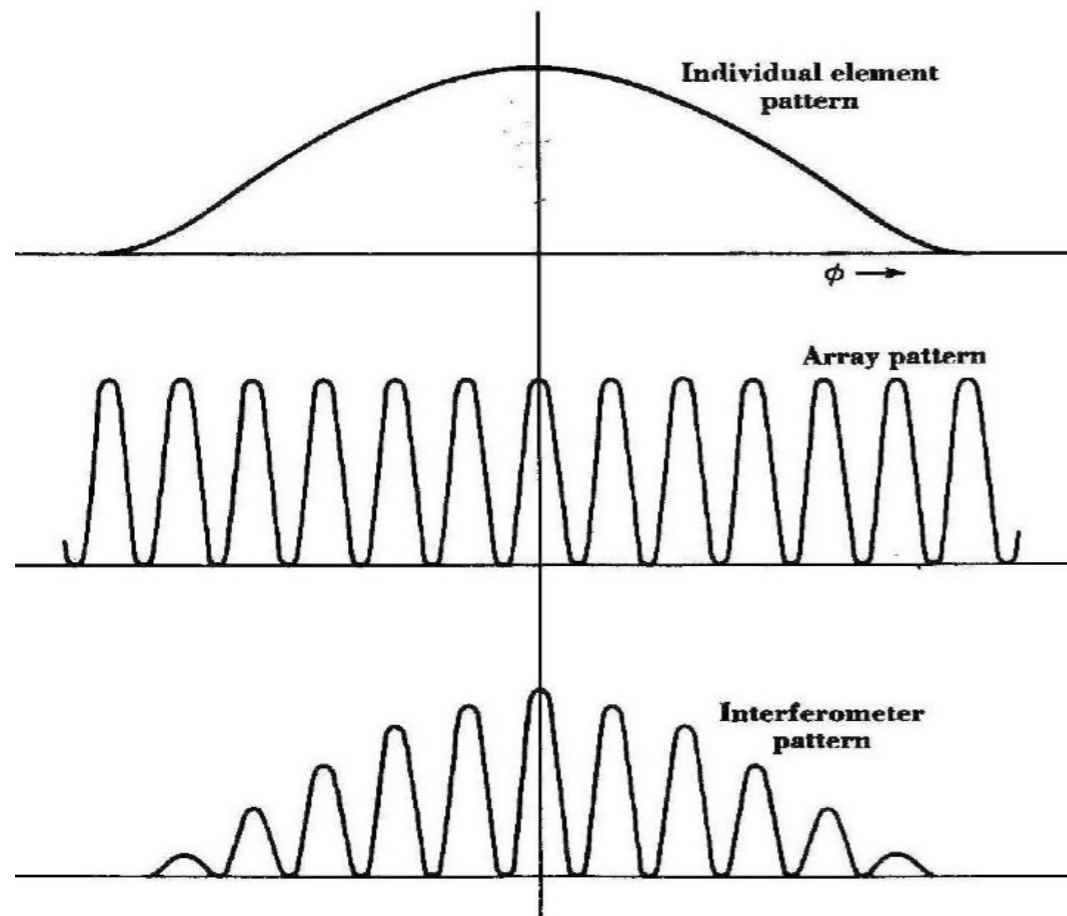


Pour des antennes non-omnidirectionnelles :

⇒ Théorème de multiplication des diagrammes :

Si  $g(\theta, \phi)$  représente le diagramme de rayonnement d'une antenne A, et  $R(\theta, \phi)$  le diagramme de rayonnement d'un réseau R d'antennes isotropes, le diagramme de rayonnement d'un réseau R constitué de ces antennes A est (en champ lointain) :

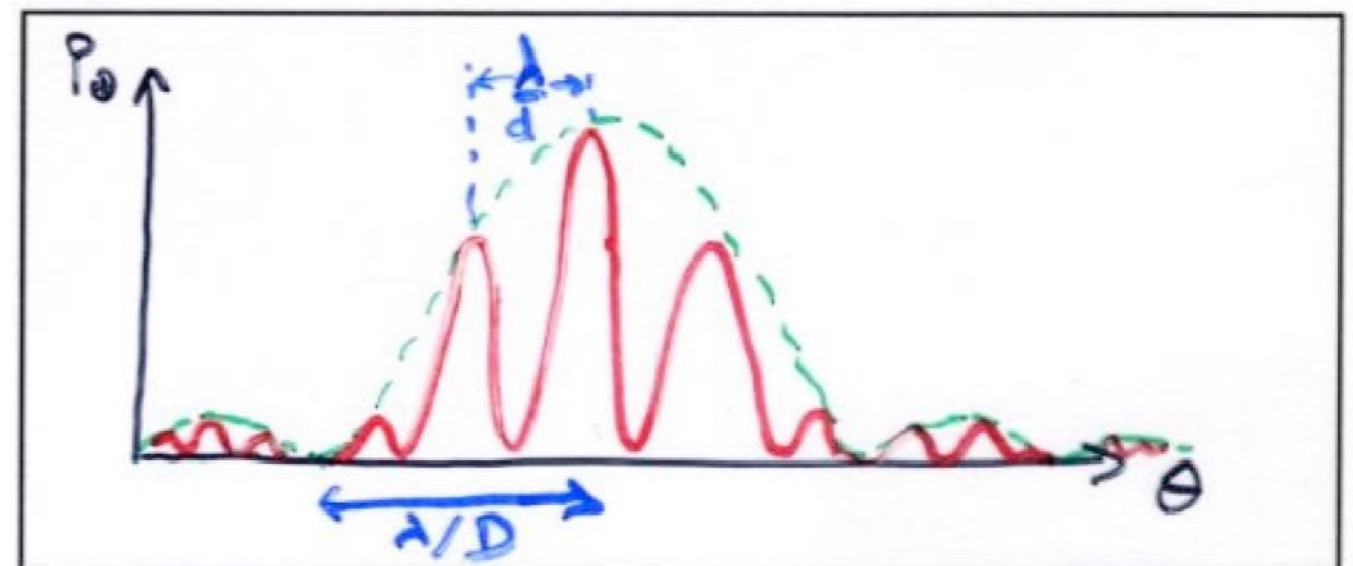
$$F(\theta, \phi) = g(\theta, \phi) \times R(\theta, \phi)$$



$E_o \rightarrow E_o(\theta) =$  figure de diffraction de l'antenne  
= enveloppe de la figure d'interférence

*e.g. pour 2 ouvertures rectangulaires 1D :*

$$P_{\oplus} \rightarrow P_{\oplus} \times \text{sinc}^2(\pi D \theta / \lambda)$$



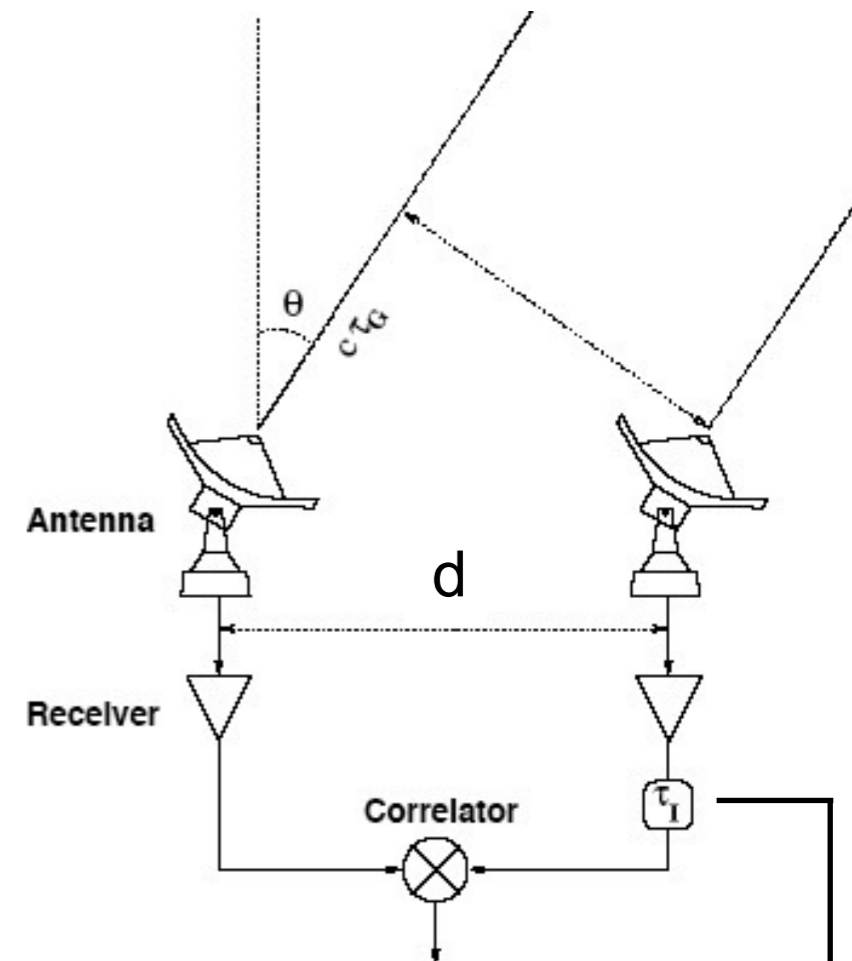
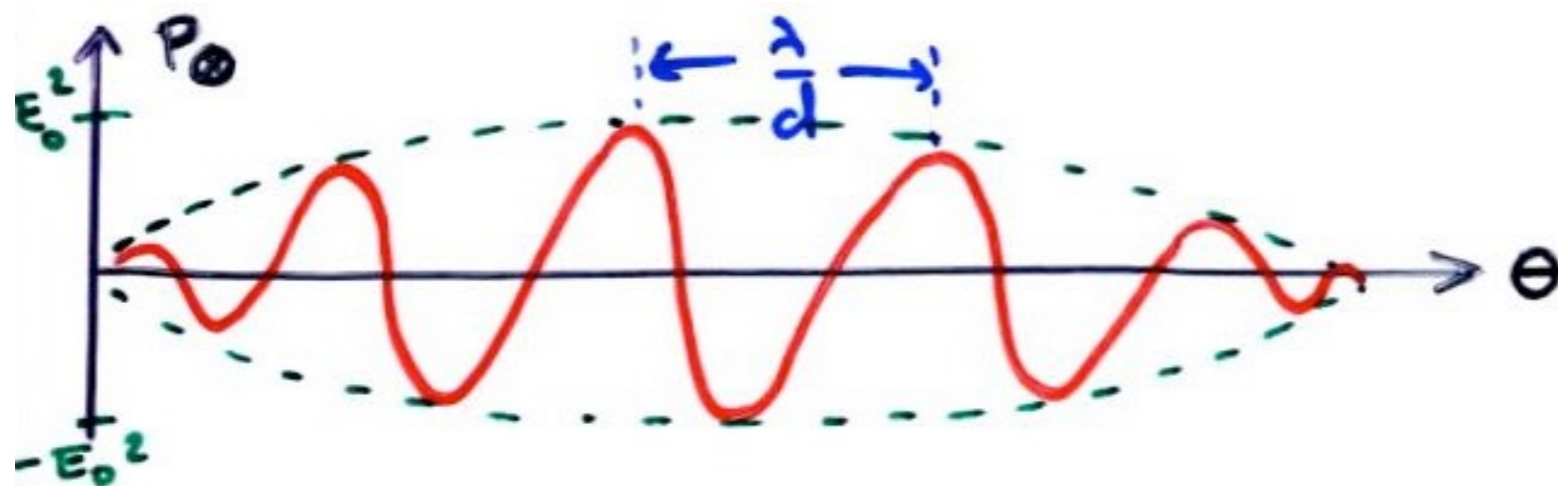


## Interféromètre à 2 antennes en produit ( $\Pi$ ) ou corrélation

Antennes identiques :  $P_{\otimes} = E_1.E_2^* = E_0^2 \exp(i\psi)$

$\text{Re}(P_{\otimes}) = E_0^2 \cos\psi$

Antennes de gains  $\neq$  :  $P_{\otimes} = E_1.E_2.\exp(i\psi)$



A simple, two-antenna interferometer

On définit la visibilité complexe :  $V = \exp(i\psi)$

de module = le contraste des franges de la figure d'interférence (=1 pour une source ponctuelle),  
et de phase = la position de la frange centrale par rapport à une différence de marche nulle

$\text{Re}(P_{\otimes})$  peut être obtenu directement en numérique, ou en analogique par modulation de phase :

$$\text{Re}(P_{\otimes}) = 1/4 (P_{\oplus} - P_{\ominus}) = 1/4 [ (E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2\cos\psi) - (E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2\cos(\psi + \pi)) ]$$

$$= E_1.E_2.\cos\psi$$

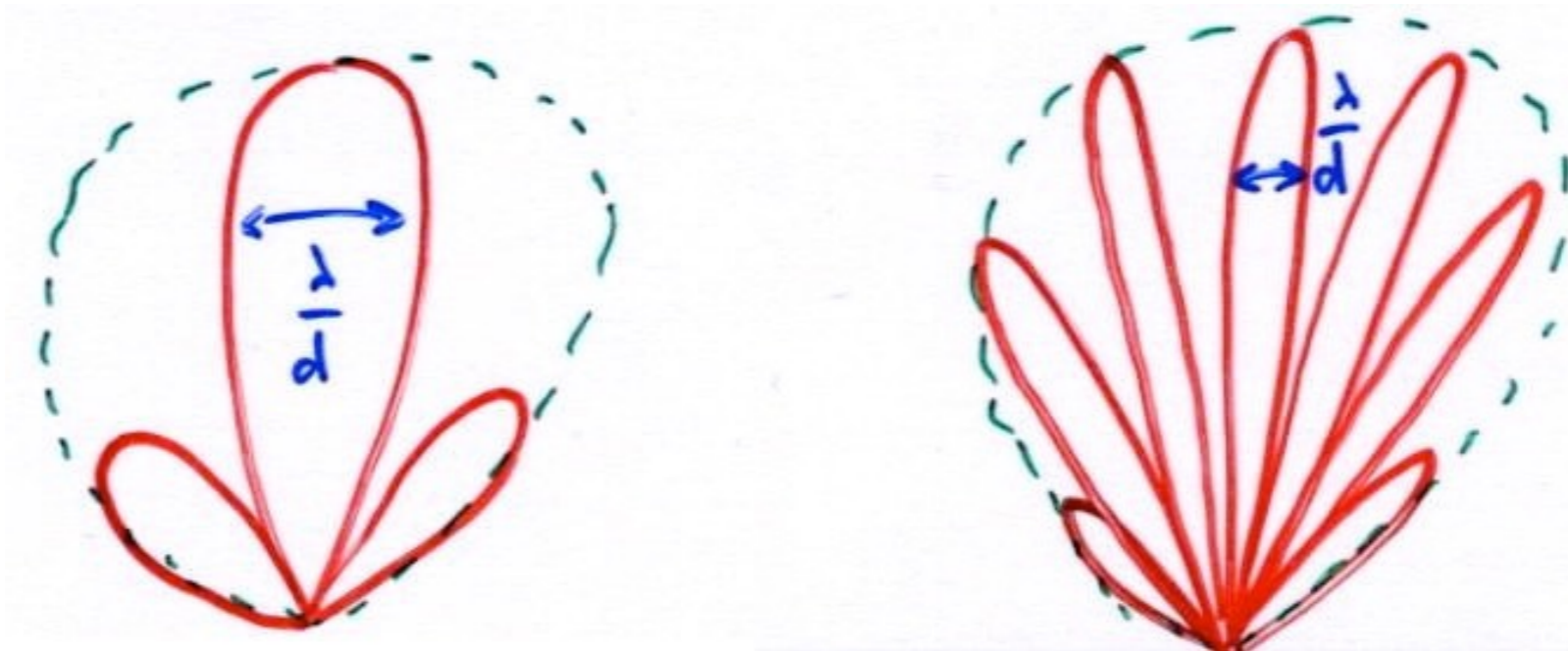
↓  
somme en phase

↓  
somme en opposition de phase

NB:

- réponse d'un interféromètre en produit  $\neq$  puissance
- dans tous les cas, on a  $|V| = 1$
- en fait, on calcule les réponses (en  $\Sigma$  ou  $\Pi$ ) comme  $\langle E_1(t).E_2^*(t) \rangle |_{\Delta t \gg 1/\nu}$   
ou plutôt  $\langle U_1(t).U_2^*(t) \rangle |_{\Delta t \gg 1/\nu}$

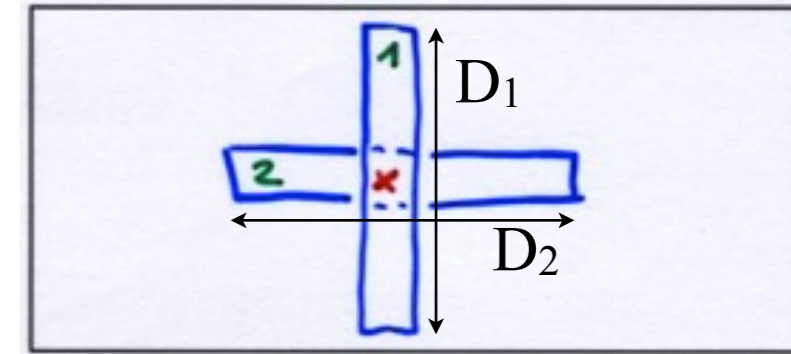
$\forall$  Interféromètre à 2 antennes : frange centrale  $\sim \lambda/d$ , mais contribution relative des lobes secondaires  $\uparrow$  quand  $\lambda/d \downarrow \Rightarrow$  compromis résolution/sensibilité/... ?



## Interféromètres composites (X, T ...) : antennes quelconques, non identiques

Si les 2 antennes sont symétriques par rapport à leur centre de phase commun (X) :

$$\psi = 0 \Rightarrow P_{\otimes} = E_1 \cdot E_2^* \propto \text{sinc}(\pi D_1 \theta / \lambda) \times \text{sinc}(\pi D_2 \theta / \lambda)$$

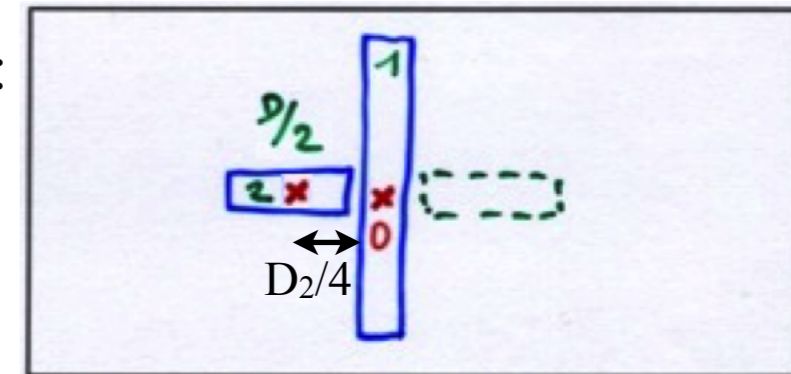


Croix de Mills

Si les 2 antennes ont des centres de phase distincts (ici séparés de  $D_2/4$ ):

$$\begin{aligned} P_{\otimes} &= E_1 \cdot E_2^* \cos(2\pi D_2 \theta / 4\lambda) \\ &\propto \text{sinc}(\pi D_1 \theta / \lambda) \times \text{sinc}(\pi D_2 \theta / 2\lambda) \times \cos(\pi D_2 \theta / 2\lambda) \\ &\propto \text{sinc}(\pi D_1 \theta / \lambda) \times \text{sinc}(\pi D_2 \theta / \lambda) \end{aligned}$$

(même lobe que l'antenne symétrique  $D_2$ , mais sensibilité  $\div 2$ )



réseau UTR-2/Kharkov

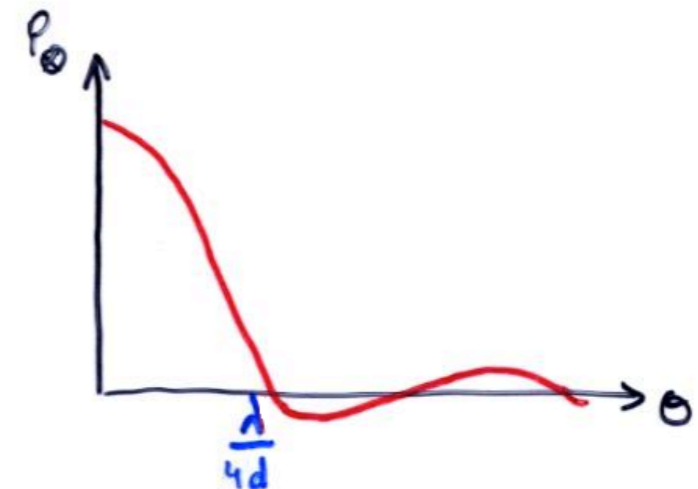
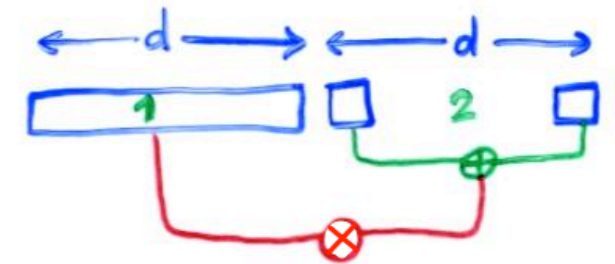
## Interféromètre linéaire composite :

$$\psi = 2\pi d \theta / \lambda$$

$$E_1 \propto \text{sinc}(\psi/2) \quad E_2 \propto \cos(\psi/2)$$

$$\Rightarrow \text{Re}(P_{\otimes}) = E_1 \cdot E_2 \cdot \cos\psi \propto \text{sinc}(\psi/2) \cos(\psi/2) \cos\psi \propto \text{sinc}(2\psi)$$

$\Rightarrow$  idem antenne de longueur  $2d$  (mais sensibilité plus faible)





## Interféromètre en somme à N antennes (en phase)

Déphasage entre 2 antennes :  $\psi = 2\pi d\theta / \lambda$

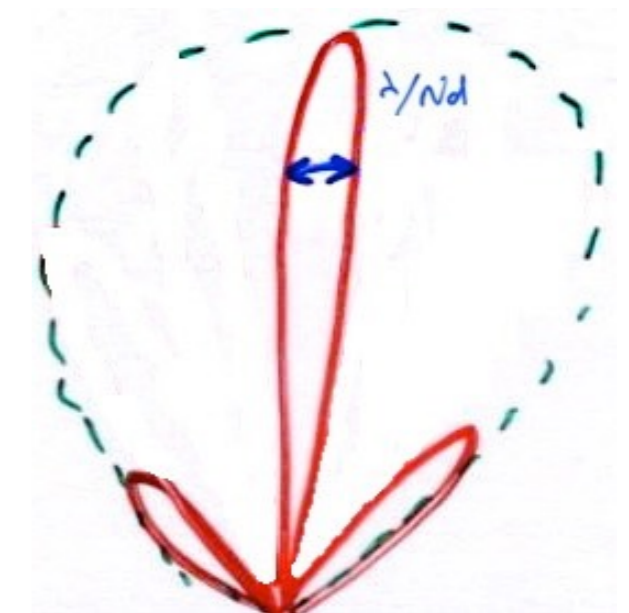
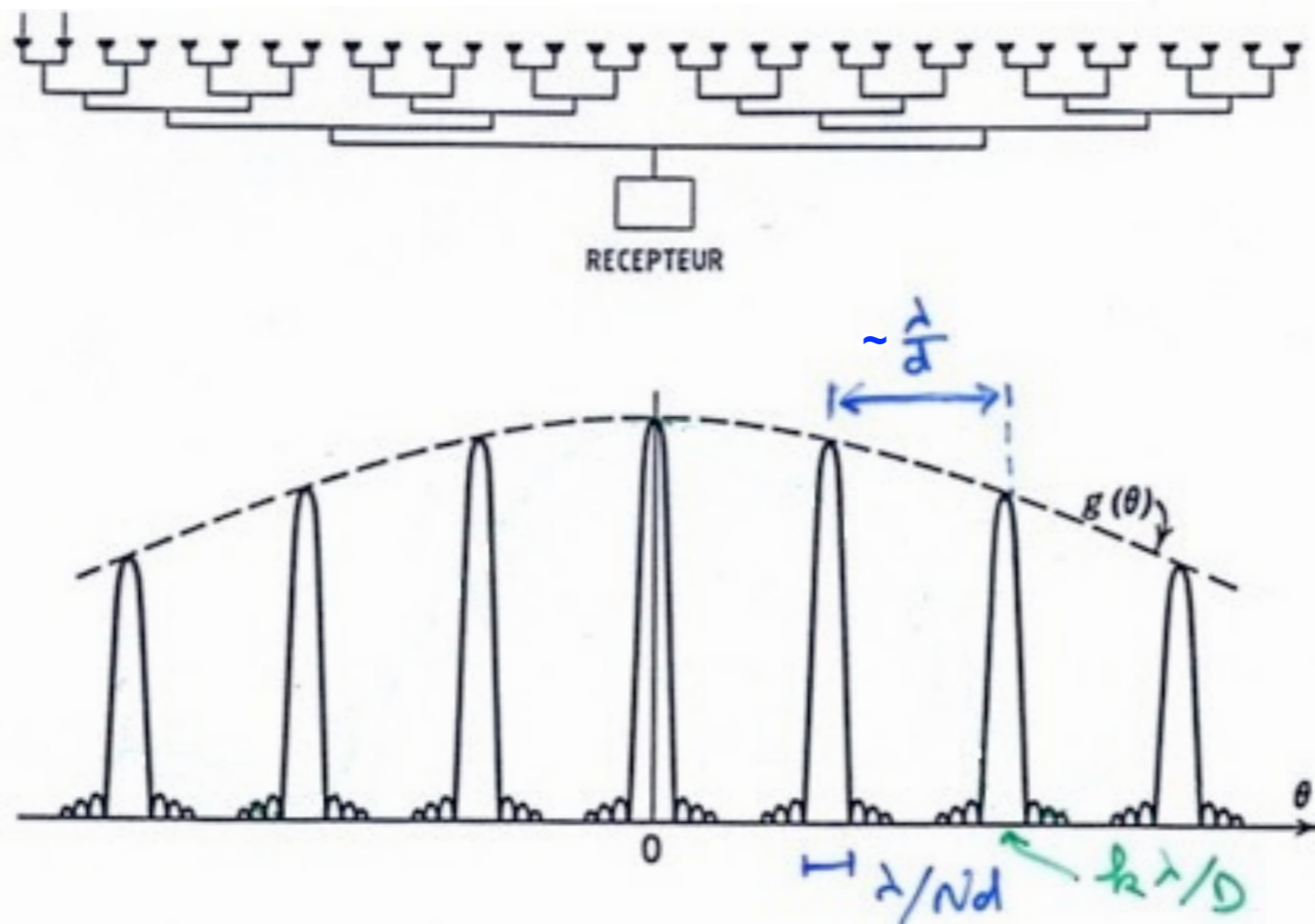


$$E = E_0 \sum_{k=0}^{N-1} \exp(ik\psi) \times \text{sinc}(\pi D\theta / \lambda) = E_0 (1 - \exp(iN\psi)) / (1 - \exp(i\psi)) \times \text{sinc}(\pi D\theta / \lambda)$$

$$= E_0 \exp(i(N-1)\psi/2) \times [\sin(N\psi/2) / \sin(\psi/2)] \times \text{sinc}(\pi D\theta / \lambda)$$

$$\Rightarrow P_{\oplus} = E_0^2 [\sin^2(N\psi/2) / \sin^2(\psi/2)] \times \text{sinc}^2(\pi D\theta / \lambda)$$

$\Rightarrow$  meilleure résolution angulaire et lobes secondaires (donc parasites) réduits  $\Rightarrow$  S/N  $\uparrow$



Optimisation du diagramme de rayonnement :

$N \uparrow \Rightarrow \lambda/Nd \downarrow$  donc la résolution  $\uparrow$

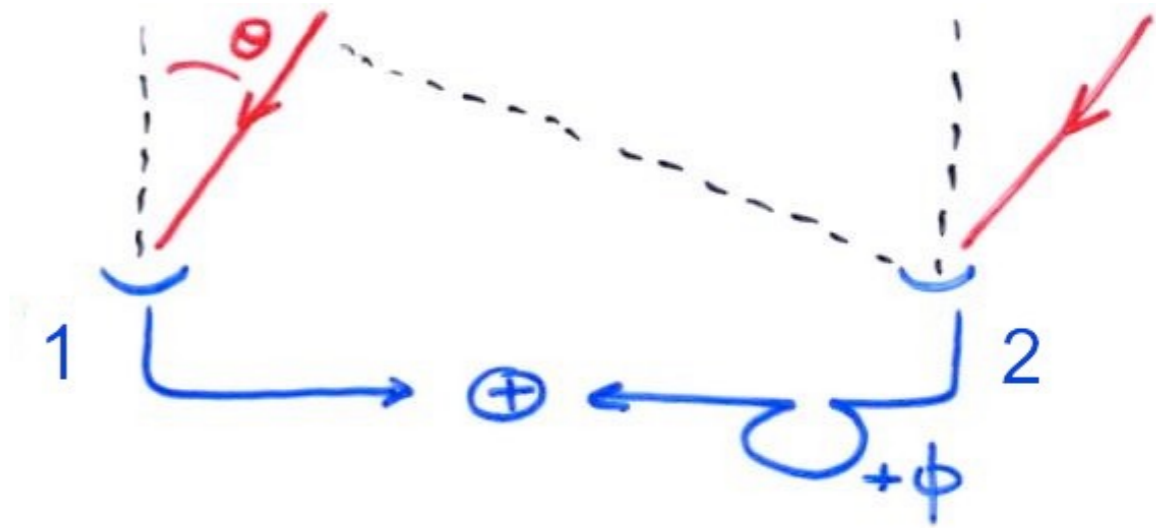
$d \downarrow \Rightarrow \lambda/d \uparrow$  donc moins de lobes secondaires

limite = antenne unique :  $N \rightarrow \infty, d \rightarrow 0$

## • Réseau phasé

= Interféromètre en somme à N antennes

⇒ synthèse d'un pinceau fin, mesure du flux total



### Pointage électronique d'un réseau phasé :

Principe à 2 antennes ⇒ réponse  $R \propto \cos(\psi/2)$

Si les antennes sont en phase ⇒ R maximum pour  $\theta = 0$  ⇒ frange centrale dans le plan bissecteur des 2 antennes

Si on introduit un déphasage  $\phi$  de 2 / 1

⇒ réponse  $R \propto \cos((\psi + \phi)/2) = \cos((2\pi d \sin \theta / \lambda + \phi)/2)$  maximale pour  $\theta_0 = -\lambda \phi / 2\pi d \neq 0$

⇒ frange centrale décalée

*NB: à grand champ :  $R \propto \cos((2\pi d \sin \theta / \lambda + \phi)/2)$  maximale pour  $\theta_0 = \arcsin(-\lambda \phi / 2\pi d)$*

⇒ idem à N antennes avec les formules précédentes

Un déphasage relatif permet donc un pointage sans mouvement mécanique

Intérêts du pointage électronique :

→ rapidité (< 1 sec)

→ fiabilité (pas de partie mobile)

→ souplesse (ON/OFF simultané à UTR-2)

Réseau (linéaire, 1D) à N antennes (isotropes) :

⇒ on introduit un déphasage  $\varphi$  constant entre 2 antennes successives pour pointer dans la direction  $\theta_0$  :

$$\psi = 2\pi d \sin\theta / \lambda + \varphi = 2\pi d \sin\theta / \lambda - 2\pi d \sin\theta_0 / \lambda$$

$$\Rightarrow P_{\oplus} = E_0^2 [\sin^2(N\psi/2) / \sin^2(\psi/2)]$$

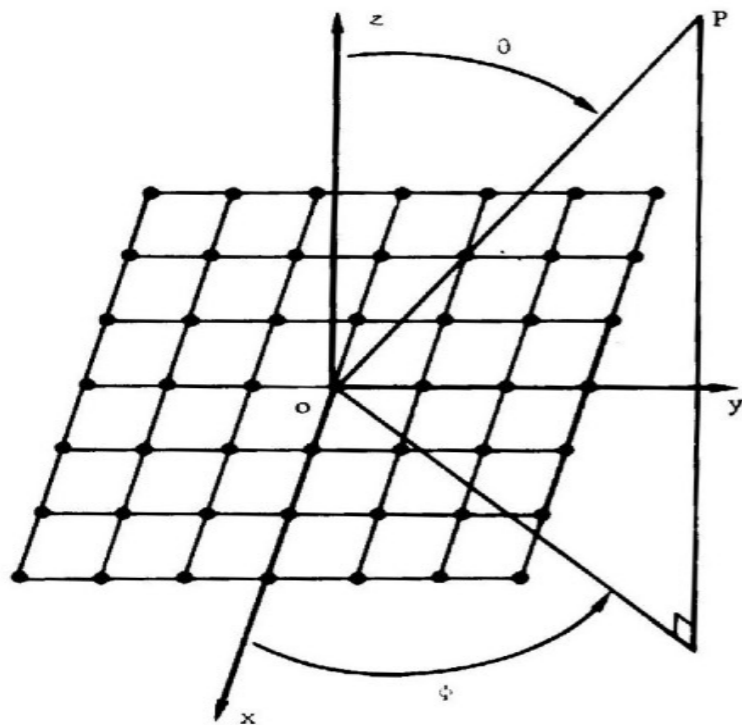
Lobes principaux périodiques = lobes de périodicité / de réseau

Choix du pas tel qu'il n'apparaisse pas de lobes de réseau pour un pointage dans la direction  $\theta_0$  :

$$\psi > -2\pi \text{ pour } \theta = -\pi/2 \Rightarrow d < \lambda / (1 + \sin\theta_0)$$

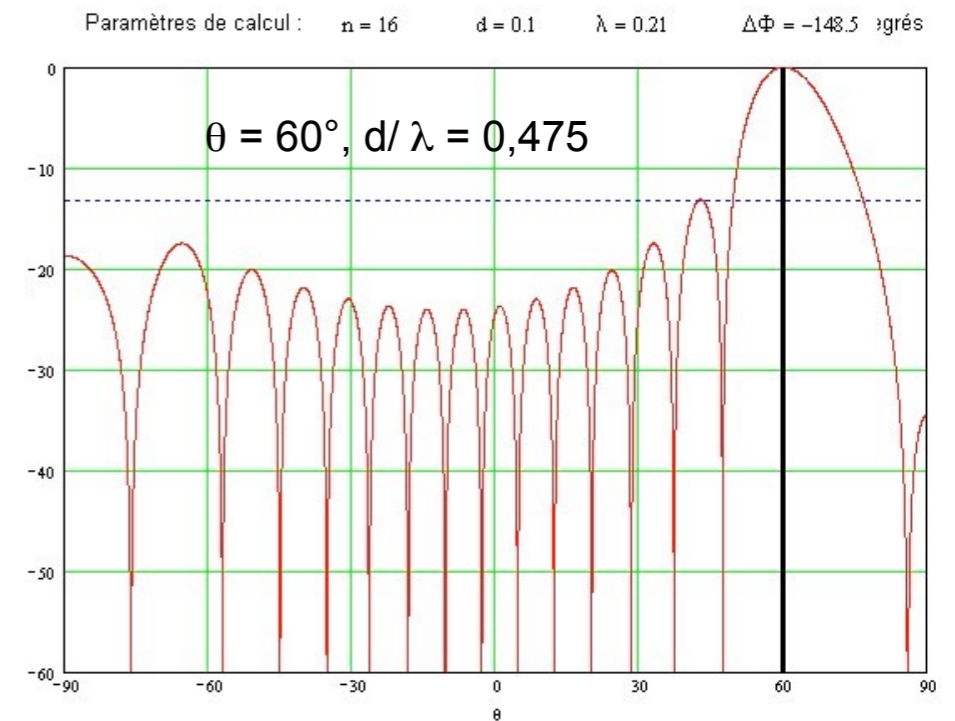
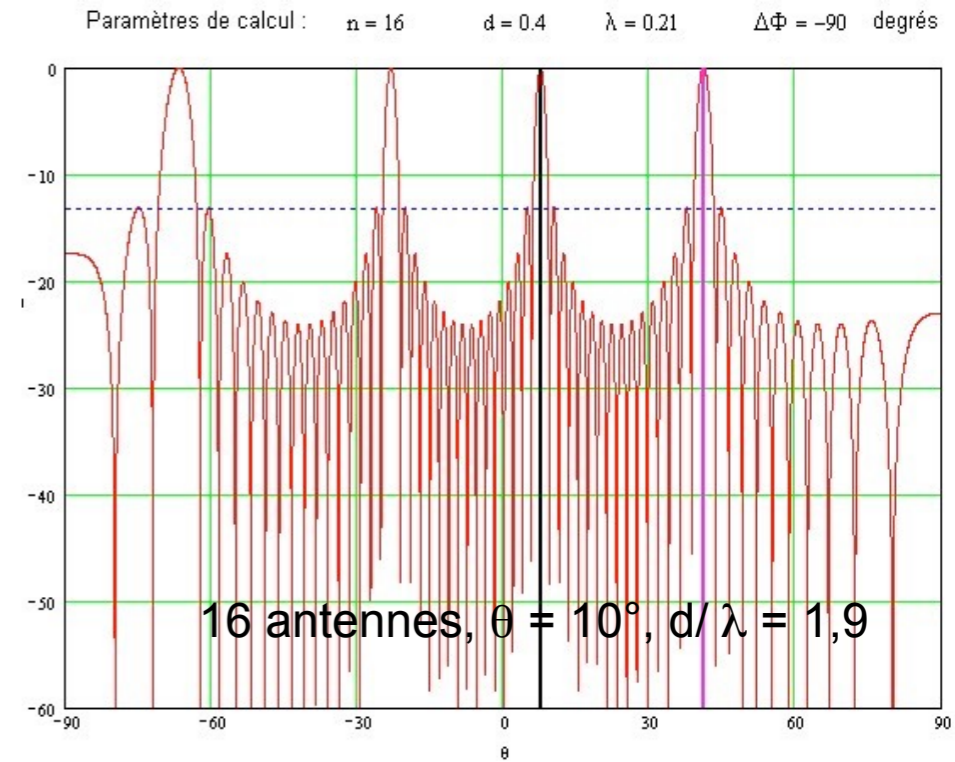
$$d < \lambda \quad \text{pour un pointage au zénith}$$

$$d < \lambda/2 \quad \forall \text{ pointage}$$



Réseau plan (rectangulaire, 2D) à  $N_x \times N_y$  antennes (isotropes) :

$$\Rightarrow P_{\oplus} = E_0^2 [\sin^2(N_x\psi_x/2) / \sin^2(\psi_x/2)] \times [\sin^2(N_y\psi_y/2) / \sin^2(\psi_y/2)]$$





Réseau dense : éléments très proches les uns des autres,  $A_e \sim A$

Réseau clairsemé (sparse) : éléments éloignés les uns des autres,  $A_e \ll A$

Réseau aperiodique : grille non régulière pour suppression des lobes de réseau

---

*Ex: Réseau Décamétrique de Nançay : réseau phasé en  $\Sigma$ , compact ("filled aperture", écart entre les antennes  $< \lambda$ )*

*$\varphi$  entre blocs de 8 antennes (9 blocs / réseau / polarisation circulaire) introduit par "lignes à retard"*

---



---

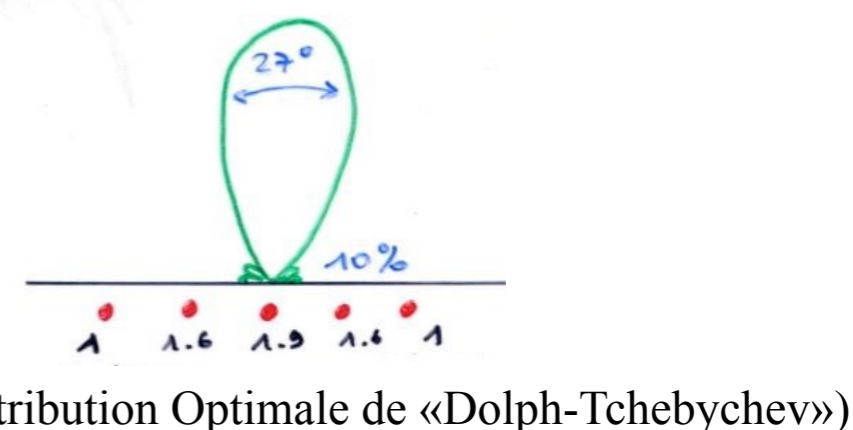
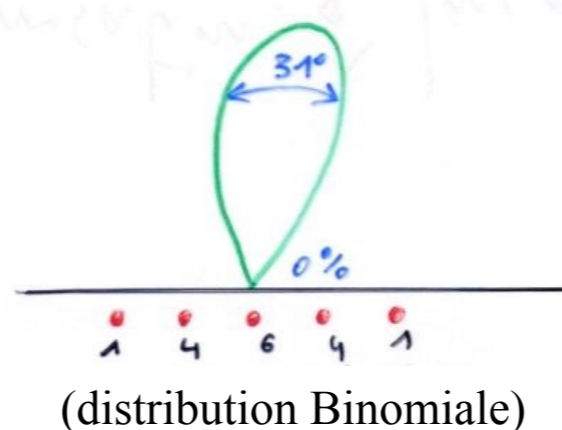
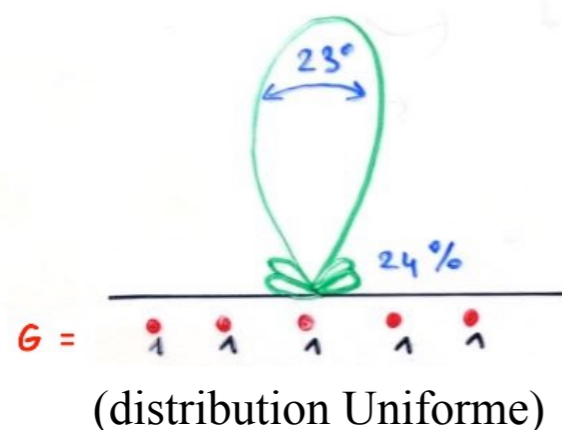
*Ex: Champ LOFAR-LBA : réseau phasé en  $\Sigma$ , distribution aléatoire  $\sim$ gaussienne, recouvrement  $A_{eff} \sim 20\%$*

*$\varphi$  entre antennes introduit numériquement par channelisation + déphasages*

---

Degré de liberté supplémentaire : distribution des gains des N antennes pour le meilleur compromis

*Ex: antennes en phase distantes de  $\lambda/2$*





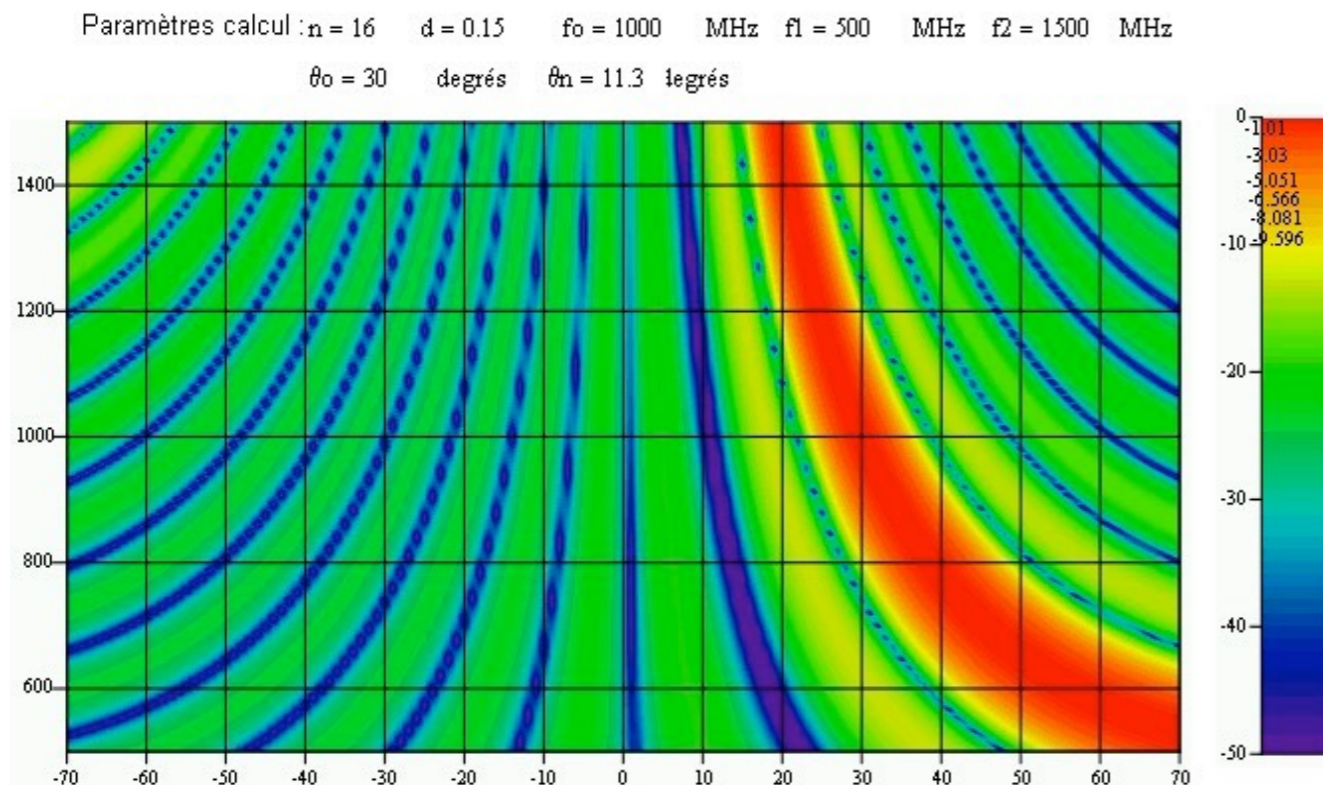
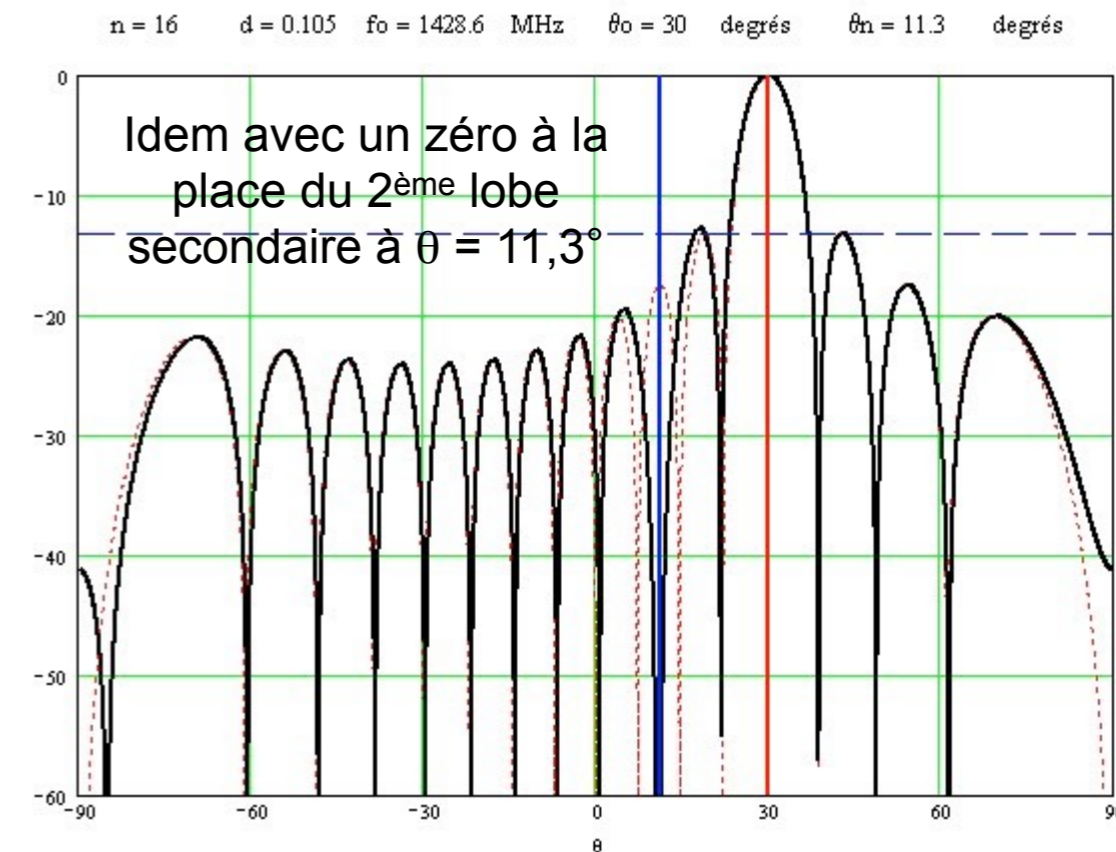
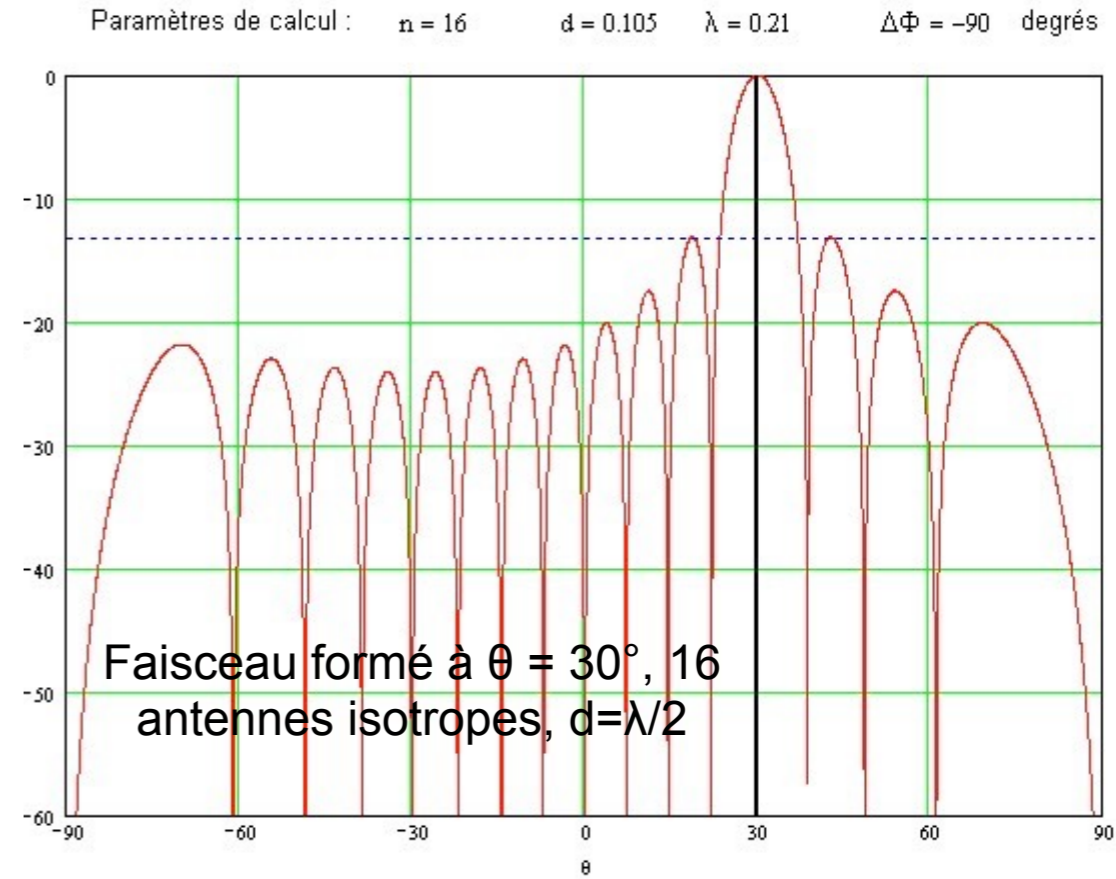
# Détermination des gains et déphasages à appliquer sur chaque antenne

⇒ formation du faisceau (beamforming)

- largeur du lobe principal
- suppression des lobes de réseau
- position des zéros (nulling déterministe / adaptatif en temps réel)
- intensité des lobes secondaires

Lignes à retard :  $\varphi = 2\pi\nu\tau \Rightarrow \psi + \varphi = 2\pi d \sin\theta/\lambda + 2\pi c\tau/\lambda = 0$  pour  $\theta = \arcsin(-c\tau/d)$  indépendant de  $\lambda$   
 ⇒ pointage achronatique

Circuits déphaseurs :  $\psi + \varphi = 2\pi d \sin\theta / \lambda + \varphi = 0$  pour  $\theta = \arcsin(-\lambda\varphi/2\pi d)$  dépendant de  $\lambda$   
 ⇒ pointage chromatique





- Champ de vue (FOV = field of view)

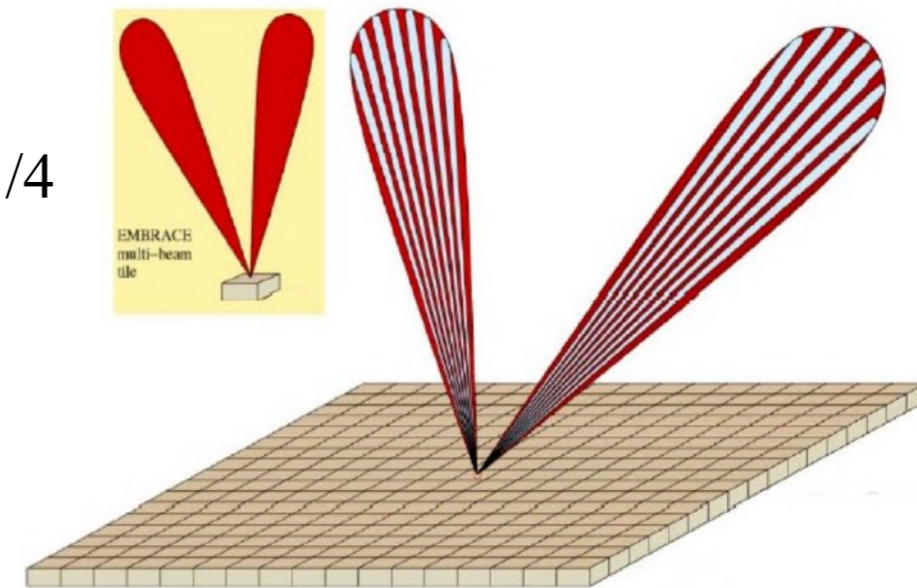
Le lobe étroit formé par le réseau a pour enveloppe le lobe de chaque élément constitutif du réseau (conséquence du théorème de multiplication des diagrammes)

→ FOV généralement défini par le lobe à -3 dB d'un élément

$$FOV \text{ (sr)} = \int_0^{\theta_{3dB}/2} 2\pi \sin\theta \, d\theta = 2\pi (1 - \cos(\theta_{3dB}/2)) \approx \pi \theta_{3dB}^2 / 4$$

*Ex : Pour une parabole de 6m de diamètre à 1 GHz : FOV ≈ 9°*

*Pour une tuile 1m × 1m à 1 GHz : FOV ≈ 350°*



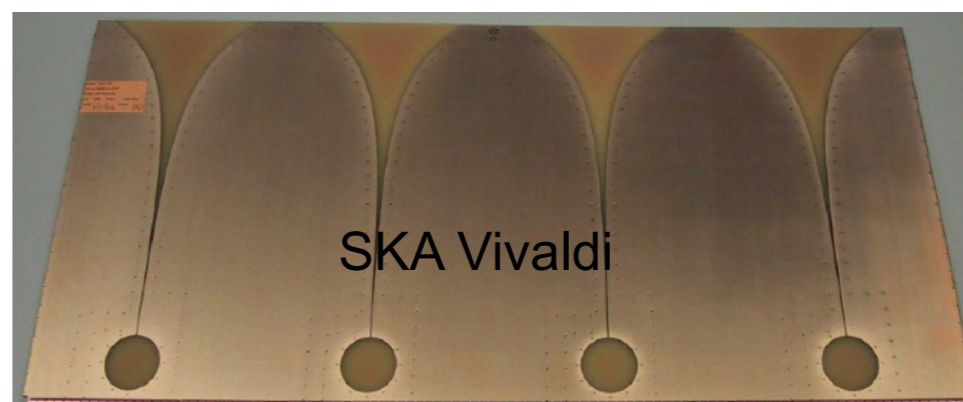
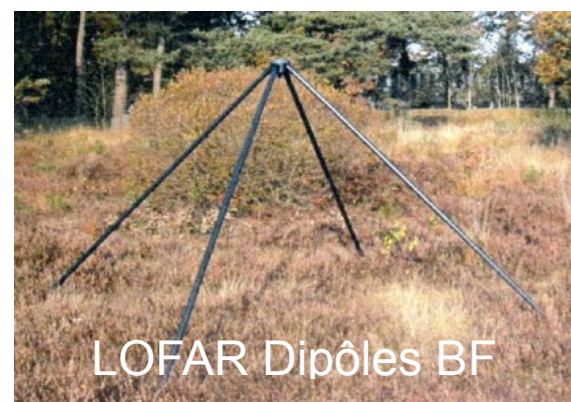
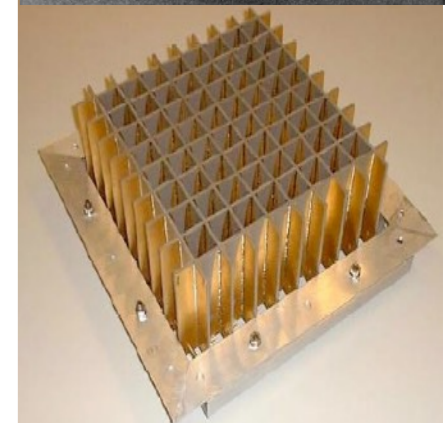
- Systèmes multi-faisceaux

Réseaux focaux (Focal Plane Arrays) - réseaux de cornets (1 / faisceau)

- réseaux phasés au foyer

Echantillonnage direct du front d'onde incident par un réseau phasé dense (Aperture Array)

*NB : avec des réseaux phasés, tous les éléments contribuent à tous les faisceaux*





- Antennes en imagerie

→ Approche *intuitive* de la Visibilité / dimension d'une source étendue

On laisse défiler une source étendue devant l'instrument →  $\theta(t)$

- pour une source ponctuelle,  $I(\theta(t))$  est simplement la réponse de l'instrument  $R(\theta)$

- pour une source étendue de  $\varnothing < \lambda/d$ , la réponse de l'interféromètre ne tombe jamais à 0, mais on observe toujours des fluctuations de  $I(\theta(t))$

( $I$  = convolution de  $R$  par la distribution de brillance de la source)

⇒ le contraste est défini comme l'amplitude de la modulation:

$$|V(d)| = [I_{\max}(\theta) - I_{\min}(\theta)] / [I_{\max}(\theta) + I_{\min}(\theta)]$$

$|V|=1$  pour une source ponctuelle,

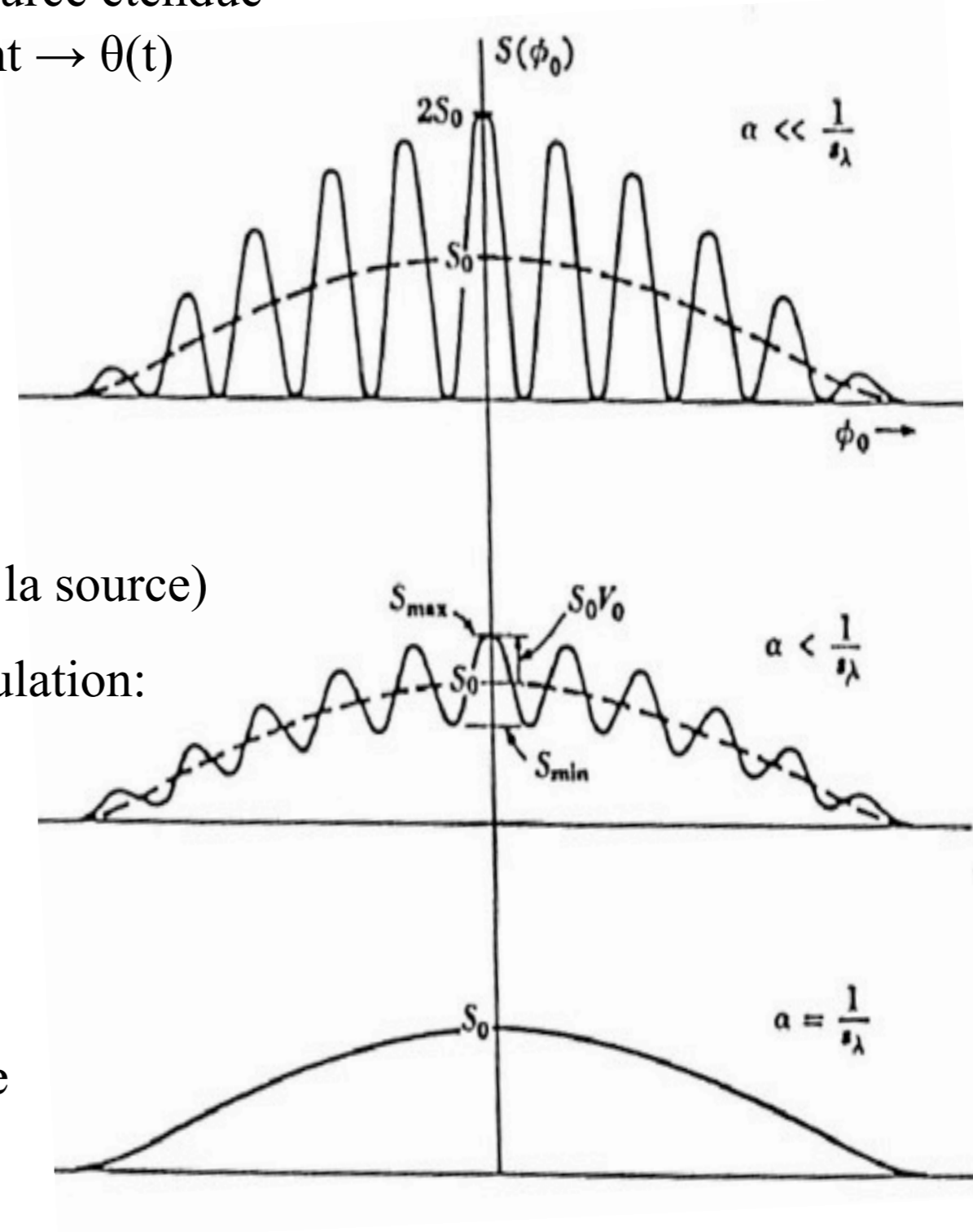
↓ quand la dimension de la source ↑

- pour une source étendue de  $\varnothing > \lambda/d$ , la réponse de l'interféromètre se réduit à la figure de diffraction de chaque télescope

⇒ on n'observe plus de franges:  $|V|=0$

⇒ on perd la résolution des observations interférométriques

⇒ un interféromètre (à 2 antennes) n'est sensible qu'aux résolutions angulaires  $\sim \lambda/d$  (l'information "utile" est la mesure de  $V$ , en amplitude et en phase)



- Imagerie d'une source étendue (incohérente)

Interféromètre à 2 antennes en somme ( $\Sigma$ )

$$E_{\oplus} = \exp(i2\pi vt) \int_{\text{source}} E(\theta) [1 + \exp(-i\psi)] d\theta \quad (\text{à } 2D \text{ } d\theta d\varphi) \quad \psi = 2\pi d \sin\theta / \lambda$$

$$\Rightarrow P_{\oplus} = \langle E_{\oplus} \cdot E_{\oplus}^* \rangle_{|\Delta t \gg 1/v}$$

$$\approx 2\pi d\theta / \lambda$$

$$= \int_{\text{source}} 2 E(\theta)^2 [1 + \cos\psi] d\theta$$

$$= \int_{\text{source}} 2 E(\theta)^2 d\theta + \int_{\text{source}} 2 E(\theta)^2 \cos\psi d\theta$$

$$= 2 \int_{\text{source}} T_A(\theta) d\theta + 2 \int_{\text{source}} T_A(\theta) \cos\psi d\theta$$

$$= 2 \langle T_A \rangle_{|\text{source}} + 2 \operatorname{Re} \left( \int_{\text{source}} T_A(\theta) \exp(i\psi) d\theta \right)$$

On définit la visibilité complexe :

$$V(d) = \left( \int_{\text{source}} T_A(\theta) \exp(i\psi) d\theta \right) / \left( \int_{\text{source}} T_A(\theta) d\theta \right)$$

$$= \left( \int_{\text{source}} T_A(\theta) \exp(i\psi) d\theta \right) / \langle T_A \rangle_{|\text{source}}$$

$$\Rightarrow P_{\oplus} = 2 \langle T_A \rangle_{|\text{source}} [ 1 + \operatorname{Re}(V(d)) ]$$

Interféromètre à 2 antennes en produit ( $\Pi$ ) ou corrélation

Antennes identiques & omnidirectionnelles :

$$P_{\otimes} = \langle E_1 \cdot E_2^* \rangle_{|\Delta t \gg 1/v} = \int_{\text{source}} E(\theta)^2 \exp(i\psi) d\theta = \left( \int_{\text{source}} T_A(\theta) \exp(i\psi) d\theta \right)$$

d'où

$$V(d) = P_{\otimes} / \langle T_A \rangle_{|\text{source}}$$

## Notion de fréquence spatiale

Le déphasage de 2 rayons provenant d'une direction  $\theta$  rayon passant par l'ouverture (la pupille) en M à distance  $x$  de O, dans la direction  $\theta$ , est :  $\psi = \mathbf{k} \cdot \mathbf{x} = 2\pi x \sin\theta / \lambda \approx 2\pi x \theta / \lambda$

L'onde correspondante (passant par M) s'écrit :  $E = E_0 \exp[i(\omega t - \psi)] = E_0 \exp(i2\pi vt) \exp(-i2\pi x \theta / \lambda)$

L'amplitude reçue dans la direction  $\theta$  est :

$$\begin{aligned} E(\theta) &= \int_{\text{pupille}} E_0 \exp(i2\pi vt) \exp(-i2\pi x \theta / \lambda) dx \\ &= E_0 \exp(i2\pi vt) \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \exp(-i2\pi x \theta / \lambda) dx \\ &\quad \text{avec } f(x) = 1 \text{ pour } x \in \text{pupille}, f(x) = 0 \text{ ailleurs} \\ &= \text{TF}(E(x)) \text{ où } E(x) = [ E_0 \exp(i2\pi vt) ] \times f(x) \\ &\quad \text{est la distribution des amplitudes sur l'ouverture} \end{aligned}$$

$\theta$  (ou  $\sin\theta$ ) et  $x/\lambda$  sont des variables conjuguées

$u = x/\lambda$  est la fréquence spatiale associée à l'échelle angulaire caractéristique  $\theta = u^{-1}$

A deux dimensions  $(u, v)$  sont les fréquences spatiales, définies sur le plan pupille (l'ouverture), conjuguées des coordonnées angulaires  $(\theta, \phi)$

$u = x/\lambda, v = y/\lambda$  s'expriment en  $[\text{rad}^{-1}]$  ou  $[^\circ^{-1}] \dots$

$(x, y)$  = coordonnées dans le plan pupille

La visibilité complexe s'écrit donc plus généralement (à 2D) :

$$\begin{aligned} V(u, v) &= ( \int_{\text{source}} T_A(\theta, \phi) \exp[i2\pi(u\theta + v\phi)] d\theta d\phi ) / ( \int_{\text{source}} T_A(\theta, \phi) d\theta d\phi ) \\ &= t_A(u, v) / \langle T_A \rangle_{\text{source}} = \langle E(0, 0) \cdot E(u, v)^* \rangle / \langle T_A \rangle_{\text{source}} \end{aligned}$$

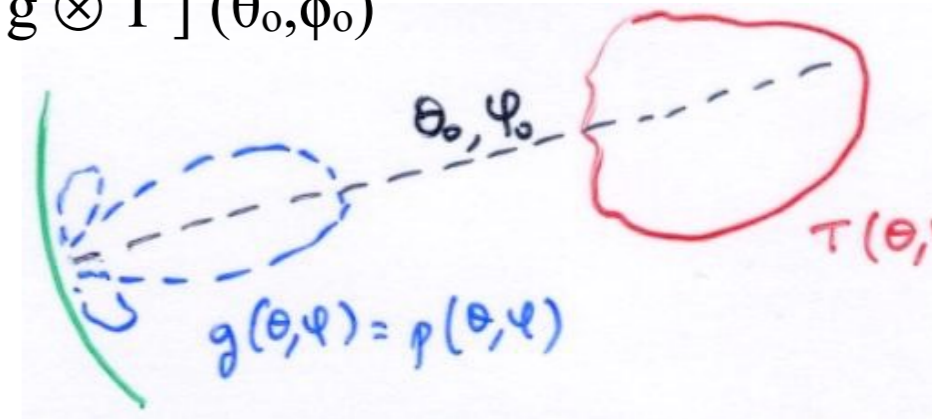
**Théorème de Zernike-Van Cittert : la visibilité complexe (ou facteur de cohérence) est la T.F. de la distribution spatiale d'intensité de la source normalisée par son intensité moyenne.**



• Imagerie d'une source étendue (incohérente) par une antenne (ou un réseau d'antennes) quelconque

Une antenne  $g(\theta, \phi)$  pointant dans la direction  $(\theta_0, \phi_0)$  pour observer une source de distribution de brillance  $T(\theta, \phi)$  produit une image

$$\Rightarrow T_A(\theta_0, \phi_0) = 1/4\pi \times \int_{\text{source}} T(\theta, \phi) \times g(\theta_0 - \theta, \phi_0 - \phi) d\Omega = 1/4\pi \times [g \otimes T](\theta_0, \phi_0)$$



On peut décomposer l'objet  $T(\theta, \phi)$  par T.F. spatiale (angulaire) 2D

$$T(\theta, \phi) = \text{T.F.} [t(u, v)] \quad \Leftrightarrow \quad t(u, v) = \text{T.F.}^{-1} [T(\theta, \phi)]$$

$$\Rightarrow t_A(u, v) = G(u, v) \cdot t(u, v)$$

avec  $G(u, v) = 1/4\pi \times \text{TF}[g(\theta, \phi)] =$  "fonction de transfert" de l'antenne



"réponse impulsionnelle" de l'antenne [  $t(u, v) = 1$  pour  $T(\theta, \phi) = \delta$  ]

L'antenne est un filtre linéaire complexe des fréquences spatiales de la source

NB :  $G(0, 0) = 1/4\pi \times \int g(\theta, \phi) e^{-iu\theta} e^{-iv\phi} d\Omega = 1/4\pi \times \int g(\theta, \phi) d\Omega = 1$

correspond au fait que l'antenne se met en équilibre thermodynamique avec une source étendue (pour  $\omega_{\text{source}} > \Omega$ , lobe principal  $\rightarrow T_A = T_{\text{source}}$ )

D'après ZVC, on a :  $V(u,v) = t_A(u,v) / \langle T_A \rangle|_{\text{source}}$

et pour une source ponctuelle :  $T(\theta,\phi) = \delta(\theta_0,\phi_0) \Rightarrow T_A(\theta,\phi) = 1/4\pi \times g(\theta_0,\phi_0) \quad \& \quad t_A(u,v) = G(u,v)$

Or on a vu que pour une source ponctuelle:

$$E(\theta,\phi) = \text{T.F.} [E(u,v)] = \text{T.F.} [ E_0 \exp(i2\pi vt) ] \times f(u,v) ]$$

↓

↓

distribution de champ à l' $\infty$       distribution de champ sur l'antenne

$$\Rightarrow E(\theta,\phi).E(\theta,\phi)^* = |E(\theta,\phi)|^2 = T_A(\theta,\phi) = 1/4\pi \times g(\theta,\phi)$$

(diagramme de rayonnement en puissance)

$$\Rightarrow E(u,v) \otimes E^*(u,v) = G(u,v)$$

La T.F. de l'image d'une source ponctuelle est la fonction de transfert de l'instrument = fonction d'autocorrélation de la distribution de champ sur l'ouverture = autocorrélation de la pupille.

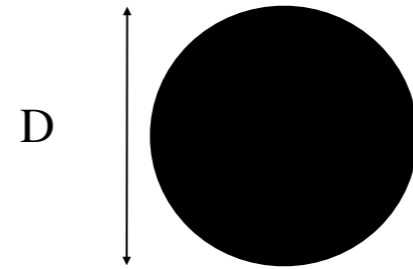
L' image d'une source ponctuelle (la PSF) est la T.F. de l'autocorrélation de la pupille.

- Comparaison des domaines temporels et spatiaux :

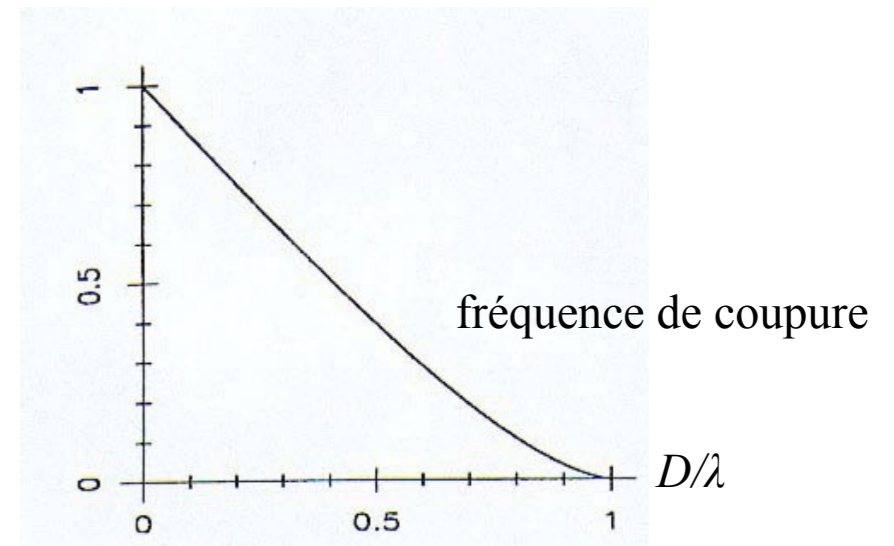
Temporel (électronique, 1D)	Spatial (optique, 2D)
fréquence temporelle $\nu$	Fréquences spatiales (u,v)
Filtre passe-bas	Télescope unique
Filtre passe-bande	Interféromètre à 2 antennes
Fonction de transfert	Fonction d'étalement de point, ou PSF

Ex: Pupille circulaire

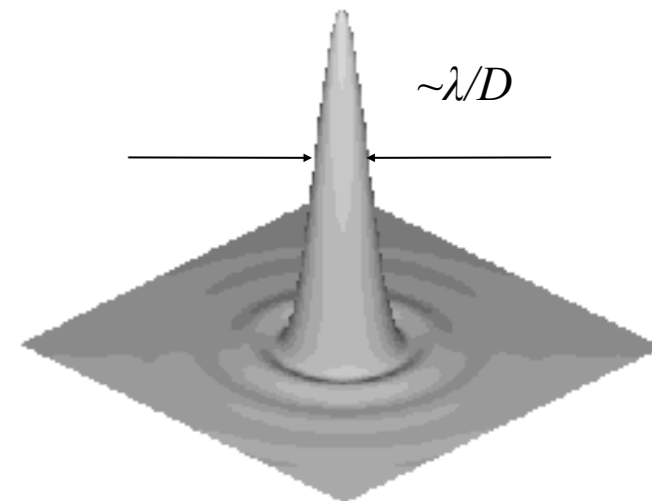
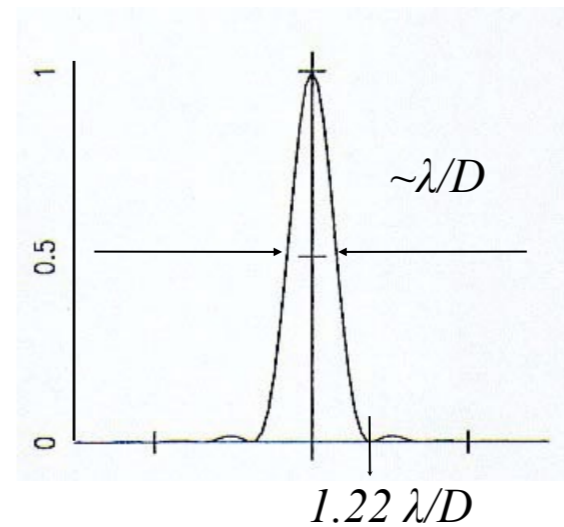
$$E(u,v) = 1 \text{ pour } (u^2+v^2)^{1/2} \leq D/2, = 0 \text{ sinon}$$



$$G(u,v) = 2/\pi [\arccos(r) - r(1-r^2)^{1/2}] \quad \text{avec} \quad r = (\lambda/D) (u^2+v^2)^{1/2}$$



$$g(\alpha) = [2J_1(\pi D\alpha/\lambda)/(\pi D\alpha/\lambda)]^2 \quad \text{avec} \quad \alpha = (\theta^2+\phi^2)^{1/2}$$

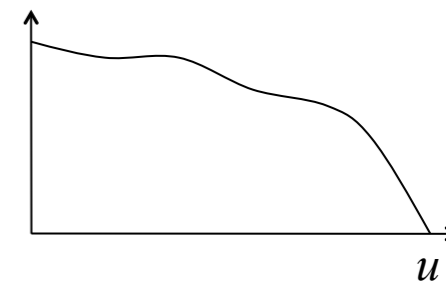
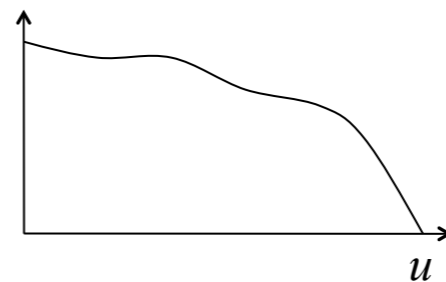
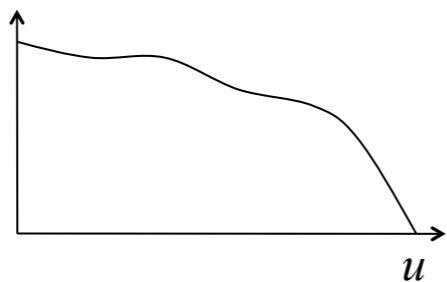




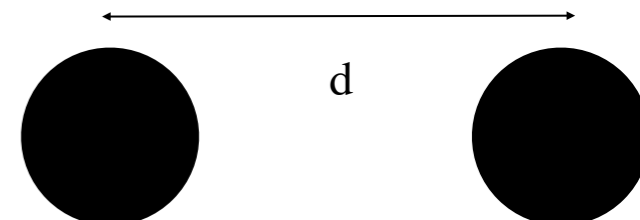
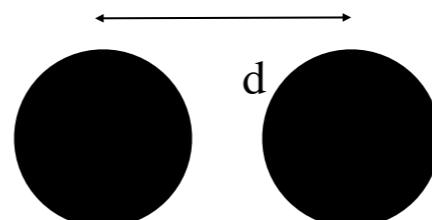
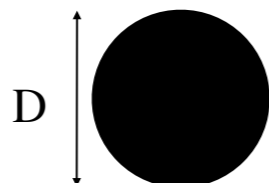
Objet  
 $T(\theta, \varphi)$



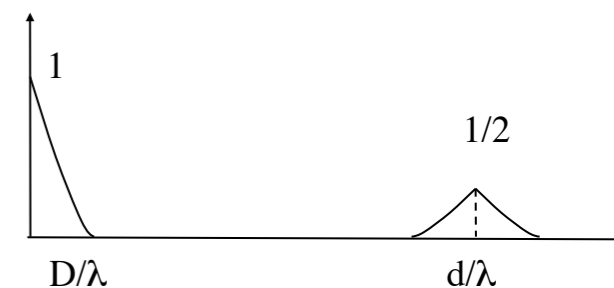
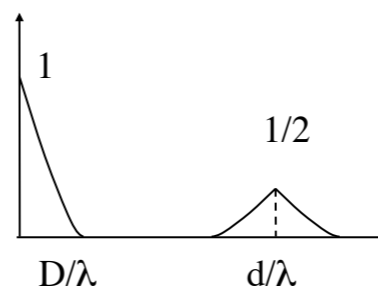
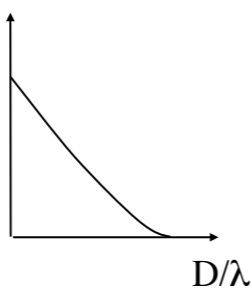
Spectre de l'objet  
 $t(u, v)$



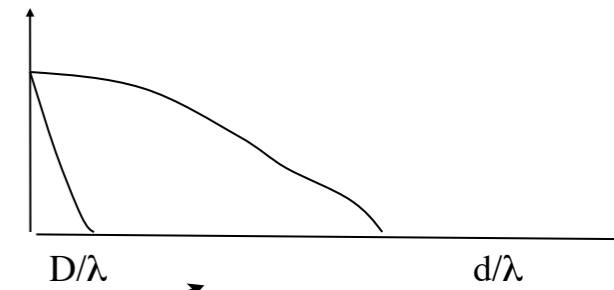
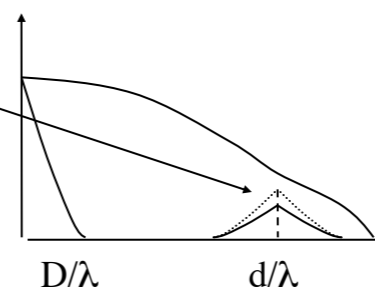
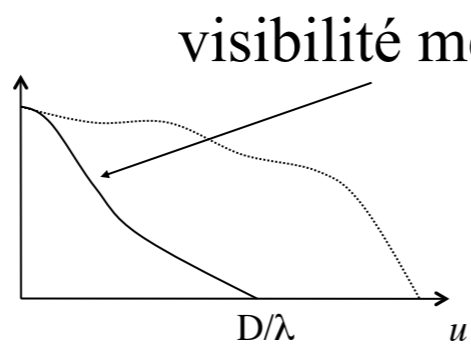
Pupille  
 $E(u, v)$



Fonction de transfert  
 $G(u, v)$



Spectre « spatial » de l'objet  
 $t_A(u, v) = G(u, v) \cdot t(u, v)$   
 $\propto V(u, v)$

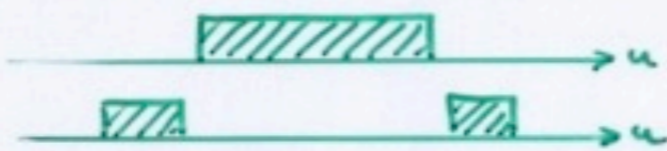


visibilité mesurée

franges !

≡ pas de frange

Distribution de champ sur la surface  
 $E(u, v) = E\left(\frac{x}{\lambda}, \frac{y}{\lambda}\right)$



↓ autocorrélation

Fonction de Transfert  
 $G(u, v)$

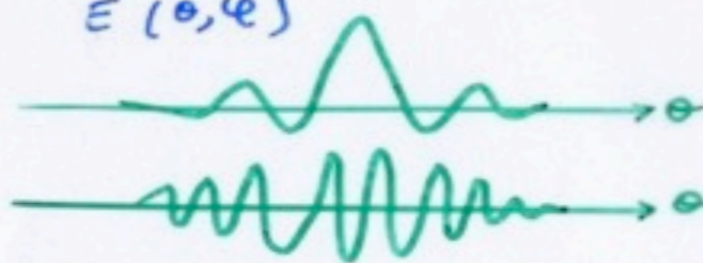


Produit → Signal  
 $E_A(u, v)$

Fréquences spatiales (source)  
 $t(u, v)$



Diagramme en champ ( $i/\lambda$ )  
 $E(\theta, \varphi)$



× par complexe le conjugué

Diagramme en puissance  
 $P(\theta, \varphi)$  ou  $g(\theta, \varphi)$



Signal  
 $T_A(\theta, \varphi)$  ← Convolution

Distribution de Brilliance (source)  
 $T(\theta, \varphi)$



↔ T.F.

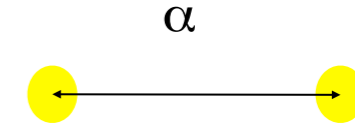
↔ T.F.

↔ T.F.

↔ T.F.

- Étoile binaire :

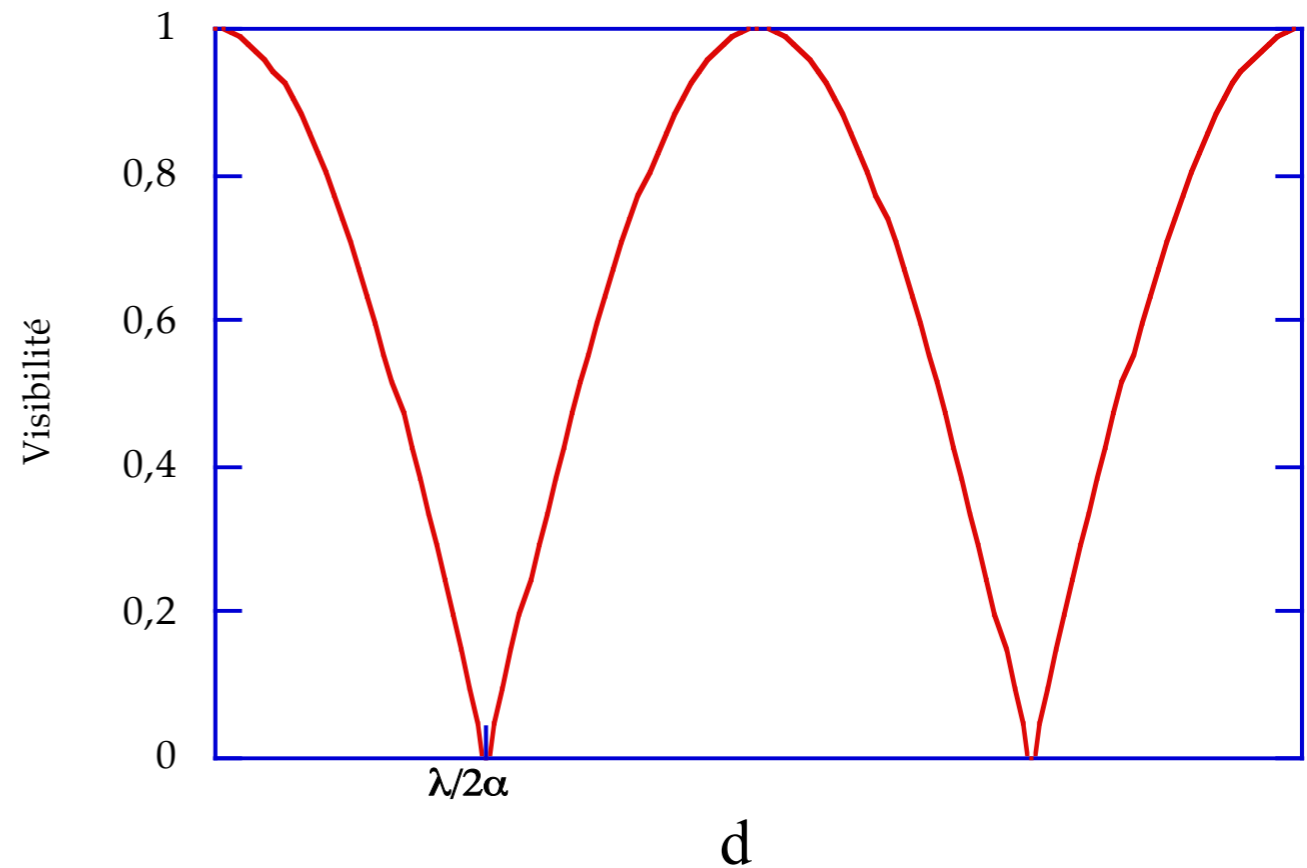
Distribution de brillance :  $T(\theta) \propto \delta(-\alpha/2) + \delta(\alpha/2)$   
 $\Rightarrow$  spectre :  $t(u) \propto \cos(\pi \alpha u)$



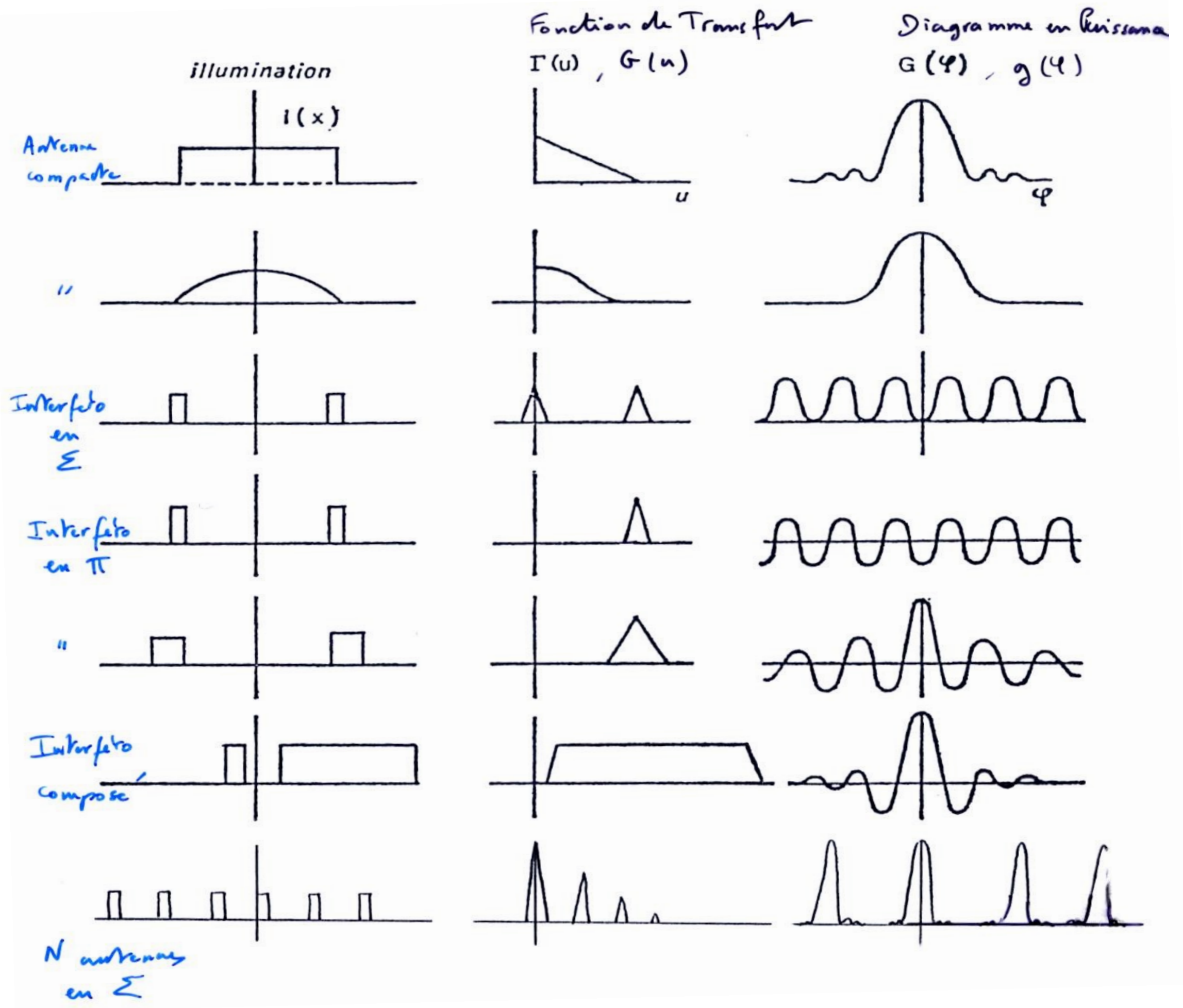
Fonction de visibilité à 2 antennes séparées de  $d$  :

$$G(u) = \delta(u) = \delta(d/\lambda) \quad \Rightarrow \quad V(u) = V(d/\lambda) = \cos(\pi \alpha \cdot \vec{d} / \lambda)$$

$|V(u)|$  pour  $d // \alpha$  :







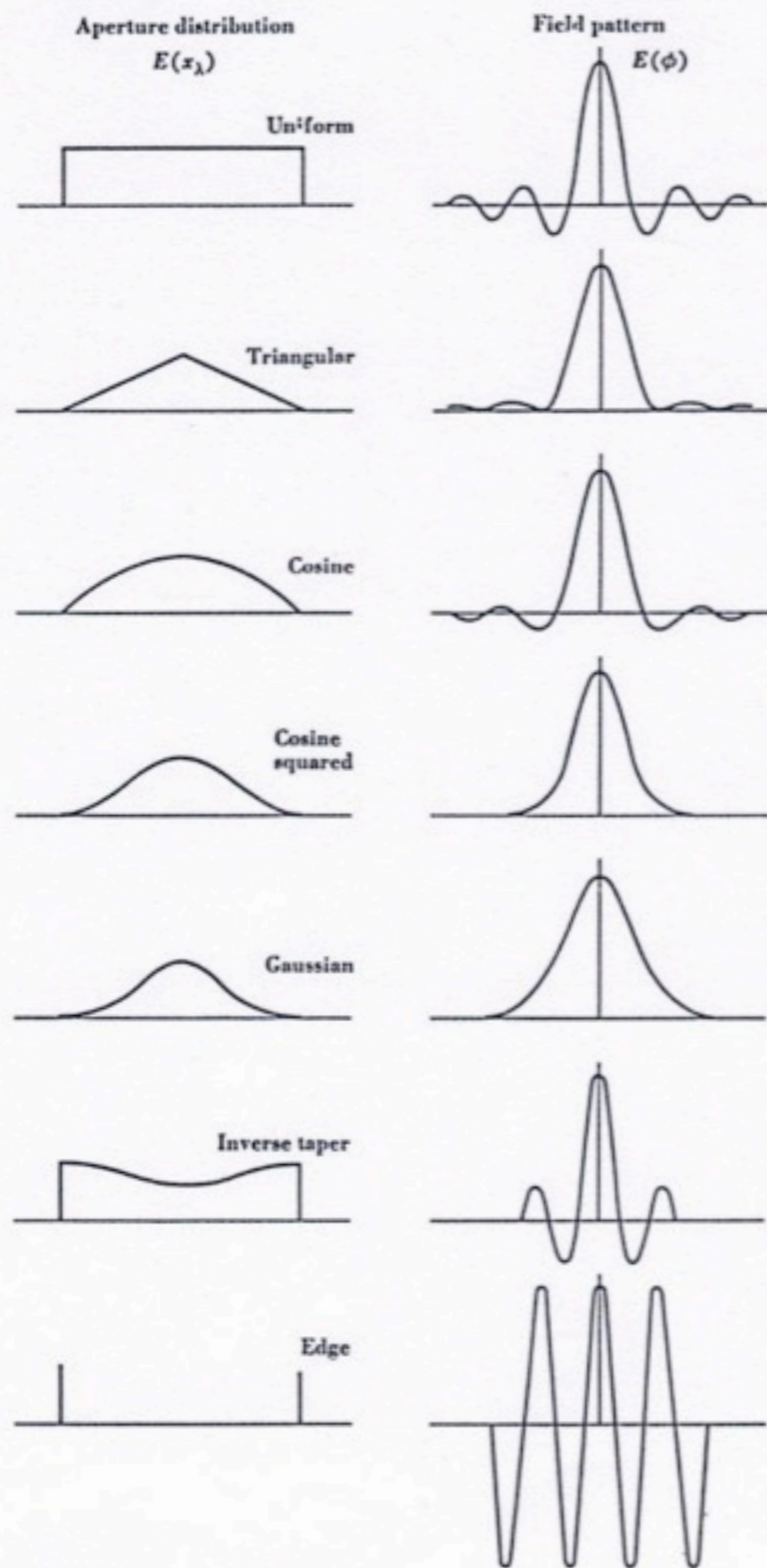


Fig. 6-9. Different aperture distributions with associated antenna patterns.

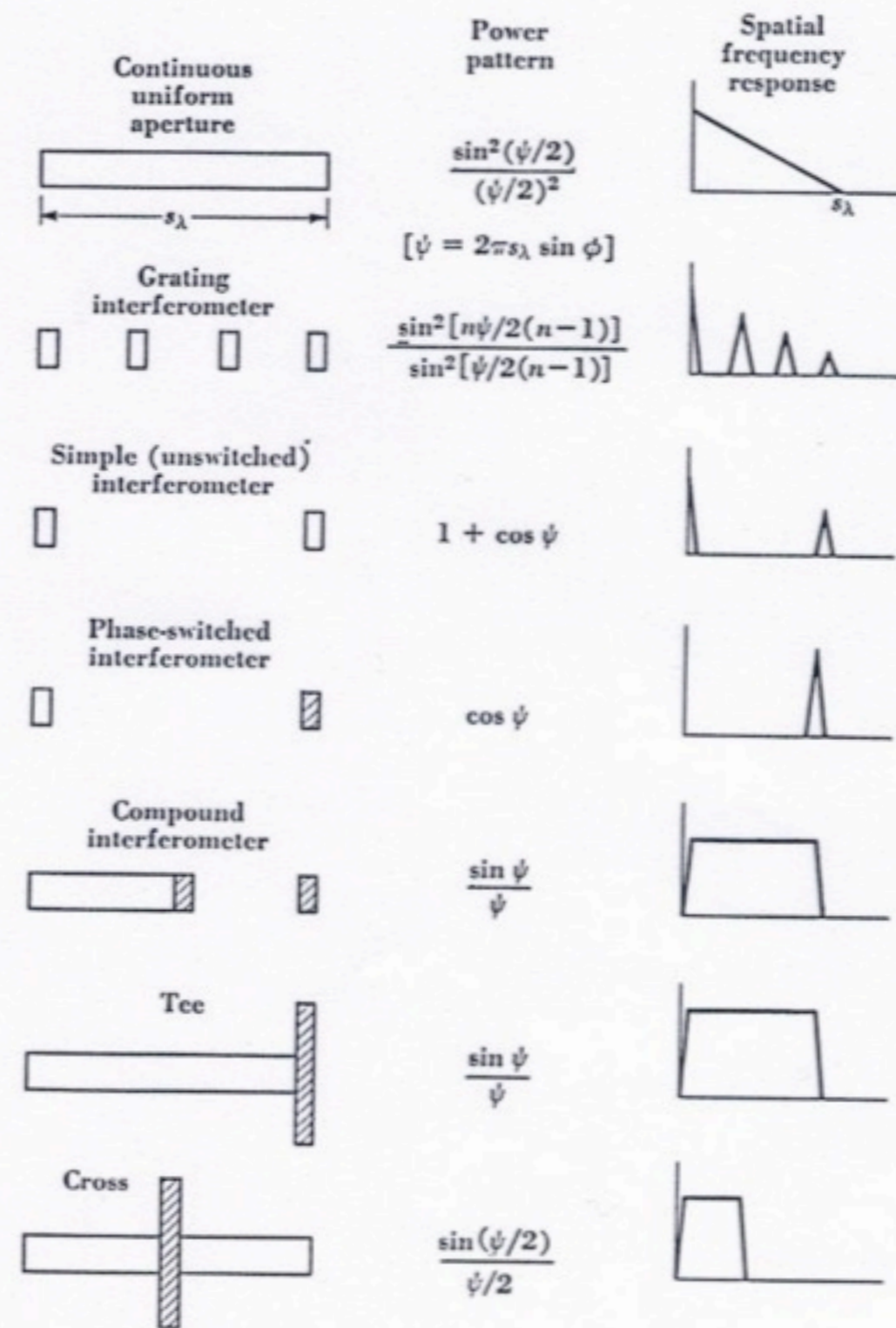


Fig. 6-31. Spatial-frequency characteristics and power-pattern expressions for a continuous uniform aperture and various interferometer arrangements. The switched portions of the interferometers are shaded. The width of the narrow interferometer elements is neglected in the pattern expressions.



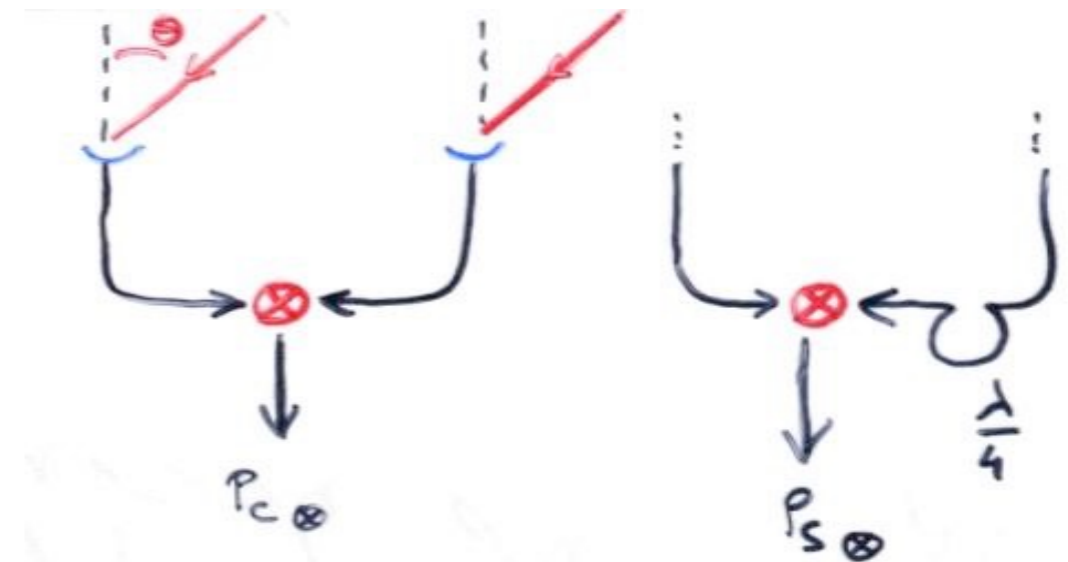
- Mesure de la visibilité complexe  $t_A(u,v)$

La visibilité complexe (ou facteur de cohérence spatiale) s'exprime comme le taux de corrélation entre les champs aux deux points (1 & 2) définissant la base (u,v) :

$$V(u,v) = \text{Corr}(E_1(t), E_2(t)) = \langle E_1(t) \cdot E_2^*(t) \rangle / (\langle |E_1(t)|^2 \rangle \cdot \langle |E_2(t)|^2 \rangle)^{1/2}$$

avec  $\langle \dots \rangle = \langle \dots \rangle_{|\Delta t \gg 1/v}$

$$V(u,v) = P_{\otimes} / E_1 \cdot E_2 \approx \exp(i\psi) \text{ pour chaque point de la source}$$



En analogique, on mesure  $\text{Re}(P_{\otimes} / E_1 \cdot E_2) \approx \cos(\psi) = P_{c\otimes}$

et, après insertion d'un déphasage (longueur de câble) supplémentaire  $\lambda/4$  sur le trajet de la 2<sup>ème</sup> antenne au corrélateur, on obtient (successivement ou simultanément

avec 2 corrélateurs)  $\text{Re}(P'_{\otimes} / E_1 \cdot E_2) \approx \cos(\psi + \pi/2) = \sin(\psi) = P_{s\otimes}$

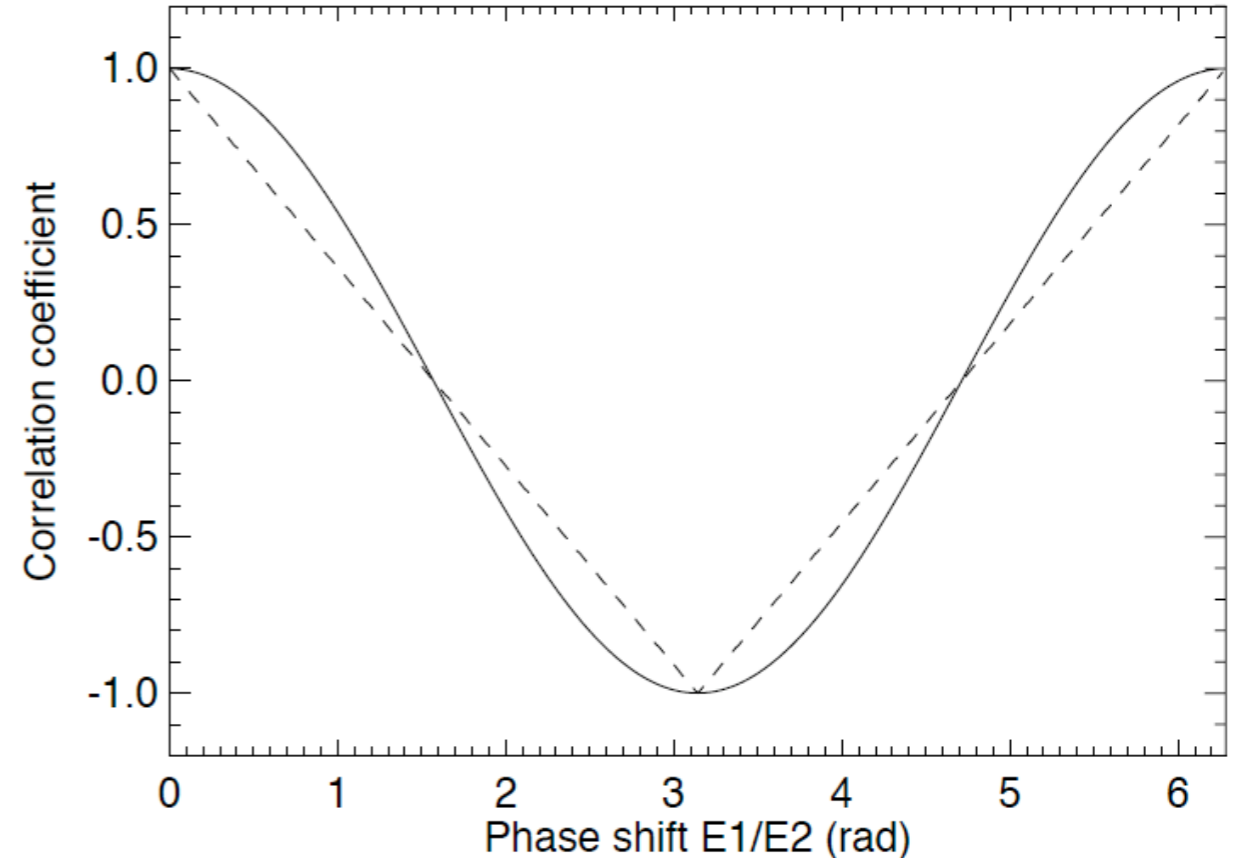
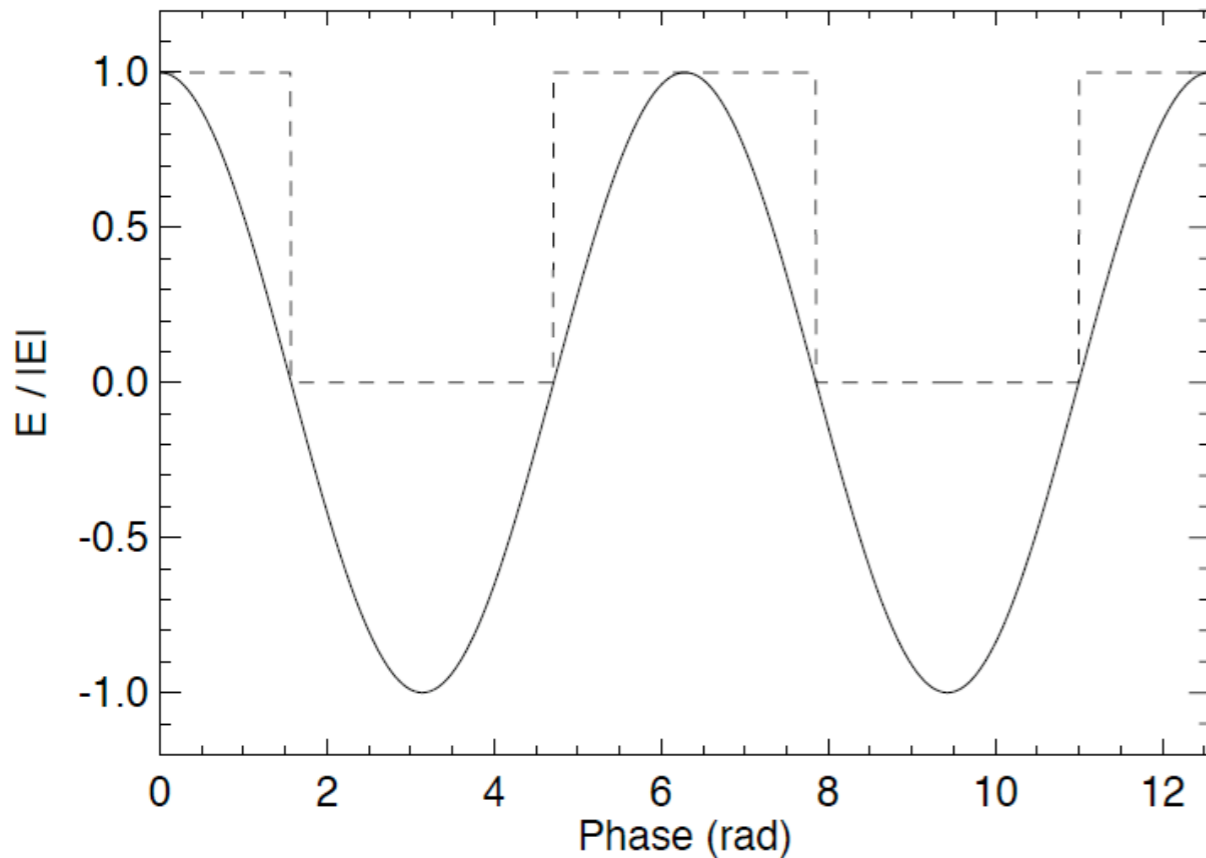
d'où on tire :  $P_{\otimes} = P_{c\otimes} + i P_{s\otimes}$



En numérique, on peut directement mesurer  $P_{\otimes}$  (amplitude et phase de la corrélation).

On a vu qu'on pouvait se limiter à une corrélation à 1-bit (signe de  $E_1(t)$  et  $E_2(t)$ ) pour des signaux de faible dynamique

$$\Rightarrow P_{c\otimes 1\text{-bit}}(t) = 1 - 2\psi/\pi \rightarrow \text{estimateur de } P_{c\otimes}(t) = \cos(\psi)$$



NB :

- si les gains ( $g_i$ ) et les phases ( $\phi_i$ ) des antennes de l'interféromètre ne sont pas identiques,

on mesure en fait  $g_1 g_2 \cdot \exp[i(\phi_1 - \phi_2)] \times t_A(u, v)$

$\Rightarrow$  nécessité d'étalonner / t les  $g_i$  et  $\phi_i$  via l'observation de radiosources

"étalon" (intenses, connues – ex: Cyg A)

• Cohérence temporelle

Les calculs précédents supposent des signaux monochromatiques.

Pour un spectre fini de largeur  $\Delta\nu$

$E_o \rightarrow$  amplitude variable :  $E_o(t) = E_o \times \text{TF}(E(\nu))$

$= E_o \times \text{sinc}(\pi t \Delta\nu)$  pour une bande spectrale rectangulaire

$\tau \sim 1/\Delta\nu =$  durée caractéristique d'un paquet d'onde cohérent

$$E_1 = E_o(t) \times \exp(i2\pi\nu t) \quad E_2 = E_o(t-\tau) \times \exp[i(2\pi\nu(t-\tau))] = E_o(t-\tau) \times \exp[i(2\pi\nu t - \psi)]$$

avec  $\psi = 2\pi\nu \tau$  et  $\tau = d \sin\theta / c$

$$\text{d'où } P_{\otimes} = \langle E_1 \cdot E_2^* \rangle = \langle E_o(t) \cdot E_o(t-\tau) \rangle \times \exp(i\psi) = E_o^2 \exp(i\psi) \times c(\tau)$$

avec  $c(\tau)$  la "fonction de cohérence"

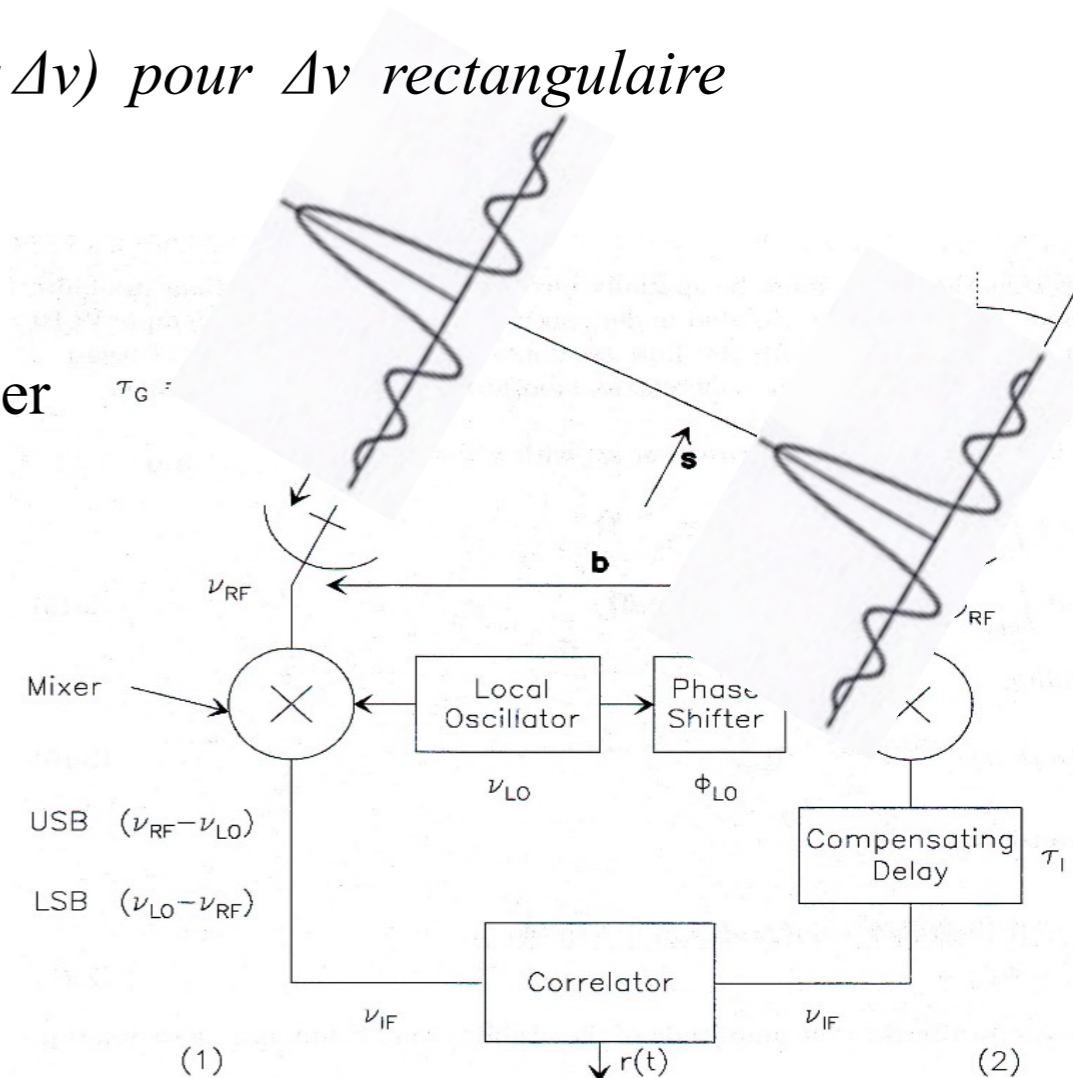
$$\text{Ex: } c(\tau) = \left( \int E^2(\nu) \exp(i2\pi\nu\tau) d\nu \right) / \left( \int E^2(\nu) d\nu \right) = \text{sinc}^2(\pi\tau \Delta\nu) \text{ pour } \Delta\nu \text{ rectangulaire}$$

Pour limiter la perte de cohérence, donc la décroissance du coefficient de corrélation, on intercale des "lignes à retard" (longueurs de câbles) multiples de  $\lambda$ , pour compenser approximativement la différence de marche  $c\tau$  :

$$\tau \rightarrow \tau' = \tau - nT = \tau - n\lambda/c \sim 0$$

et rester dans le régime où  $c(\tau') \approx 1$

$\rightarrow$  équivalent au pointage électronique de la frange centrale de l'interféromètre  $\sim$  en direction de la source = « fringe stopping » lors d'une poursuite de source.



- Synthèse d'ouverture

Interféromètre linéaire (1D) → coupe à travers le plan  $(u,v)$  des fréquences spatiales de la source, //<sup>t</sup> à la direction de sa base projetée sur le ciel

Nécessité de bases multiples à 2D pour imager une source bidimensionnelle

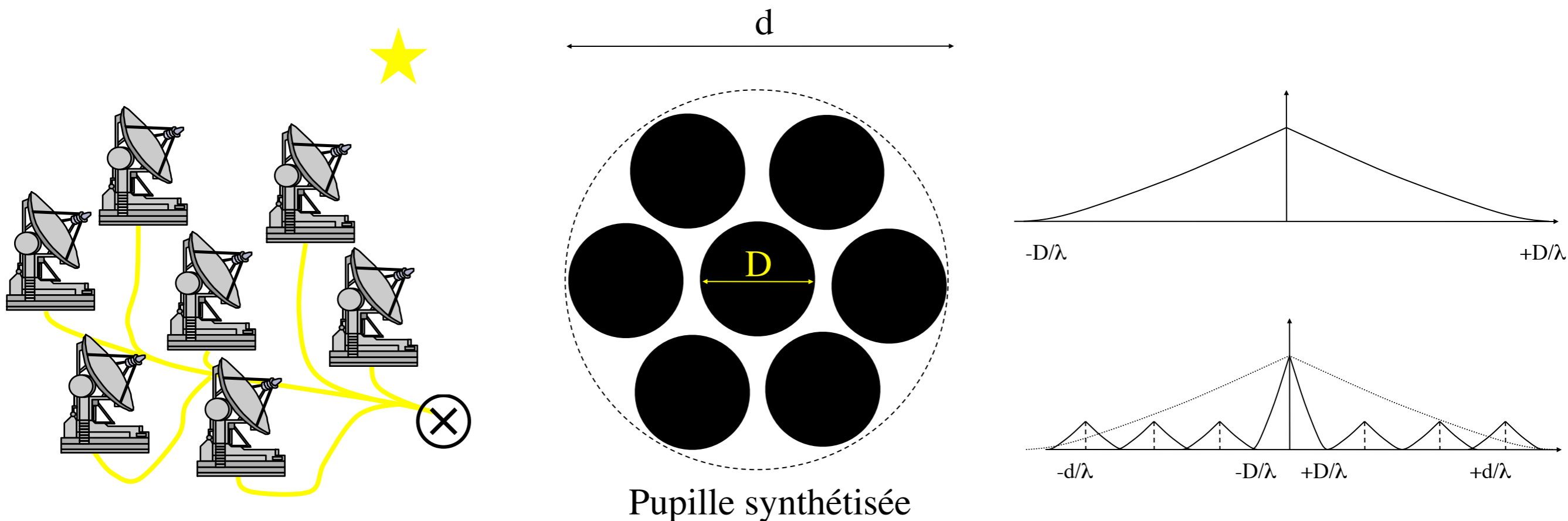
→ bon échantillonnage des mesures de la visibilité complexe  $t_A(u,v)$

⇒ reconstruction d'une "image"  $T(\theta,\phi)$  par TF

L'information sur la structure de la source est contenue dans chaque composante non nulle de  $t_A(u,v)$

⇒ l'important est la couverture du plan  $(u,v)$ , les redondances sont inutiles (au SNR près).

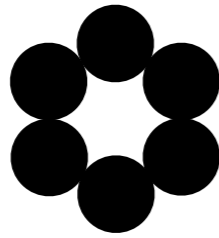
Avec une pupille pleine, les basses fréquences sont privilégiées par rapport aux hautes fréquences (images plus contrastée aux basses fréquences qu'aux hautes fréquences spatiales).



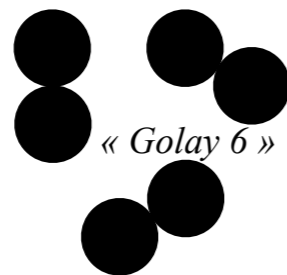


# Non redondance

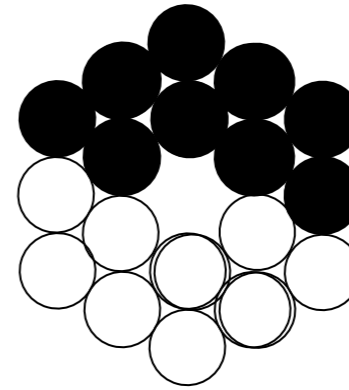
## Pupille



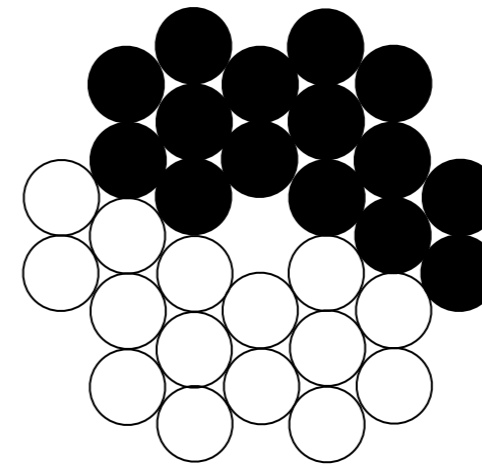
$$\frac{N(N-1)}{2} \text{ bases indépendantes}$$



## Fonction de transfert



9 fréquences spatiales mesurées



15 fréquences spatiales mesurées

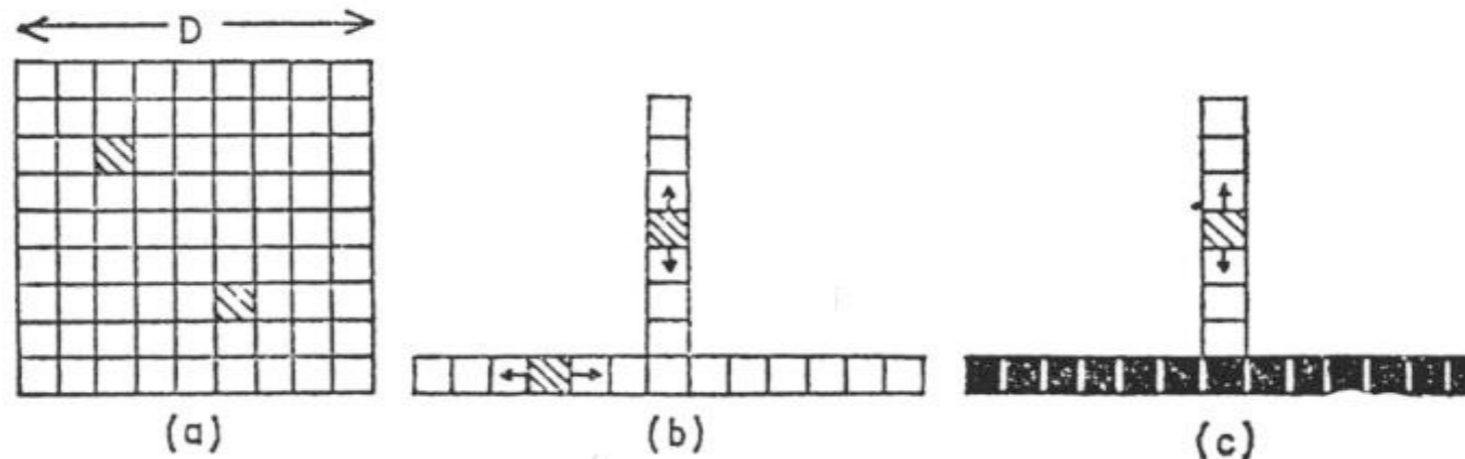


Fig. 9. — Principe des antennes synthétiques de Ryle

- On obtient l'équivalent d'une antenne de dimensions  $D$  en utilisant deux petites antennes (carrés hachurés) et en leur donnant toutes les positions possibles ;
- Le même résultat peut être obtenu en déplaçant seulement les antennes sur deux branches formant un 'T' ;
- Pour diminuer le temps d'observation nécessaire dans le cas  $b$ ), Ryle utilise une ligne continue d'antennes orientées est-ouest, et déplace une petite antenne sur une ligne nord-sud.

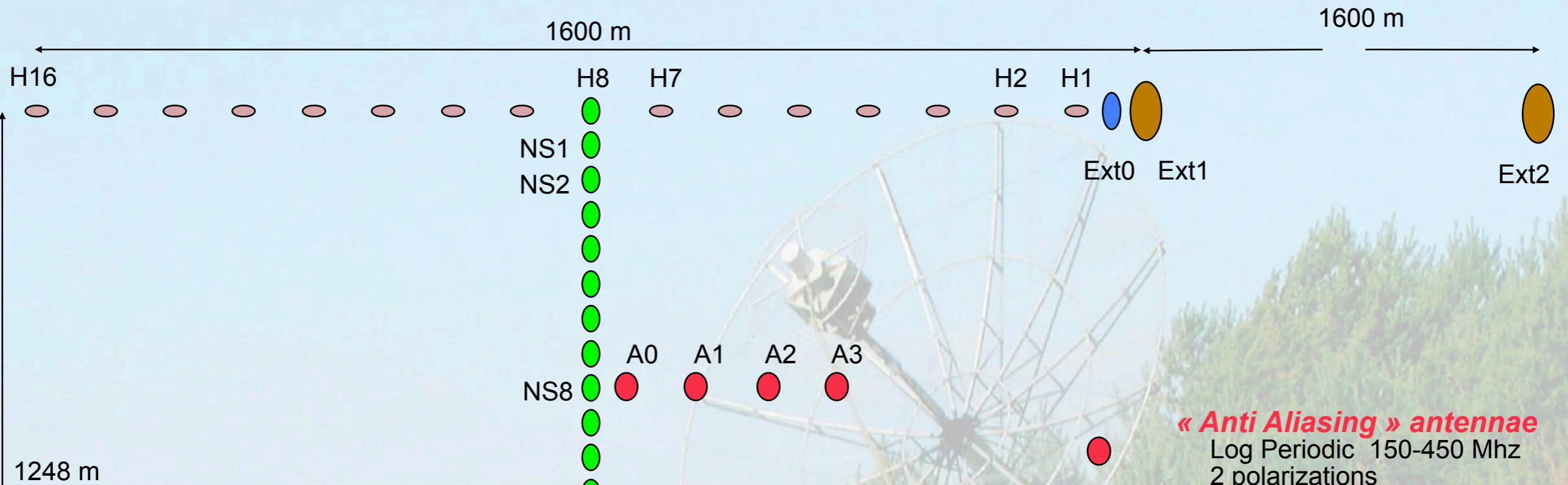
- Configurations 2D réelles : « Y » (ex: VLA, 27 antennes  $\times$  25 m  $\varnothing$ ,  $d_{\max} \sim 25$  km)  
« O »  
« T » (ex : RadioHéliographe de Nançay)



- Un interféromètre 2D ne dispose que d'un nombre de bases limitées (ex:  $\sim 600$  pour le RH Nançay)
- + connaissance incomplète de la visibilité complexe
  - + visibilités mesurées affectées par l'instrument & les effets de propagation ( $g_i, \phi_i$ )
  - + problème des bases courtes, nécessairement  $> 2D$
  - + problème des lobes secondaires
- ⇒ artefacts de l'image reconstruite par TF
- ⇒ nécessité de traitements à posteriori de la carte  $t_A(u,v)$  pour corriger ces effets  
(cf. chapitre « Méthodes d'Observation »)



# Nançay Radioheliograph array configuration



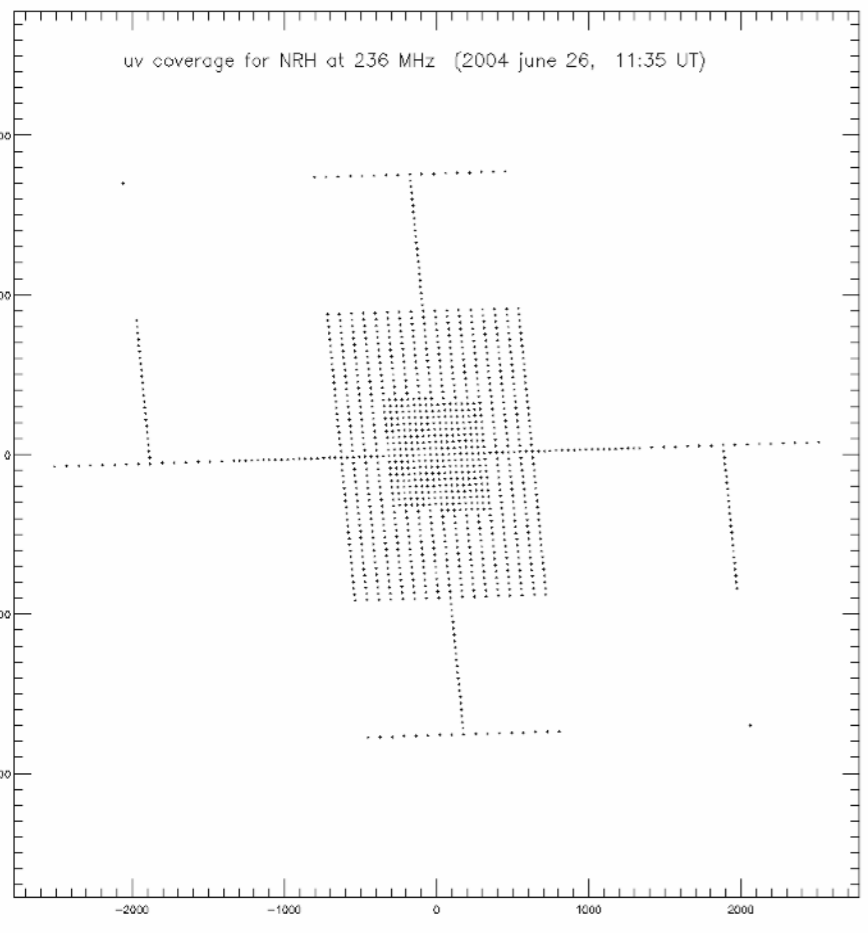
**« Anti Aliasing » antennae**  
 Log Periodic 150-450 Mhz  
 2 polarizations

**« Est-West » antennae**  
 150-450 Mhz 1 polarization

**« Est-West Extension » ant. (Ext0)**  
**« North-South Extension » ant. (NS24)**  
 7 m diameter 150-450 Mhz 2 polarizations

**« Est-West Extensions » ant. (Ext1, 2)** 10 m diameter 150-450 Mhz 2 polarizations

**« North-South » antennae** 5 m diameter 150-450 Mhz 2 polarizations





• Optimisation de la configuration d'un interféromètre

→ fonction du type d'observation (couverture (u,v) recherchée)

Approche directe par essais - erreurs très coûteuse et peu performante (solution ≠ idéale ?)

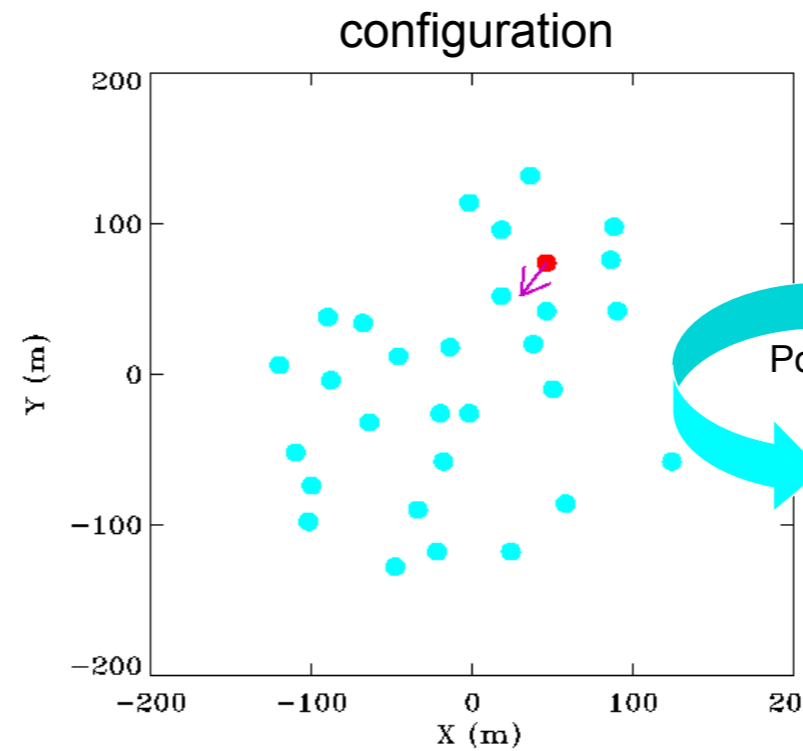
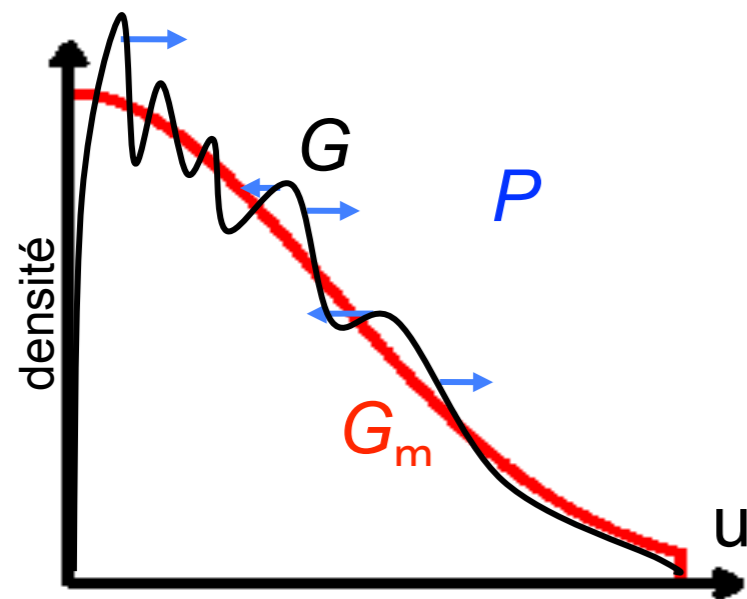
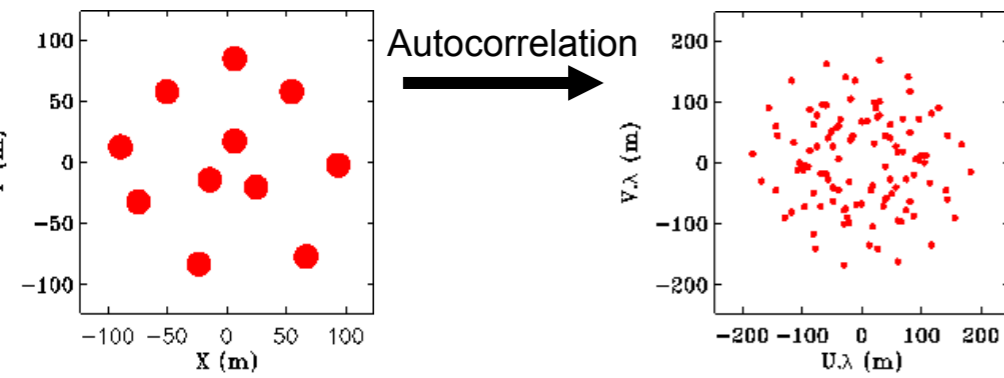
⇒ Exemple d'approche inverse : algorithme de *Boone* [*A&A*, 2001, 2002]

= déplacement itératif des antennes avec

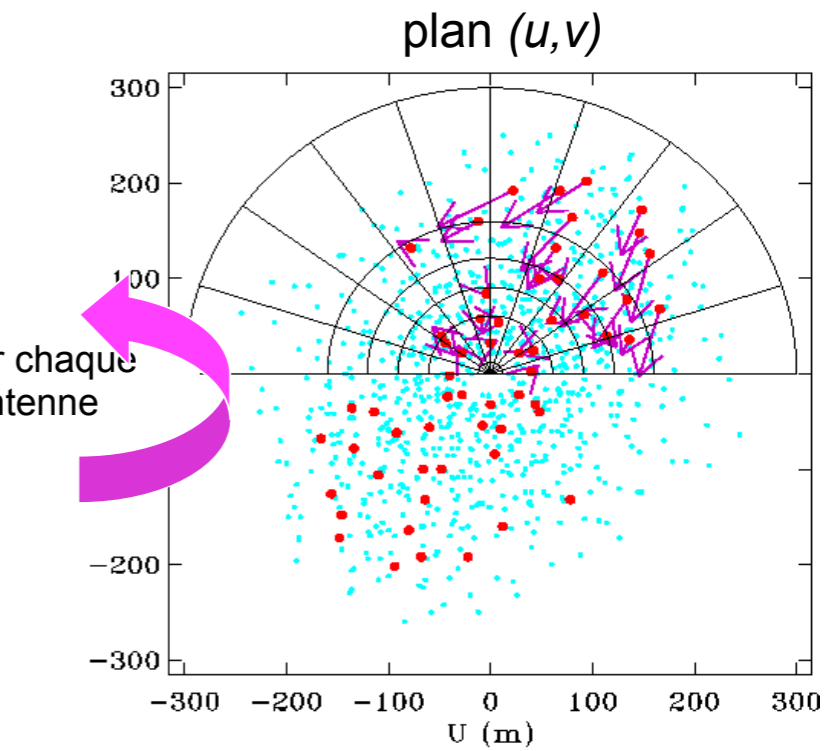
$$D_i = \gamma \sum_{i=1}^{N-1} M(AH, \delta, \lambda) P(u_i, v_i)$$

$\gamma$  = gain,  $M$  = matrice de passage (u,v) → plan du sol (via les coordonnées  $AH, \delta$  de la source et la latitude  $\lambda$  du lieu)

$P(u, v) = \nabla(G(u, v) - G_m(u, v)) =$  « Force de pression » résultats du gradient entre Fonction de transfert actuelle et modélisée (uniforme, gaussienne...)

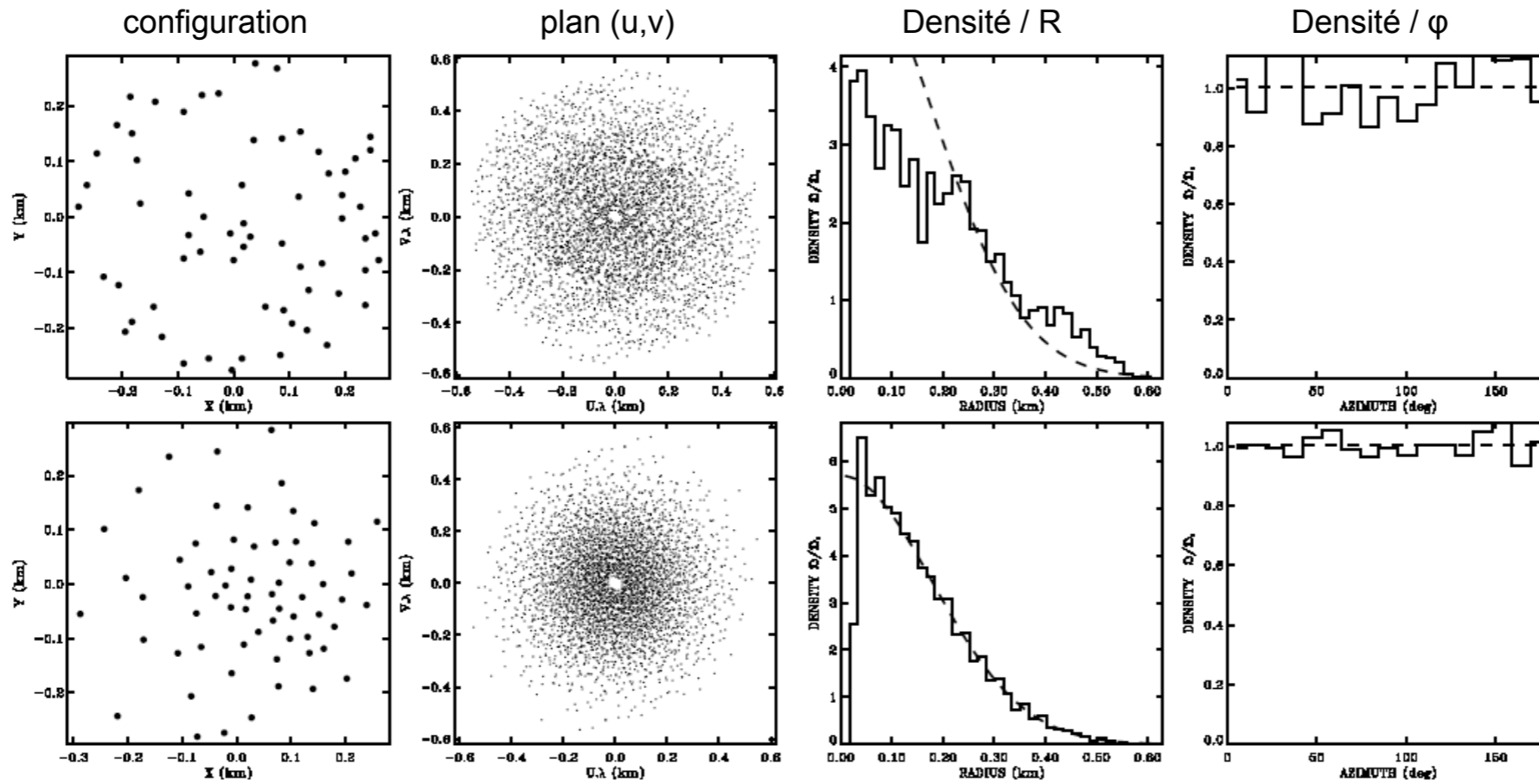


→ displacement of the antenna corresponding to the sum of the forces undergone by its  $n-1$  visibilities.



• visibilities involving the red antenna.  
 → pressure forces.  
 — adapted grid to compute local density of a gaussian distribution.

• Optimisation de la configuration d'un interféromètre

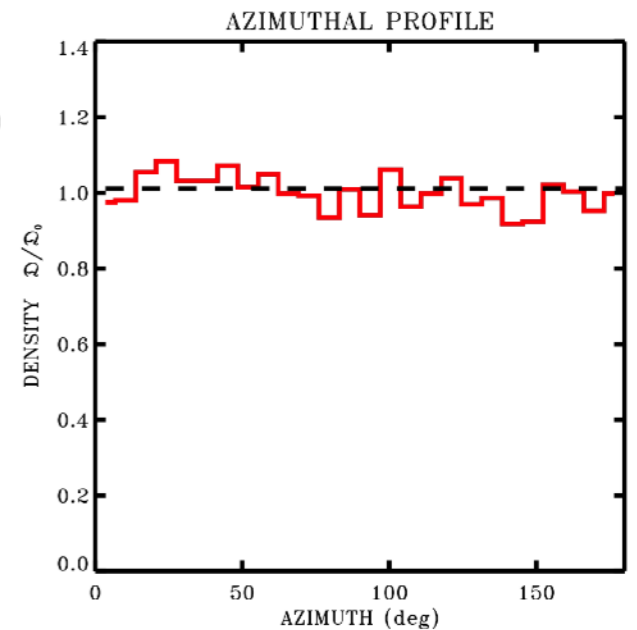
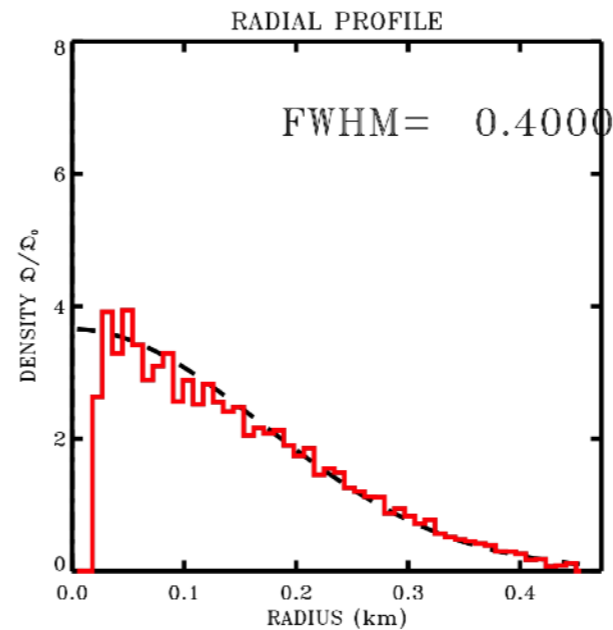
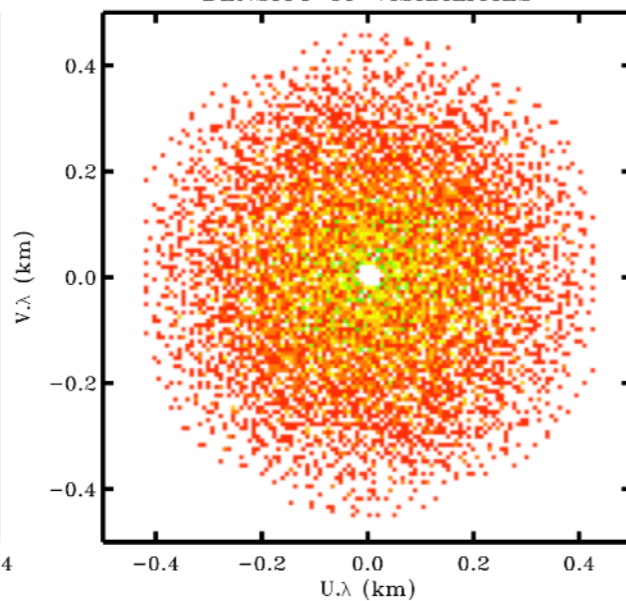
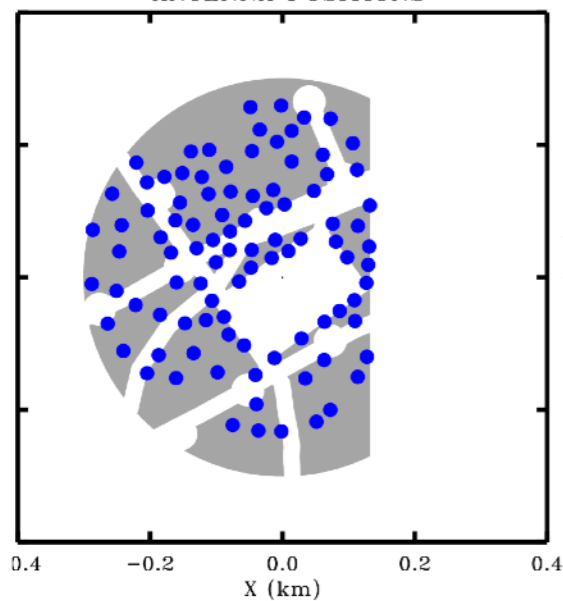


NenuFAR

SITE LAT. = 47.370 deg  
 SOURCE DEC. = 23.370 deg  
 SAMPLING INT. = 0.001 h  
 ANTENNA POSITIONS

96 ANTENNAS  
 1 CONFIGURATIONS  
 0 SHARED ANT.  
 DENSITY OF VISIBILITIES

BL1 = [ 0.000, 0.450] km HA1 = [ 0.000, 0.001] h



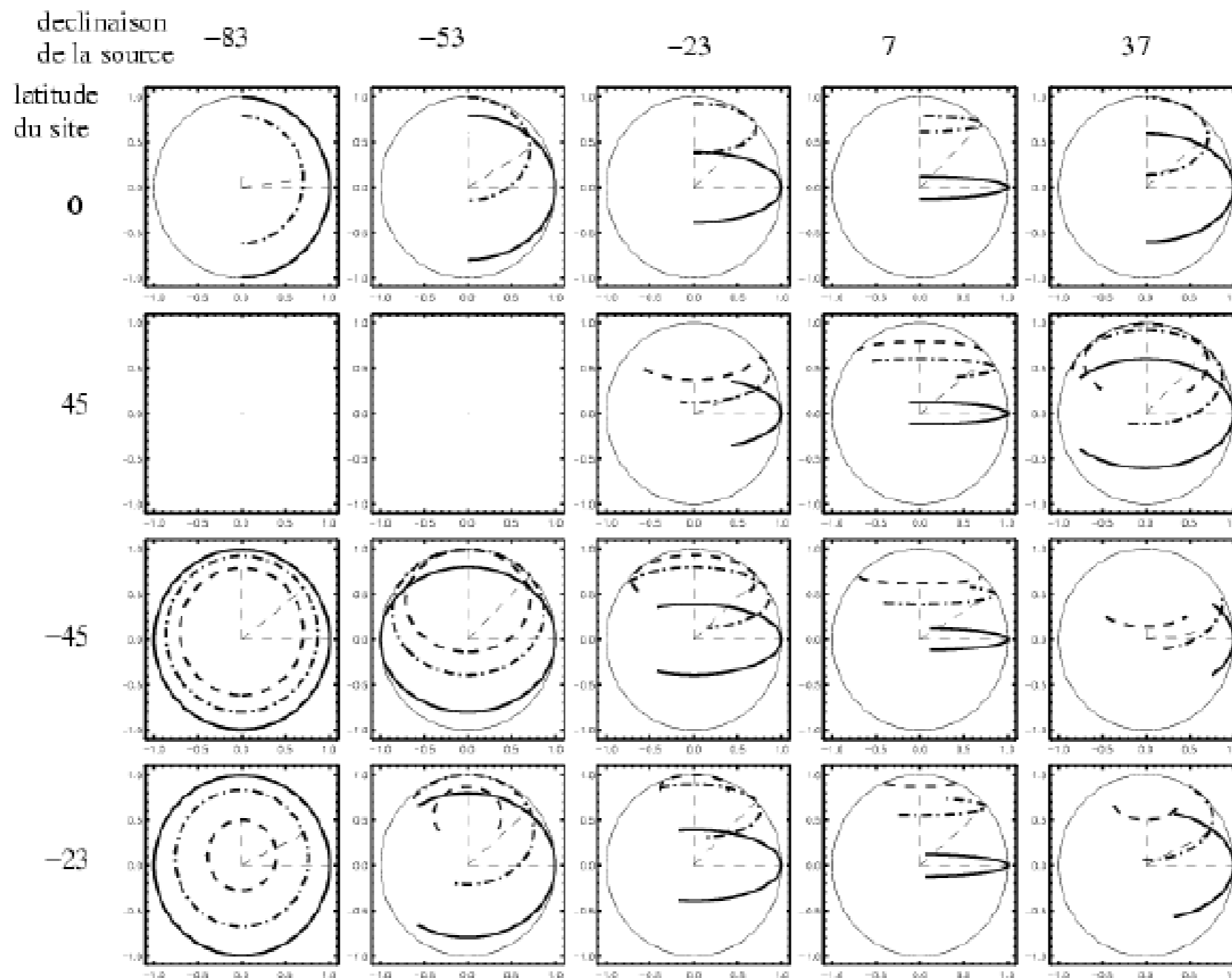
## • Supersynthèse

Si la source observée est stationnaire à l'échelle de quelques heures à 1 journée (Ex: Soleil "calme", radioastronomie galactique et extragalactique)

⇒ utilisation possible de la rotation terrestre

⇒ rotation des bases dans le ciel = ellipses dans le plan (u,v)

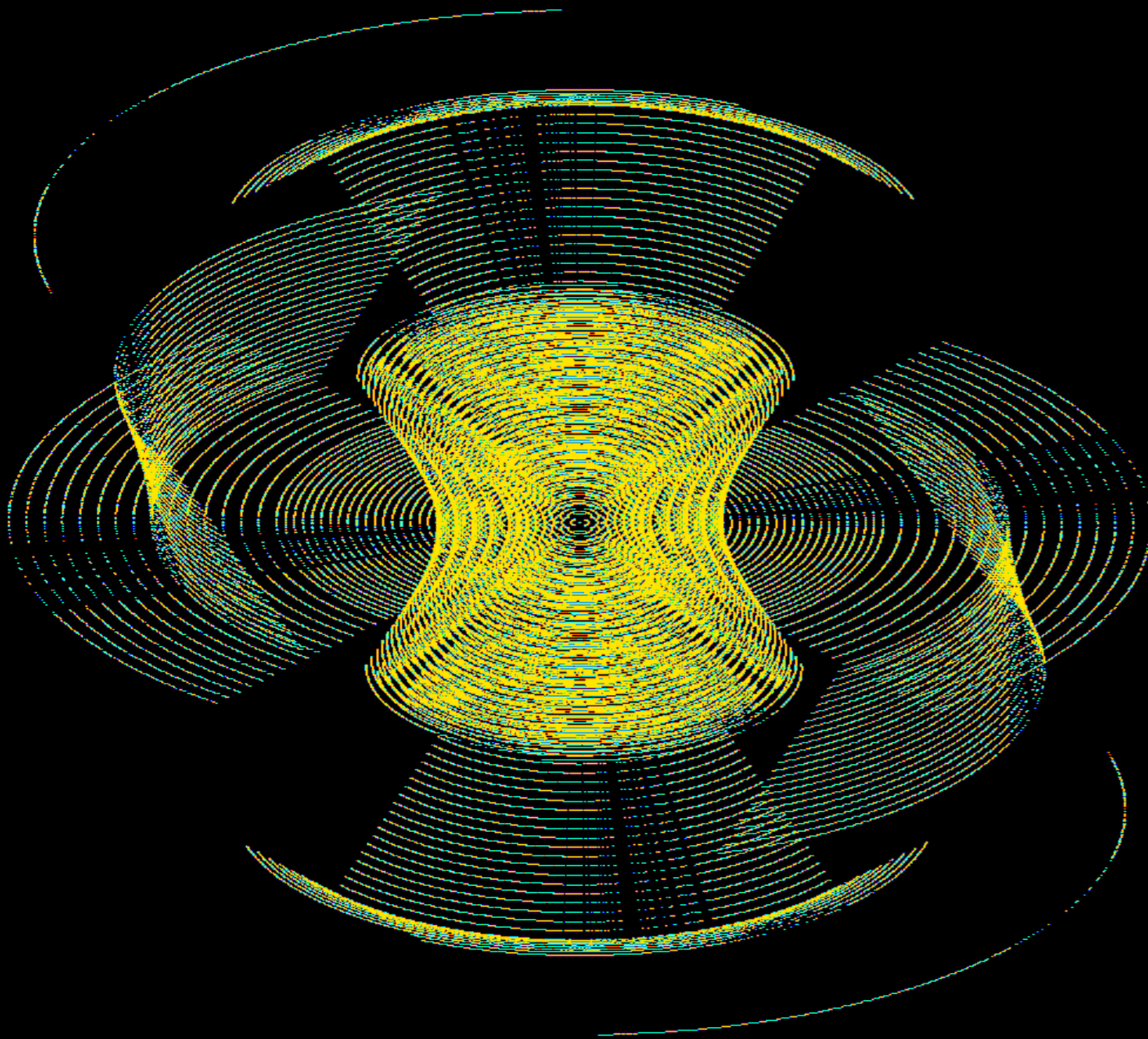
⇒ synthèse d'image possible avec un nombre réduit de bases (ou qualité ↑ à nombre de bases  $C^t$ )



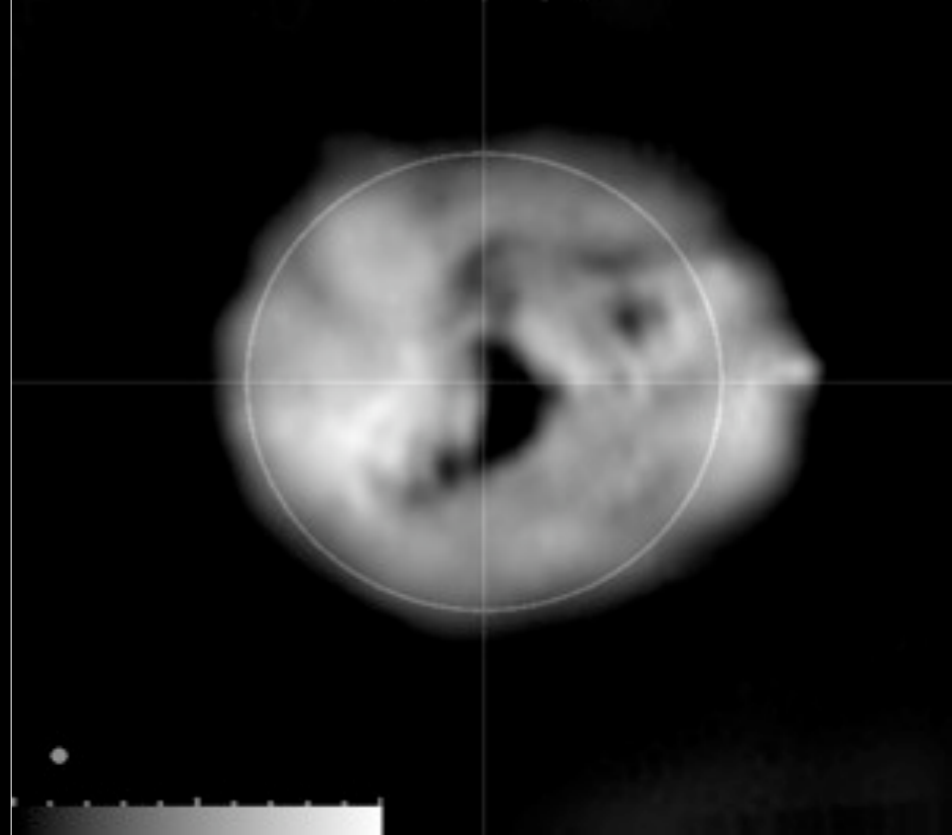


# Radiohéliographe de Nançay

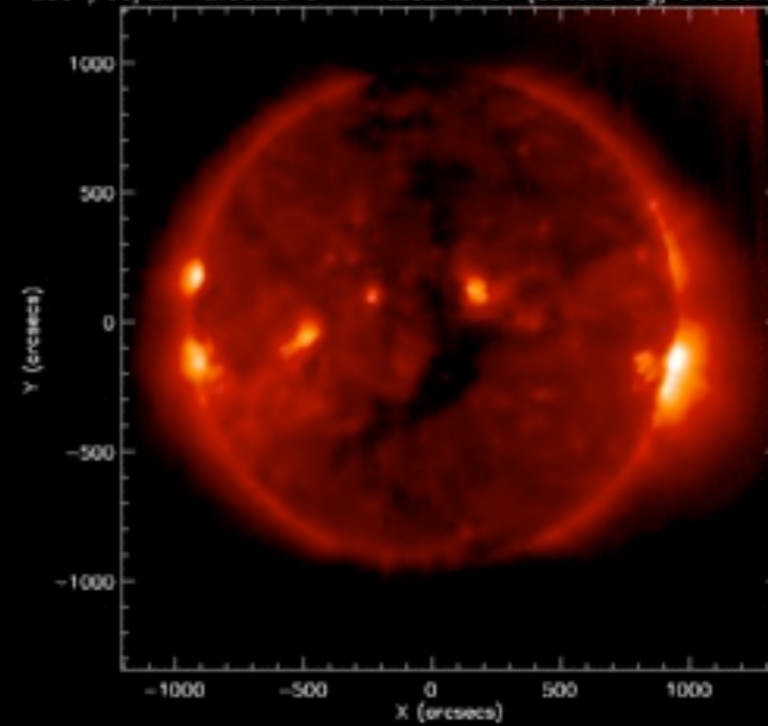
uv coverage. Synthesis interval : 08:24 - 15:22 TU



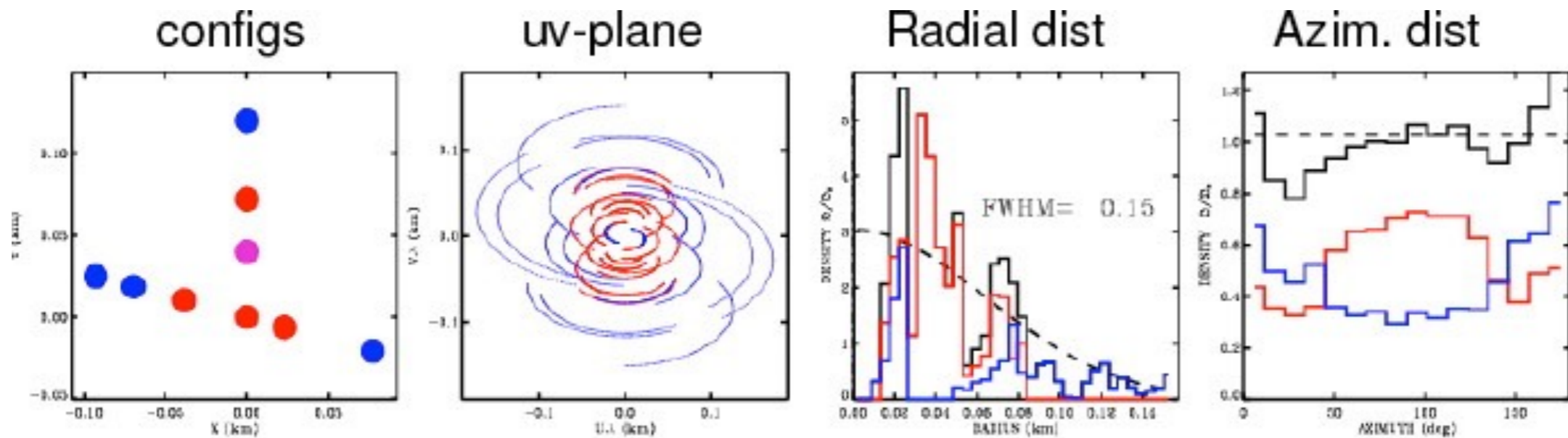
410 MHz Clean Image 1536 pts Field = 4.0 Rs (rayon anneau 1.00 Rs)  
rotated by angle p



2004/06/27 12:00:25 UT - 12:02:43 UT (echelle log) smooth\_width=2



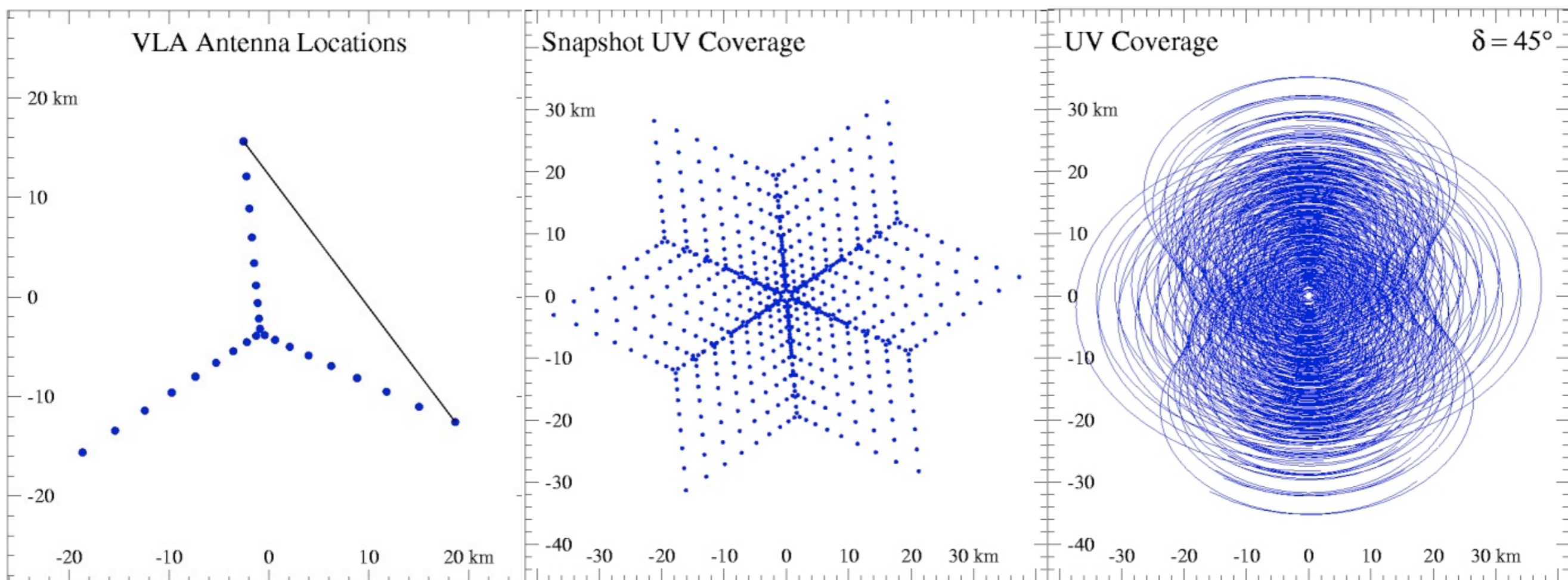




Plateau de Bure observations, supersynthesis + multiconfiguration

Instantané

Intégration de 12 h



• Sensibilité d'un interféromètre :

1 Antenne élémentaire :  $a_{\text{eff}}$ ,  $(S/B)_1$

2 Antennes élémentaires  $\rightarrow$  1 base interférométrique :  $2 \times a_{\text{eff}}$ ,  $(S/B)_2 = (S/B)_1 \times \sqrt{2}$

N Antennes élémentaires  $\rightarrow$   $N(N-1)/2$  bases interférométriques :  $N \times a_{\text{eff}}$ ,

$$(S/B)_N = [N(N-1)/2]^{1/2} \times (S/B)_2 = [N(N-1)/2]^{1/2} \times (S/B)_1 \times \sqrt{2}$$

$$\sim (S/B)_1 \times N \quad \text{pour } N \text{ grand}$$

$\rightarrow$  similaire à une antenne unique d'aire effective  $A_{\text{eff}} = N \times a_{\text{eff}}$



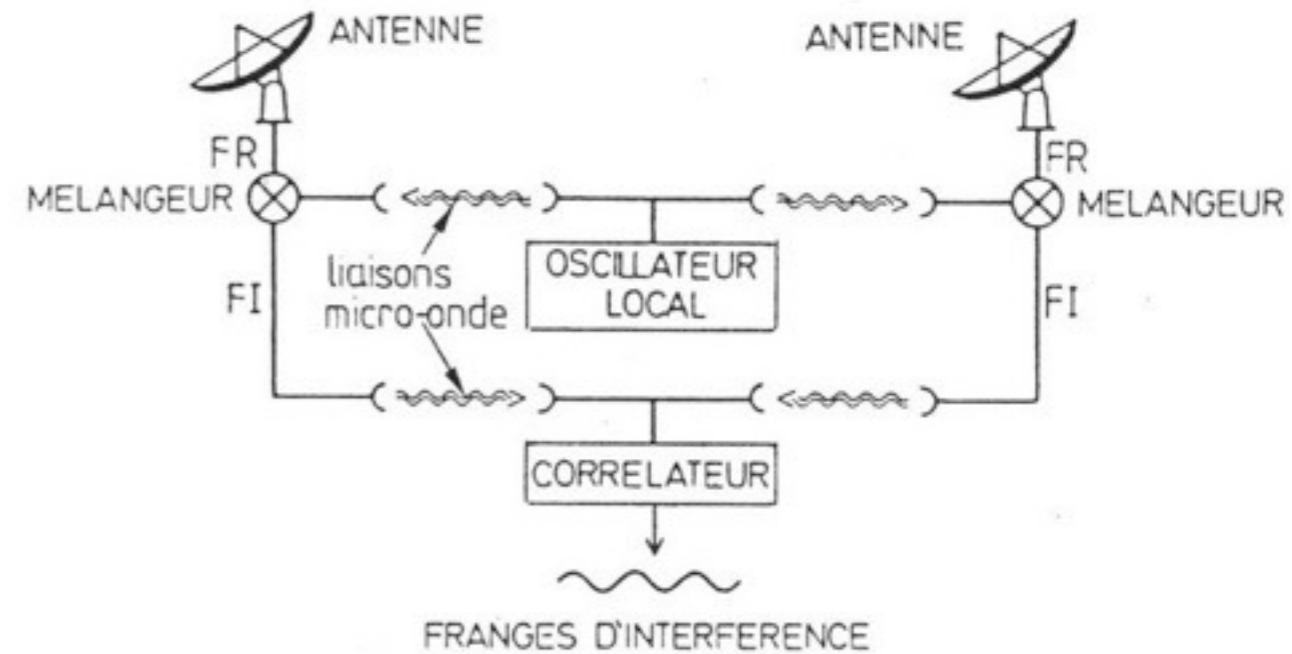
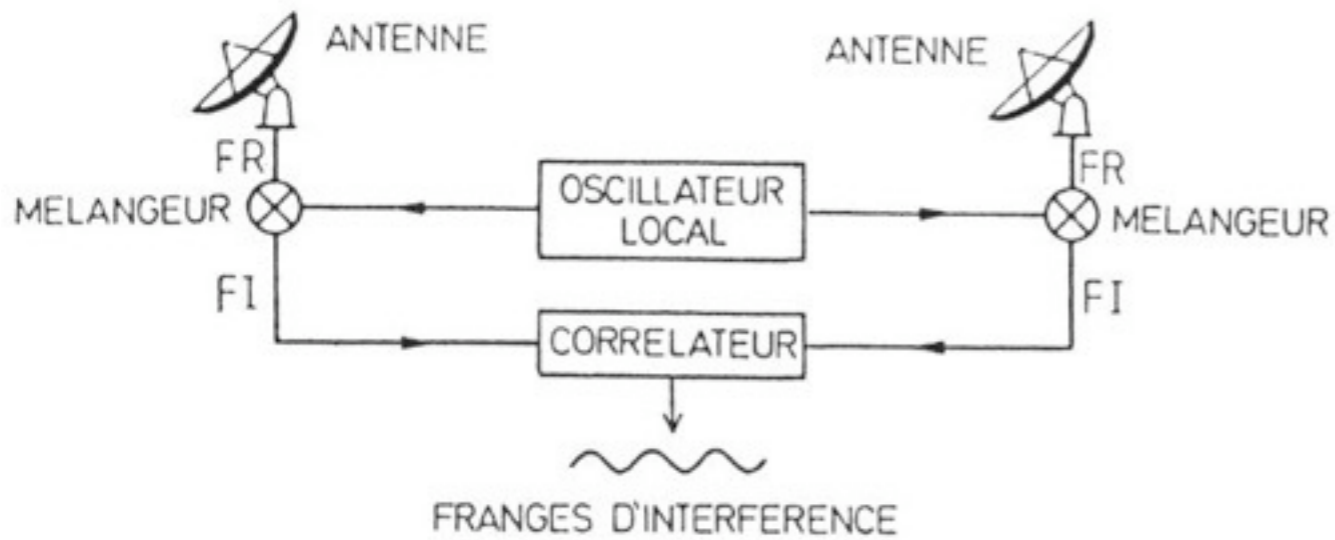
- V.L.B.I. = Very Long Baseline Interferometry (Interférométrie à très grandes bases)

Problématique : augmenter  $d$  pour augmenter la résolution maximale ( $\sim \lambda/d$ )

Corrélation temps réel  $\Rightarrow$  liaison des antennes par :

- câbles HF  $\rightarrow \leq$  quelques km (pertes)
- fibres optiques  $\rightarrow \leq$  quelques 10-100 km
- faisceaux Hertzien (HF)  $\rightarrow \leq$  quelques 100 km (effets de propagation)

Au-delà, problèmes de propagation et de conservation de la phase



⇒ VLBI : au lieu de corrélérer ( $\otimes$ ) les signaux en temps réel,

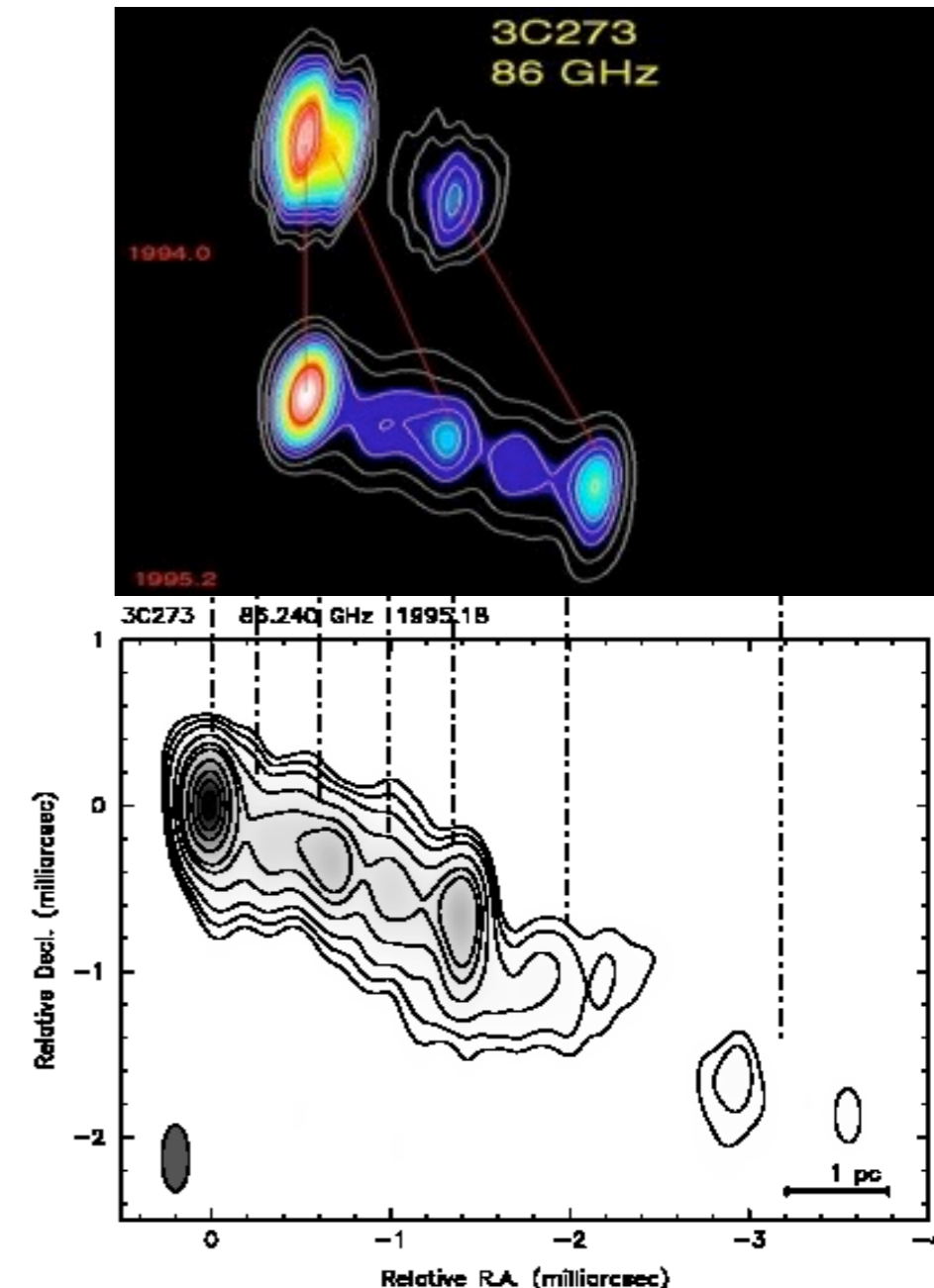
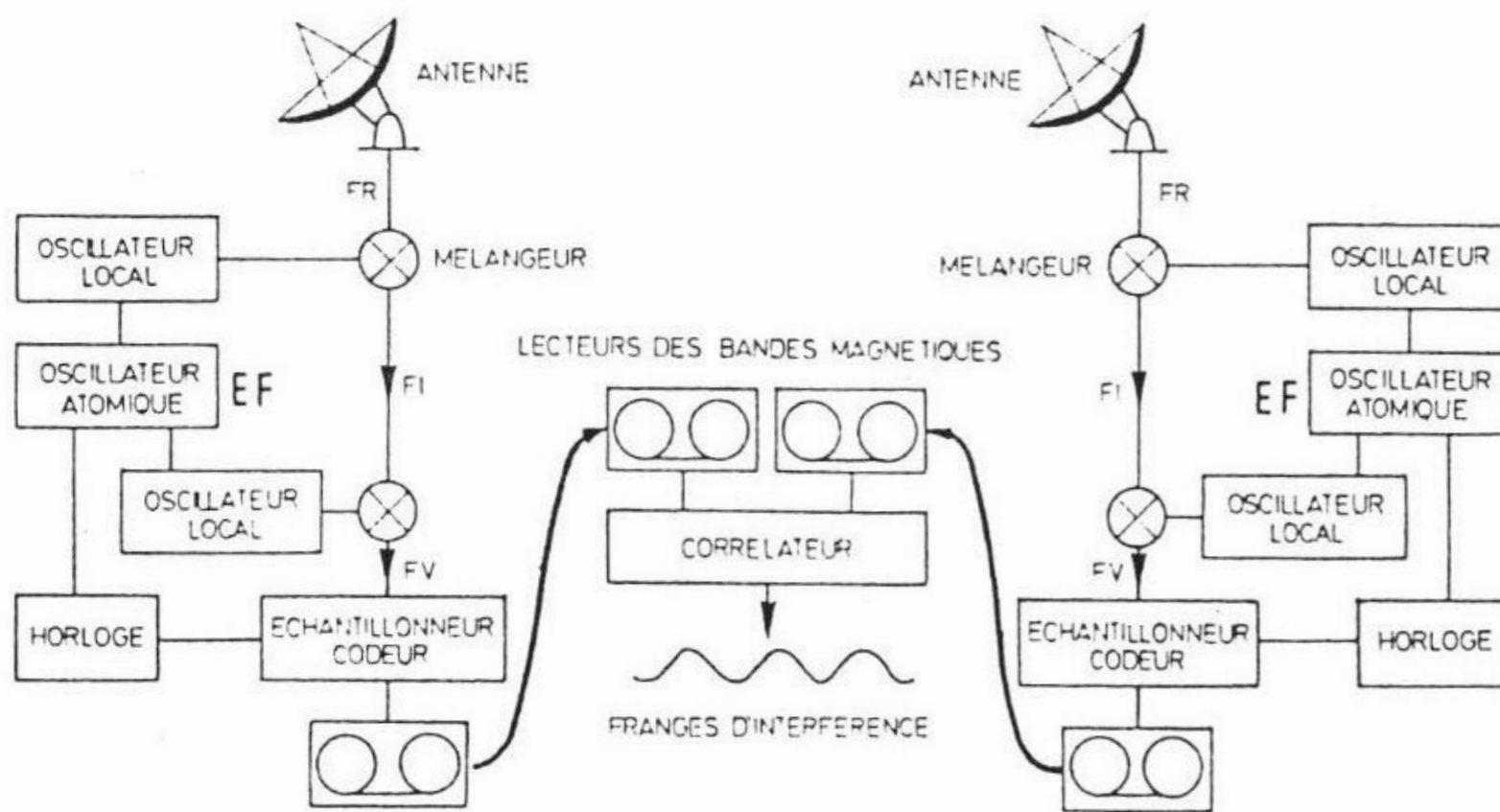
Corrélation temps différé ⇒ enregistrements des signaux, éventuellement numérisés (bande magnétique, disque dur) avec une référence de temps « exacte », puis  $\otimes$  en temps différé à l'ordinateur

⇒ si  $S/N > 1$  pour  $\tau$  donné (correspondant à  $\psi = 2\pi d \sin\theta / \lambda = 2\pi\nu \tau$ ), des franges apparaissent

⇒ mesure de  $t_A(u,v)$  pour la base considérée

⇒ Interférométrie intercontinentale possible = VLBI

Sur Terre,  $d_{\max} \approx 12000 \text{ km} \Rightarrow \lambda/d_{\max} = 2 \times 10^{-8} \text{ rad} = 4 \times 10^{-3} \text{ ''}$  à  $\lambda = 21 \text{ cm}$



→ La précision des mesures : un problème de métrologie

Récepteurs VLBI ~ (super-)hétérodynes identiques et synchronisés

La connaissance précise de la phase  $\psi = 2\pi(\nu - \nu_{\text{VOL}})t$  du signal BF (utile, de bande  $\Delta\nu \sim \nu - \nu_{\text{VOL}}$ )

$$\delta\psi = 2\pi \Delta\nu \delta t + 2\pi \delta\nu_{\text{VOL}} \Delta t \quad (\text{avec } \Delta t \text{ la durée des mesures})$$

$\delta\psi \ll 1$  requiert une précision d'horloge  $\delta t \ll 1/\Delta\nu$  (ex:  $10^{-6}$  sec pour  $\Delta\nu = 1$  MHz)

Les O.L. (de chaque récepteur) doivent avoir une stabilité  $\delta\nu_{\text{VOL}} \ll 1/\Delta t$

$$\Rightarrow \delta\nu_{\text{VOL}}/\nu_{\text{VOL}} \ll (\nu_{\text{VOL}} \times \Delta t)^{-1} \sim (\nu \times \Delta t)^{-1}$$

↓

↓

↓

fluctuations de  $\nu_{\text{VOL}}$  fréquence du signal reçu durée de l'observation

(ex:  $\delta\nu_{\text{VOL}}/\nu_{\text{VOL}} \ll 10^{-12}$  pour 15 minutes d'observation à 1 GHz)

O.L. utilisés :

Lasers à vapeurs de Rubidium :  $\delta\nu_{\text{VOL}}/\nu_{\text{VOL}} \approx 5 \times 10^{-12} \Rightarrow 20$  sec de cohérence à 10 GHz

Césium (Cs) :  $\delta\nu_{\text{VOL}}/\nu_{\text{VOL}} \approx 10^{-12}$

Masers à hydrogène :  $\delta\nu_{\text{VOL}}/\nu_{\text{VOL}} \approx 10^{-13/-14}$

$\Rightarrow$  précision sur la connaissance des bases : des bases  $\sim \emptyset$  terrestre doivent être connues à  $< \lambda/10$  = au centimètre près

car il faut  $\delta\psi = 2\pi \delta d \sin\theta / \lambda \ll 1 \Rightarrow \delta d \ll \lambda / 2\pi \sin\theta$

pour pouvoir remonter à  $\theta$  (direction de la source)



→ En l'absence de références absolues ( $t_{\text{absolu}}$  des horloges,  $\varphi_{\text{absolue}}$  des O.L., ou  $d_{\text{absolue}}$ ), le défilement de la source et l'observation de  $|t_A(u,v)|$  (visibilité des franges pour la base considérée) donne une information sur la dimension angulaire de la source.

*NB : VLBI très difficile à TBF (décamétrique) du fait des retards de phase inhomogènes  $\delta\psi$  introduits par la traversée de l'ionosphère  $\Rightarrow$  défi majeur pour LOFAR BF*

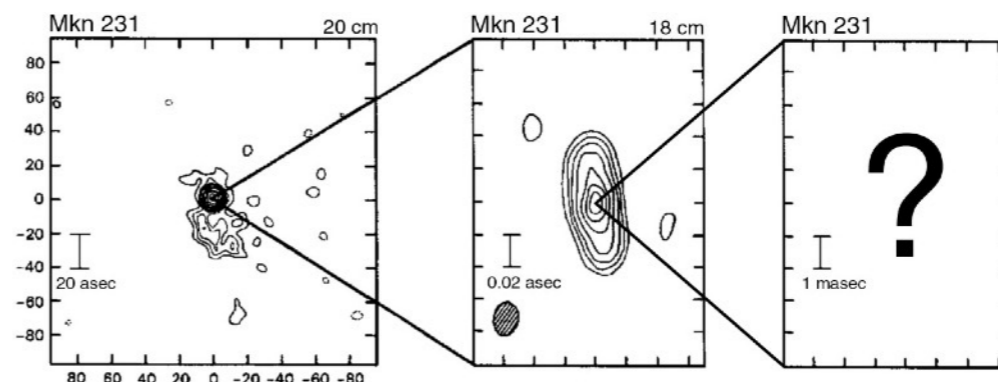
### Terminaux VLBI

Historiques : Mark I, II, III (vidéo,  $\Delta\nu = ?$ , 2, 56 MHz + numérisation a posteriori) ; Mark IV (numérisation directe + enregistrement sur bande magnétique) ; Mark V (numérisation directe sur disque dur,  $\geq 100$  MHz)

Réseaux VLBI (la plupart des grands RT dm-cm actuels – saut RTN, méridien) :  
MERLIN = réseau Européen (hétérogène), VLBA = réseau US (homogène), LOFAR-Eu

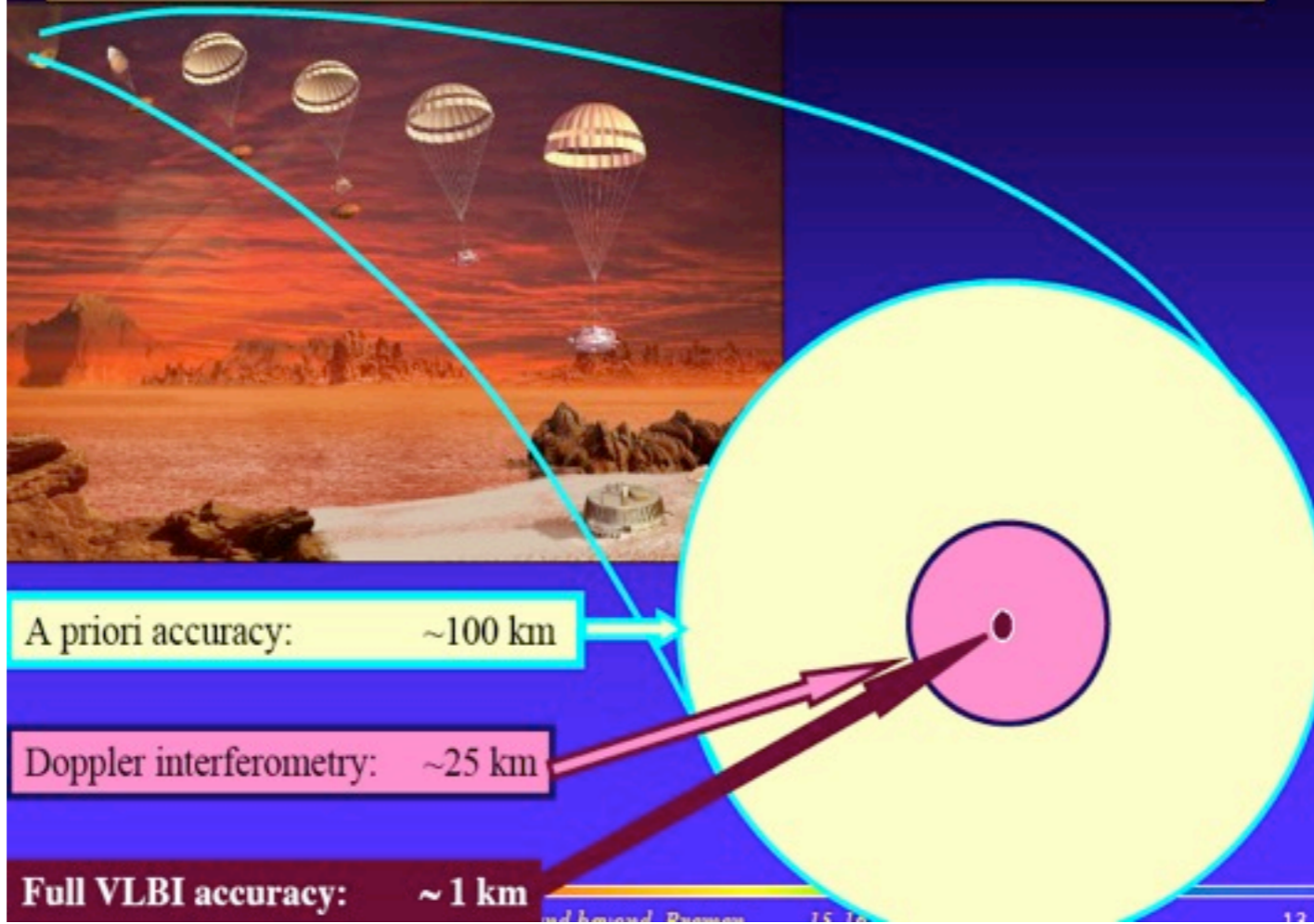
Mission spatiale VSOP (VLBI Space Observation Program - Japon) : antenne en orbite terrestre  
 $\Rightarrow d \approx 25000$  km

$\Rightarrow$  résolution maximale atteinte  $\sim 10^{-4}$  "   
~ optique

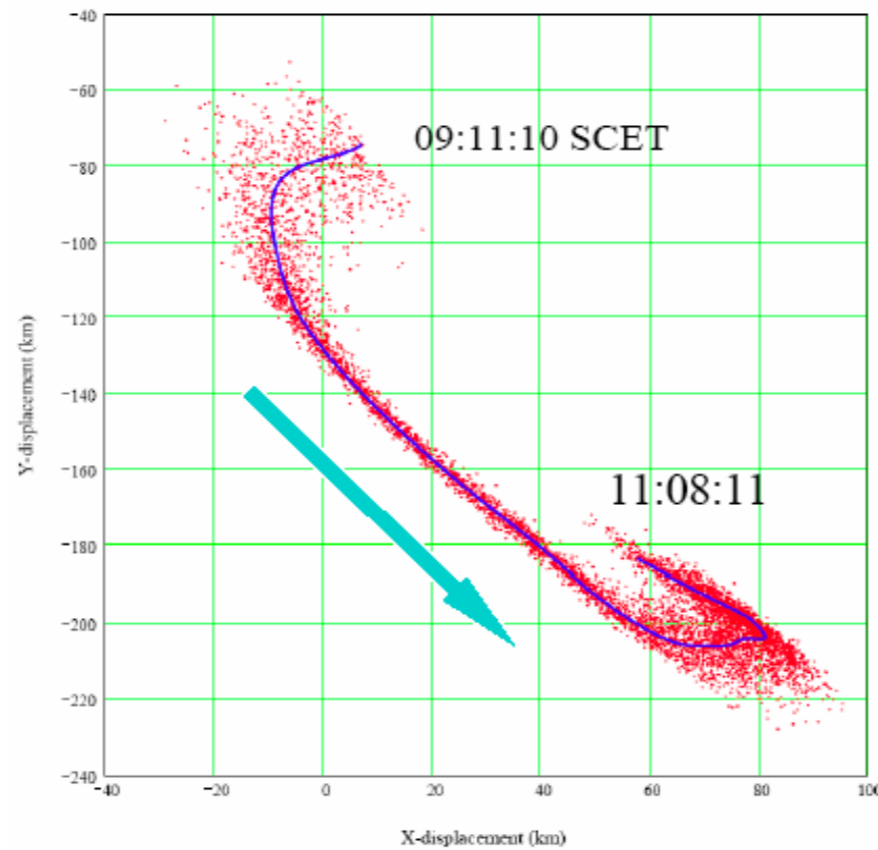


Imagerie des NAGs

# VLBI determination of the Huygens descent trajectory



0.0001''



- Introduction (historique, intérêt, spécificités)
- Onde & Polarisation
- Plasmas & Propagation (coupure, dispersion, effet Faraday, scintillations)
- Détection Cohérente du Signal (théorie de la mesure, température d'antenne, étalonnage, bruit)
- Récepteurs (hétérodyne, température de système, filtrage, gain, RFI mitigation)
- Notions sur les Antennes Radioastronomiques : Antennes uniques
- Interférométrie et Synthèse d'ouverture (réseaux phasés, pointage électronique, imagerie, corrélation, cohérence, VLBI)
- **Méthodes d'Observation**
- Grands instruments du Futur
- Radioastronomie Spatiale



- Interférométrie & Polarimétrie : imagerie radio & paramètres de Stokes (une introduction)

Relation mesures  $\leftrightarrow$  Observables

Equation explicite reliant les mesures interférométriques à S,Q,U,V

dérivées par (Morris & al. ApJ, 139, p. 551, 1964)

Cadre mathématique + général proposé par Hamaker et al. (*A&A Supp.*, 117, 137, 1996)

→ The « Radio Interferometer Measurement Equation » (RIME)

Hypothèse de base: linéarité des effets dus à la propagation & au récepteur.

$$\mathbf{E} = (E_x, E_y) \quad \Rightarrow \quad \mathbf{E}' = [\mathbf{J}] \mathbf{E} \quad (\text{propagation})$$

$$\mathbf{V} = [\mathbf{J}] \mathbf{E} \quad (\text{réception, avec } \mathbf{V} = (V_x, V_y))$$

$[\mathbf{J}]$  (ou  $\mathbf{J}$ ) est une matrice  $2 \times 2$ , appelée « matrice de Jones »

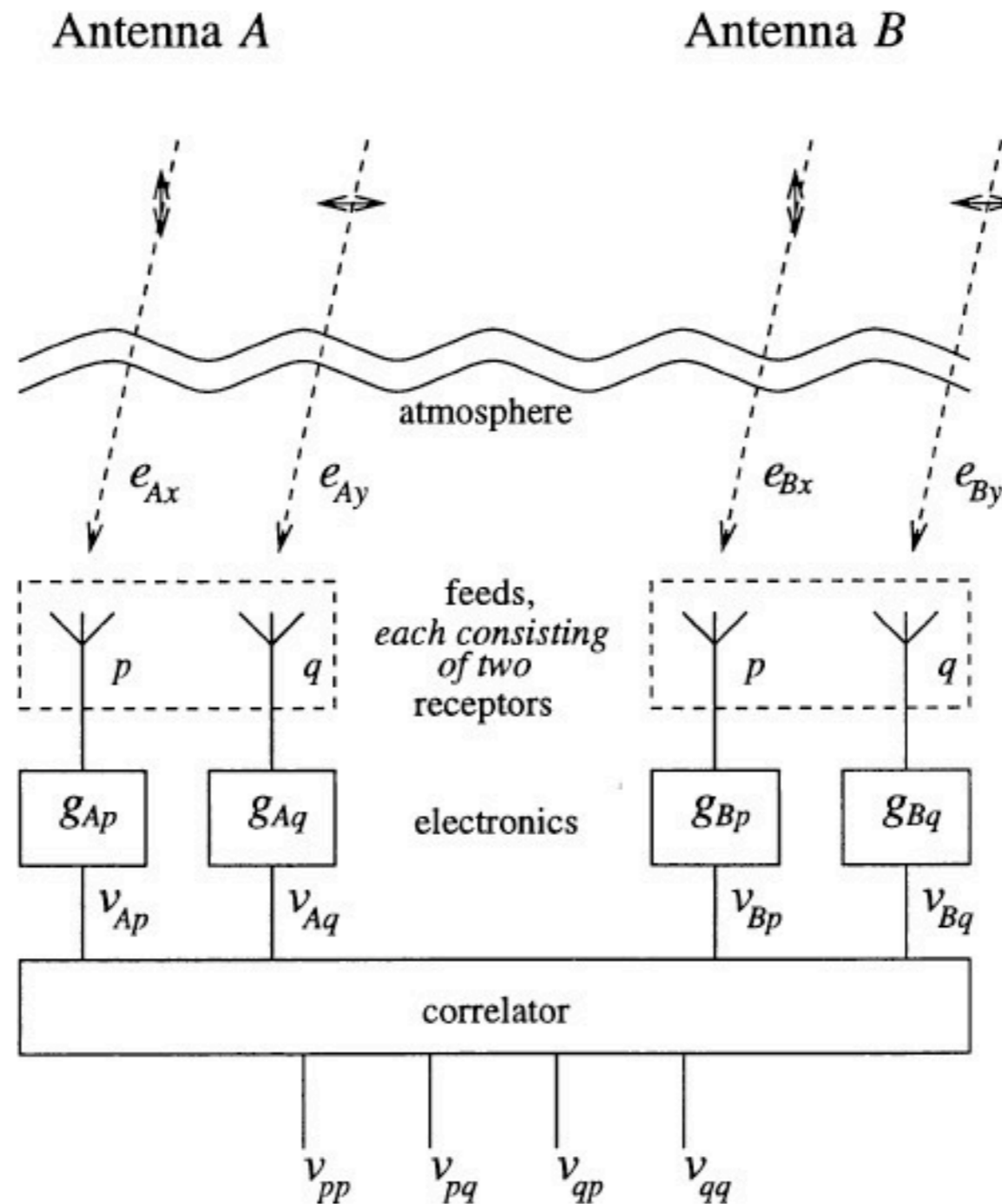
Antenne unique :  $\mathbf{V} = \mathbf{J} \mathbf{E} = (V_x, V_y)$  = voltages complexes (amplitude & phase) mesurés par les 2 éléments focaux polarisés (ici linéairement), d'où on peut tirer la « matrice de cohérence » :

$$\langle \mathbf{V}^t \mathbf{V}^* \rangle |_{\Delta t} \gg 1/v = \begin{bmatrix} \langle V_x V_x^* \rangle & \langle V_x V_y^* \rangle \\ \langle V_y V_x^* \rangle & \langle V_y V_y^* \rangle \end{bmatrix}$$

$$\propto \begin{bmatrix} \langle E_x E_x^* \rangle & \langle E_x E_y^* \rangle \\ \langle E_y E_x^* \rangle & \langle E_y E_y^* \rangle \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} S+Q & U+iV \\ U-iV & S-Q \end{bmatrix} = \mathbf{B}$$

Interféromètre :  $\mathbf{V}_i = \mathbf{J}_i \mathbf{E}$  pour chaque élément de l'interféromètre, d'où on définit la « matrice de visibilité », qui rassemble les mesures d'un interféromètre à 2 antennes p,q :

$$\langle \mathbf{V}_p^t \mathbf{V}_q^* \rangle |_{\Delta t} \gg 1/v = \begin{bmatrix} \langle V_{px} V_{qx}^* \rangle & \langle V_{px} V_{qy}^* \rangle \\ \langle V_{py} V_{qx}^* \rangle & \langle V_{py} V_{qy}^* \rangle \end{bmatrix} = \mathbf{V}_{pq}$$



Interferometer block diagram

Pour un champ électrique incident  $\mathbf{E}$  provenant d'une source ponctuelle, les antennes  $p$  &  $q$  mesurent :  $\mathbf{V}_p = \mathbf{J}_p \mathbf{E}$  &  $\mathbf{V}_q = \mathbf{J}_q \mathbf{E}$   
 où  $\mathbf{J}_p$  &  $\mathbf{J}_q$  sont les matrices de Jones décrivant les transformations du signal entre la source et les récepteurs

$$\Rightarrow \mathbf{V}_{pq} = \langle \mathbf{V}_p {}^t\mathbf{V}_q^* \rangle = \langle \mathbf{J}_p \mathbf{E} {}^t(\mathbf{J}_q \mathbf{E})^* \rangle$$

avec  ${}^t(AB) = {}^tB {}^tA$  et en supposant que  $\mathbf{J}_p$  &  $\mathbf{J}_q$  sont constantes sur  $\langle \dots \rangle$

$$\Rightarrow \mathbf{V}_{pq} = \mathbf{J}_p \langle \mathbf{E} {}^t\mathbf{E}^* \rangle {}^t\mathbf{J}_q^* = \mathbf{J}_p \mathbf{B} {}^t\mathbf{J}_q^*$$

= « **Measurement Equation** » (Équation des Mesures)

(peut aussi être écrite en polarisations circulaires)

Si on décompose les transformations du signal dues à la propagation & au récepteur en produit (non commutatif) de  $n$  matrices de Jones, e.g. :  $\mathbf{J}_p = \mathbf{J}_{pn} \mathbf{J}_{p(n-1)} \dots \mathbf{J}_{p1}$

$$\text{d'où} \quad \mathbf{V}_{pq} = \mathbf{J}_{pn} \mathbf{J}_{p(n-1)} \dots \mathbf{J}_{p1} \mathbf{B} {}^t\mathbf{J}_{q1}^* {}^t\mathbf{J}_{q2}^* \dots {}^t\mathbf{J}_{qm}^*$$



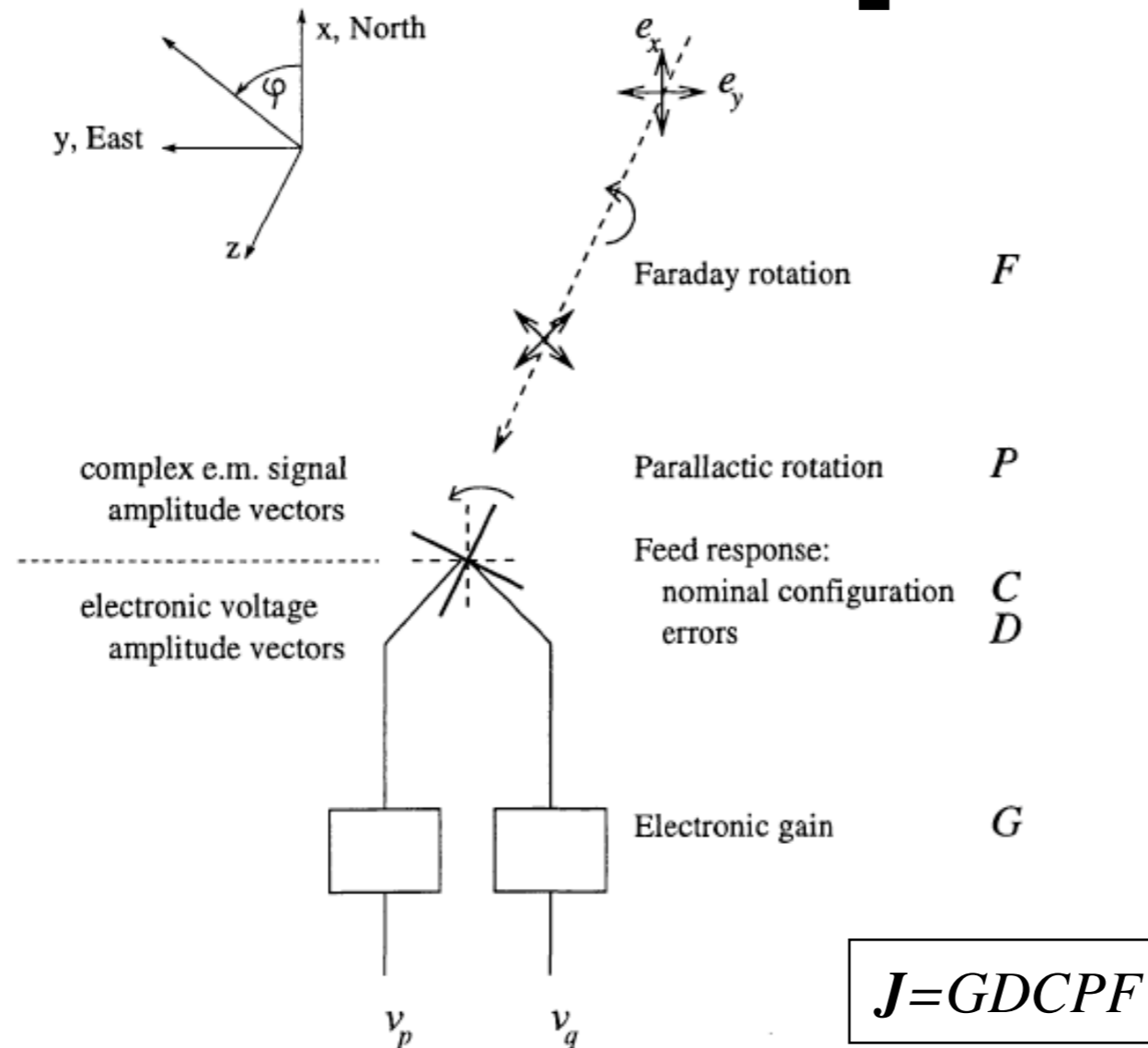
Les termes  $J_{p,q}$  peuvent contenir toutes les transformations subies par le signal:

- gain de l'antenne et du récepteur :  $\mathbf{G} = \begin{bmatrix} G_x & 0 \\ 0 & G_y \end{bmatrix}$

- déphasages :  $\mathbf{D} = \begin{bmatrix} e^{i\psi} & 0 \\ 0 & e^{i\psi} \end{bmatrix}$

- rotations (des dipôles, Faraday...):  $\mathbf{R} = \begin{bmatrix} \cos\varphi & -\sin\varphi \\ \sin\varphi & \cos\varphi \end{bmatrix}$

- termes de polarisation croisée (erreurs) :  $\mathbf{X} = \begin{bmatrix} 1 & \delta_{x\leftarrow y} \\ -\delta_{y\leftarrow x} & 1 \end{bmatrix} \dots$



Modélisation d'un interféromètre radio = détermination des matrices de Jones qui le décrivent

Packages dédiés à un type d'instrument: AIPS, AIPS++, CASA ...

Exemples :

- Observation d'une source ponctuelle avec un instrument parfait :

$$\mathbf{V}_{pq} = \mathbf{D}_p \mathbf{B} {}^t\mathbf{D}_q^*$$

avec D la matrice de Jones scalaire représentant le déphasage dû à la différence de marche:

$$\psi = 2\pi d \sin\theta / \lambda$$

$$\Rightarrow \psi_{pq} = 2\pi \mathbf{u}_{pq} \cdot \mathbf{k} = 2\pi (\mathbf{u}_q - \mathbf{u}_p) \cdot \mathbf{k} = 2\pi \mathbf{u}_q \cdot \mathbf{k} - 2\pi \mathbf{u}_p \cdot \mathbf{k} = \psi_q - \psi_p$$

Cas scalaire :  $V_{pq} = e^{i\psi_{pq}} \Rightarrow S V_{pq} = e^{i\psi_q} S e^{-i\psi_p}$

M.E. : 
$$\mathbf{V}_{pq} = \mathbf{D}_p \mathbf{B} {}^t\mathbf{D}_q^*$$
$$\langle V_{px} V_{qx}^* \rangle = e^{i\psi_q} \frac{1}{2} (S+Q) e^{-i\psi_p}$$

- Pour une source quelconque (étendue)  $\Rightarrow$  décomposition en sources ponctuelles élémentaires :

$$\mathbf{V}_{pq} = \sum_s (\mathbf{D}_p \mathbf{B} {}^t\mathbf{D}_q^*)$$

$\Rightarrow$  tous les résultats obtenus pour S en imagerie d'une source quelconque s'appliquent aux éléments de  $\mathbf{B}$ , ou de manière équivalente aux paramètres de Stokes S, Q, U, V

- Gains complexes variables (éventuellement dépendant du temps) :

$$\mathbf{V}_{pq} = \mathbf{G}_p \mathbf{D}_p \mathbf{B} {}^t\mathbf{D}_q^* {}^t\mathbf{G}_q^* \quad \text{avec} \quad \mathbf{G}_p = \begin{bmatrix} G_{px} & 0 \\ 0 & G_{py} \end{bmatrix}$$

- Étalonnage des observations = observation de sources de référence (position & taille connue) + interpolation/t  $\Rightarrow$  ajustement des gains & phases des antennes

Cas scalaire :  $g_p(t)$  &  $\phi_p(t)$ , avec  $G_p = g_p(t) \exp[i \phi_p(t)]$

M. E. : modélisation des  $\mathbf{G}_p$  et ajustement (itératif) des  $\mathbf{V}_{pq-m}$  modélisés aux  $\mathbf{V}_{pq-o}$  observés :

$\mathbf{D}_p \mathbf{B} {}^t\mathbf{D}_q^*$  ou  $\sum_s (\mathbf{D}_p \mathbf{B} {}^t\mathbf{D}_q^*) = \ll \text{sky model} \gg$

$\mathbf{V}_{pq-m} = \mathbf{G}_p \mathbf{D}_p \mathbf{B} {}^t\mathbf{D}_q^* {}^t\mathbf{G}_q^* = \text{modèle avec les } \mathbf{G}_p \text{ et } \mathbf{G}_q \text{ à une itération donnée}$

$\mathbf{V}_{pq-o} - \mathbf{V}_{pq-m} = \text{résidus}$

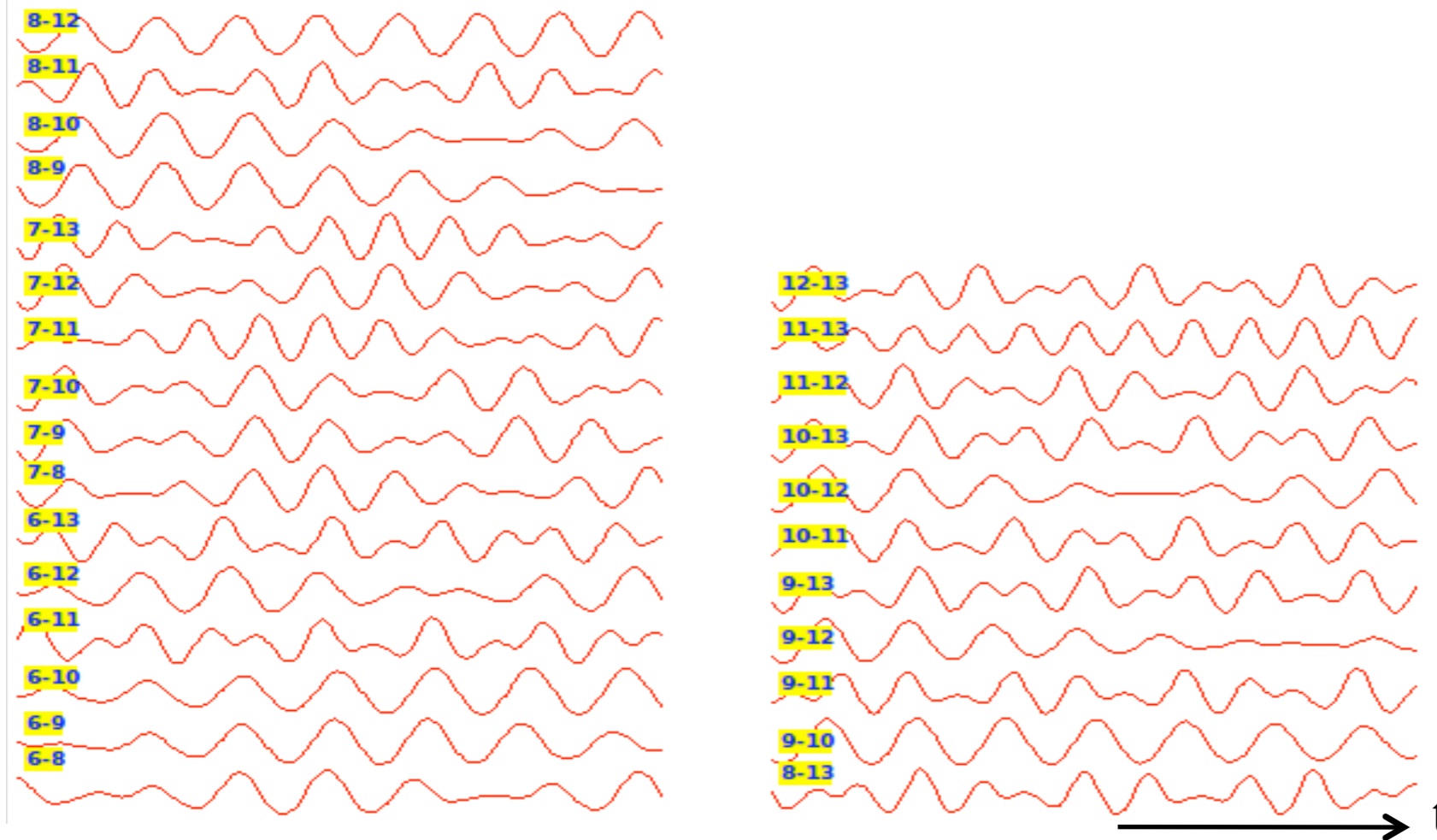
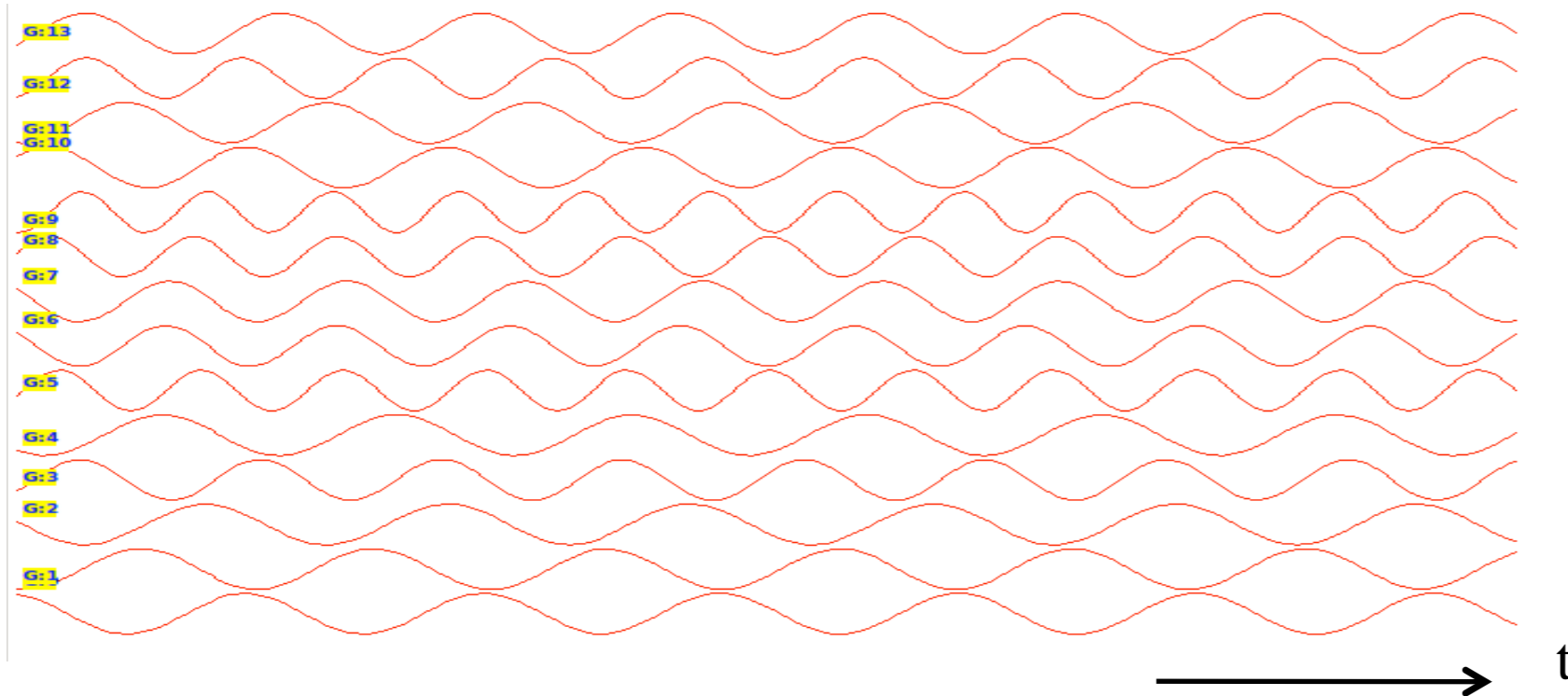
$\mathbf{G}_p^{-1} (\mathbf{V}_{pq-o} - \mathbf{V}_{pq-m}) {}^t\mathbf{G}_q^{-1*} = \text{résidus corrigés (par minimisation)}$

$\rightarrow$  amélioration du sky model & itération.



Simulation d'une source ponctuelle (connue a-priori = calibrateur) non polarisée de 10 Jy observée au Westerbork Synthesis Radio Telescope @ 1432 MHz avec erreurs de gains

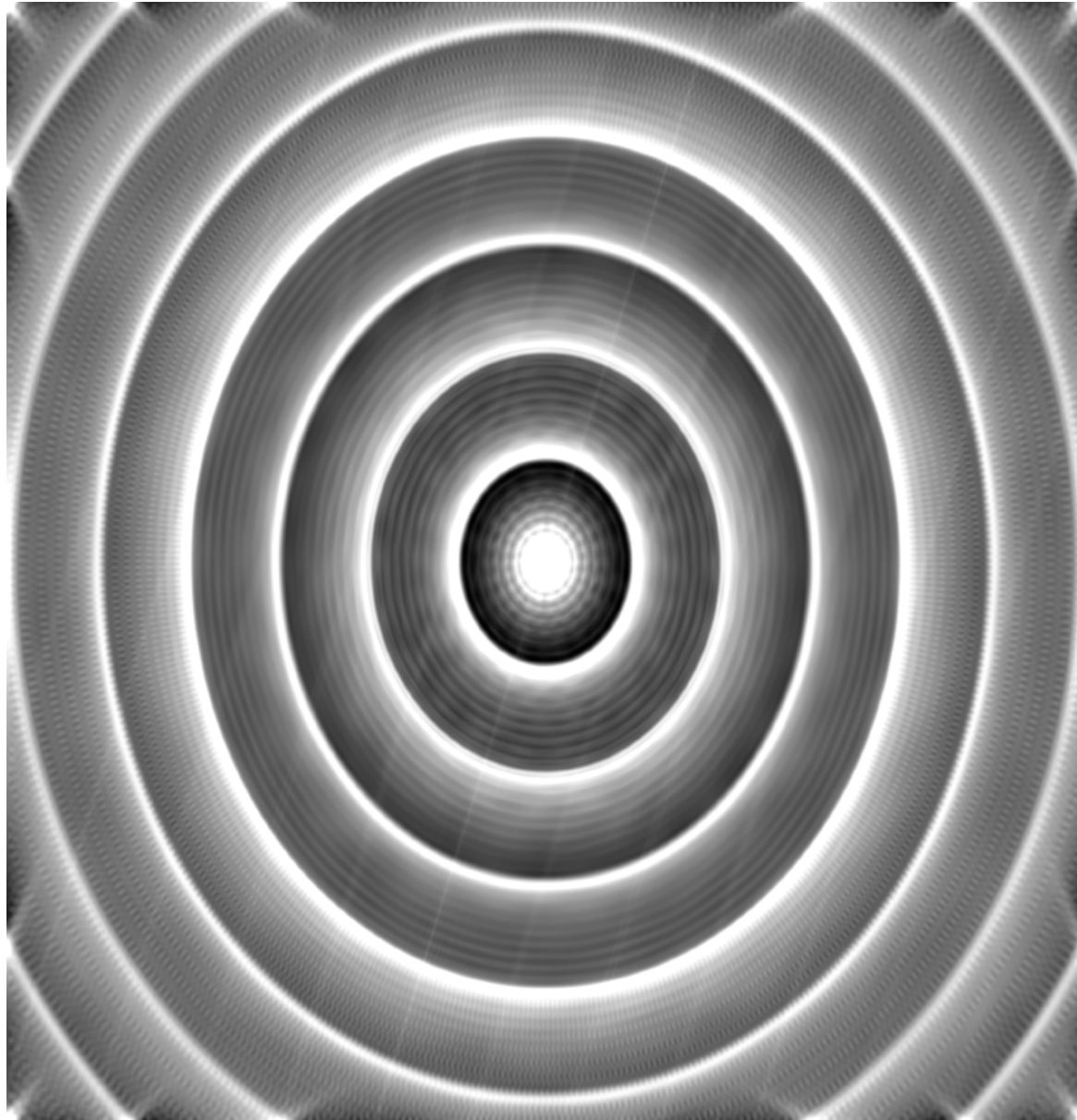
Simulation d'une erreur périodique du gain de 20% (0.8-1.2) sur chacune des 14 antennes du WSRT



⇒ Amplitude de la visibilité pour quelques lignes de bases

Simulation d'une source ponctuelle (connue a-priori = calibrateur) non polarisée de 10 Jy observée au Westerbork Synthesis Radio Telescope @ 1432 MHz avec erreurs de gains

Image brute :  $S(\theta, \phi)$ ,  $Q, U, V = 0$  Jy

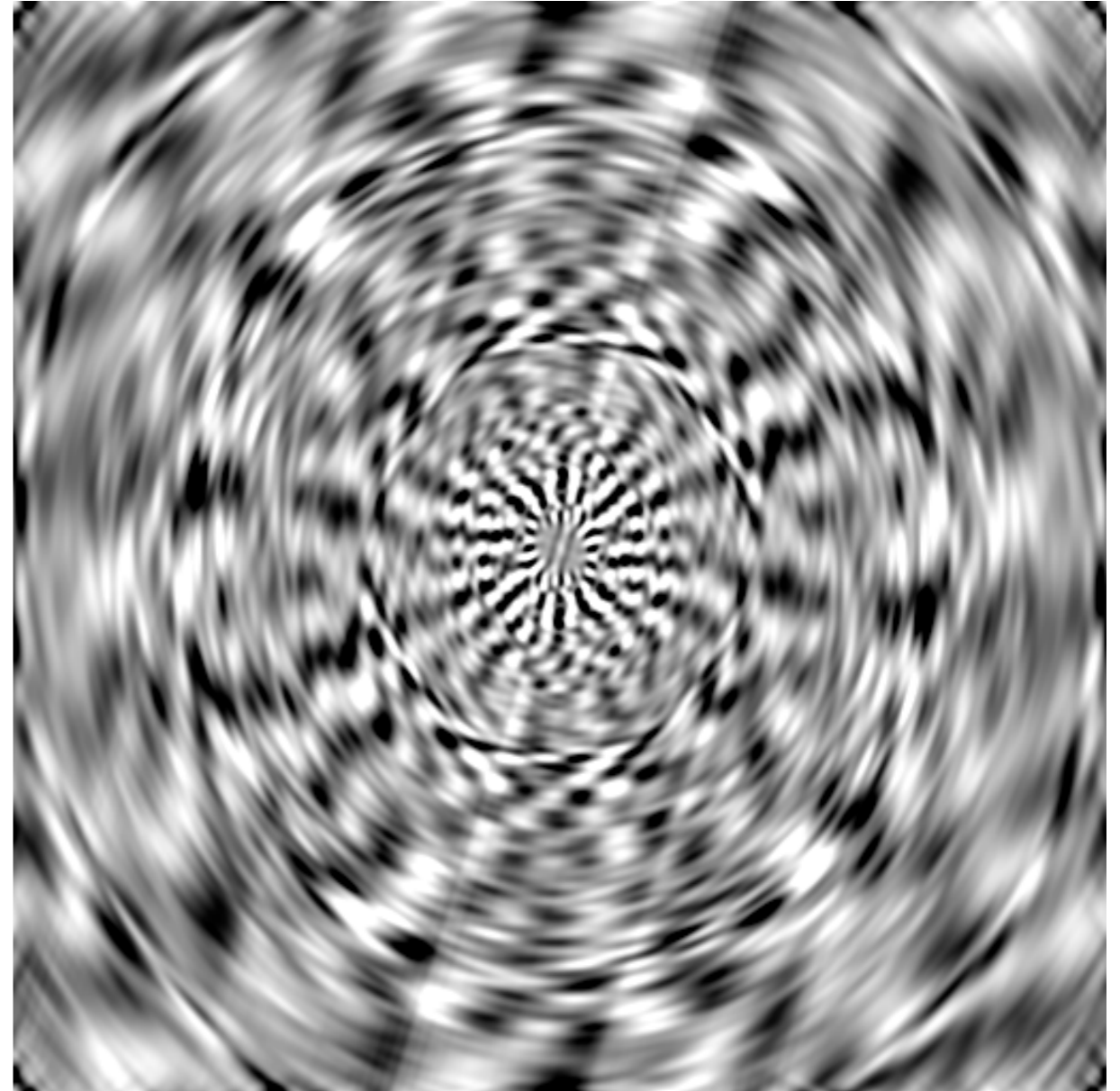


Min=-0.17 Jy

Max= 5. Jy

Soustraction d'un modèle supposé de la source

Résidus  $\delta S(\theta, \phi)$  avant étalonnage des Gains



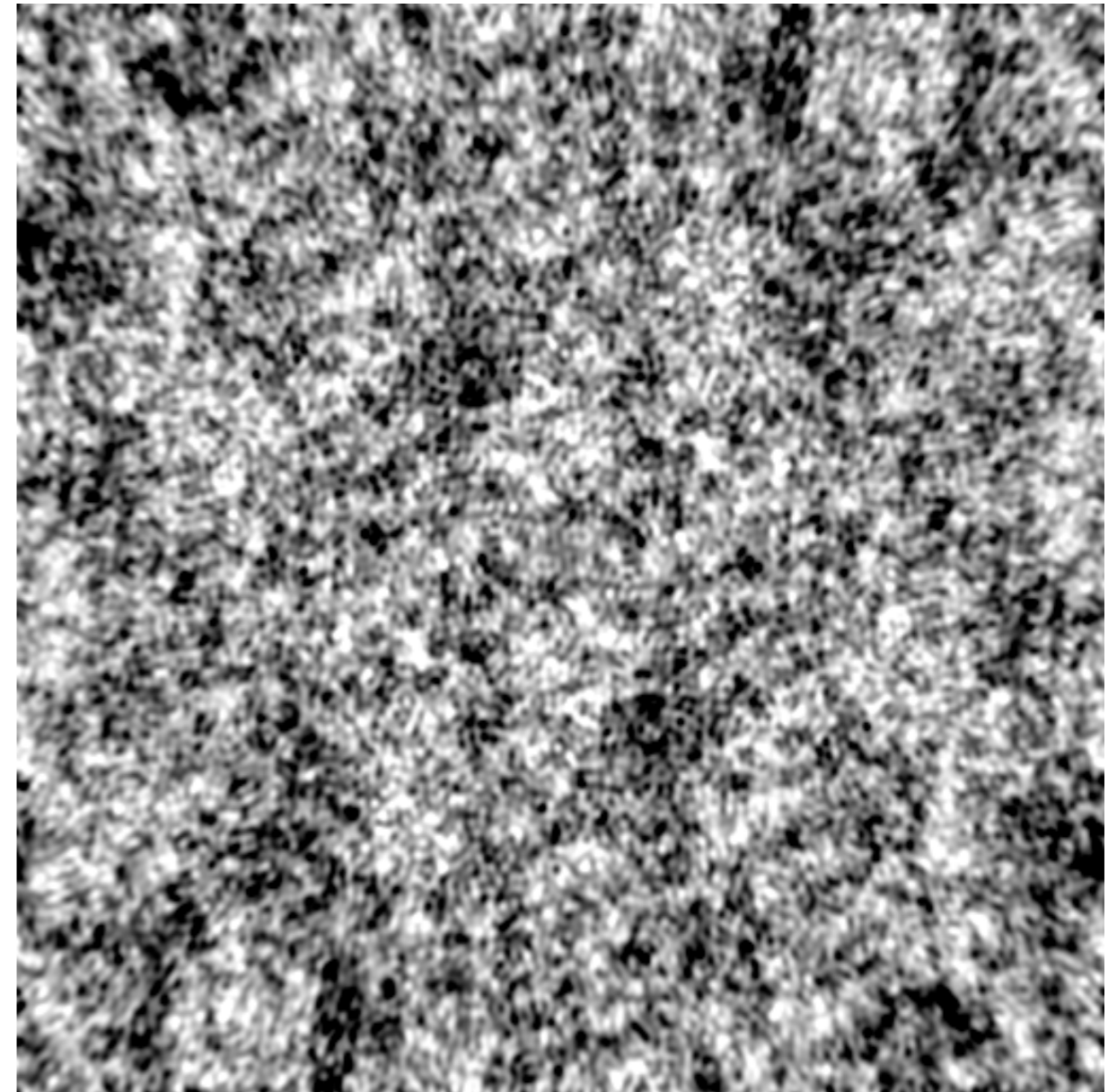
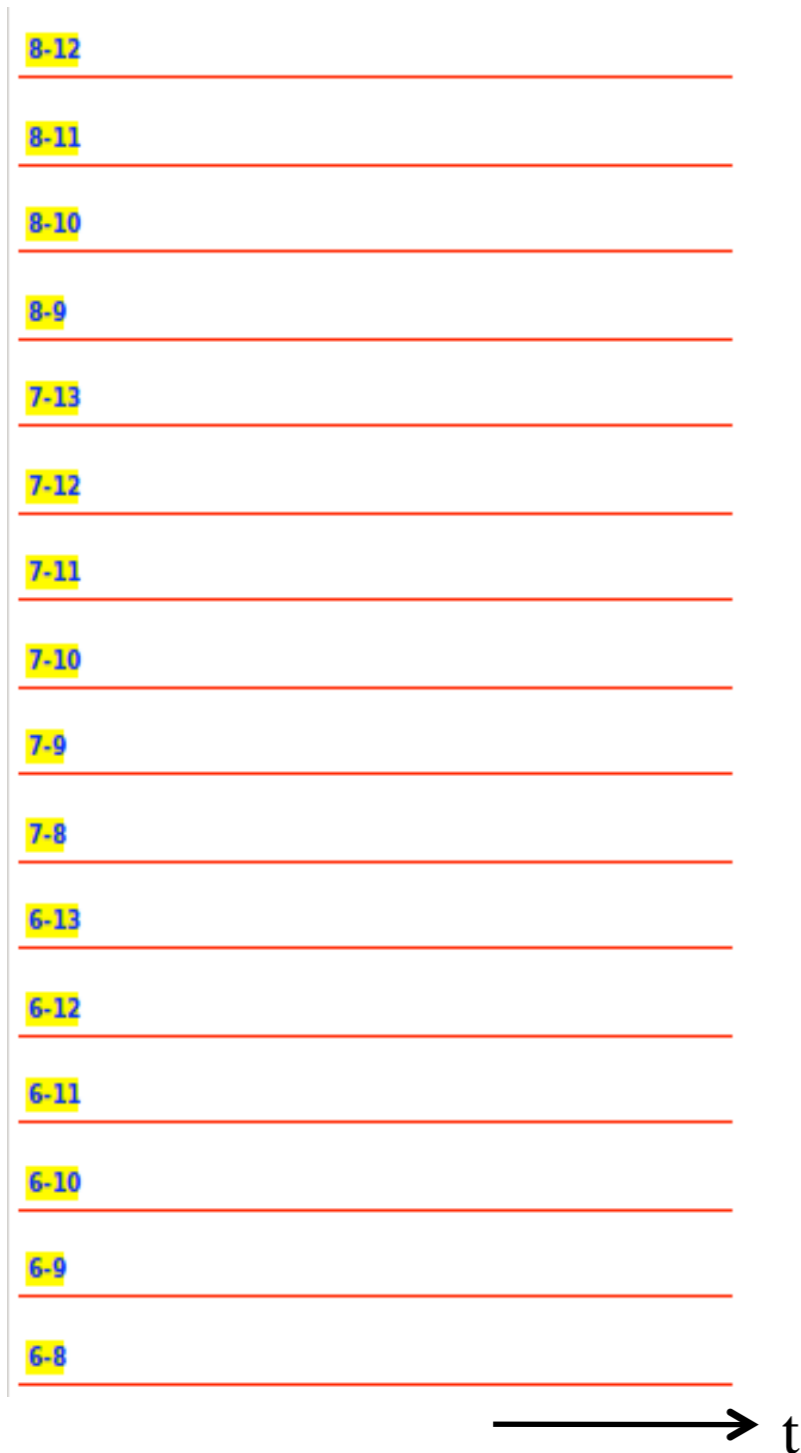
Min = -0.03 Jy

Max = 0.03 Jy

⇒ La source a bien été soustraite, mais il reste des résidus (variations d'intensité) élevés dus aux erreurs de gain artificiellement introduites et non corrigées.

Simulation d'une source ponctuelle (connue a-priori = calibrateur) non polarisée de 10 Jy observée au Westerbork Synthesis Radio Telescope @ 1432 MHz avec erreurs de gains

Soustraction d'un modèle supposé de la source  
Résidus  $\delta S(\theta, \phi)$  après étalonnage des Gains (M.E.)



Min =  $-1.5 \cdot 10^{-9}$  Jy

Max =  $1.5 \cdot 10^{-9}$  Jy

⇒ Les résidus ont une statistique gaussienne (erreur numérique dans ce cas)

Amplitude de la visibilité pour quelques lignes de base après soustraction de la source et étalonnages des gains



- Étalonnage à partir de l'observation de la cible elle-même (Self-Cal)  $\Rightarrow$  ajustement des gains (amplitudes et phases) des antennes pour corriger des effets de propagation ionosphérique

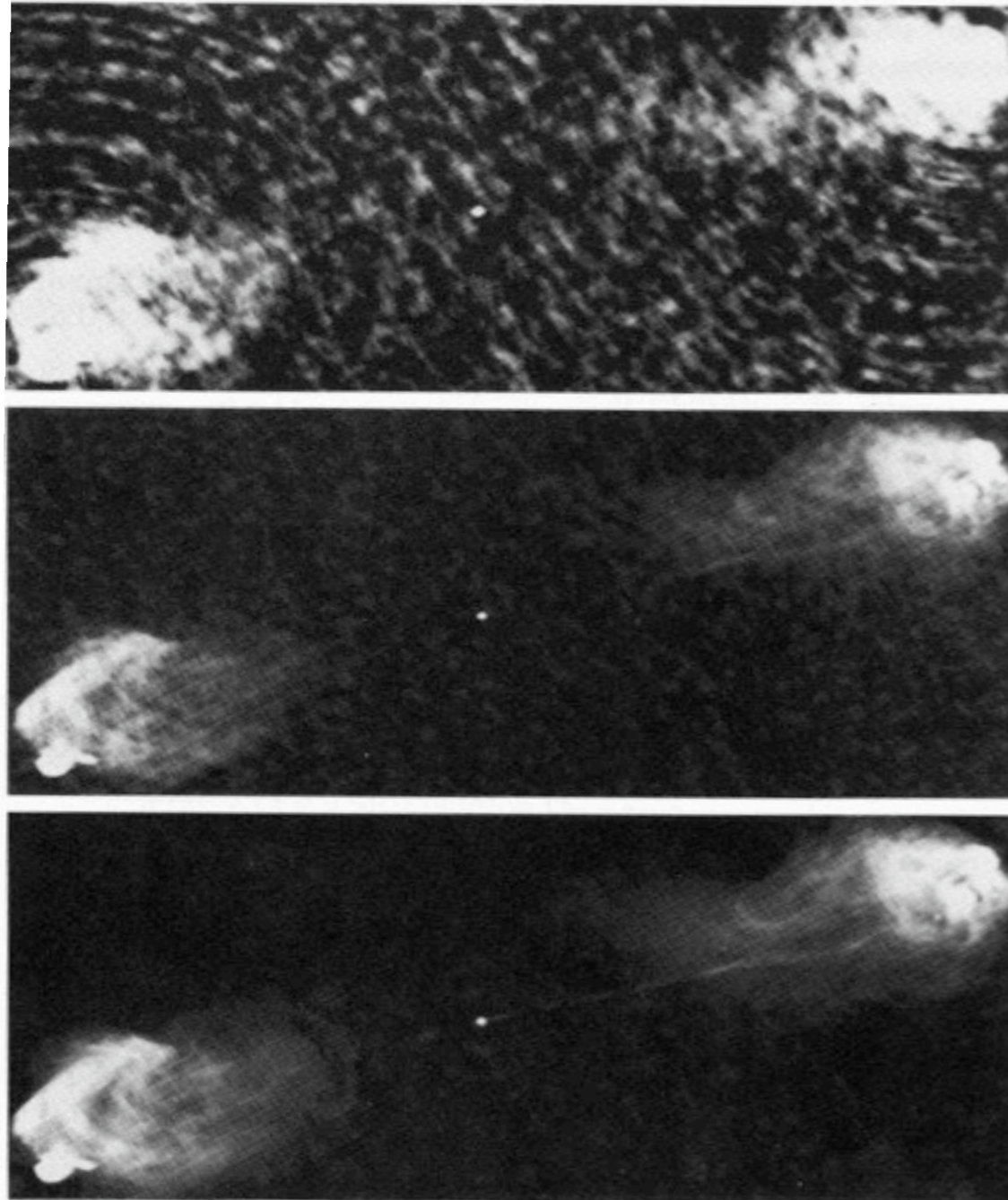


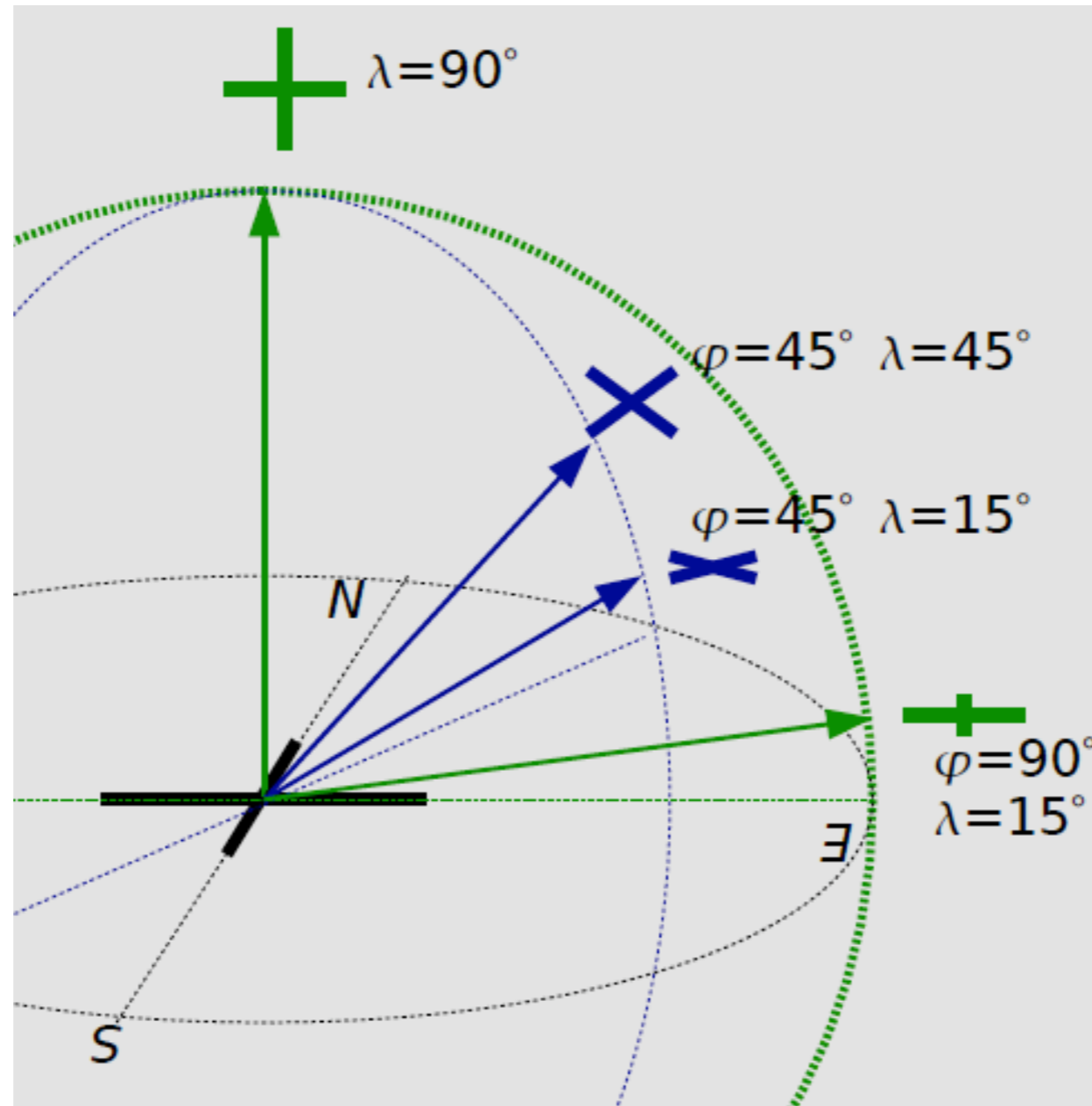
Fig. 8.6. Three images of the radio galaxy Cygnus A, taken with the VLA using all four configurations at 6 cm. In the top panel the interferometer data were calibrated, gridded and Fourier transformed, with no additional processing. Much of the structure is *not* real, but rather due to side lobes of the synthesized beam. In the middle panel, the image was deconvolved using the Maximum Entropy Method (MEM). Note the vast increase in dynamic range. The image in the bottom panel has been self-calibrated. This gives an additional factor of 3 in dynamic range (observed by Perley and Dreher, courtesy of NRAO/AUI)

- Effets de projection des dipôles : décrits par une matrice de Jones

$$\mathbf{L}(\varphi, \lambda) = \begin{bmatrix} \cos\varphi & -\sin\varphi \sin\lambda \\ \sin\varphi & \cos\varphi \sin\lambda \end{bmatrix} \quad \text{avec } \varphi = \text{azimuth}, \lambda = \text{élévation}$$

$\mathbf{L}$  varie avec  $t$ , avec la position de la source (grand champ), avec la position de l'antenne (grand réseau) + *diagramme de rayonnement de l'antenne, ionosphère, imprécisions de pointage*

⇒ nécessité de résoudre l'équation des Mesures par « facettes » (Direction Dependent Effects) car les corrections apportées aux visibilitées ne sont valables que dans une seule direction..



- Techniques d'imagerie

$$T_A(\theta, \phi) = 1/4\pi \times [ g(\theta, \phi) \otimes T(\theta, \phi) ] \Rightarrow t_A(u, v) = G(u, v) \cdot t(u, v) = V(u, v)$$
$$\text{avec } G(u, v) = 1/4\pi \times \text{TF}[g(\theta, \phi)] = E(u, v) \otimes E^*(u, v)$$

Couverture  $(u, v)$  incomplète + bruit  $\Rightarrow$  restauration de  $T(\theta, \varphi)$  à partir de  $t_A(u, v)$  non unique

Solution principale obtenue par mise à 0 de  $t_A(u, v) \Rightarrow T(\theta, \varphi)_{sp}$

$T(\theta, \varphi)_{réelle} - T(\theta, \varphi)_{sp} =$  solution « fantôme » ou « invisible »,

se décomposant sur les portions du plan  $(u, v)$  où  $t_A(u, v) = 0$

$\text{TF} [ G(u, v) ] = g_D(\theta, \varphi) =$  « dirty beam »  $\Rightarrow$  lobes secondaires élevés

$\text{TF} [ t_A(u, v) / G(u, v) ]$  généralement très bruitée car la déconvolution linéaire ajoute du bruit du fait de lobes secondaires de  $\text{TF} [ G(u, v) ]$  liés à l'échantillonnage peu dense de  $G(u, v)$  (dirty beam is dirty !)

$\Rightarrow$  utilisation de « recettes » non linéaires pour améliorer la restauration

Pondération de  $t_A(u_i, v_i)$  par une Gaussienne  $(u_i^2 + v_i^2)^{1/2}$   $\Rightarrow$  réduction des lobes secondaires à  $\sim 1\%$

$g_C(\theta, \varphi) =$  « clean beam » = approximation gaussienne du « dirty beam »



Aliasing : TF par FFT  $\Rightarrow$  requiert l'interpolation de  $t_A(u,v)$  sur une grille régulière

$t'_A(u,v) = \text{III}(u,v) \cdot [P(u,v) \otimes t_A(u,v)]$  où  $t'_A(u,v)$  prend ses valeurs sur une grille régulière  $(\Delta u, \Delta v)$

$P(u,v)$  = pondération des mesures  $t_A(u,v)$  [ex :  $P(u,v)$  = disque uniforme]

$\text{III}(u,v) = \Delta u \cdot \Delta v \times \sum_{i,j=-\infty}^{+\infty} \delta(u-i \cdot \Delta u) \times \delta(v-j \cdot \Delta v)$

$\Rightarrow T'(\theta,\varphi) = \text{III}(\theta,\varphi) \otimes [p(\theta,\varphi) \cdot t_A(\theta,\varphi)]$

Si  $p(\theta,\varphi) \neq 0$  hors de la source [ex :  $P(u,v)$  = disque uniforme  $(u,v) \Rightarrow p(\theta,\varphi) = J_1$  (Bessel ordre 1) ]

$\Rightarrow$  repliement de signal artificiel dans l'image de la source

$\Rightarrow$  images fantômes par « aliasing » (e.g. du fait d'une source ponctuelle intense non résolue)

$T'(\theta,\varphi)$  = « dirty map » (généralement dynamique faible, instabilité / ajout de mesures de visibilité)

- CLEAN : représentation de  $T'(\theta, \phi)$  par une somme de sources ponctuelles :

$$T'(\theta, \phi) = \sum_i A_i g_D(\theta - \theta_i, \phi - \phi_i) + t_\varepsilon(\theta, \phi) \quad \text{avec intensités } A_i > 0$$

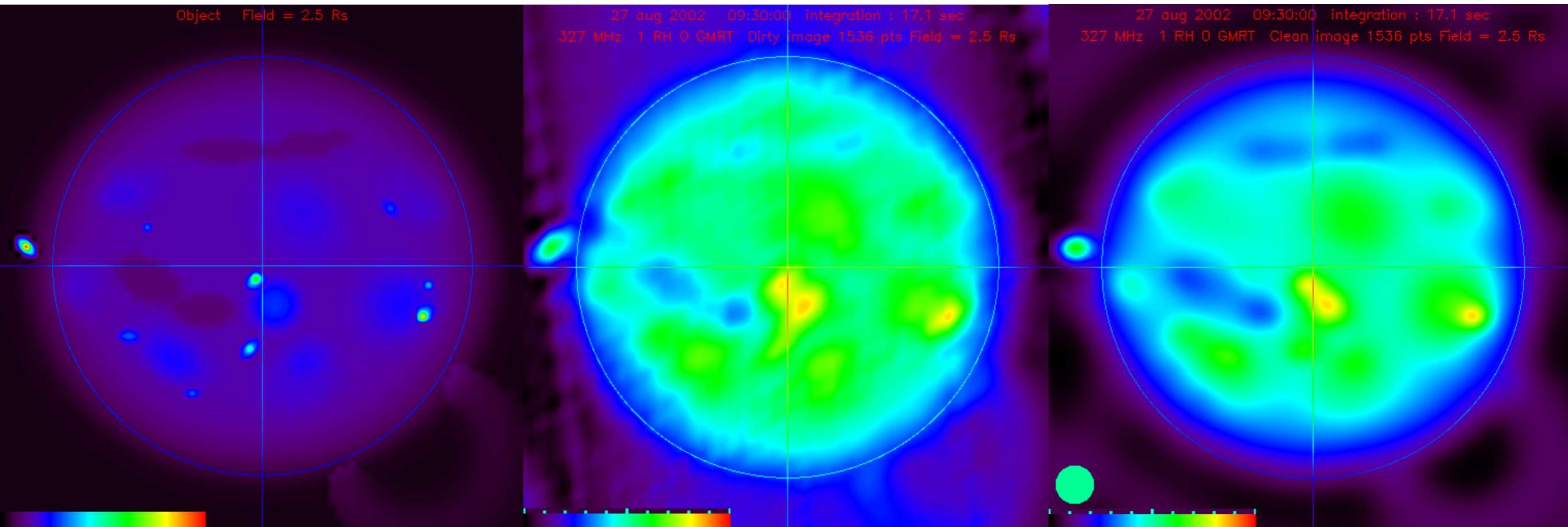
Décomposition itérative à partir du pic le plus intense avec un facteur de convergence  $\gamma$  ( $0 < \gamma < 1$ ),  
converge si  $t_\varepsilon \rightarrow$  bruit des mesures

$$\text{Clean Image} = (\sum_i A_i(\theta_i, \phi_i)) \otimes g_C(\theta, \phi) \quad [+ \text{résidus}]$$

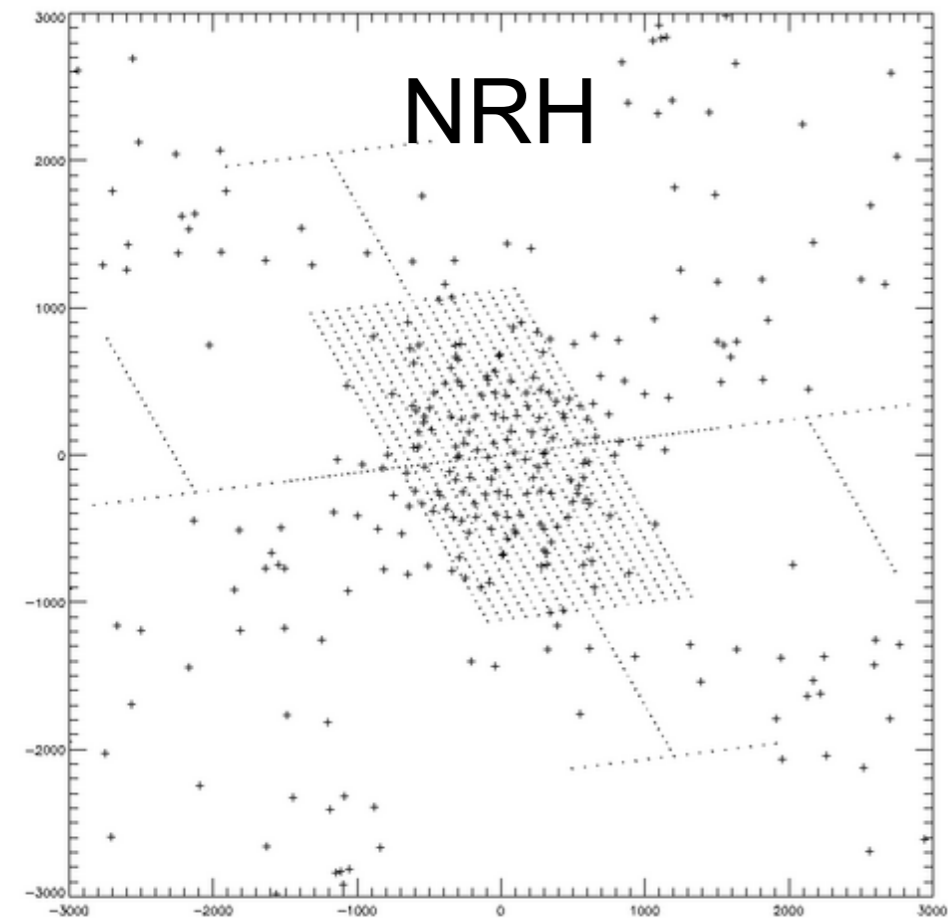
Modèle

Image sale (Dirty)

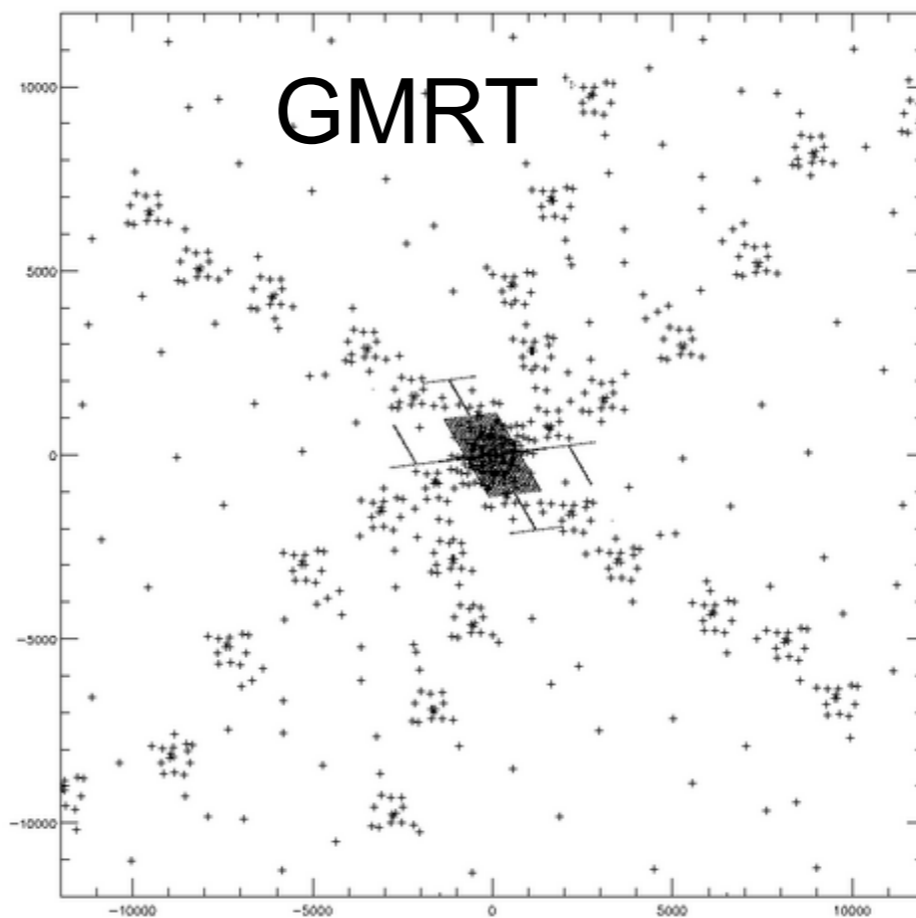
Image propre (Clean)



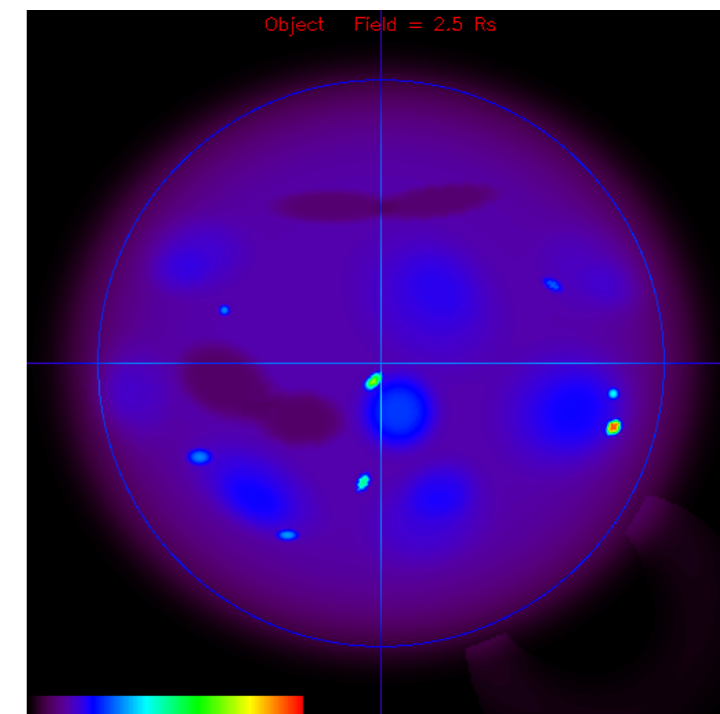
# NRH



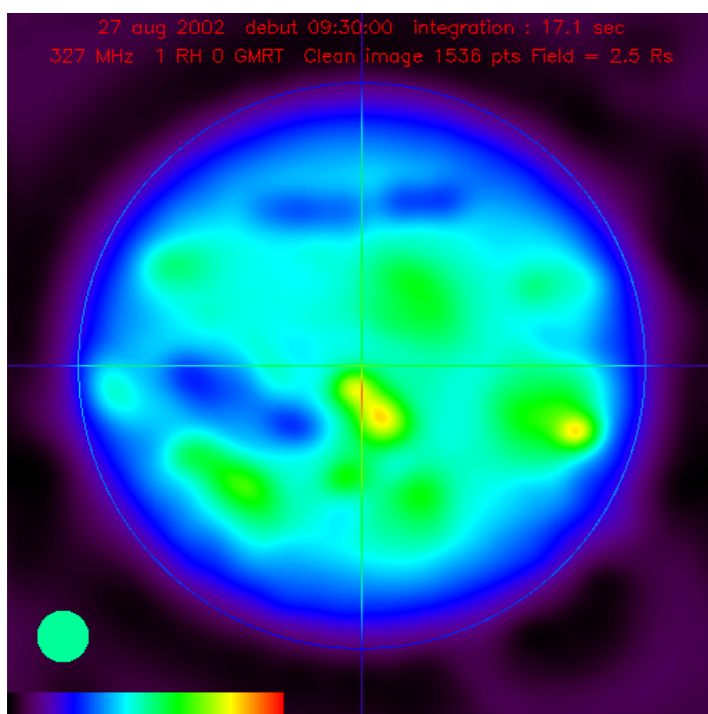
# GMRT



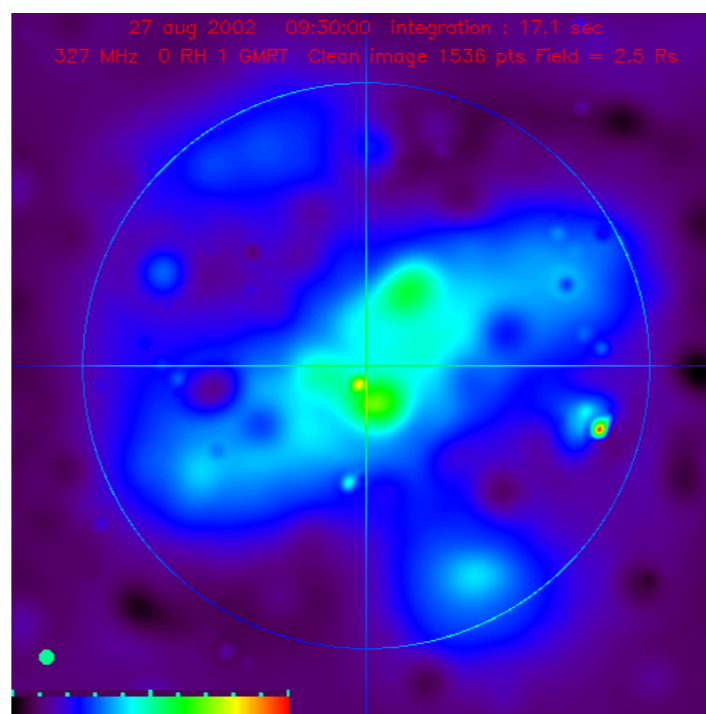
# Modèle



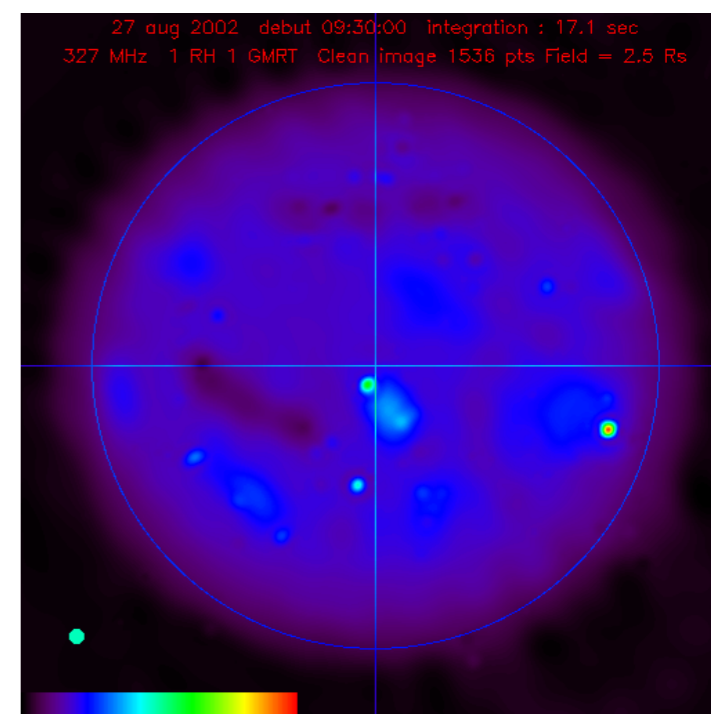
# NRH Clean



# GMRT Clean



# NRH&GMRT Clean



- Autres Méthodes : Maximum d'Entropie ; Clôture de phase, d'amplitude ; Compressed sensing ...



- Introduction (historique, intérêt, spécificités)
- Onde & Polarisation
- Plasmas & Propagation (coupure, dispersion, effet Faraday, scintillations)
- Détection Cohérente du Signal (théorie de la mesure, température d'antenne, étalonnage, bruit)
- Récepteurs (hétérodyne, température de système, filtrage, gain, RFI mitigation)
- Notions sur les Antennes Radioastronomiques : Antennes uniques
- Interférométrie et Synthèse d'ouverture (réseaux phasés, pointage électronique, imagerie, corrélation, cohérence, VLBI)
- Méthodes d'Observation
- **Grands instruments du Futur**
- Radioastronomie Spatiale

# Antennes uniques et interféromètres «historiques»

Dénomination et situation	Dimensions	Fréquence de travail maximale	Remarques	
<b>I. Antennes uniques</b>				
Amherst (États-Unis)	Diamètre: 14 m	115 GHz	Fixe, zénithal	
Arecibo (Porto Rico)	Diamètre: 300 m	5 GHz		
Crawford Hill (États-Unis)	Diamètre: 7 m	115 GHz	} <i>Deep Space Network</i> de la NASA (poursuite engins spatiaux, mais aussi radioastronomie)	
Crimée (Russie)	Diamètre: 22 m	22 GHz		
CSO Hawaï (États-Unis)	Diamètre: 10,4 m	690 GHz		
Goldstone (États-Unis)	} Diamètre: 70 m	9 GHz		
Madrid (Espagne)				
Tidbinbilla (Australie)	} Diamètre: 100 m	46 GHz		
Effelsberg (Allemagne)				
Green Bank (GBT) (États-Unis)	Diamètre: 100 m	110 GHz		Plus grande antenne orientable En construction
Green Bank, 140' (États-Unis)	Diamètre: 42 m	22 GHz		
JCMT Hawaï (États-Unis)	Diamètre: 15 m	350 GHz		Méridien
Jodrell Bank (Royaume-Uni)	Diamètre: 76 m	3 GHz		
Kitt Peak (États-Unis)	Diamètre: 11 m	230 GHz		
Nobeyama (Japon)	Diamètre: 45 m	115 GHz		
Onsala (Suède)	Diamètre: 20 m	115 GHz		
Parkes (Australie)	Diamètre: 64 m	43 GHz		
Pico Veleta (Espagne)	Diamètre: 30 m	350 GHz		
Plateau de Bure (France)	Diamètre: 2,5 m	230 GHz		
Nançay (France)	200 m x 35 m	3,3 GHz		
SEST (Chili)	Diamètre: 15 m	230 GHz		
Zelenchuk (Russie)	Anneau de 600 m	5 GHz		
<b>II. Interféromètres</b>				
	(1)			
Australian Telescope (Australie)	6 x 22 m de diamètre	115 GHz	Longueur 6 km	
BIMA, Hat Creek (États-Unis)	9 x 6 m de diamètre	230 GHz	Longueur 300 m	
Cambridge (Royaume-Uni)	{ 3 x 25 m de diamètre	1,4 GHz	Longueur 1,6 km	
		10 GHz	Longueur 5 km	
Cambridge (Royaume-Uni)	Dipôles sur 40 000 m <sup>2</sup>	38 MHz	5 km	
GMRT, Poona (Inde)	34 x 45 m de diamètre	1,4 GHz	En construction	
Lanlherne (Australie)	40 000 m <sup>2</sup>	3 - 32 MHz	Sur 240 km	
Merlin (Royaume-Uni)	7 antennes diverses			
Nançay (France)	43 antennes diverses	450 MHz	En forme de T, solaire	
Nançay (France)	{ 144 antennes hélicoïdales,	110 MHz		
				10 000 m <sup>2</sup>
Nobeyama (Japon)	5 x 10 m de diamètre	115 GHz	Longueur 560 m	
Ootacamund (Inde)	17 000 m <sup>2</sup>	300 MHz	Cylindre parabolique	
Owens Valley (États-Unis)	6 x 10 m de diamètre	230 GHz	Longueur 300 m	
Plateau de Bure (France)	4 x 15 m de diamètre	230 GHz		
Université de Floride (États-Unis)	30 000 m <sup>2</sup>	26 MHz	En forme de Y, branches de 19 km	
UTR2, Kharkov (Ukraine)	100 000 m <sup>2</sup>	35 MHz		
VLA, Socorro (États-Unis)	27 x 25 m de diamètre	22 GHz		
VLBA (États-Unis)	10 x 25 m de diamètre	22 GHz	Réseau VLBI	
Westerbork (Pays-Bas)	14 x 25 m de diamètre	5 GHz	Longueur 3 km	

(1) Nombre d'antennes x valeur du diamètre.

BIMA Berkeley Illinois Maryland Array.

CSO Caltech Submillimeter Observatory.

GMRT Giant Meter wave Radio Telescope.

JCMT James Clerk Maxwell Telescope.

UTR2 Ukrainian T-shaped Radiotelescope, Mark 2.

VLA Very Large Array.

VLBA Very Long Baseline Array.



## Westerbork

(ASTRON, Pays-Bas)

14 paraboles de 6m

Base max: 2.7 km

$\lambda \sim 10\text{cm} - 1\text{m}$

$A \sim 400\text{ m}^2$



## GMRT (Pune, Inde)

30 paraboles de 45 m

Base max: 25 km

$\lambda \sim 1\text{m}$ ,  $f_{\text{min}} = 153\text{ MHz}$

$A \sim 50000\text{ m}^2$

## VLA (NRAO, Nouveau Mexique)

27 paraboles de 25 m

Base max: 36 km

$\lambda \sim 1\text{cm} - 1\text{m}$ ,  $f_{\text{min}} = 74\text{ MHz}$

$A \sim 14000\text{ m}^2$







**Plateau de Bure (IRAM, France)**

6 antennes de 15m

Base max: ~1 km

$\lambda \sim 1\text{mm}$

$A \sim 1000\text{ m}^2$



**SMA (USA – Taiwan)**

Hawaïi

8 antennes de 6 m

Base max: 0.5 km

$\lambda \sim 0.5\text{mm}$

$A \sim 220\text{ m}^2$



## Quelques Réseaux basses fréquences en opération

Instrument & Localisation	Description	Auteur & Année	Gamme de fréquences (MHz)	Aire effective (m <sup>2</sup> )	Lobe	Polarisation
RDN - Réseau Décamétrique Nançay, France	144 antennes log-hélicoïdales	Boischot 1977	10 - 100	~2 × 4000	6° × 10° (tracking)	4 Stokes
Réseau UTR-2 Kharkov, Ukraine	2040 dipôles dans 2 branches (EW & NS)	Braude 1977	7 - 35	~60000 (A ~143000)	30' × 10° (tracking)	1 polar. linéaire EW
DKR & BSA Pushchino, Russie	cylindre EW & dipôles	Shitov 1974	30 - 120 & 109 - 113	~40000 & ~3000	11' × 4.5° & 22' × 48' (16 beams)	1 polar. linéaire EW
UFRO Floride	16 log-hélicoïdales & 640 dipôles	Carr 1972	18 - 40 & 26.3 ± 0.2	1200 & 20000	~20° & ~5°	2 polar. circ. ⊥ & 2 polar. lin. ⊥
SURA Nizhny Novgorod, Russie	Emetteur 200 MW+ dipôles récepteurs	Tokarev 1980	4.5 - 9.3	3 × 30000	~10°	?

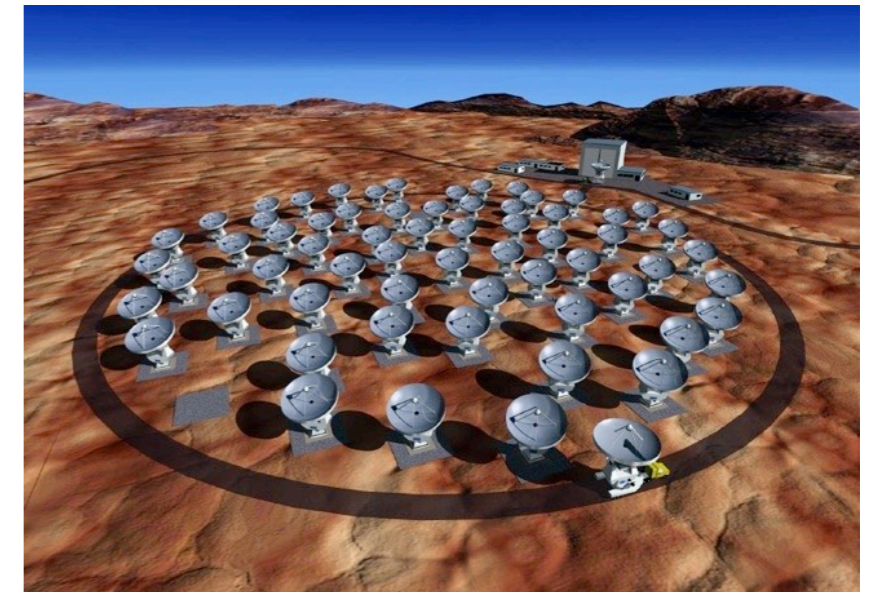




# Grands instruments en opération / construction / projet

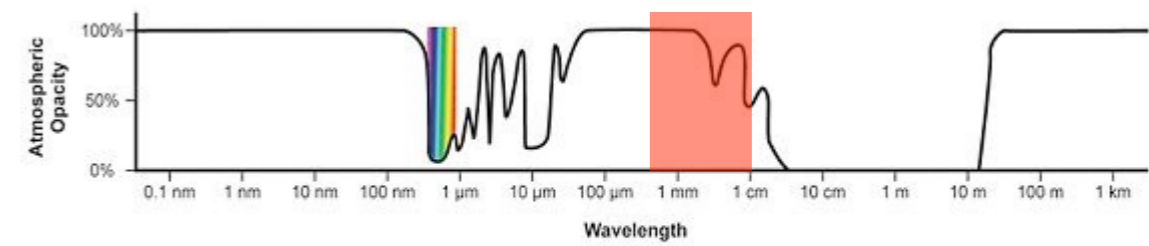


- LOFAR, LWA, MWA (2010)
- ALMA (2013)
- SKA (>2020)
- LOFAR-on-the-Moon (?)

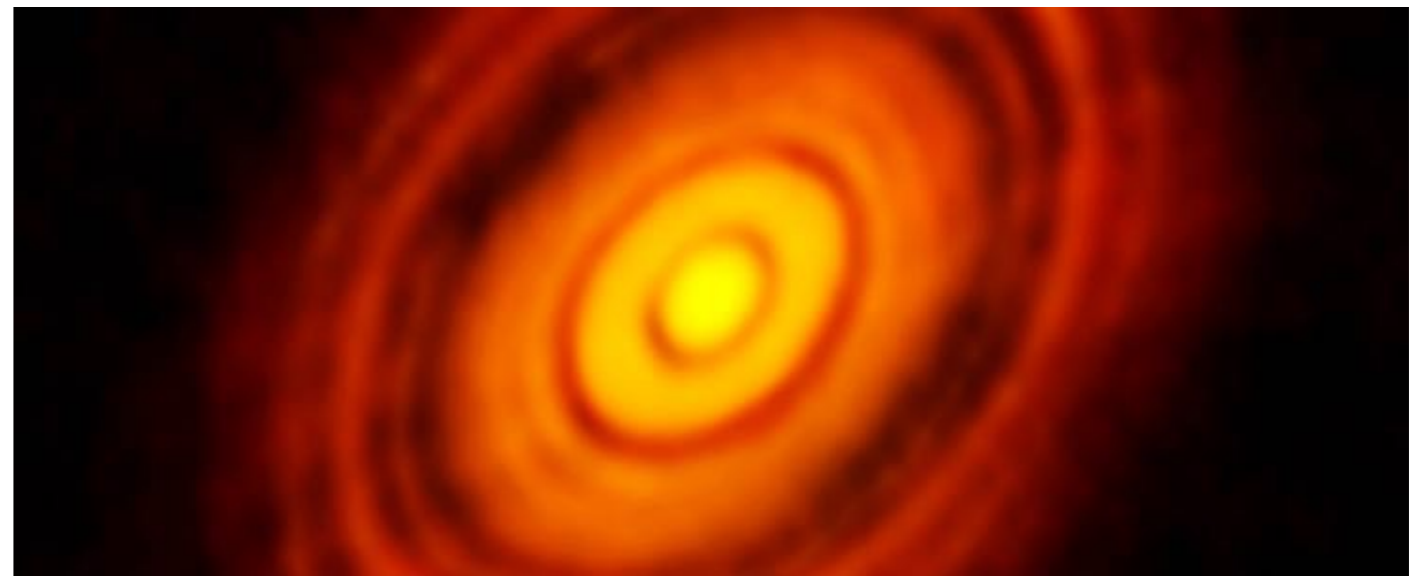




# ALMA (Atacama Large Millimeter Array)

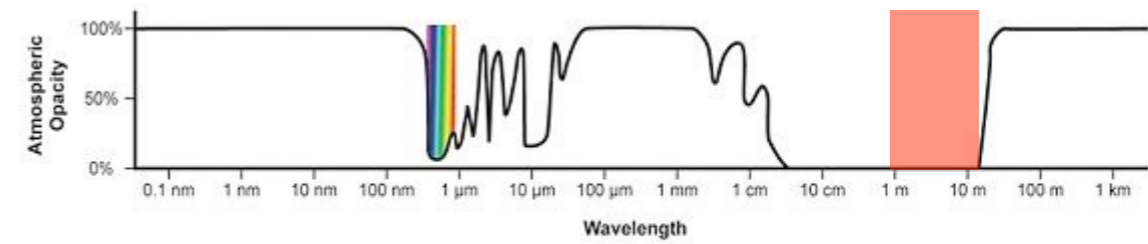


- Chili: 5000m d'altitude
- 50 antennes de 12m
- $f = [30-900\text{GHz}]$
- $\lambda = [1\text{ cm}-0.3\text{mm}]$
- $S = 5600\text{m}^2$
- lignes de base  $\Rightarrow 14\text{km}$
- résolution  $\Rightarrow 0.007'' @ 0.4\text{mm}$  (750 GHz)

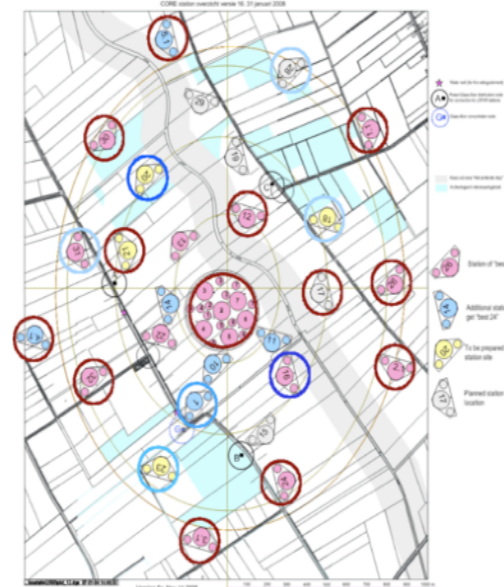


$\Rightarrow$  *Spectro-imagerie de très haute résolution dans le mm/sub-mm*

# LOFAR (Low Frequency Array)

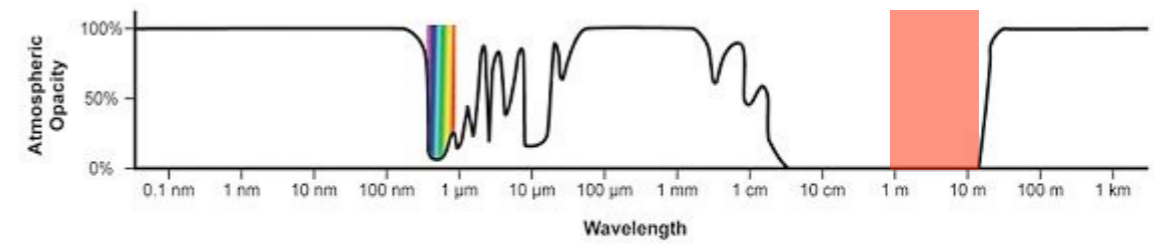


- Interféromètre de réseaux phasés en construction aux Pays-Bas + Europe
- Diamètre ~100 km, Extensions européennes > 1000 km, 20 stations «coeur» + 20 stations distantes + ~10 stations internationales
- Gamme de fréquences = (10)30-80 & 110-250 MHz ( $\lambda=1.2-10\text{m}$ )
- $A_e \sim 200\,000\text{ m}^2$  ( $\propto \lambda^2$ )
- Résolution ~ 1-10", grand champs ( $qq^\circ$ )
- Modes imagerie, Réseau phasé (jusqu'à 24 faisceaux en //), TBB
- Sensibilité < mJy, résolutions  $\rightarrow$  1 msec  $\times$  1 kHz
- Polarisation complète, RFI mitigation
- Premier spectro-imageur BF «généraliste»
- ~ VLBI via internet en temps quasi-réel
- 1<sup>er</sup> SKA «pathfinder»

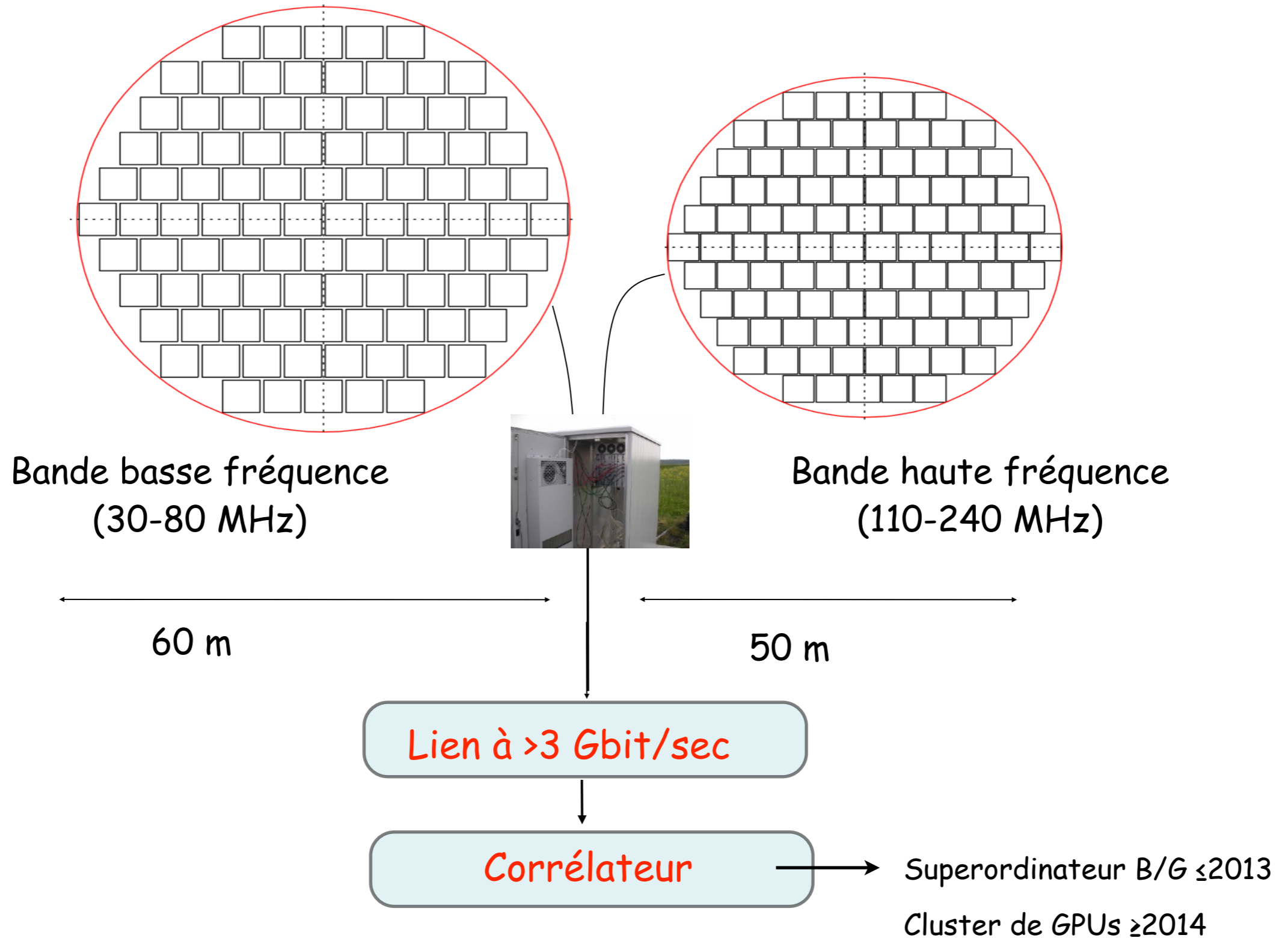




# LOFAR (Low Frequency Array)

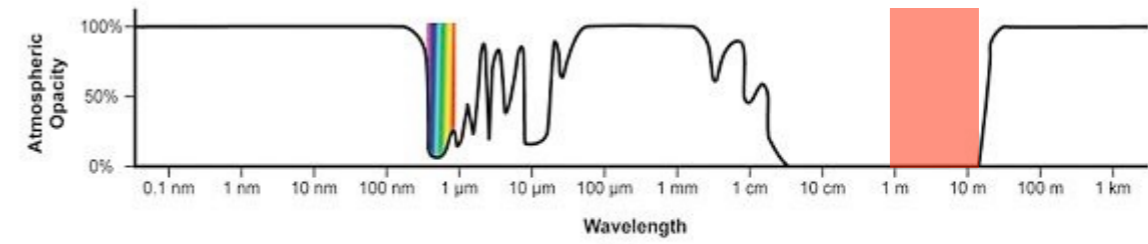


## Station LOFAR



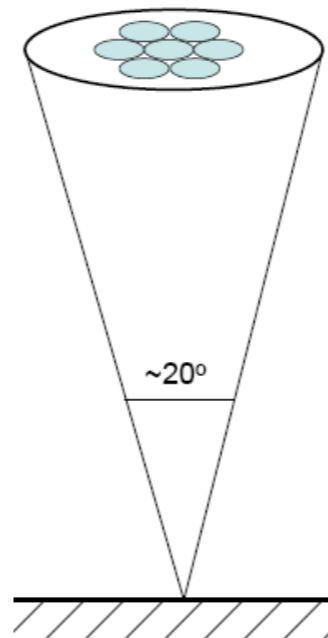
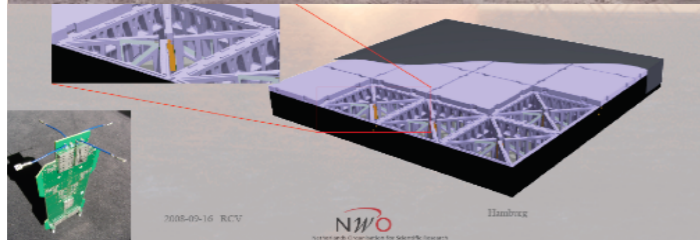
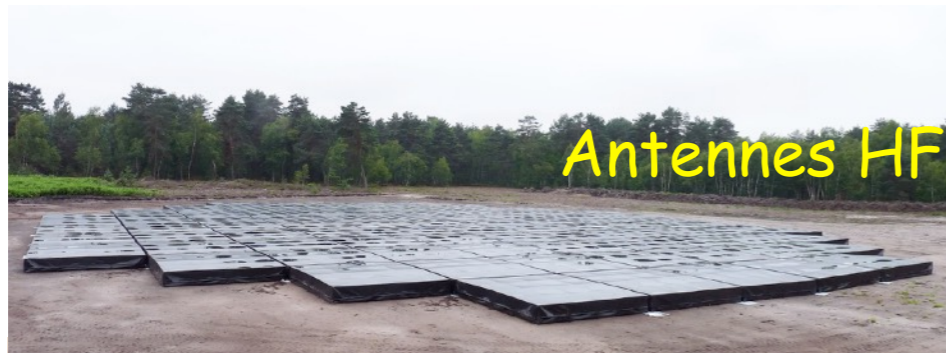
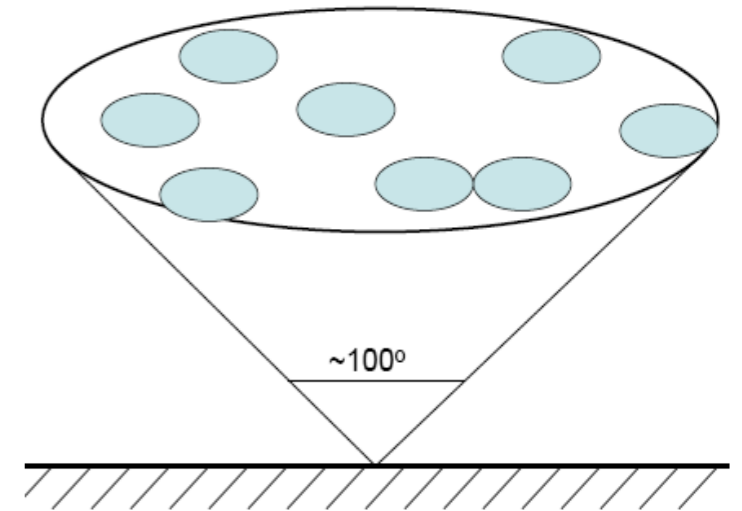
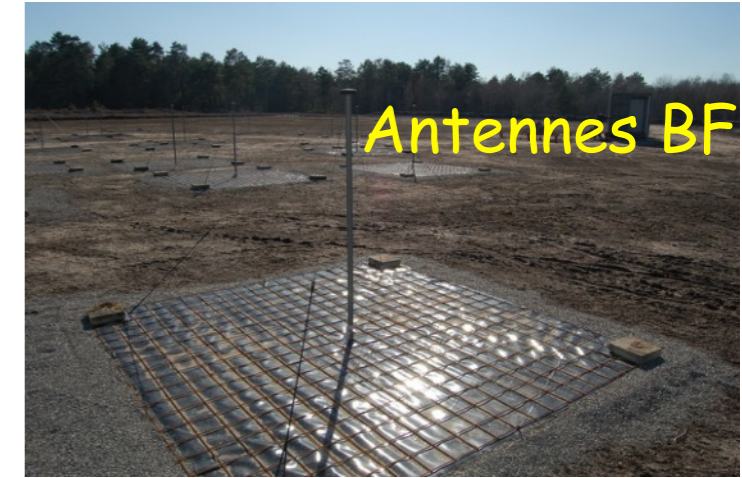
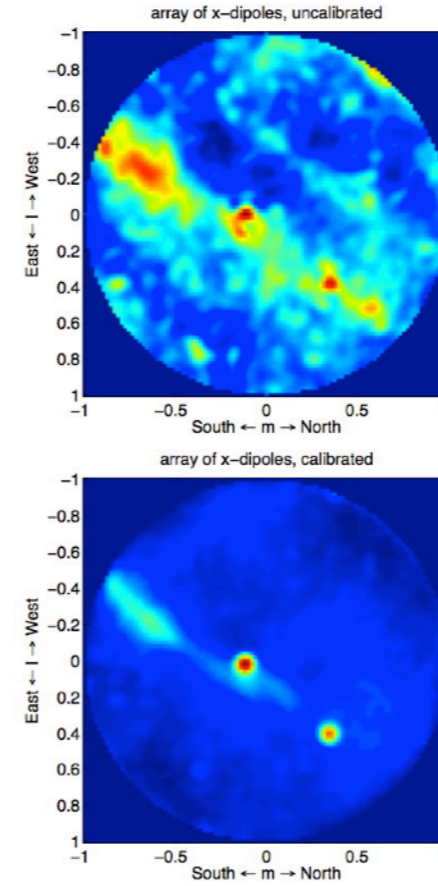


# LOFAR (Low Frequency Array)



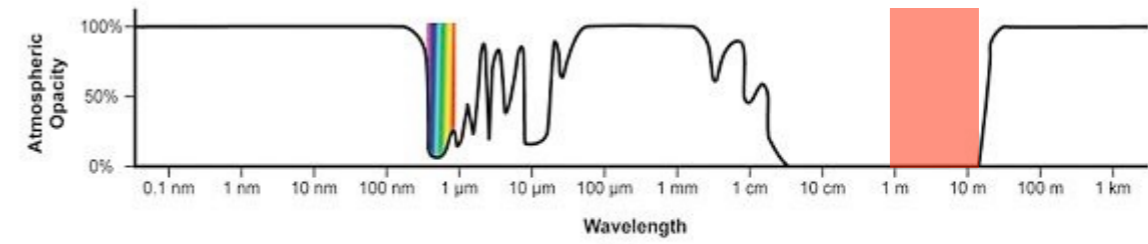
La Station FR606 de Nançay

© 2010 Ivan THOMAS

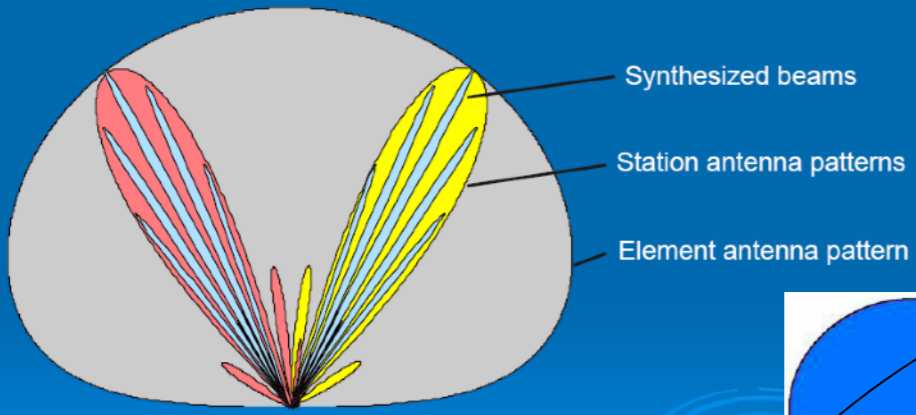




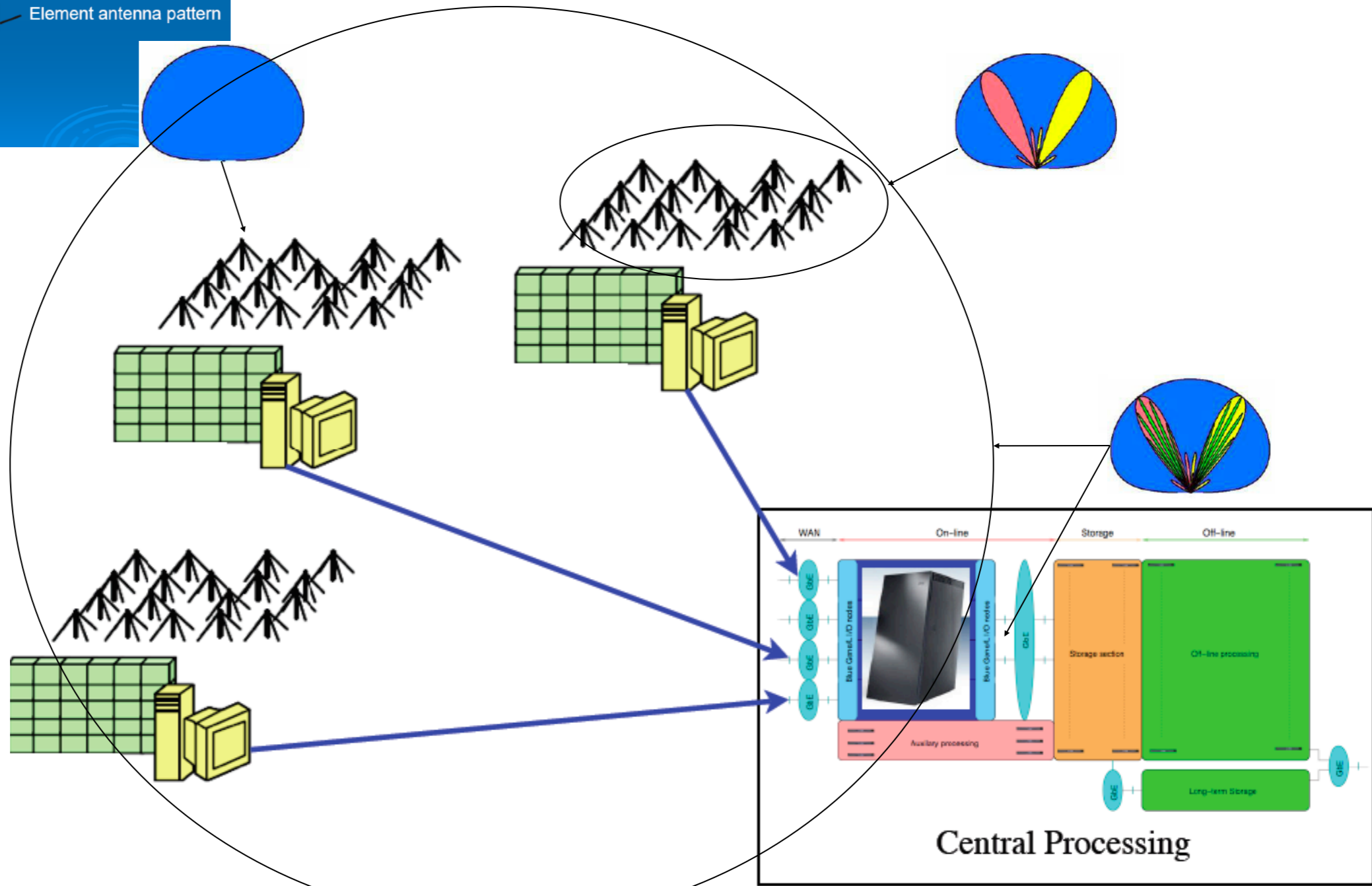
# LOFAR (Low Frequency Array)



## Aperture Array



Lobe d'antenne / de station / de réseau



Programmes multiples possibles en //

# LOFAR (Low Frequency Array)

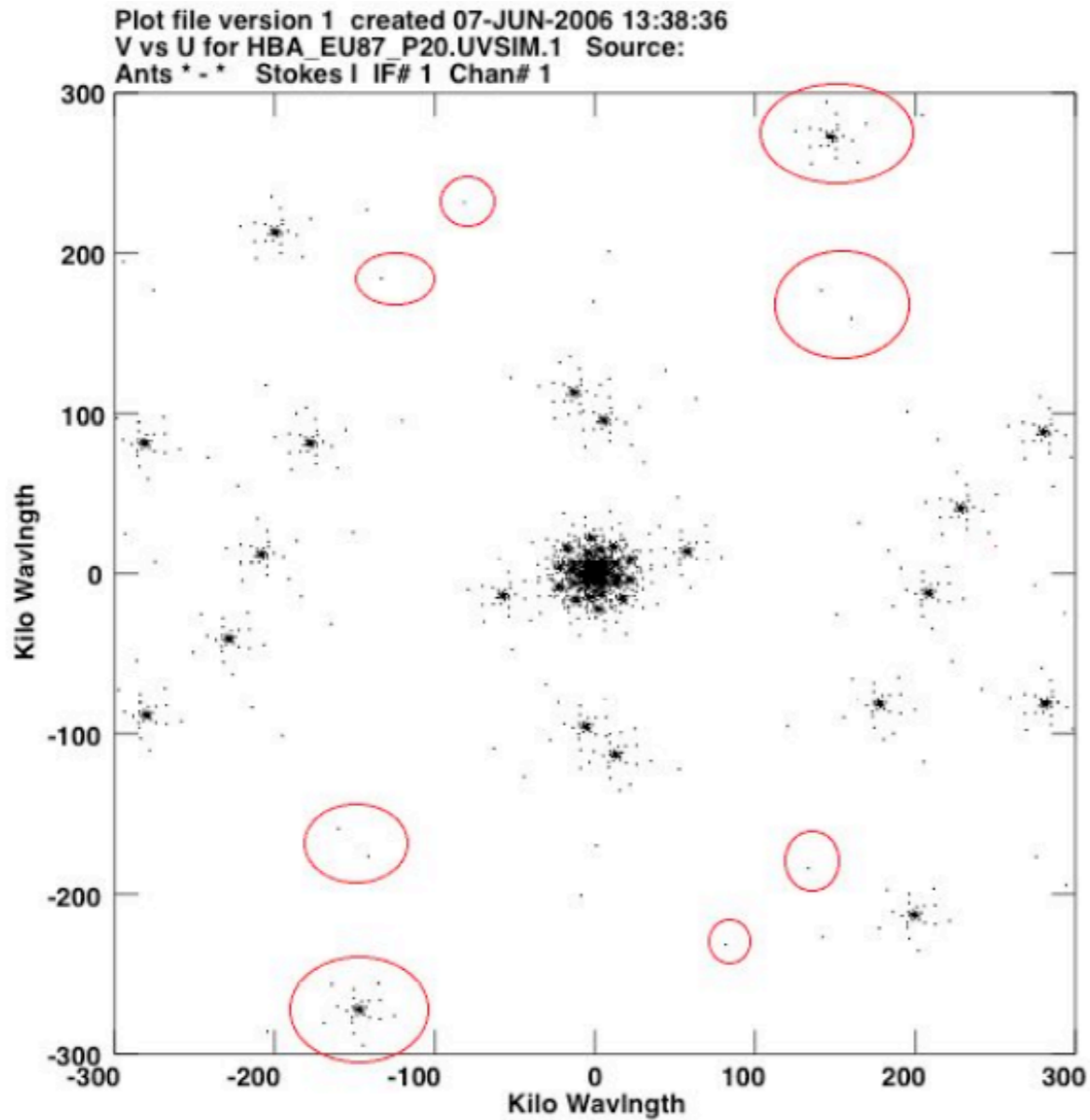
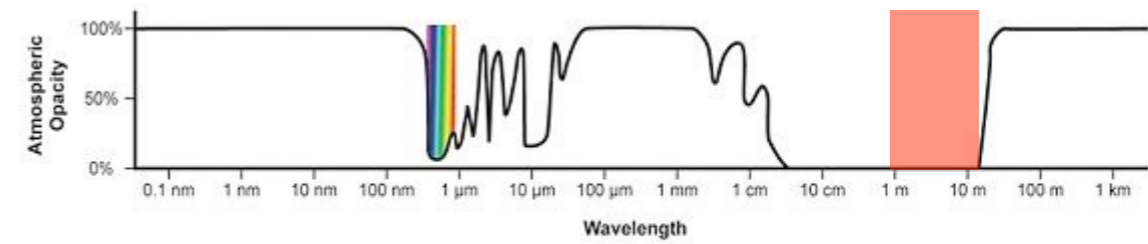


Figure 4 : simulation de couverture du plan u-v de LOFAR incluant les stations prévues en Allemagne et au Royaume-Uni. En rouge l'apport de la station de Nançay. Par intégration sur plusieurs heures, et grâce à la rotation terrestre la synthèse améliore encore la couverture du plan. Couverture instantanée pour  $H.A.=0$  (limitée à une élévation de  $45^\circ$ ) pour une déclinaison de  $20^\circ$  à 150 MHz.

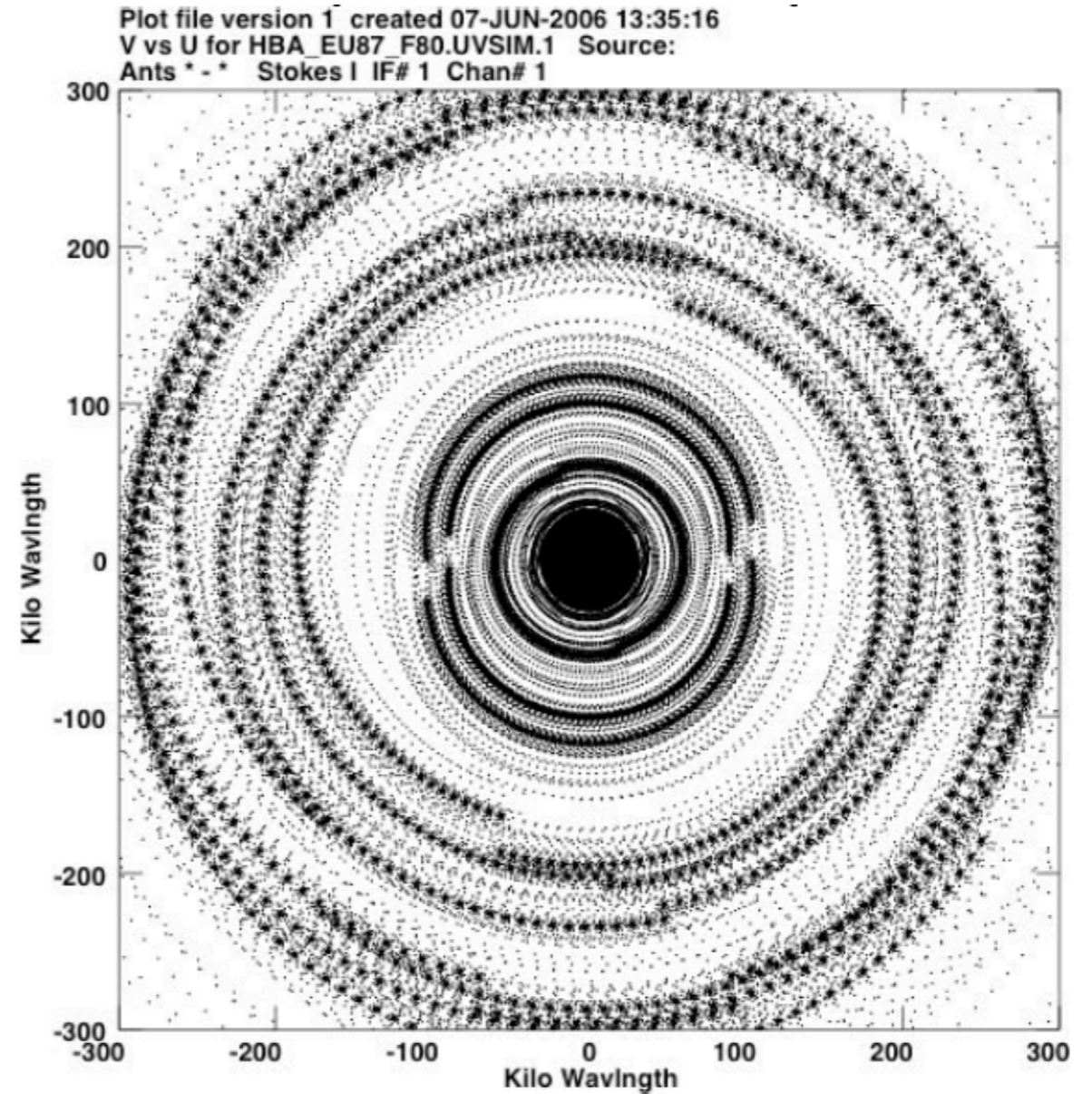
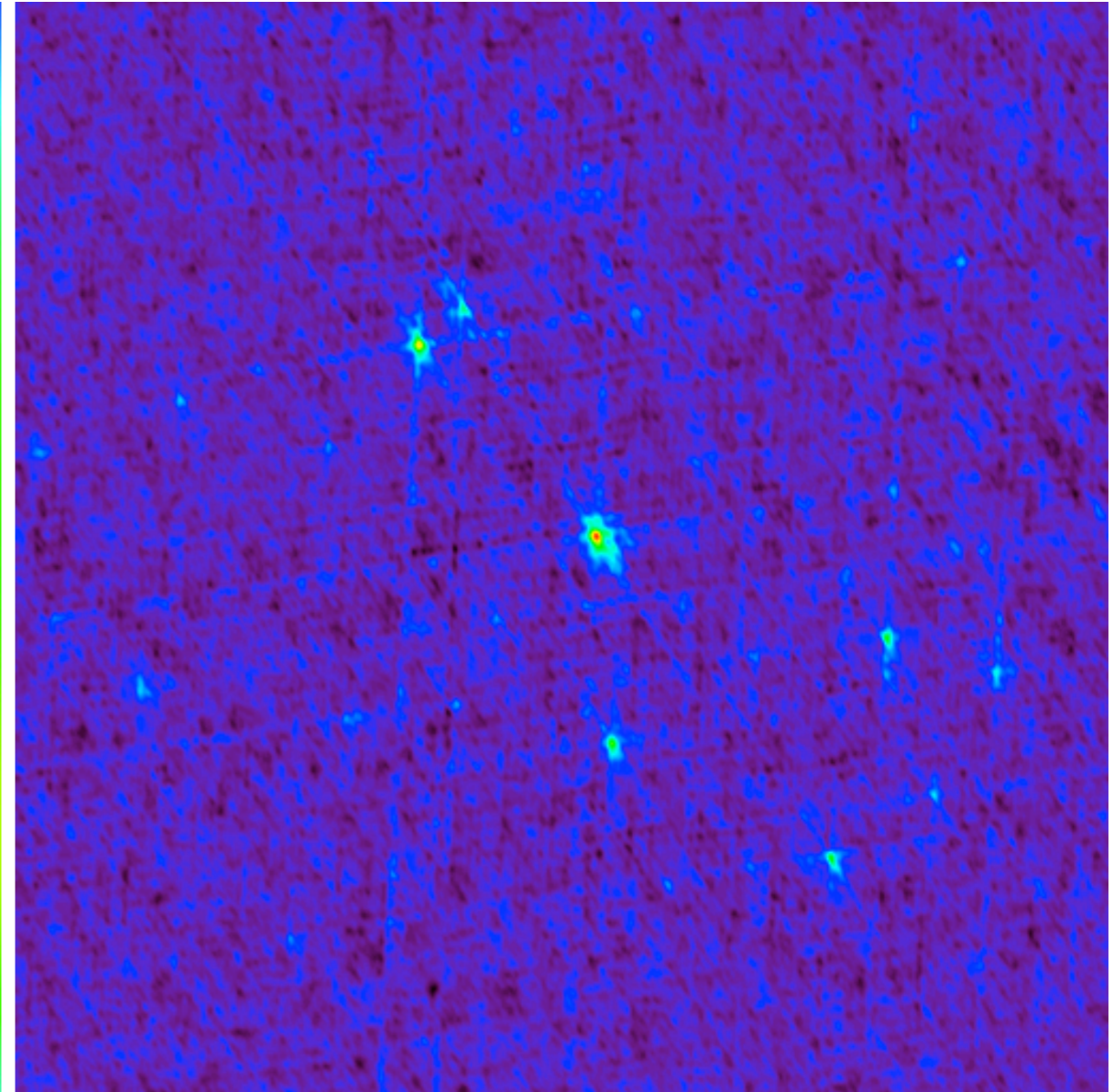
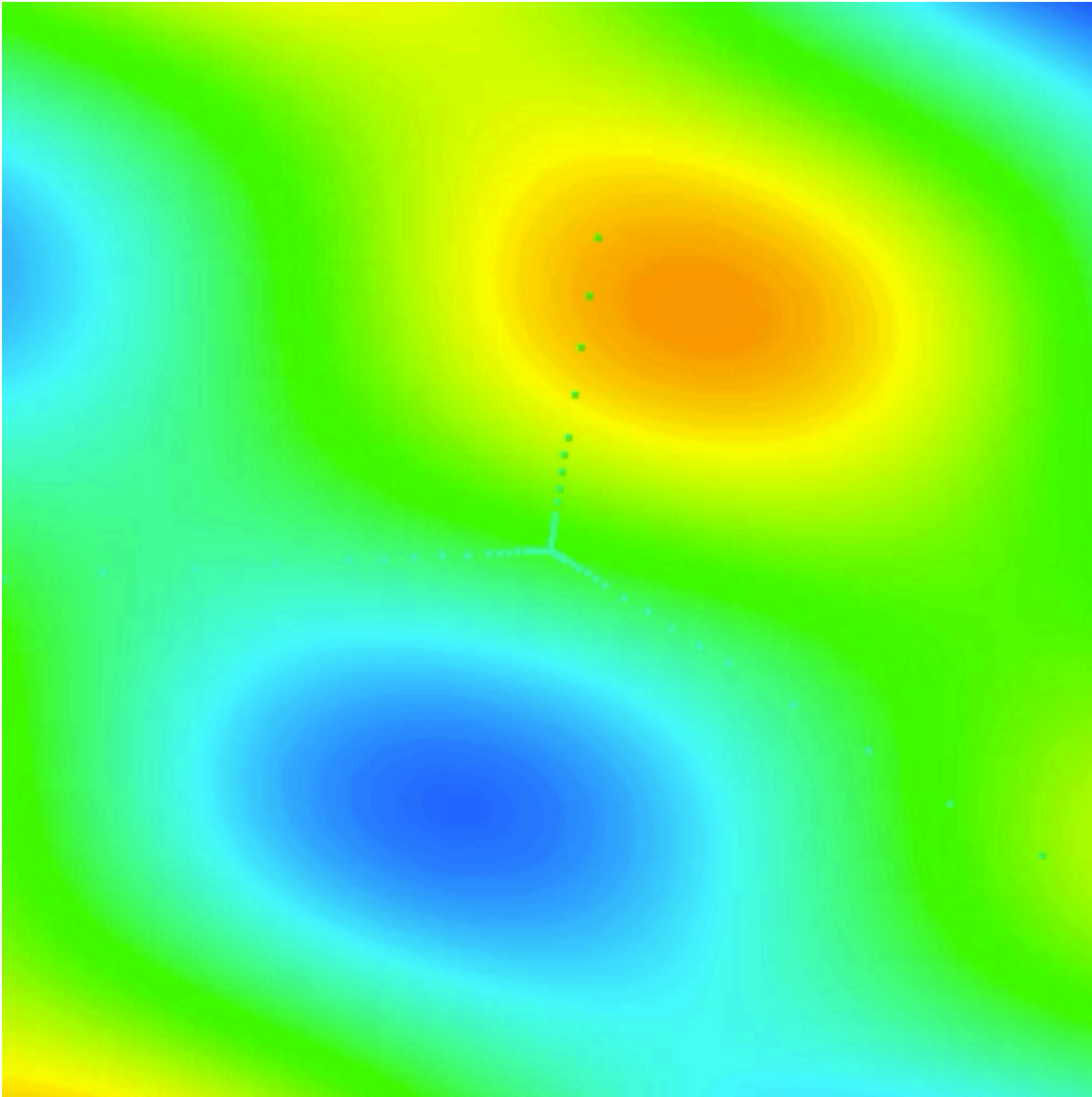
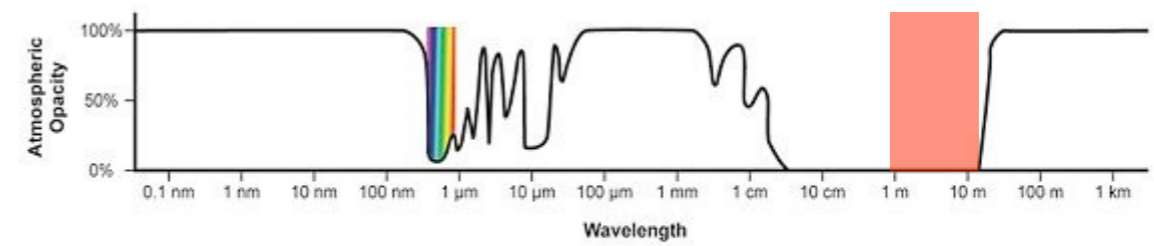


Figure 5 : Couverture du plan u-v pour une déclinaison de  $80^\circ$ , utilisant la rotation de la Terre pour une intégration pendant 8 heures.

Couverture (u,v)



# LOFAR (Low Frequency Array)



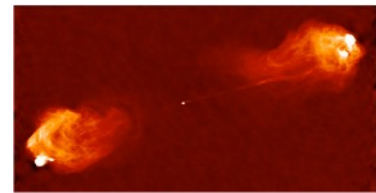
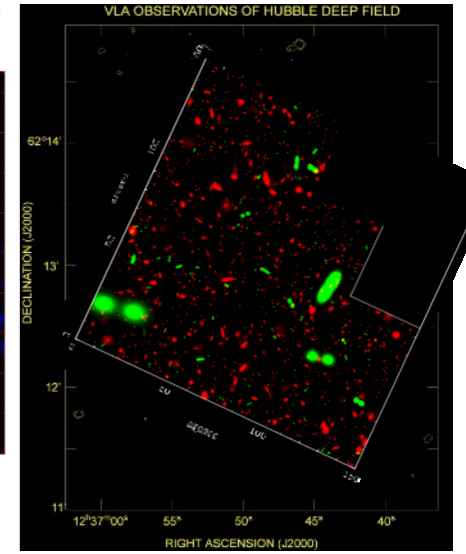
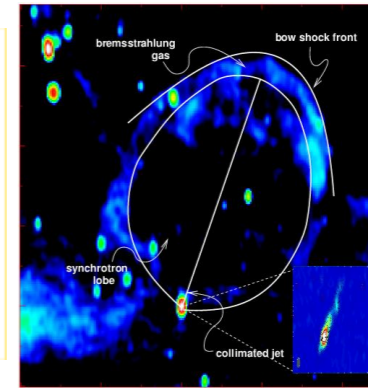
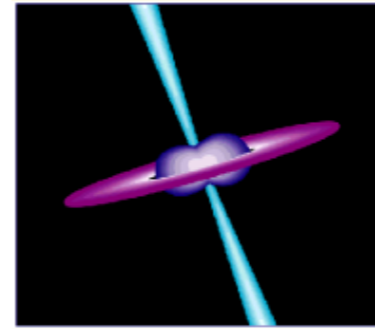
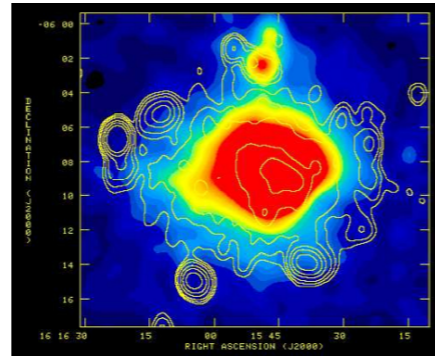
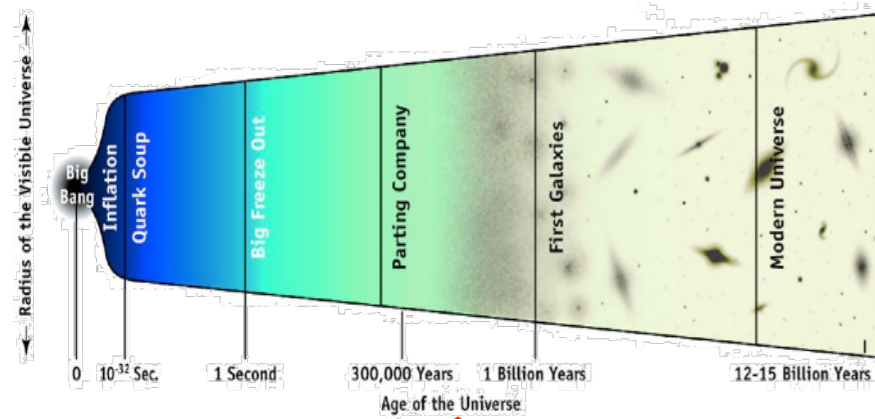
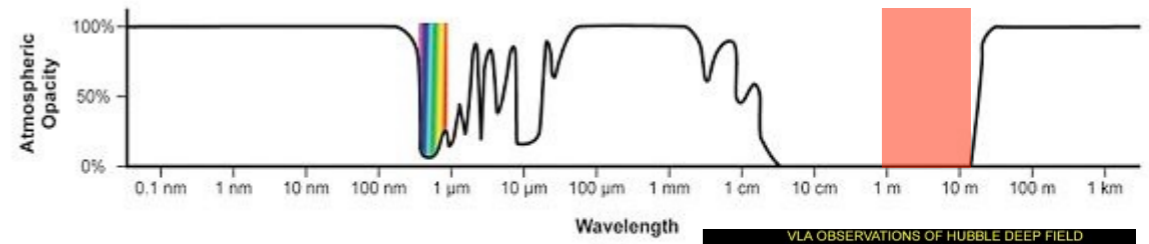
## Modélisation de l'ionosphère

Difficulté de calibration (étalonnage)

→ résolue par l'utilisation de nombreux calibrateurs dans chaque faisceau

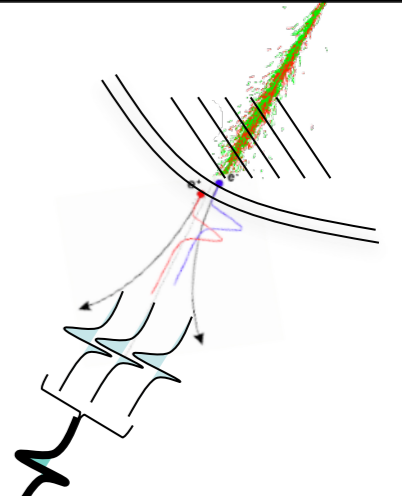
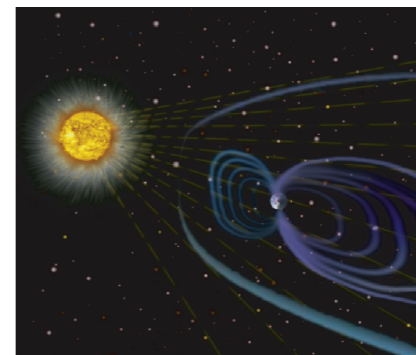
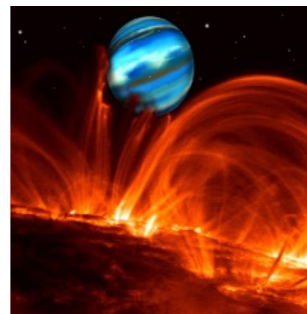
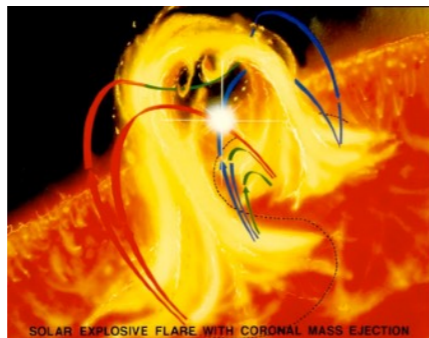
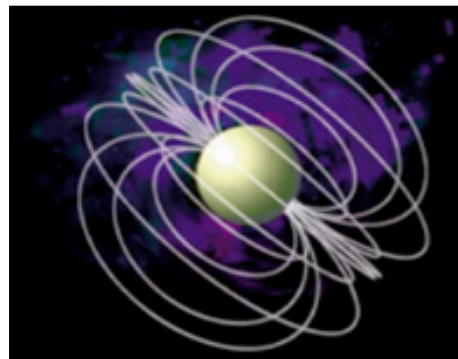
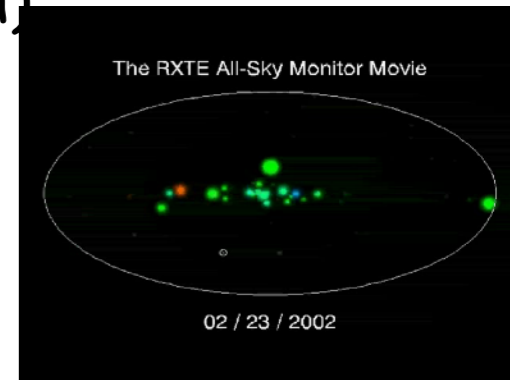
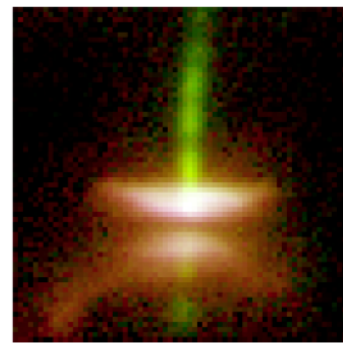


# LOFAR (Low Frequency Array)



## Projets clés (KSP)

- Cosmologie / Reionisation, 1ères étoiles (Groningen)
- Surveys profonds, formation stell., AGN, amas... (Leiden)
- Transients = Sources sporadiques (Amsterdam...Meudon)
- Astroparticules, Rayons cosmiques, CR + neutrinos impactant la Lune (Nijmegen)
- Magnétisme galactique (Bonn)
- Physique solaire & spatiale (Potsdam)



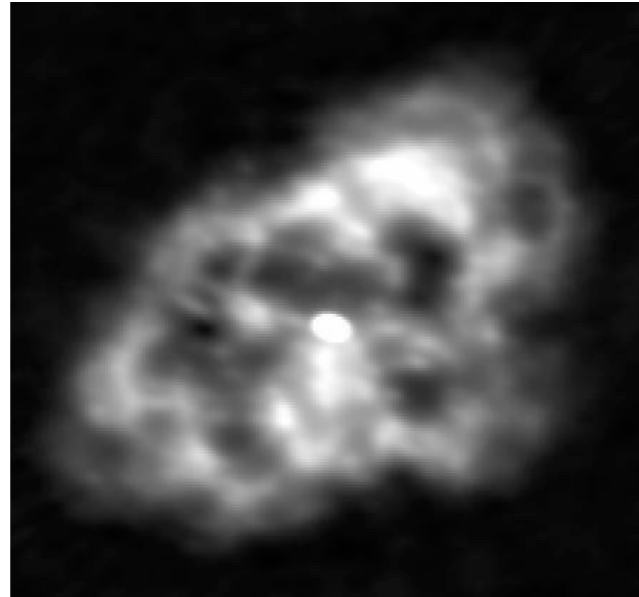
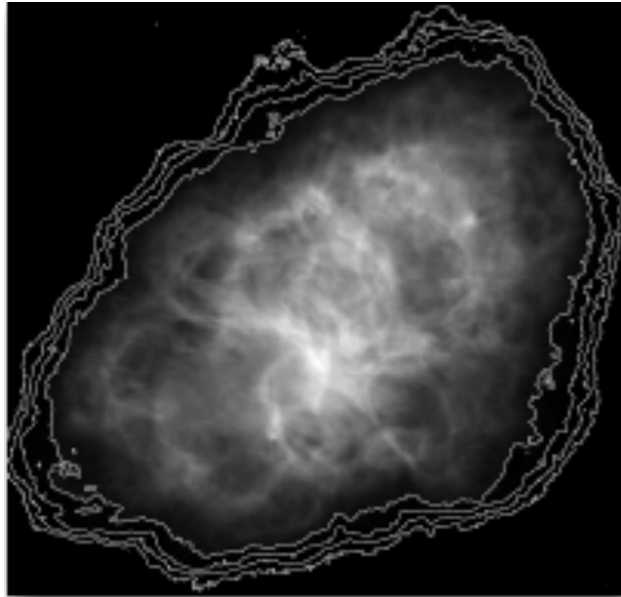


# LOFAR (Low Frequency Array)

Imagerie de la nébuleuse du Crabe (Taurus A)

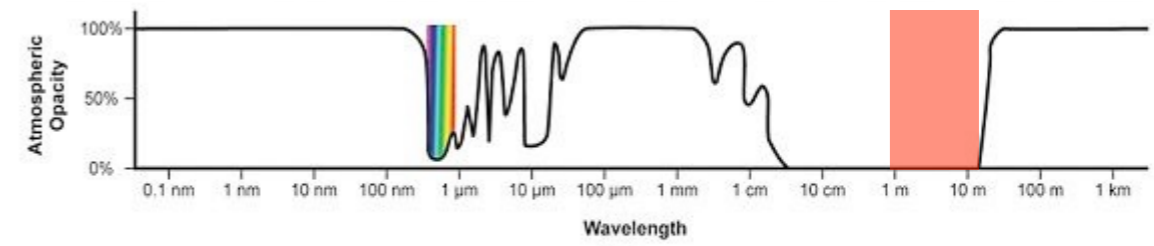
VLA 5 GHz

LOFAR 250 MHz

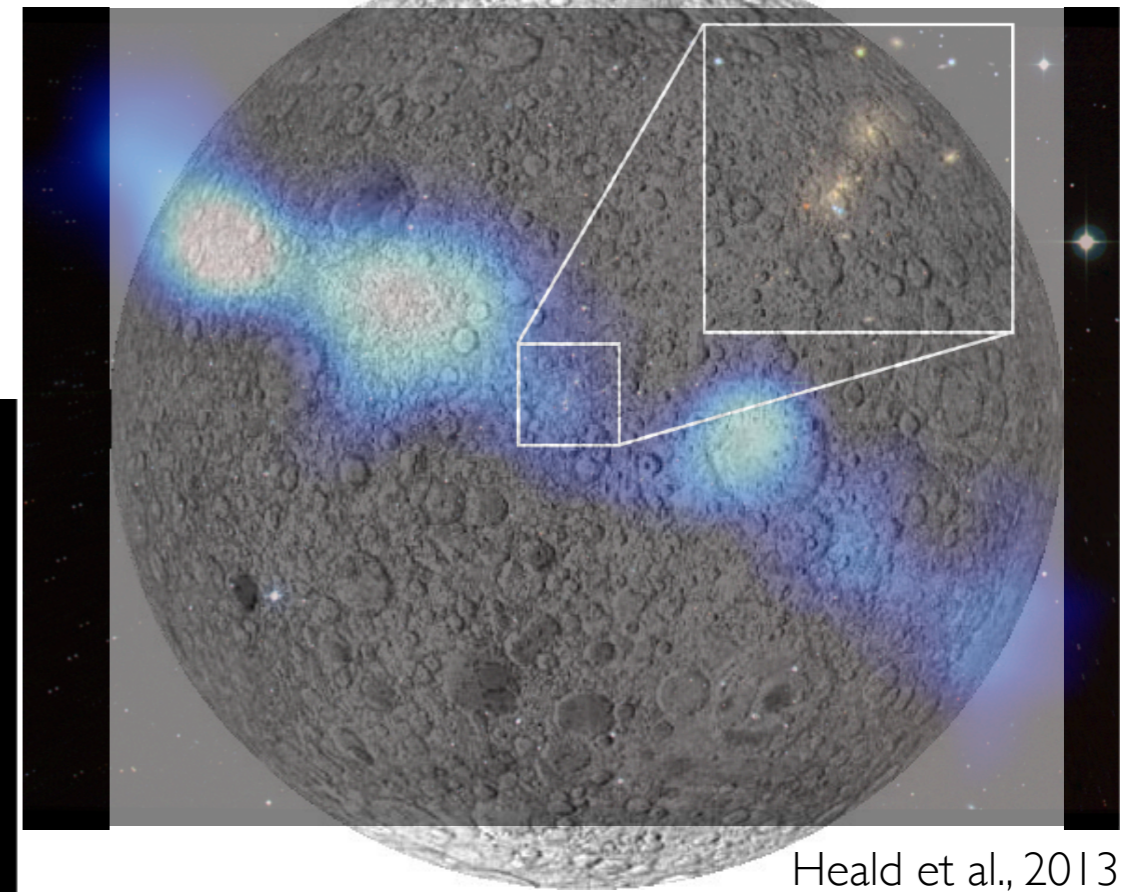


Bietenholz et al., 2004

Wucknitz et al., 2011



Découverte d'une radiogalaxie géante  
triplet UGC 09555

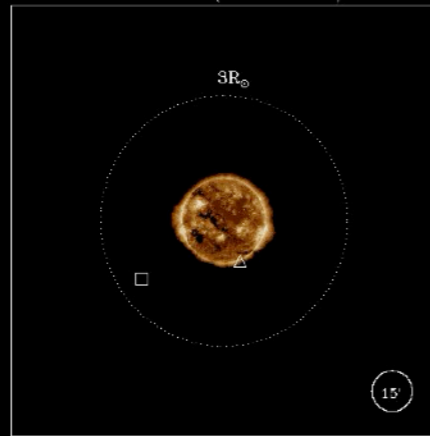


Heald et al., 2013

50-55MHz (13:08:00 UT)

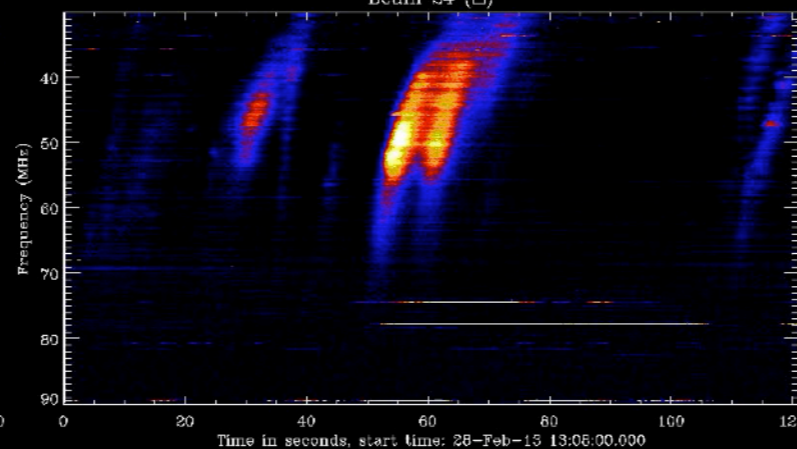
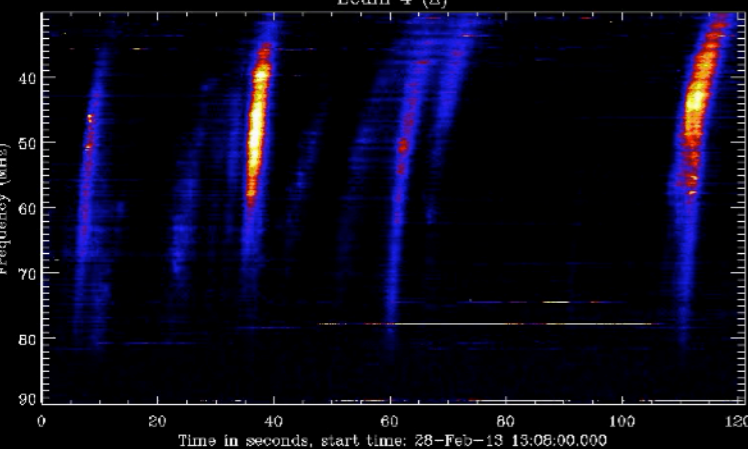
40-45MHz (13:08:00 UT)

30-35MHz (13:08:00 UT)



Beam 4 ( $\Delta$ )

Beam 24 ( $\square$ )

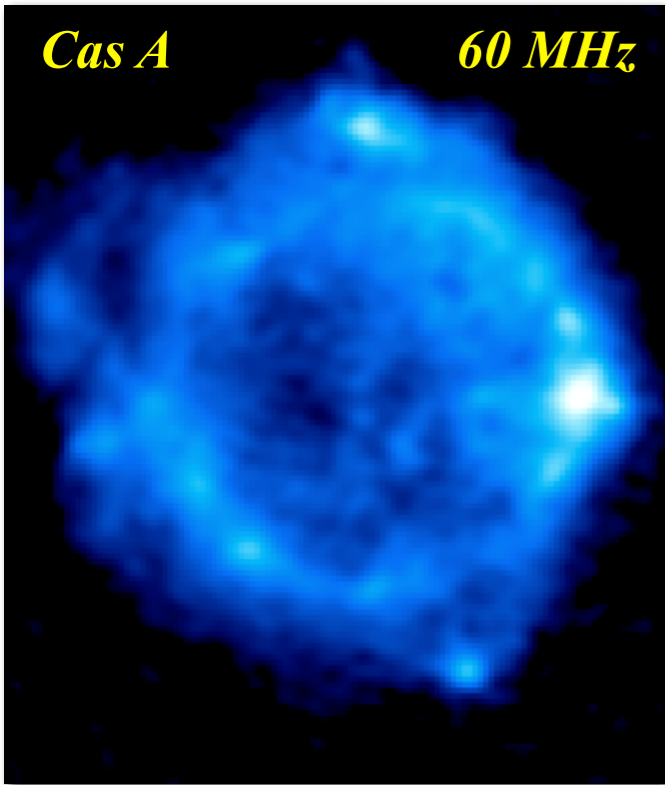
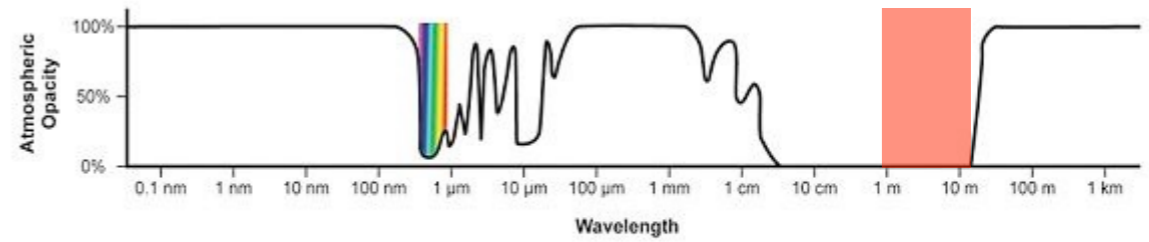


Imagerie et spectres dynamiques  
rapides simultanés du Soleil

Morosan et al., 2014

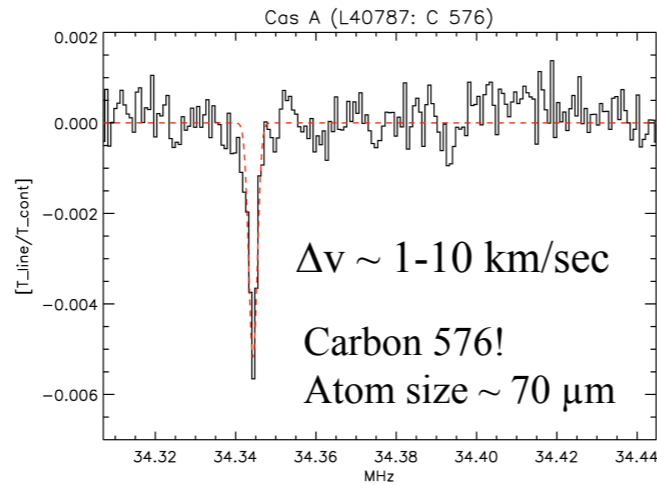


# LOFAR (Low Frequency Array)



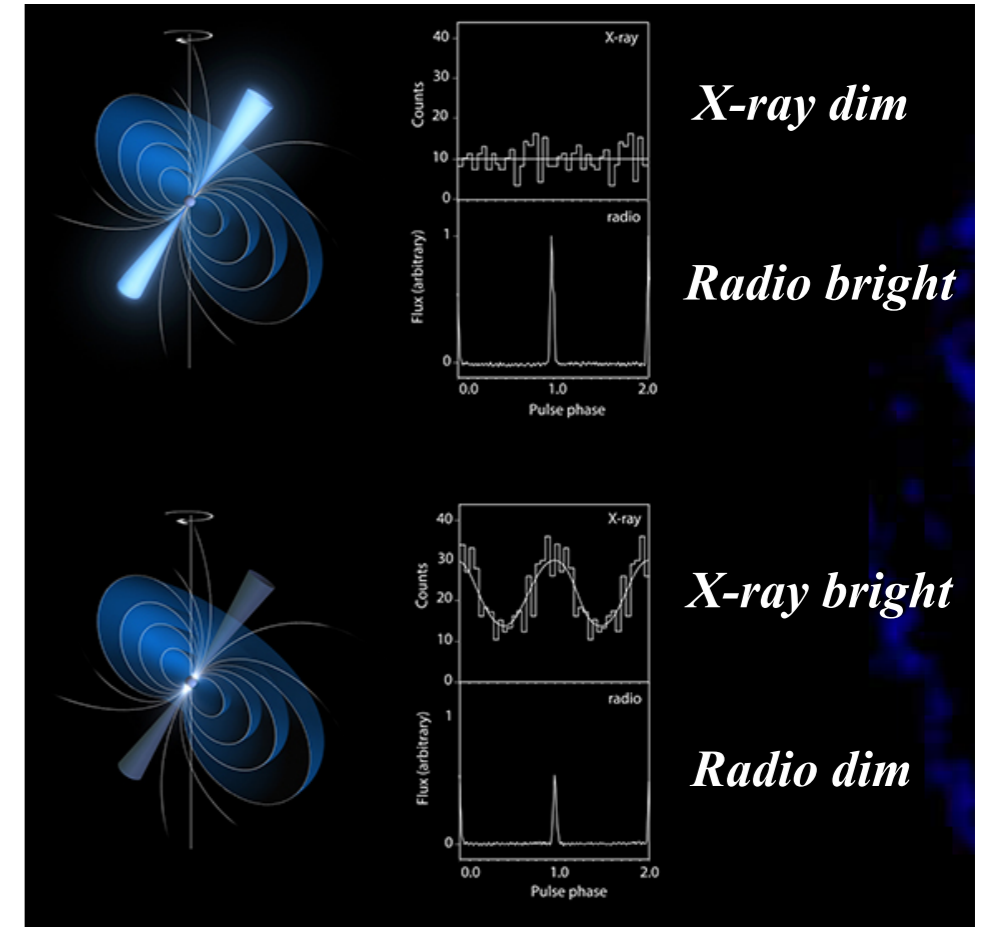
RRLs probe the Cold Neutral Medium (CNM)

LOFAR spectrum towards Cas A



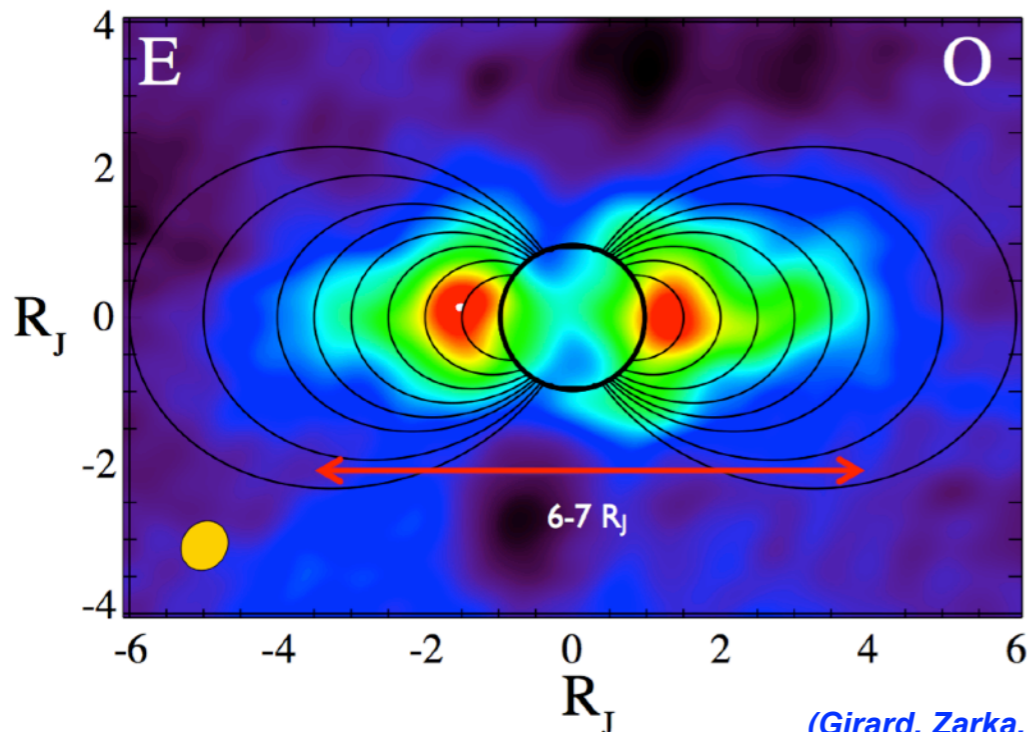
(Asgekar, Oonk, et al. 2013)

C-RRLs actually seen throughout Galaxy!



Pulsar

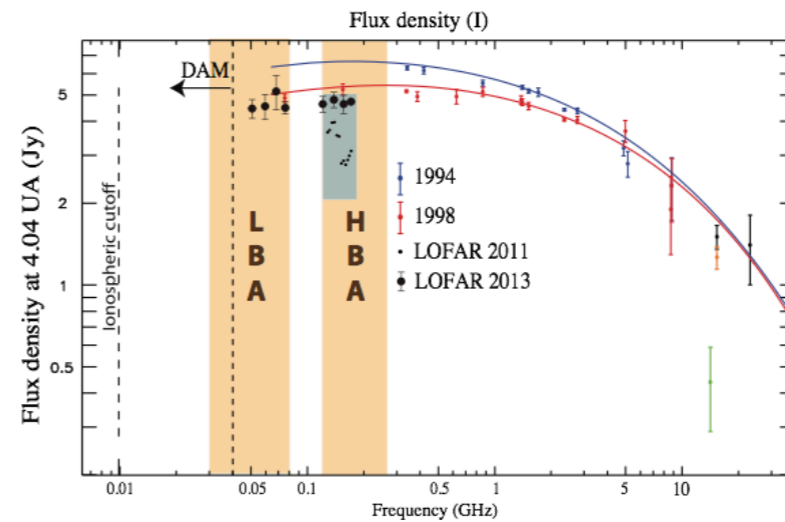
Radio emission from Jovian radiation belts



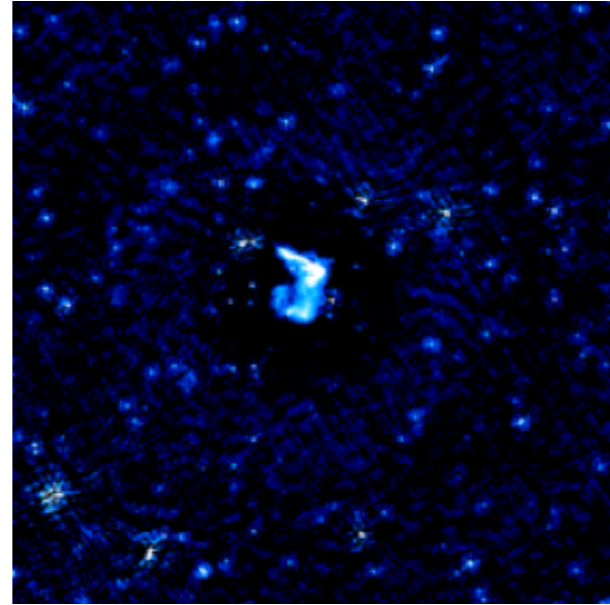
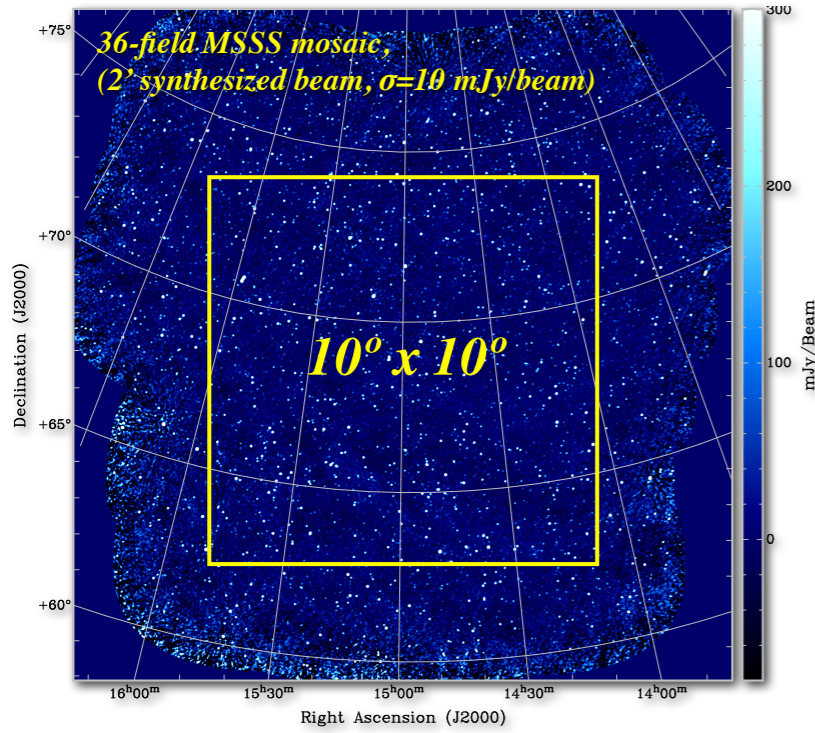
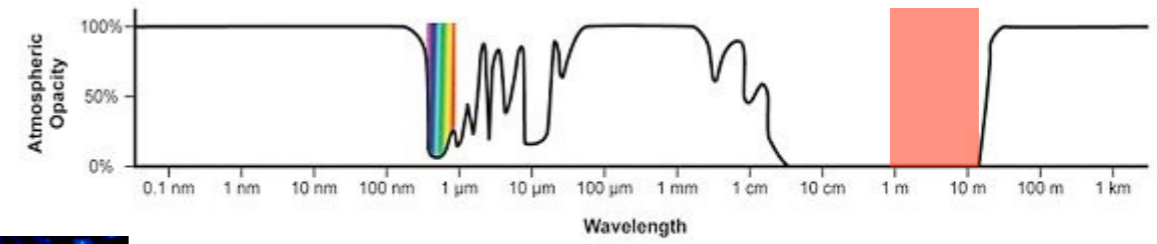
Rotation & frequency averaged image:

$\Delta f = 127-172$  MHz,  
 $\Delta t = 7$  h  
 $uv = 0-15$  k $\lambda$   
 Beam =  $17.8'' \times 15.5''$   
 Pixel =  $1''$   
 Jupiter disk =  $49''$

(Girard, Zarka, et al. 2016)



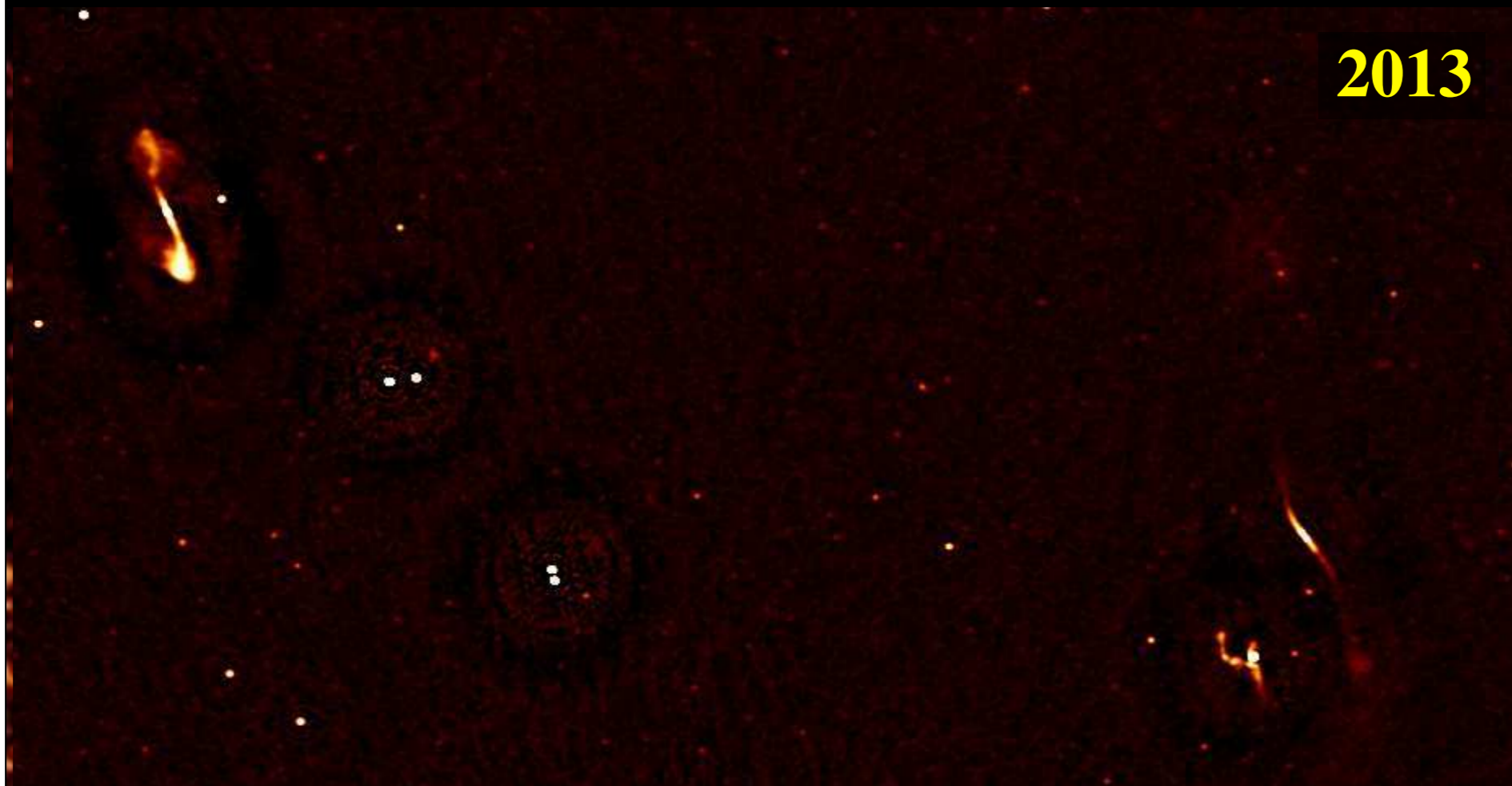
# LOFAR (Low Frequency Array)



**NCP field  $\approx 30 \mu\text{Jy} / \text{beam}$**

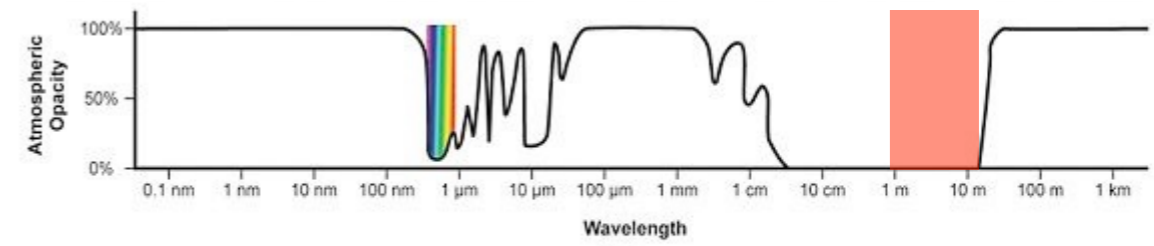
*(image courtesy S. Yatawatta)*

**2013**

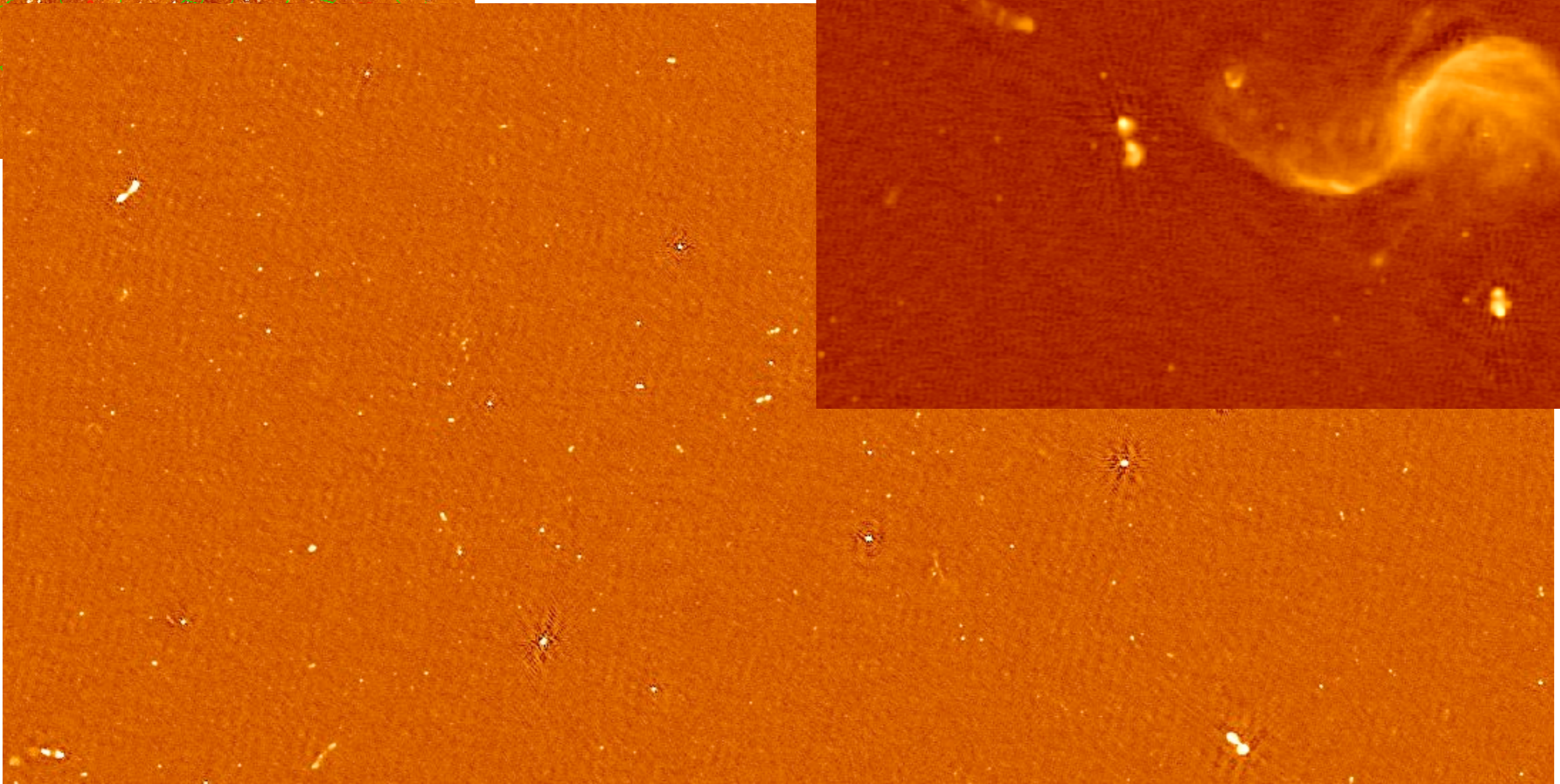
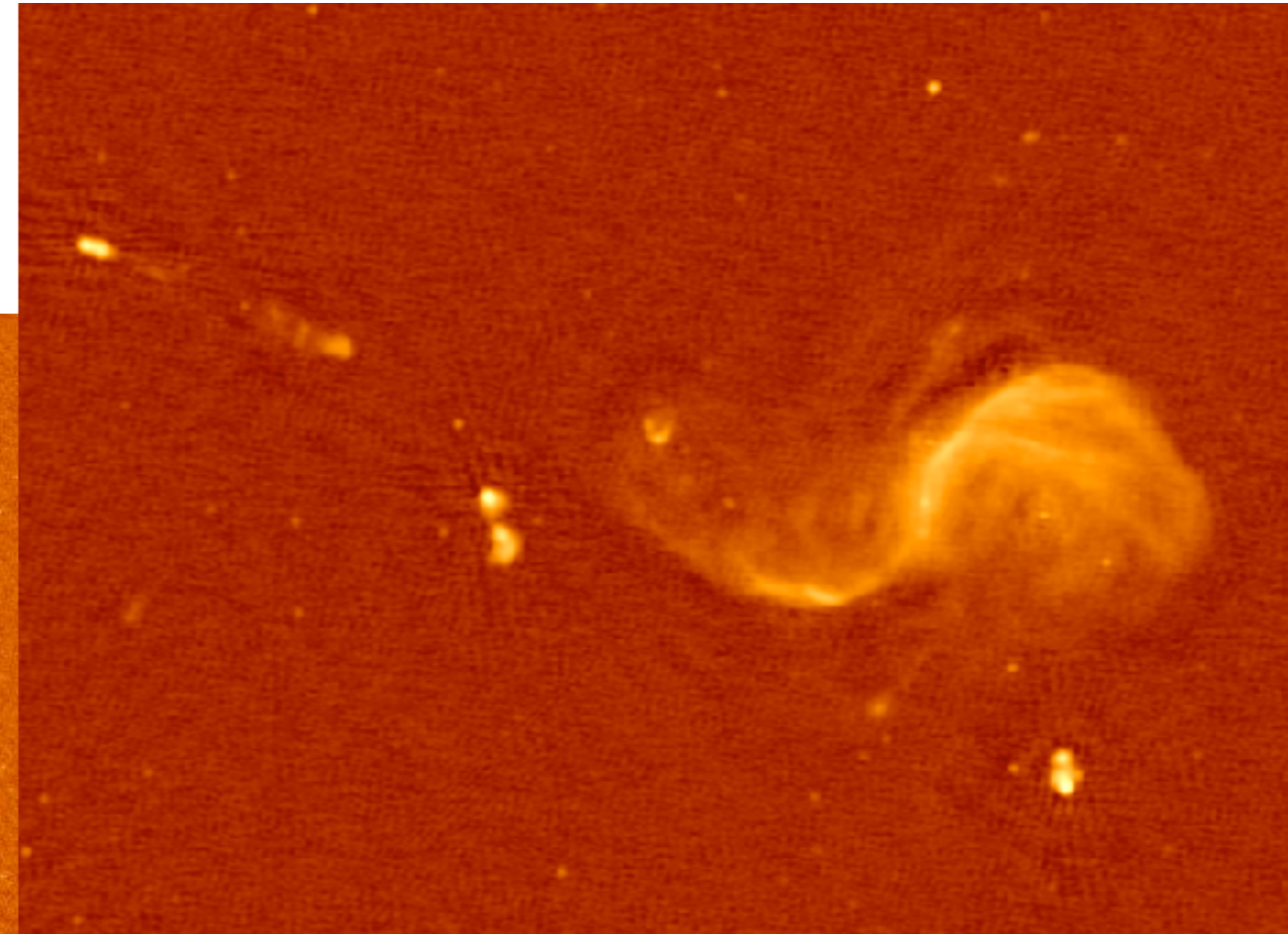
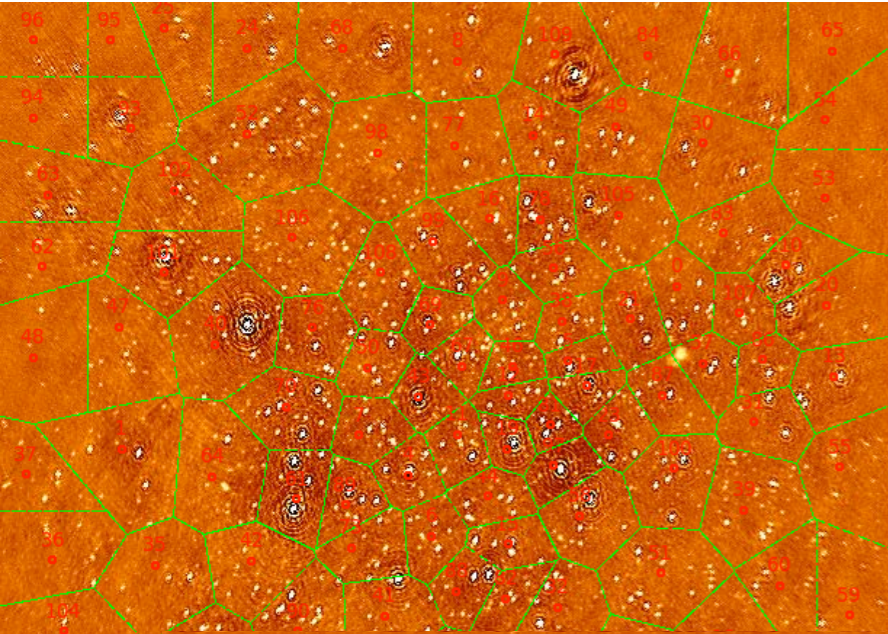




# LOFAR (Low Frequency Array)

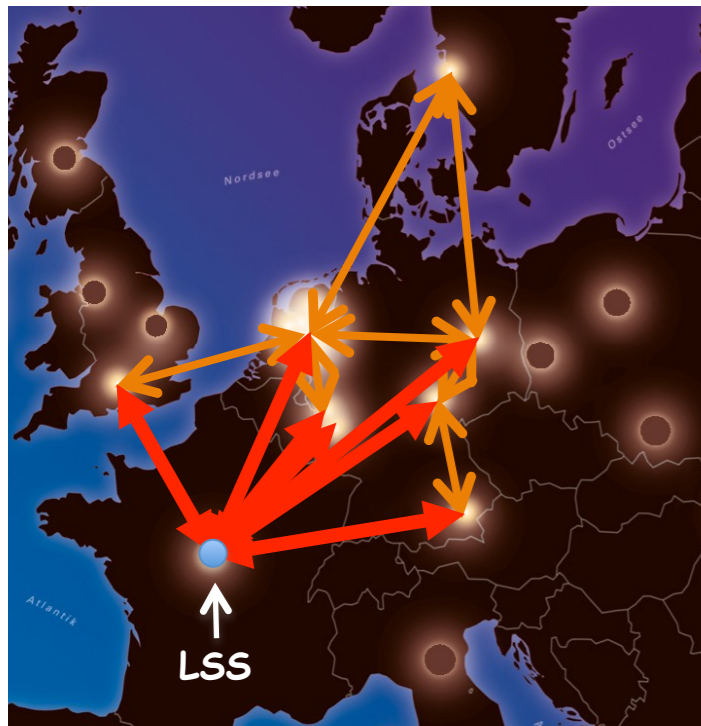
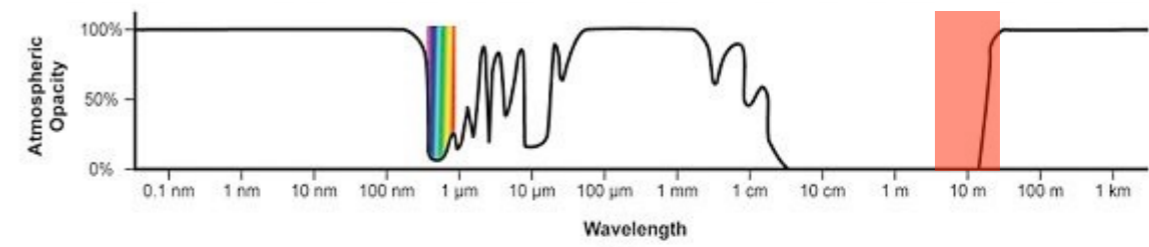


## DDfacet (2016)

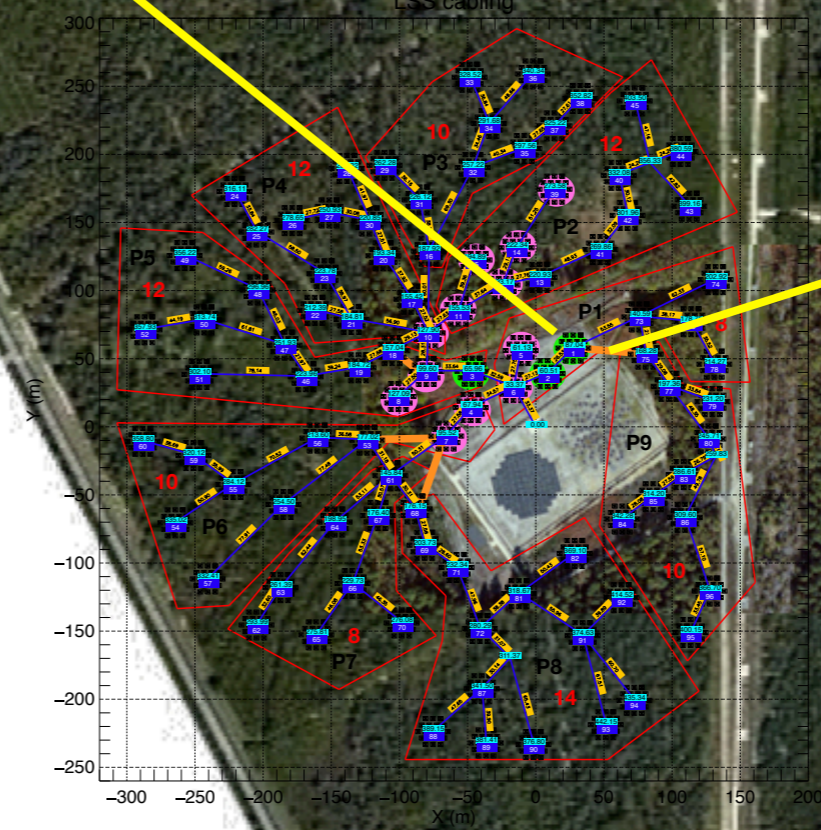
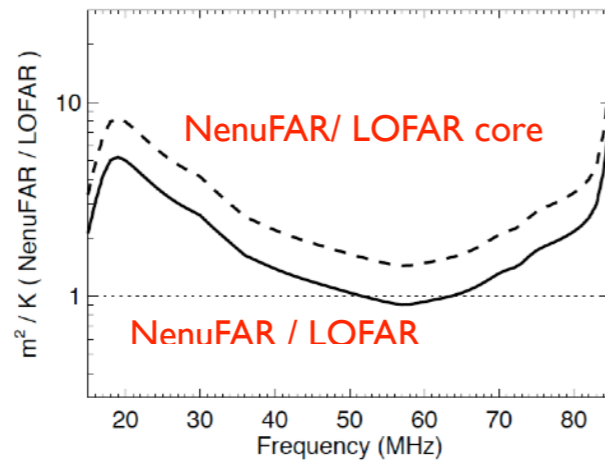
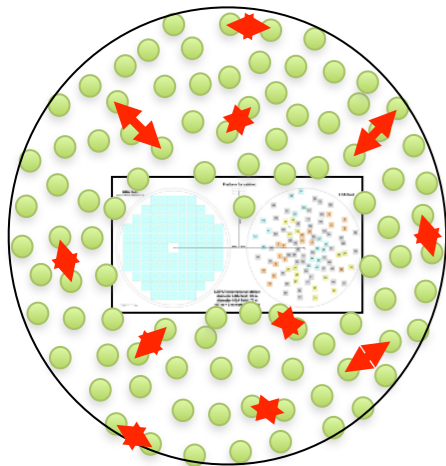




# NenuFAR (LOFAR Super Station)



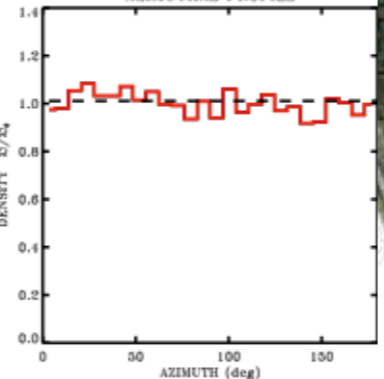
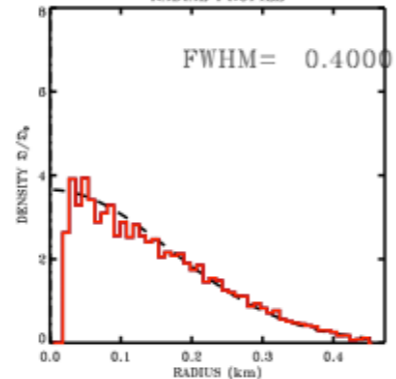
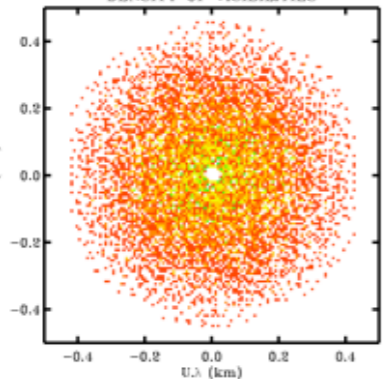
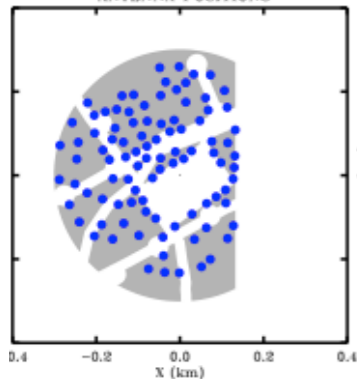
REFERENCE: E X 193=639085,594046 m Y 193=6697605,2239016 m



SITE LAT. = 47.370 deg  
SOURCE DEC. = 23.370 deg  
SAMPLING INT. = 0.001 h  
ANTENNA POSITIONS

96 ANTENNAS  
1 CONFIGURATIONS  
0 SHARED ANT.  
DENSITY OF VISIBILITIES

BL1 = [ 0.000, 0.450] km HA1 = [ 0.000, 0.001] h



Bois Bounot



# LWA/MWA

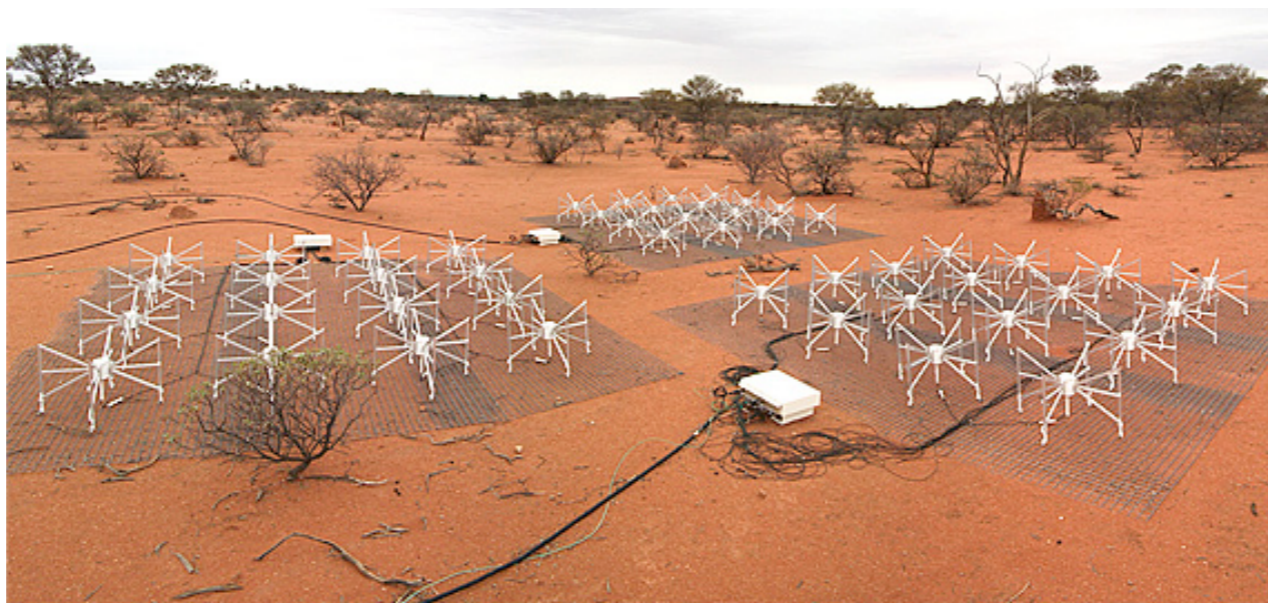
LWA ~ LOFAR BF (USA)

(10-88 MHz)



MWA ~ LOFAR HF (USA/Australie)

(80-300 MHz)

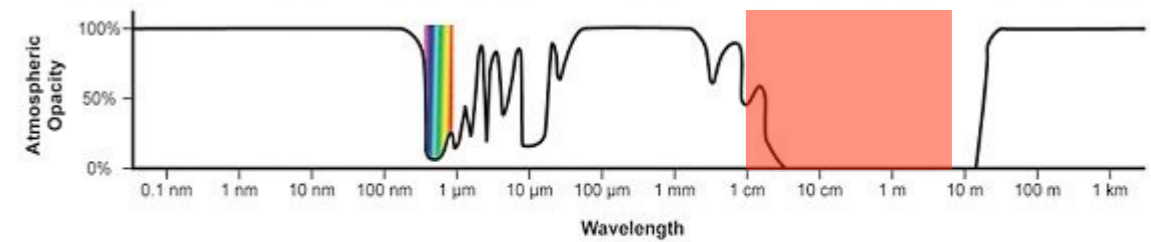




# SKA (Square Kilometer Array)

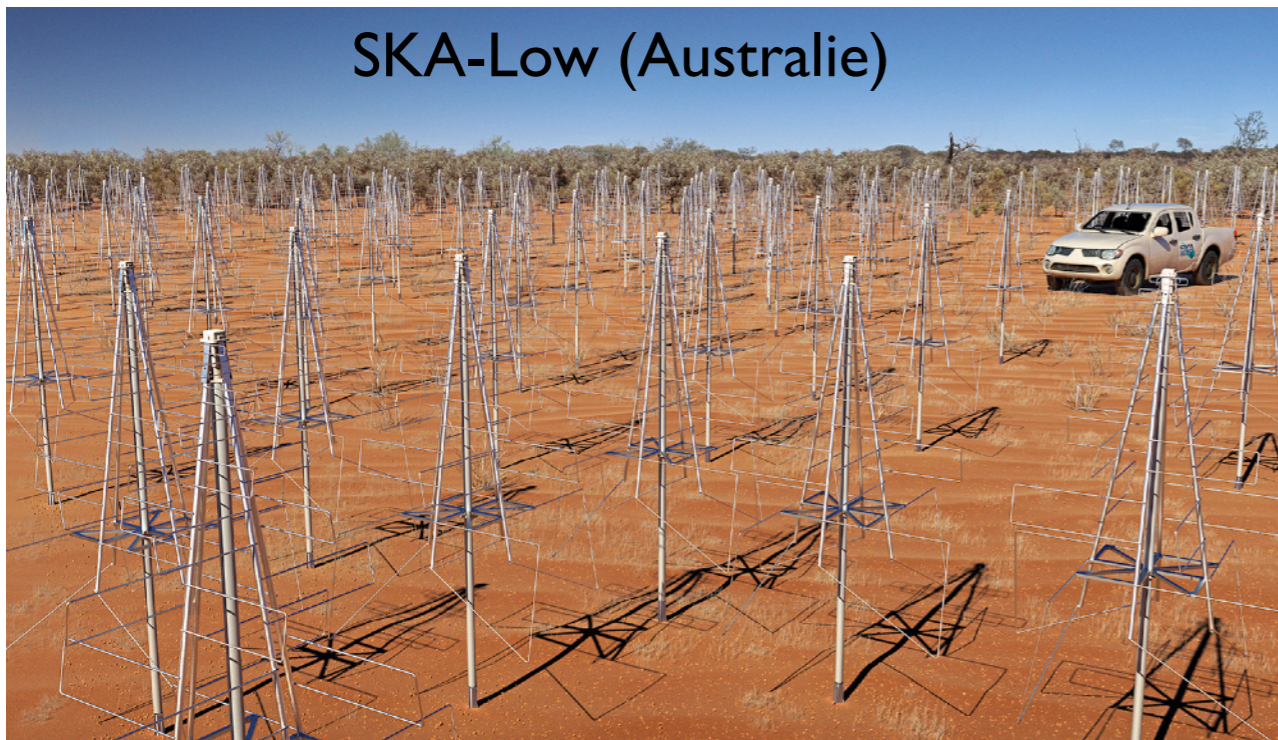
<http://www.skatelescope.org/>

- Australie/Afrique du sud
- Interféromètre de milliers d'antennes
- $f = [50\text{MHz}-25\text{GHz}]$   
 $\lambda = [6\text{ m}, 1.2\text{ cm}]$
- $S = 1\text{ km}^2$
- résolution  $\Rightarrow 0.001''$  @ 1.5cm (20 GHz)
- champ de vue  $1^\circ$
- Polarisation complète



*$\Rightarrow$  Très haute résolution angulaire et grand collecteur m-cm*

SKA-Low (Australie)



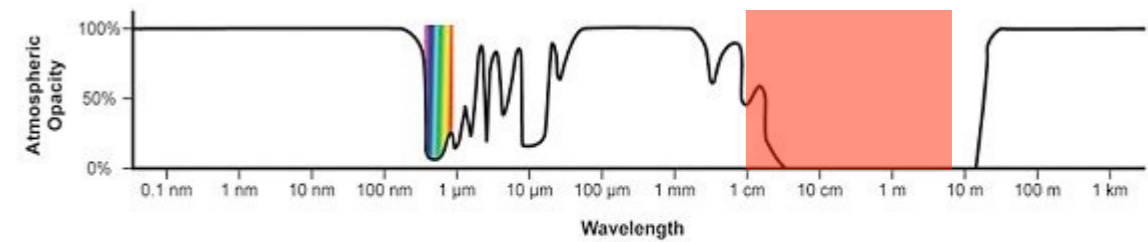
SKA-Mid (Afrique du Sud)





# SKA (Square Kilometer Array)

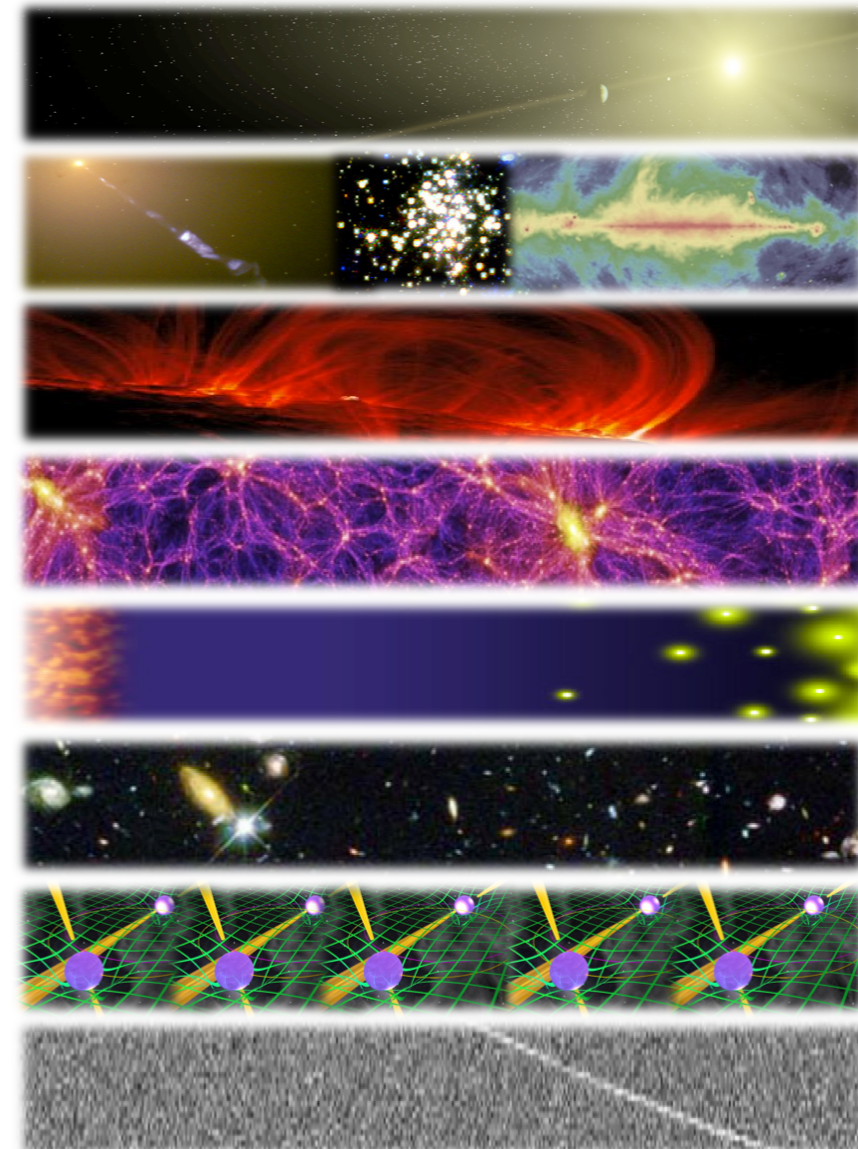
<http://www.skatelescope.org/>



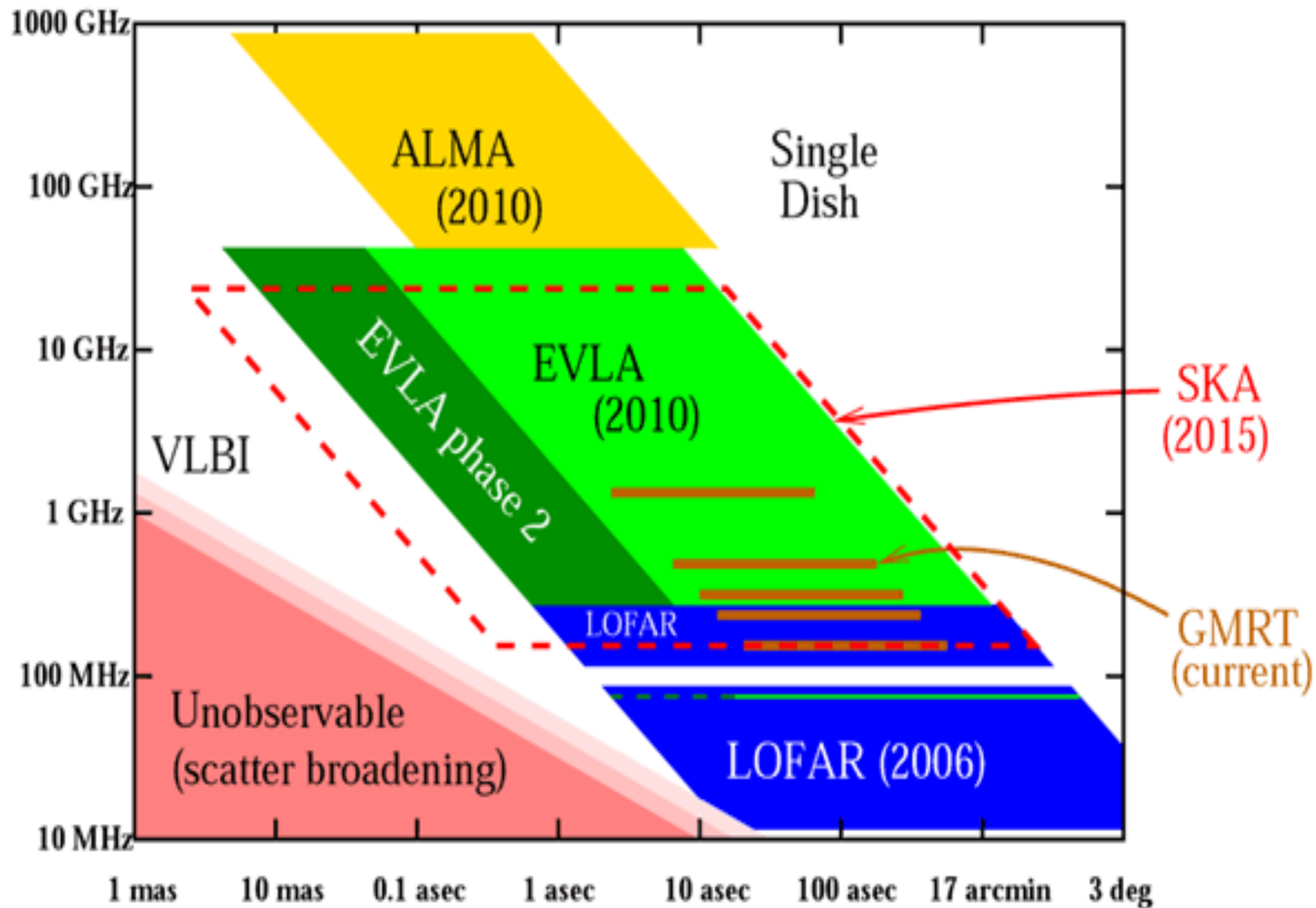
## The Science Working Groups



- **Astrobiology (“The Cradle of Life”)**
  - *Project Scientist:* Tyler Bourke
  - *Working Group Chair:* Melvin Hoare
- **Galaxy Evolution – Continuum**
  - *Project Scientist:* Jeff Wagg
  - *Working Group Chairs:* Nick Seymour & Isabella Prandoni
- **Cosmic Magnetism**
  - *Project Scientist:* Jimi Green
  - *Working Group Chairs:* Melanie Johnston-Hollitt & Federica Govoni
- **Cosmology**
  - *Project Scientist:* Jeff Wagg
  - *Working Group Chair:* Roy Maartens
- **Epoch of Reionisation & the Cosmic Dawn**
  - *Project Scientist:* Jeff Wagg
  - *Working Group Chair:* Leon Koopmans
- **Galaxy Evolution – HI**
  - *Project Scientist:* Jimi Green
  - *Working Group Chairs:* Lister Staveley-Smith & Tom Osterloo
- **Pulsars (“Strong field tests of gravity”)**
  - *Project Scientist:* Jimi Green
  - *Working Group Chairs:* Ben Stappers & Michael Kramer
- **Transients**
  - *Project Scientist:* Tyler Bourke
  - *Working Group Chair:* Rob Fender



Exploring the Universe with the world's largest radio telescope



- Introduction (historique, intérêt, spécificités)
- Onde & Polarisation
- Plasmas & Propagation (coupure, dispersion, effet Faraday, scintillations)
- Détection Cohérente du Signal (théorie de la mesure, température d'antenne, étalonnage, bruit)
- Récepteurs (hétérodyne, température de système, filtrage, gain, RFI mitigation)
- Notions sur les Antennes Radioastronomiques : Antennes uniques
- Interférométrie et Synthèse d'ouverture (réseaux phasés, pointage électronique, imagerie, corrélation, cohérence, VLBI)
- Méthodes d'Observation
- Grands instruments du Futur
- **Radioastronomie Spatiale**



- Spatial : accès à  $\lambda \leq 0.3 \text{ mm}$  &  $\lambda \geq 30 \text{ m}$  (jusqu'à  $\sim 10 \text{ km}$  dans le voisinage terrestre)

HF - on s'affranchit de l'absorption atmosphérique terrestre

- antennes et récepteurs  $\approx$  au sol : *Planck* ...

BF -  $\nu \leq 10 \text{ MHz}$  (coupure ionosphérique terrestre)

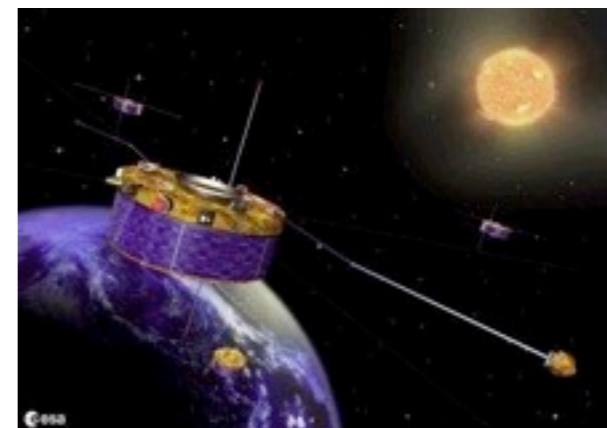
- antennes les plus couramment utilisées : faible encombrement au lancement, déploiement aisé, faible masse

$\Rightarrow$  doubles sphères (DC – ULF) *Cluster, Geotail* ...

$\Rightarrow$  tubes ou fils (LF) *WIND, Ulysses, Cassini, Stereo* ...



double-sphere probe



*Cassini*

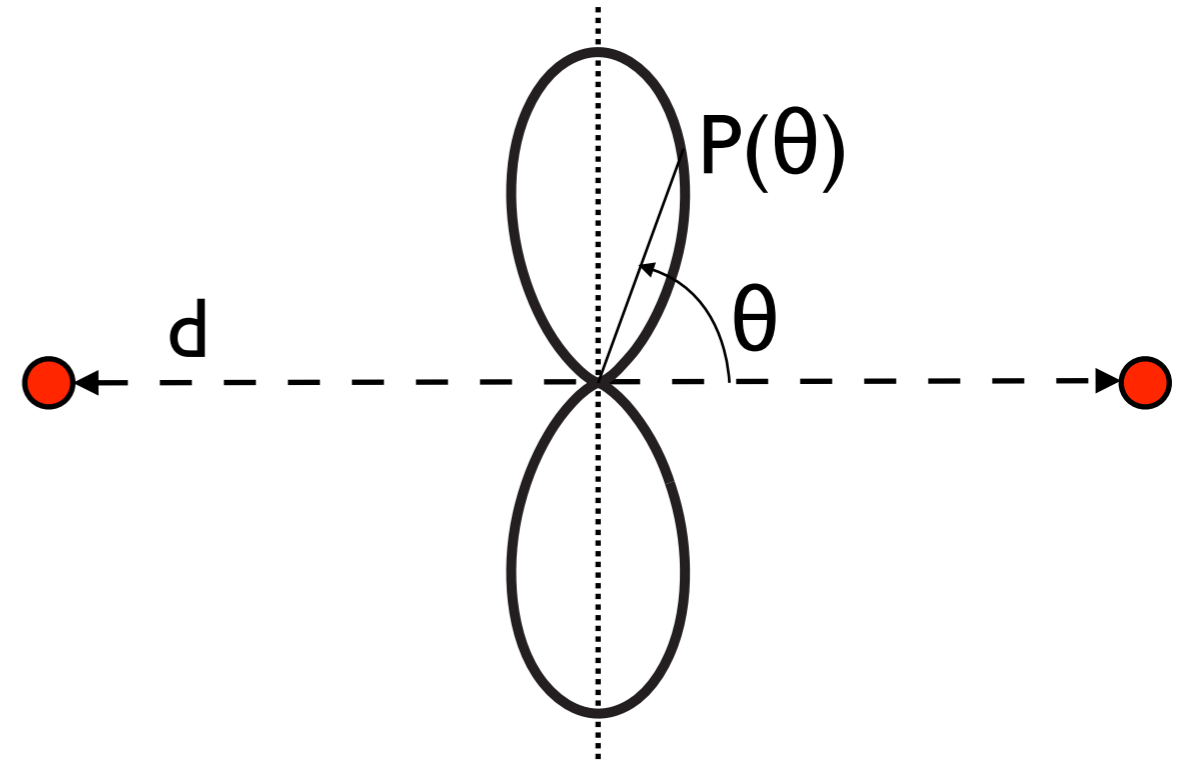
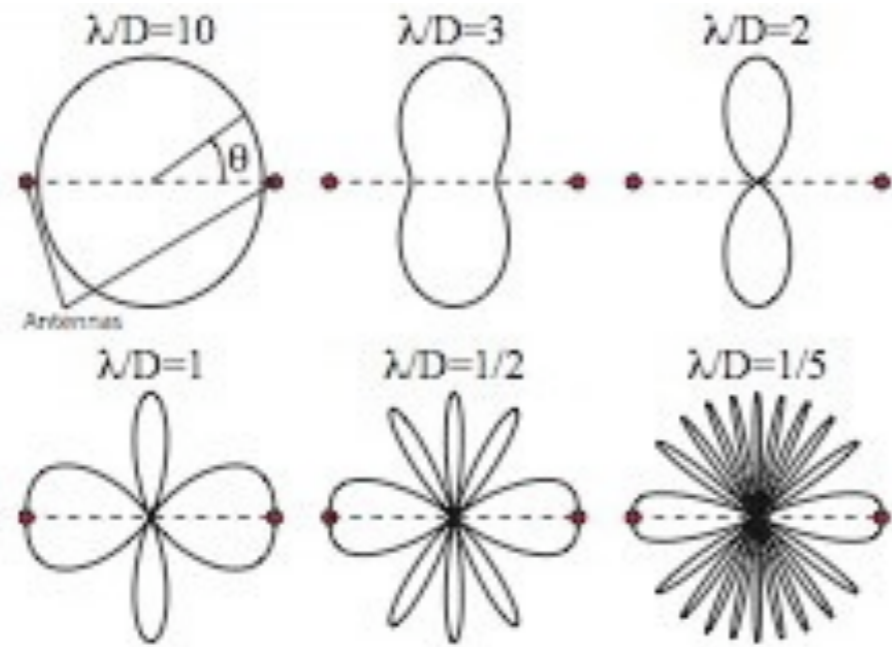


cylindrical antenna

- Antennes doubles sphères

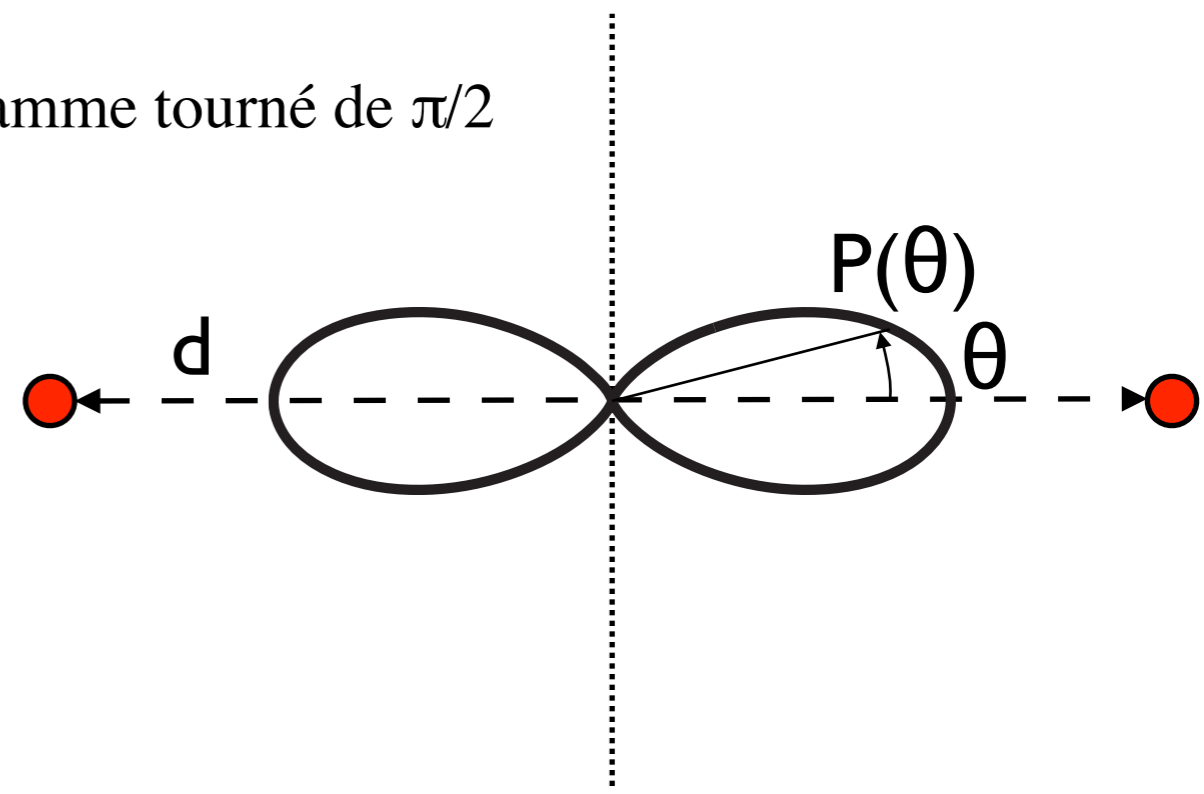
→ Diagramme de rayonnement de 2 sphères en phase  $\equiv$  interféromètre à 2 antennes :

$$P(\theta) \propto \sin^2(\pi d \cos\theta / \lambda)$$



Si les sphères sont en opposition de phase  $\Rightarrow$  diagramme tourné de  $\pi/2$

$$P(\theta) \propto \cos^2(\pi d \cos\theta / \lambda)$$



- Dipôle court :  $h \ll \lambda$

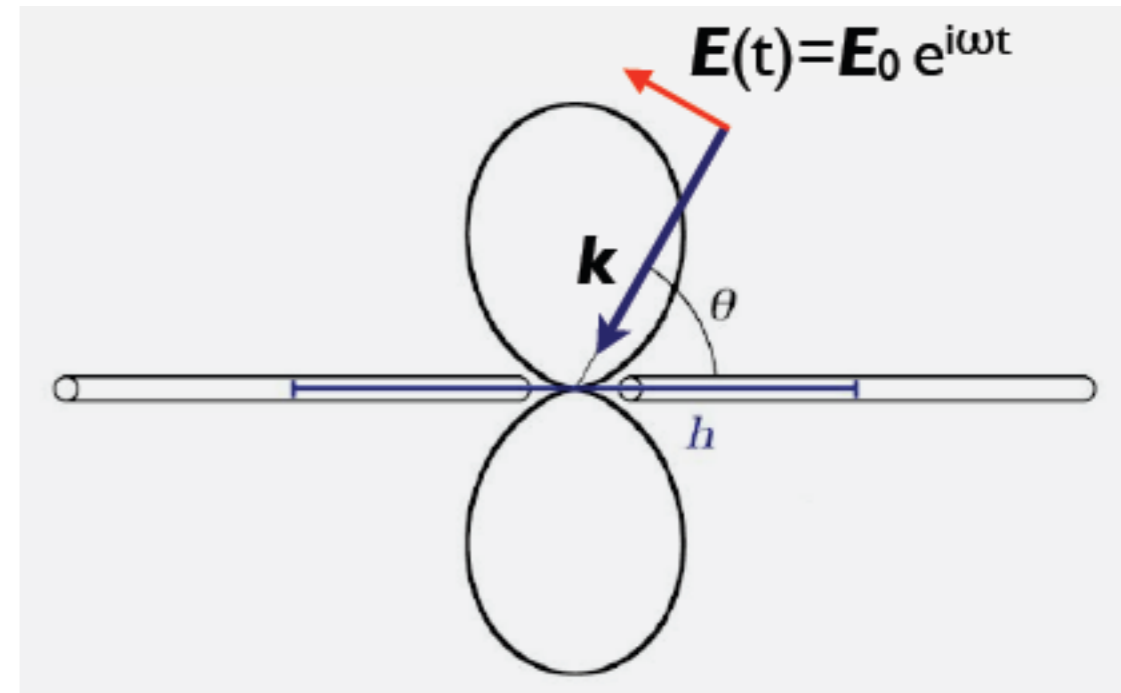
E (transverse) en phase sur l'antenne

$\Rightarrow j$  uniforme sur l'antenne

On mesure la ddp entre les 2 brins :

$$V = \mathbf{h}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{E} = h E_0 \sin\theta e^{i\omega t}$$

$$\Rightarrow g(\theta) \propto \langle V \cdot V^* \rangle = C \times \sin^2 \theta$$



Ouverture à 3 dB :  $g(\theta) = g_{\text{max}}/2 \quad \Rightarrow \quad \theta = 45^\circ \Rightarrow \text{ouverture à 3 dB} = 90^\circ$

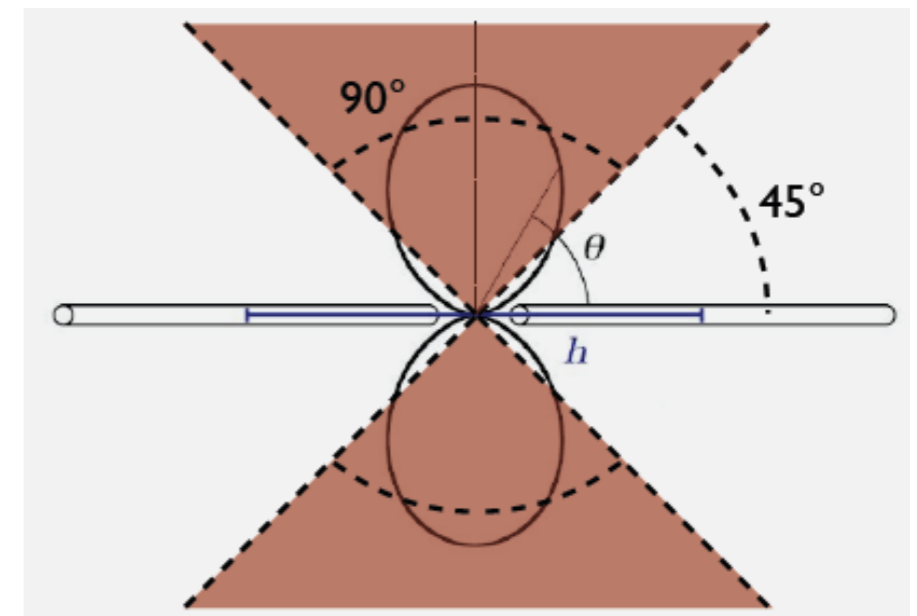
Directivité :  $1/4\pi \times \int_{4\pi} g(\theta) d\Omega = 1/4\pi \times \int_{4\pi} C \cdot \sin^2\theta \times 2\pi \sin\theta d\theta = 1 \Rightarrow C = 3/2$

Aire effective (sans perte) :  $g_{\text{max}} = C = 3/2 = 4\pi/\Omega = 4\pi A_{\text{eff}}/\lambda^2$   
 $\Rightarrow A_{\text{eff}} = 3\lambda^2/8\pi \text{ [m}^2\text{]}, \text{ sans rapport avec la surface géométrique,}$

Lobe principal :  $\Omega = 8\pi/3 \text{ [sr]}$

Flux reçu :  $S = E^2 / Z_0 b \text{ [Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}\text{]}$   
 $= V^2 / Z_0 b h^2$

avec  $b$  la bande passante de réception





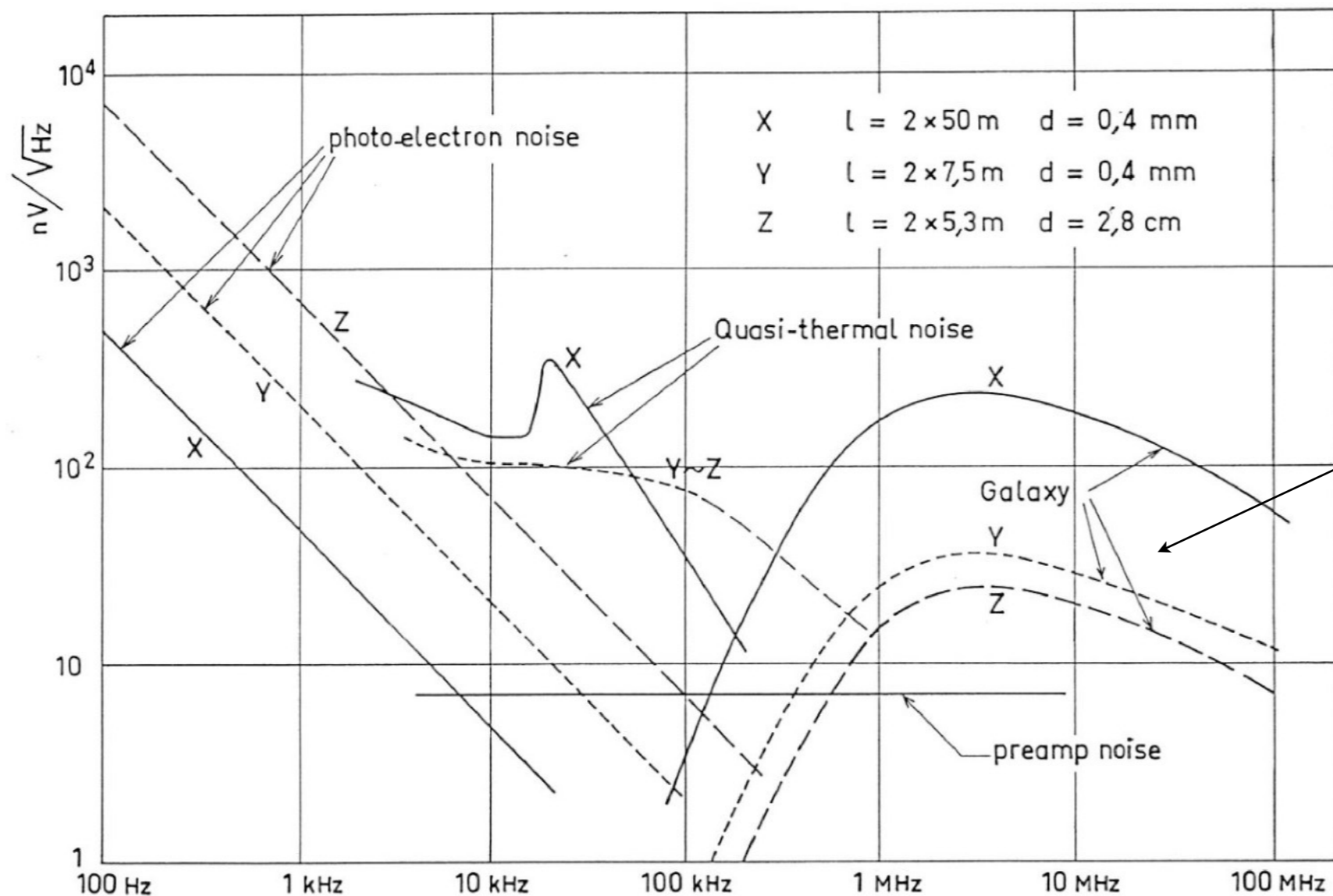
Sensibilité des observations :

$(S_{\min} Z_0 h^2)^{1/2} = V / b^{1/2} [\text{V.Hz}^{-1/2}]$  caractérise la sensibilité des récepteurs radio embarqués

→ actuellement  $\sim 5 - 10 \text{ nV/Hz}^{1/2}$  (*LESIA*)

⇒  $S_{\min} = 1.5 - 6 \times 10^{-22} \text{ Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$  avec des antennes de  $h = 20 \text{ m}$

Sensibilité limitée à hautes fréquences ( $\geq 1 \text{ MHz}$ ) par le bruit de fond galactique



$$S_g = \left[ I_g f^{-0.52} \left( \frac{1 - e^{-\tau}}{\tau} \right) + I_{eg} f^{-0.8} e^{-\tau} \right] \times \Omega \times \eta$$

$$0.5 \text{ MHz} \leq f \leq 20 \text{ MHz}, \quad \Omega = 8\pi/3$$

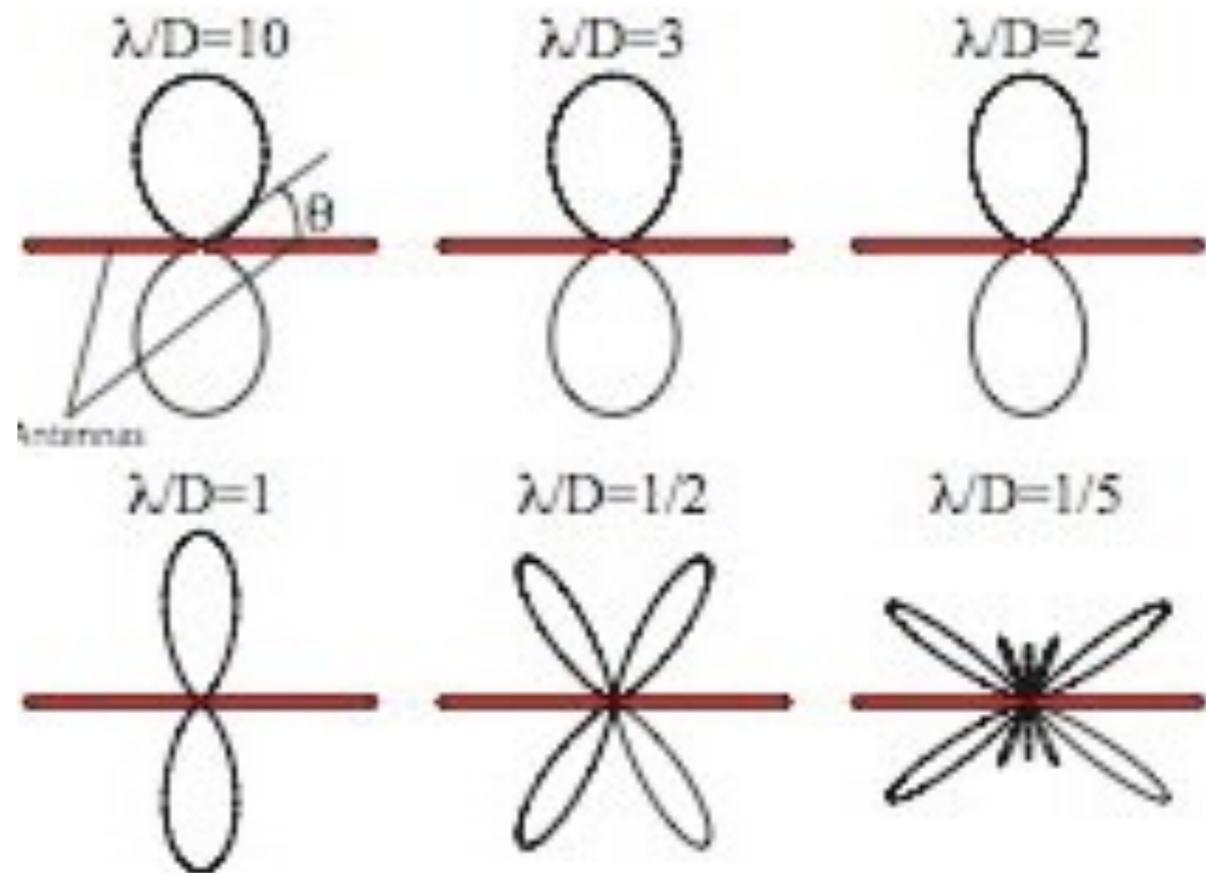
- Dipôle : cas  $h \geq \lambda$

Distribution de courant non-uniforme sur l'antenne :  $I(z) = I_0 \sin [2\pi/\lambda \times (h - |z|)]$

$E(\theta) = \int_{\text{antenne}} dE(\theta)$  (contributions des dipôles élémentaires)

$\Rightarrow g(\theta) \propto [\cos(2\pi L/\lambda \times \cos\theta) - \cos(2\pi L/\lambda)] / \sin\theta$

$\Rightarrow$  apparition de lobes multiples



- Configuration / implantation des antennes

→ Satellite "stabilisé 3 axes" *Voyager, Galileo, Cassini, Stereo ...*

Antennes tubulaires  $h = 6 - 10 \text{ m}$

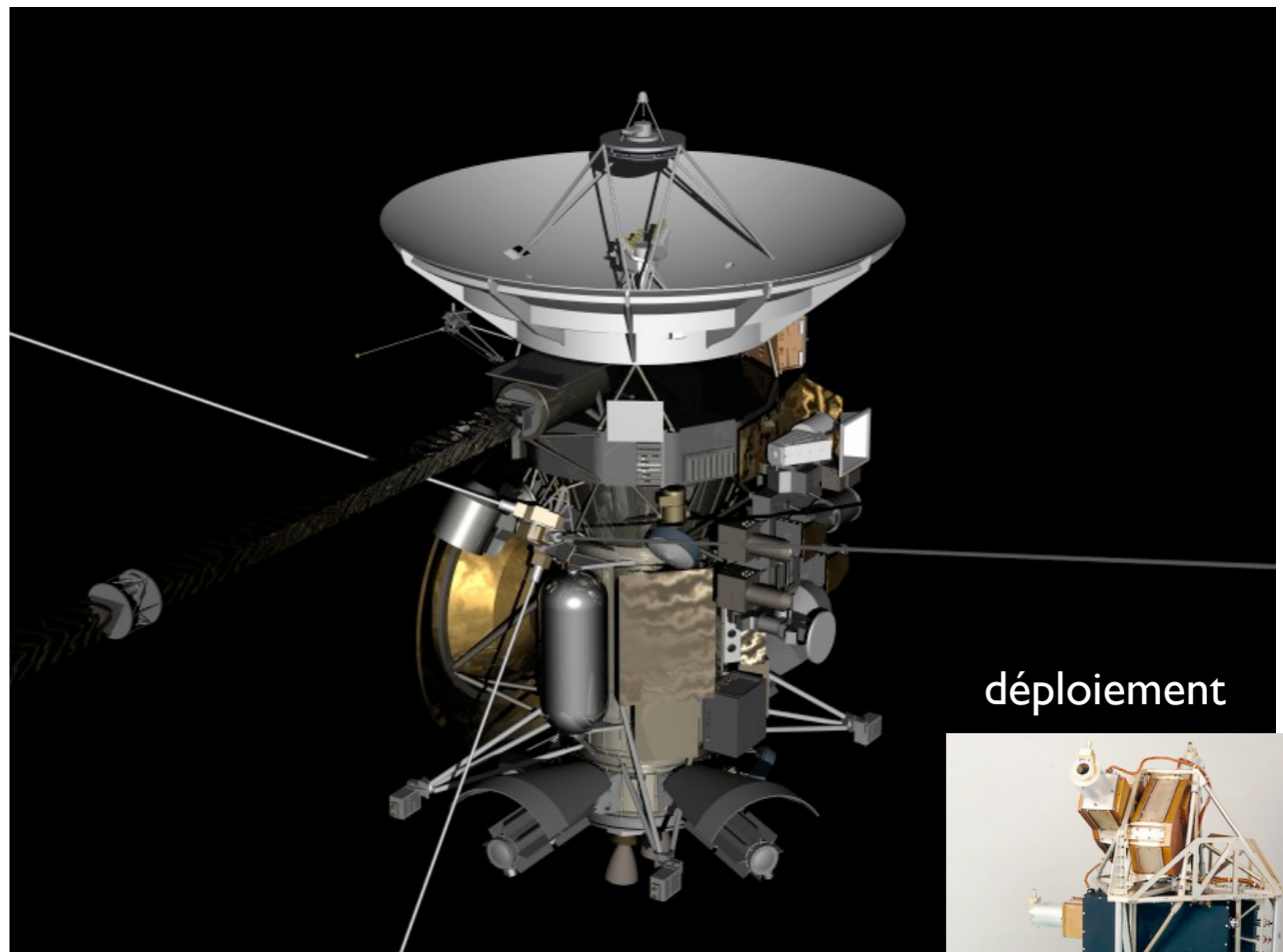
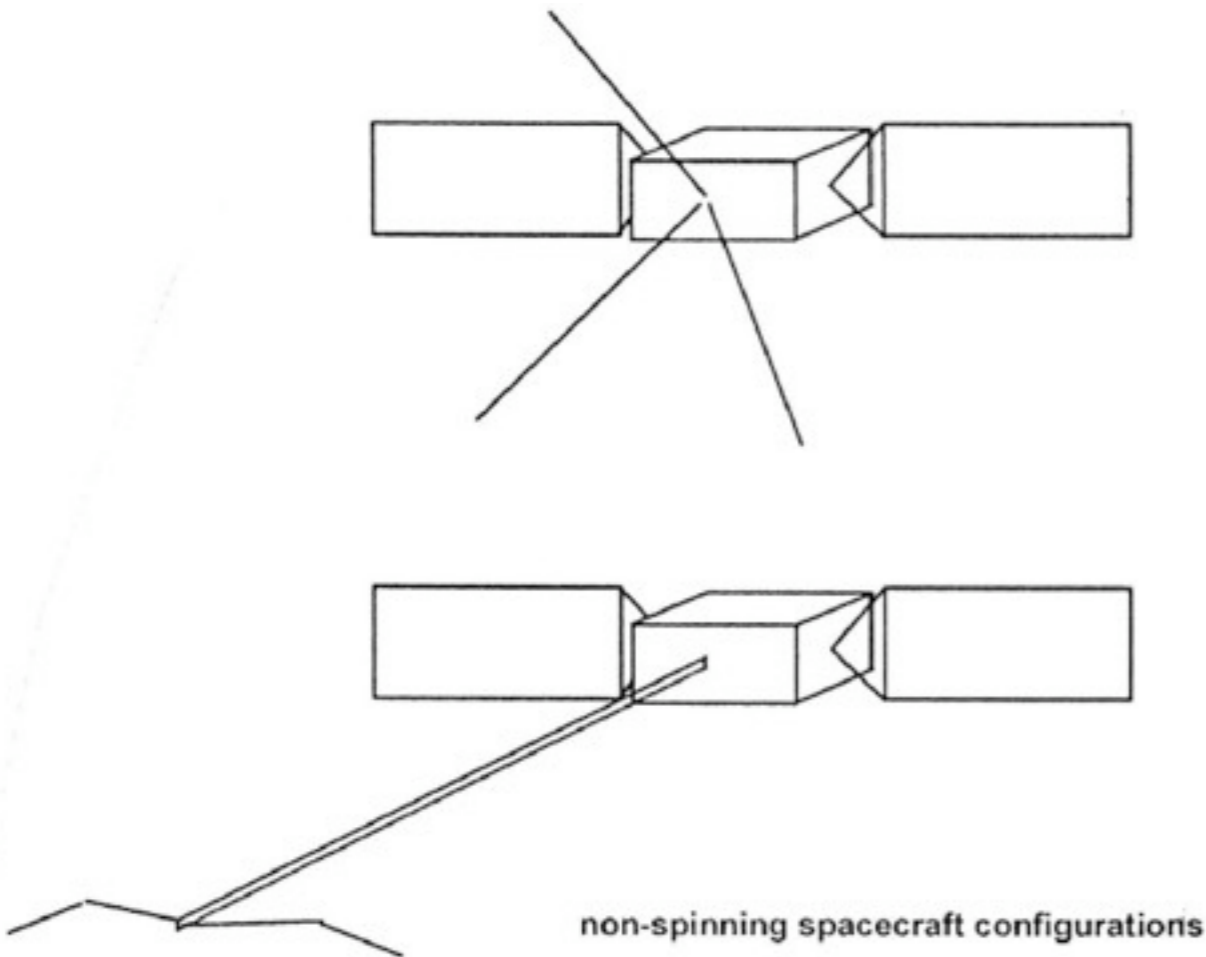
Monopôles fréquemment utilisés (+ satellite  $\sim$  plan réflecteur  $\Rightarrow$  réponse  $\approx$  dipôle)

Résolution angulaire "nulle" ( $\lambda/h \gg$ )

$\Rightarrow$  Utilisation de la technique de « Direction-Finding » (Gonio-Polarimétrie)

= détermination du vecteur  $\mathbf{k}$  (+ polarisation de l'onde)

→ restauration d'une résolution angulaire  $\sim 1-2^\circ$  (requiert un étalonnage précis)



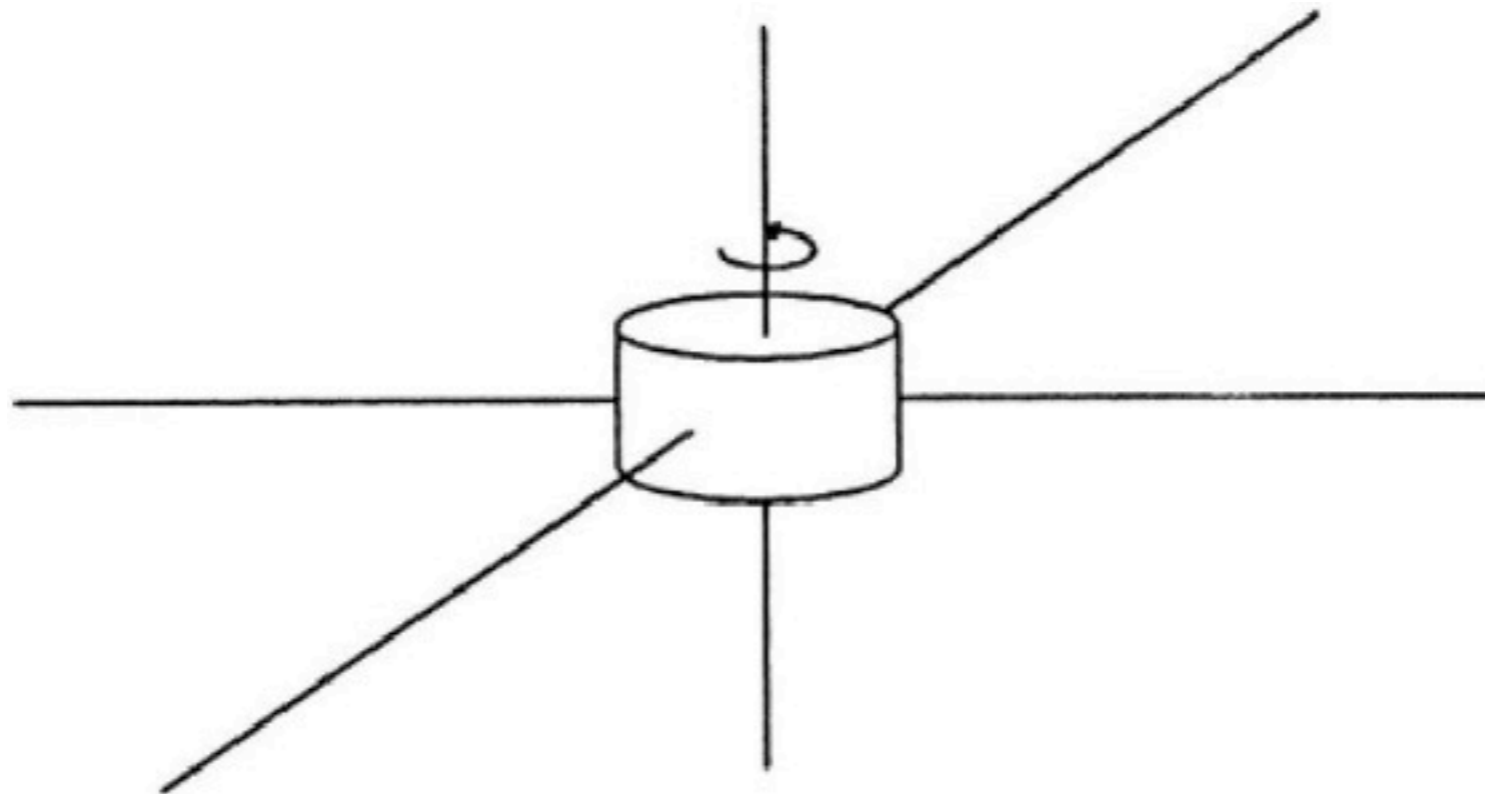


→ Satellite tournant *ISEE, Ulysses, WIND ...*

Antennes filaires  $L = 30 - 90$  m (stabilisation centrifuge)

⇒ possibilité de "Direction-Finding" (Gonio-Polarimétrie) à partir des variations de l'amplitude et de la phase du signal reçu sur les antennes tournantes

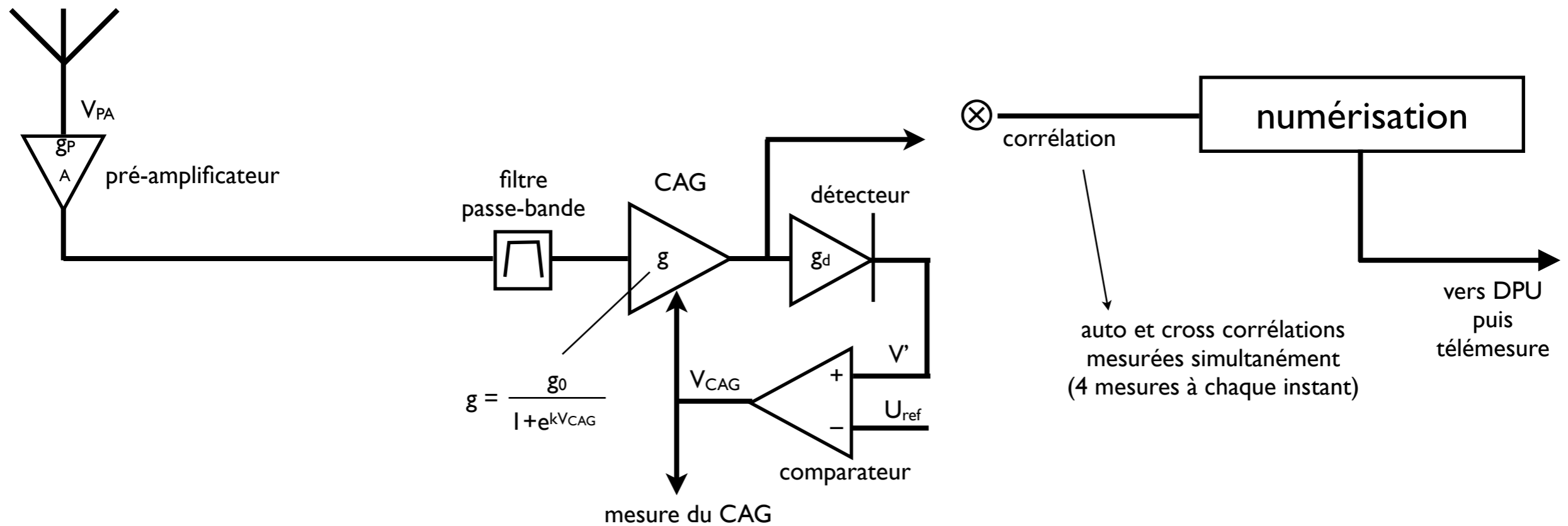
→ restauration d'une résolution angulaire  $\sim 1-2^\circ$  (requiert un étalonnage précis)



**Spinning spacecraft**

## • Récepteurs

- en bande de base : forme d'onde + FFT ou ondelettes
- HF : hétérodyne
- grande dynamique des signaux BF  $\Rightarrow$  utilisation de CAG + numérisation avec codage log



- Goniopolarimétrie :

⇒ Corrélation du signal reçu d'une source ponctuelle sur 2 antennes (dipôles) p,q :  
on mesure la « matrice de cohérence » :

$$\langle V_p {}^t V_q^* \rangle_{|\Delta t \gg 1/v} = \begin{bmatrix} \langle V_p V_p^* \rangle & \langle V_q V_p^* \rangle \\ \langle V_p V_q^* \rangle & \langle V_q V_q^* \rangle \end{bmatrix} = \mathbf{V}_{pq} = \mathbf{H}_{pq} \mathbf{B} {}^t \mathbf{H}_{pq}^*$$

avec  $\mathbf{B} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} S+Q & U+iV \\ U-iV & S-Q \end{bmatrix}$  &  $\mathbf{H}_{pq} = \begin{bmatrix} h_{p\theta} & h_{p\phi} \\ h_{q\theta} & h_{q\phi} \end{bmatrix}$

$\mathbf{h}_p = [ h_{p\theta} , h_{p\phi} ]$  décrit l'antenne p  
dans le repère de l'onde incidente  $(\theta, \phi)$ ,  
d'axe  $z_w =$  le vecteur d'onde  $\mathbf{k}$

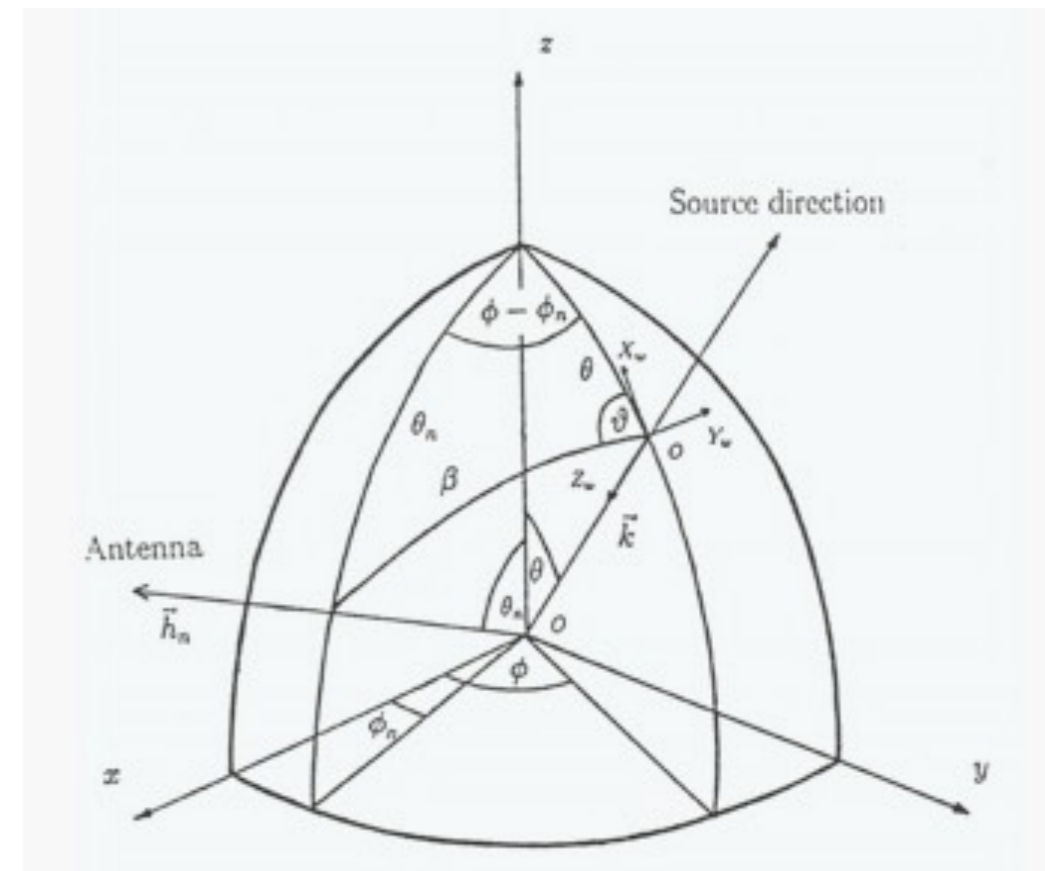
La résolution de cette M.E. vise à déterminer  
 $\mathbf{k}$  & la polarisation de l'onde incidente : S, Q, U, V,  $\theta$ ,  $\phi$

NB:

- Polarisation et direction d'arrivée sont indissociables  
⇒ possibilité d'une précision de 1°-2° sur  $\mathbf{k}$

- On détermine  $\mathbf{k}$  pour le point brillant dominant à (t,f) de la mesure

- Possibilité d'inclure une 7<sup>ème</sup> inconnue = taille de la source  $\sigma$  (non ponctuelle, *Ex: disque uniforme ou gaussien*)





Satellite stabilisé 3 axes : chaque paire d'antennes fournit 4 mesures indépendantes :

$$\langle V_p V_p^* \rangle, \langle V_q V_q^* \rangle, \text{Re}(\langle V_p V_q^* \rangle), \text{Im}(\langle V_p V_q^* \rangle)$$

⇒ besoin de 3 antennes (2 paires) pour obtenir > 6 mesures indépendantes (7 avec 2 paires d'antennes dont 1 commune, e.g. Cassini)

⇒ Gonio-polarimétrie « instantanée »

Avec 2 antennes : Goniomètre (S, V,  $\theta$ ,  $\varphi$ ) avec l'hypothèse U & Q connus (le plus souvent =0)  
ou Polarimètre (S, Q, U, V) avec l'hypothèse  $\theta$  &  $\varphi$  connus

Satellite tournant (à  $\omega$ ) :  $h_{p\theta}, h_{p\varphi}, h_{q\theta}, h_{q\varphi} = f(\omega, 2\omega)$

⇒ séries de mesures  $\langle V_p V_q^* \rangle$  modulées à  $\omega$  et  $2\omega$  ⇒ détermination de S, Q, U, V,  $\theta$ ,  $\varphi$  à partir des composantes de Fourier de  $\langle V_p V_q^* \rangle$  à  $\omega$  et  $2\omega$  (minimum = 2 antennes nécessaires)

# Etalonnages des antennes

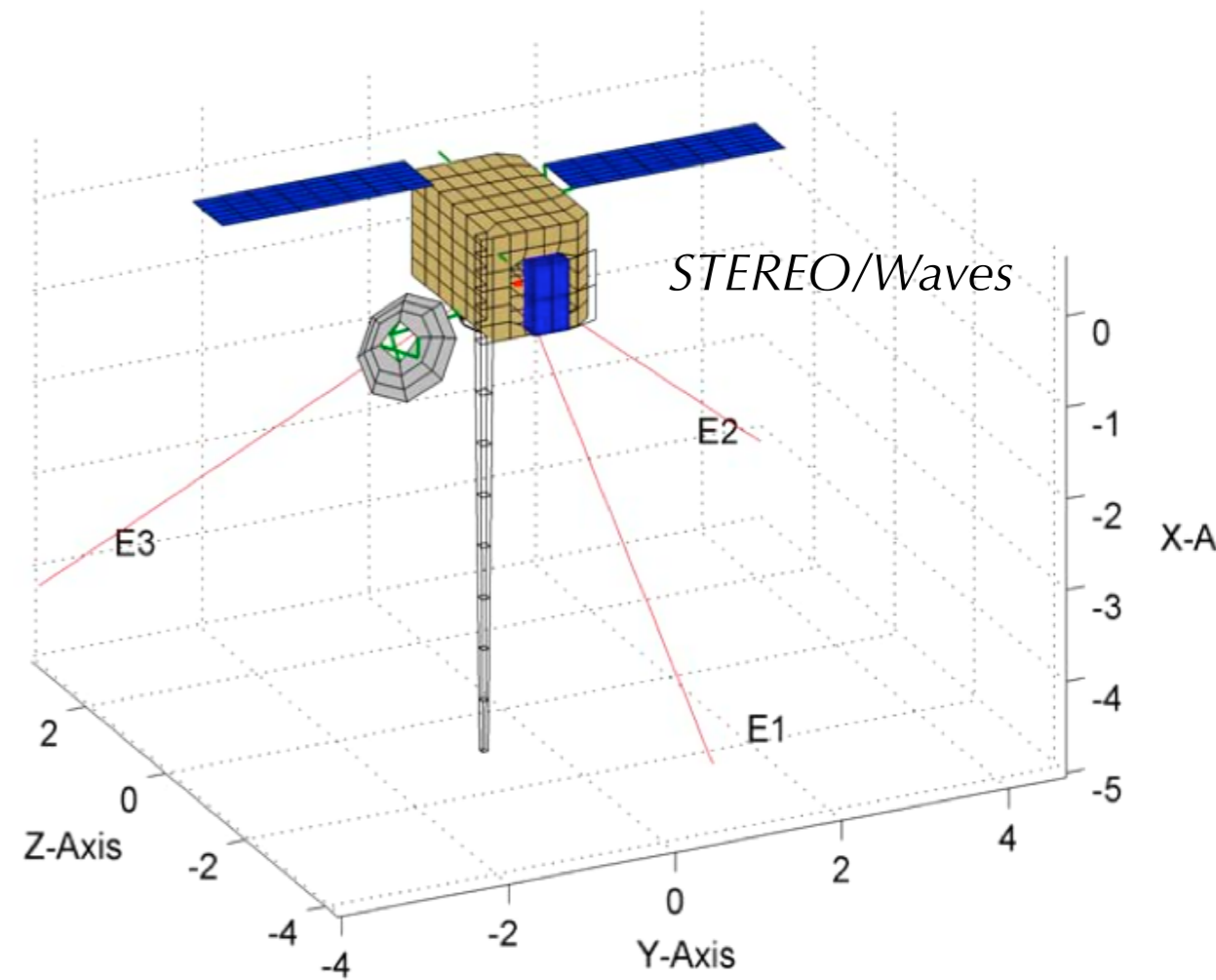
## Paramètres

- directions
- longueurs

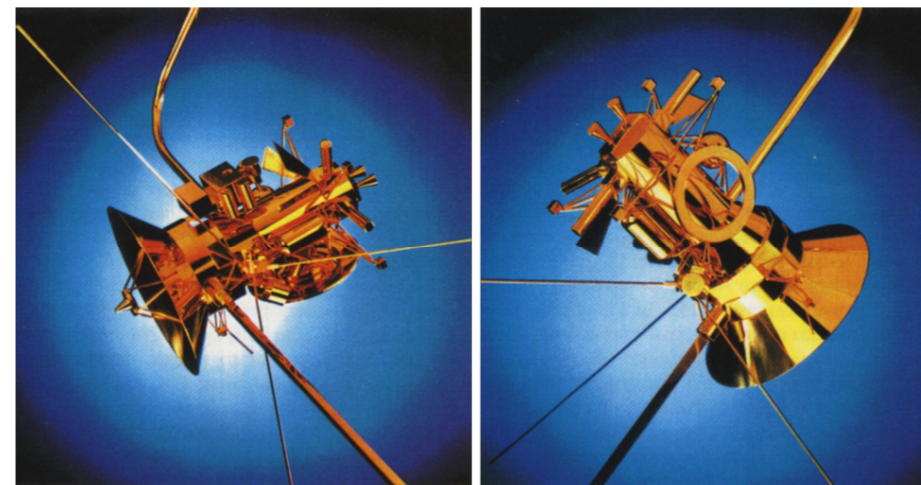
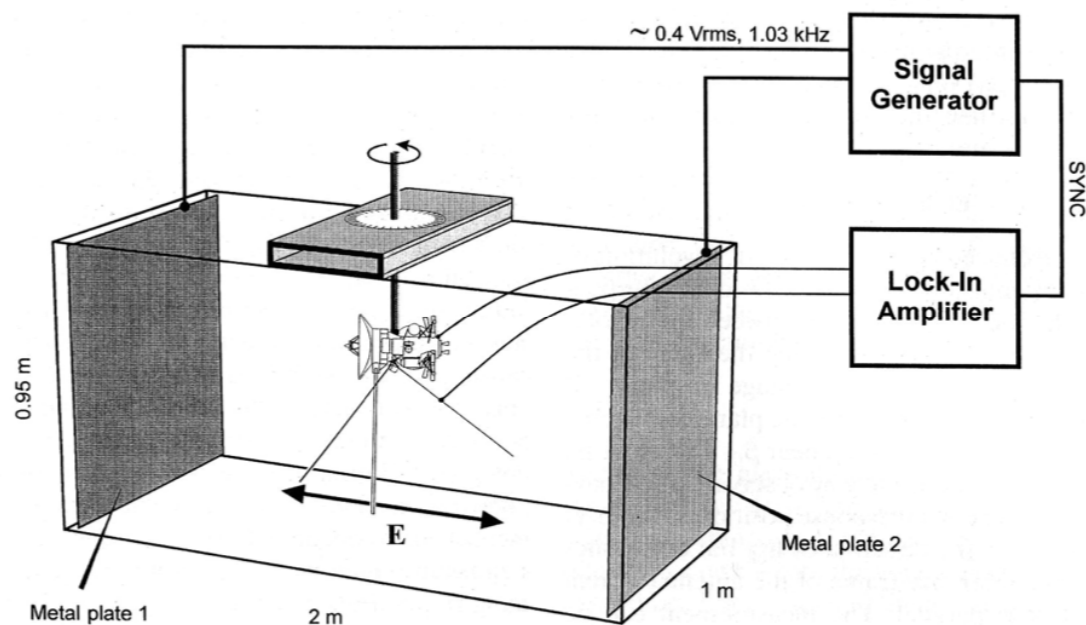
## Méthodes

- *Simulations Electromagnétiques.*
- *Rhéométrie.*
- *Mesures en vol (source ponctuelle connue).*

**il faut obtenir  $\sim 1^\circ$  de précision sur les directions des antennes pour avoir  $1^\circ$  de précision pour la goniopolarimétrie.**

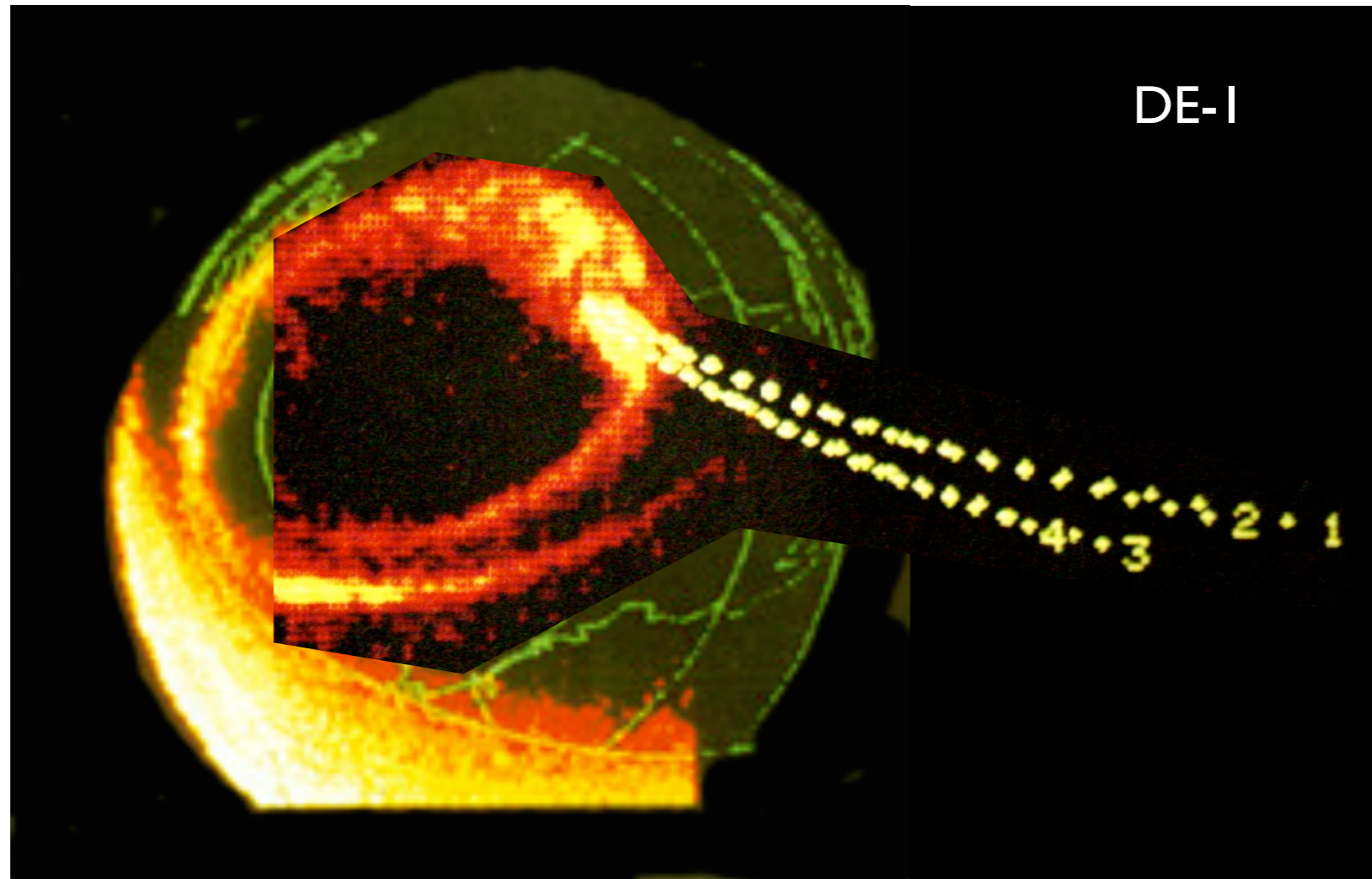


## Rhéométrie



# Quelques Résultats

*Terre: émissions radio aurorales (1988)*



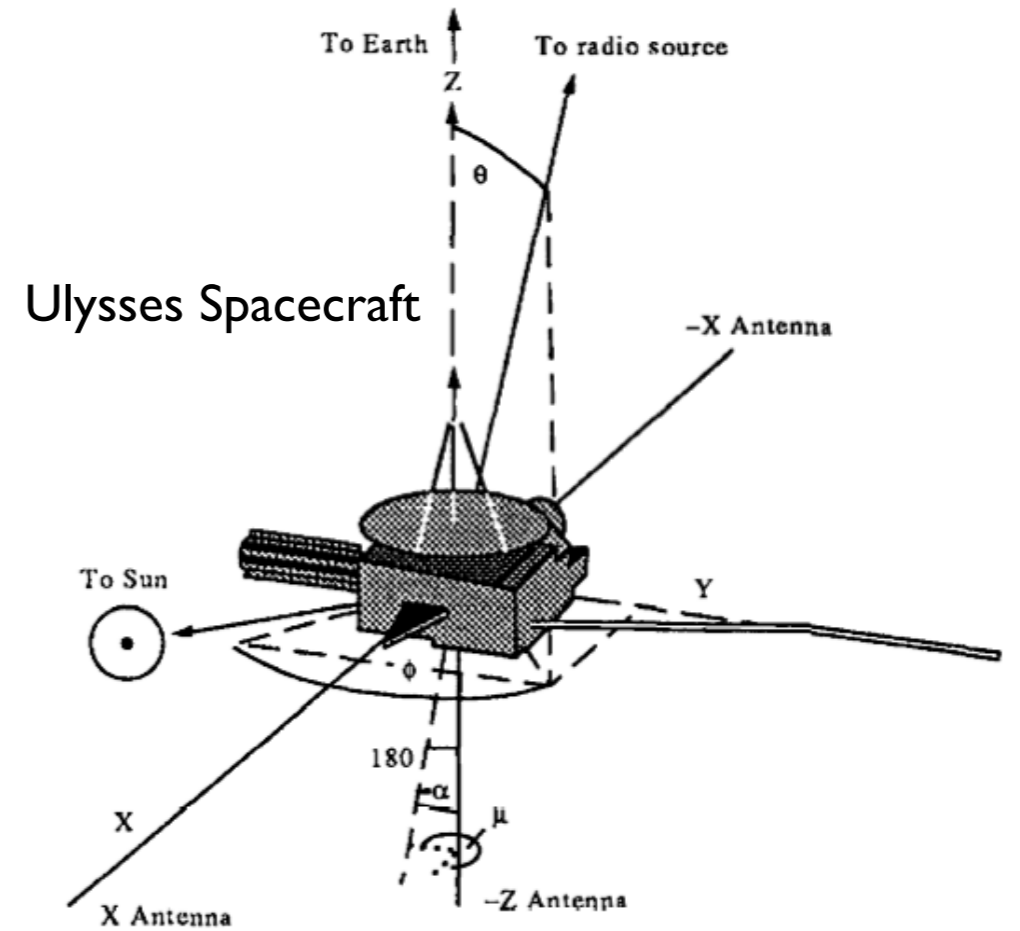
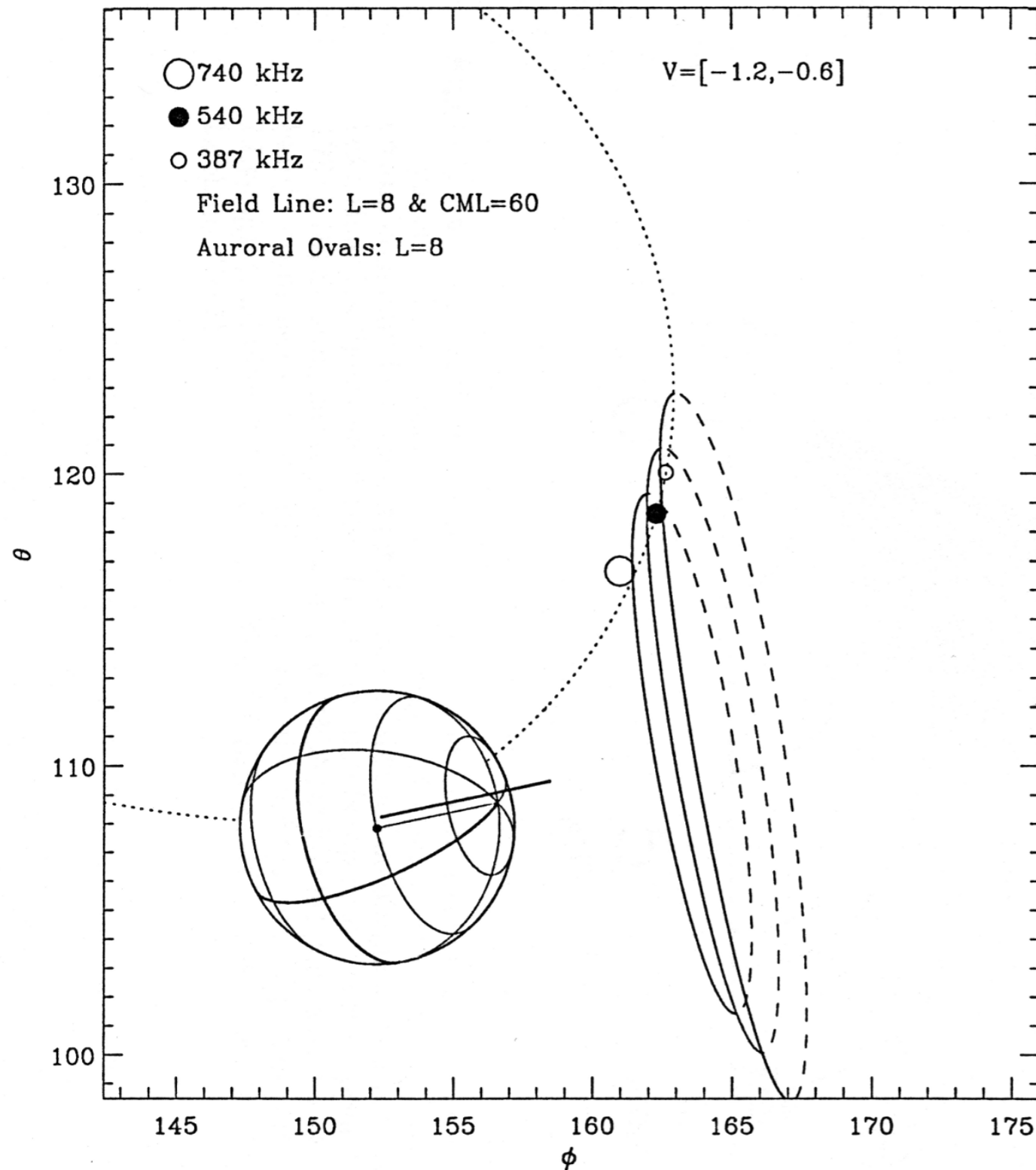
*DE-1 (localisation)*

*GP par démodulation  
de la rotation du satellite*



# Quelques Résultats

*Jupiter: émissions hectométrique (1994)*



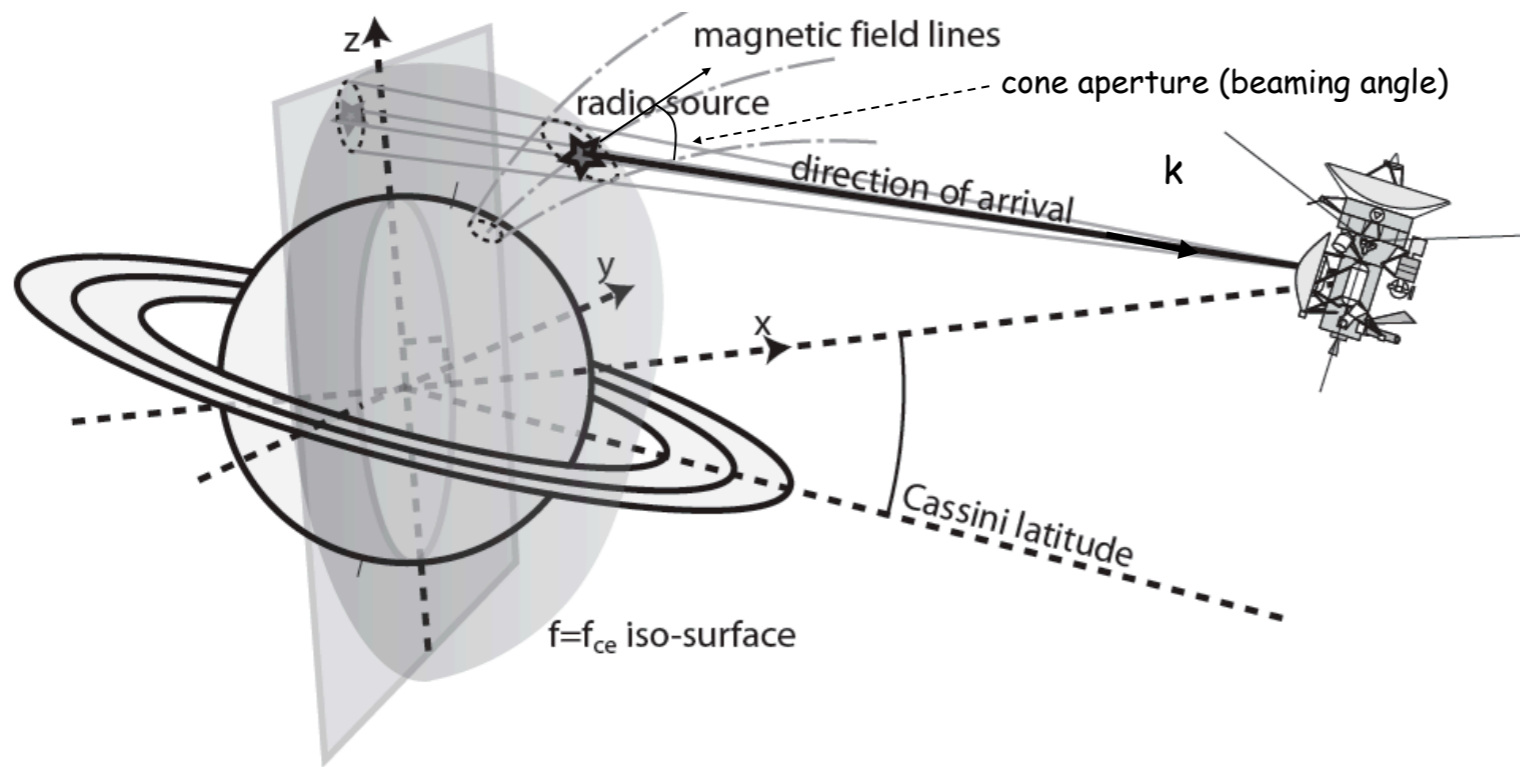
*Survol de Jupiter par Ulysses*

*GP par démodulation  
de la rotation du satellite*

*Résultat :  
émission à la fréquence cyclotron  
locale*

# Quelques Résultats

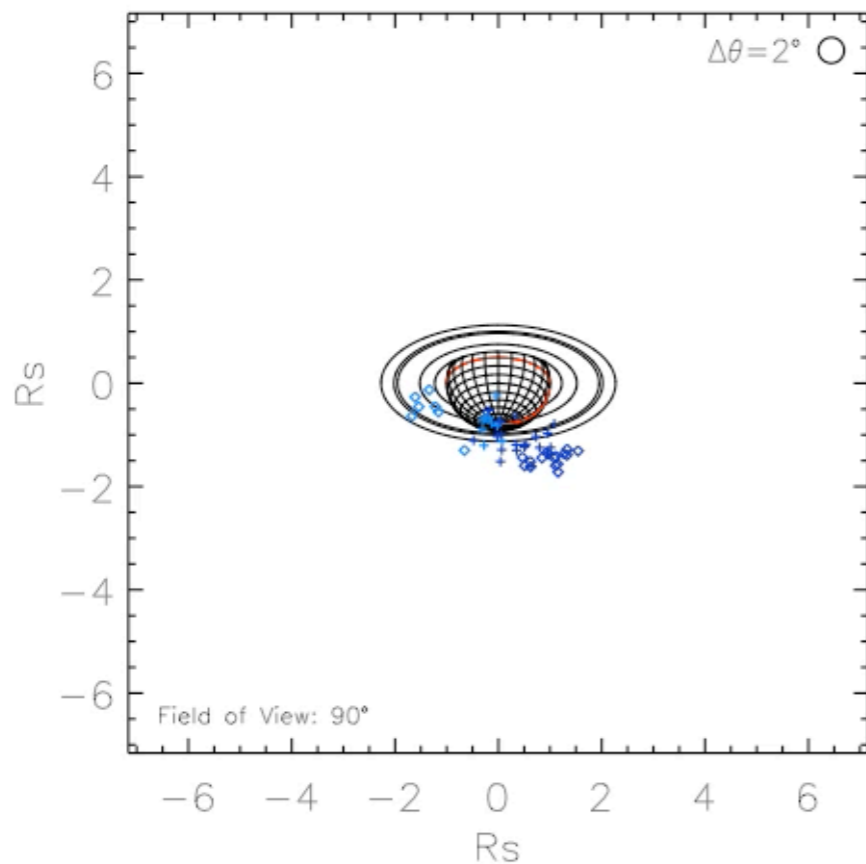
Saturne : Localisation 3D des sources radio aurorales (2009)



*Cassini/RPWS  
GP instantanée*

SKR Source Localization (from Cassini/RPWS/HFR)

Cecconi, Lamy & Zarka © 2008



## Ephemeris

2006268-10:00  
2006268-10:05

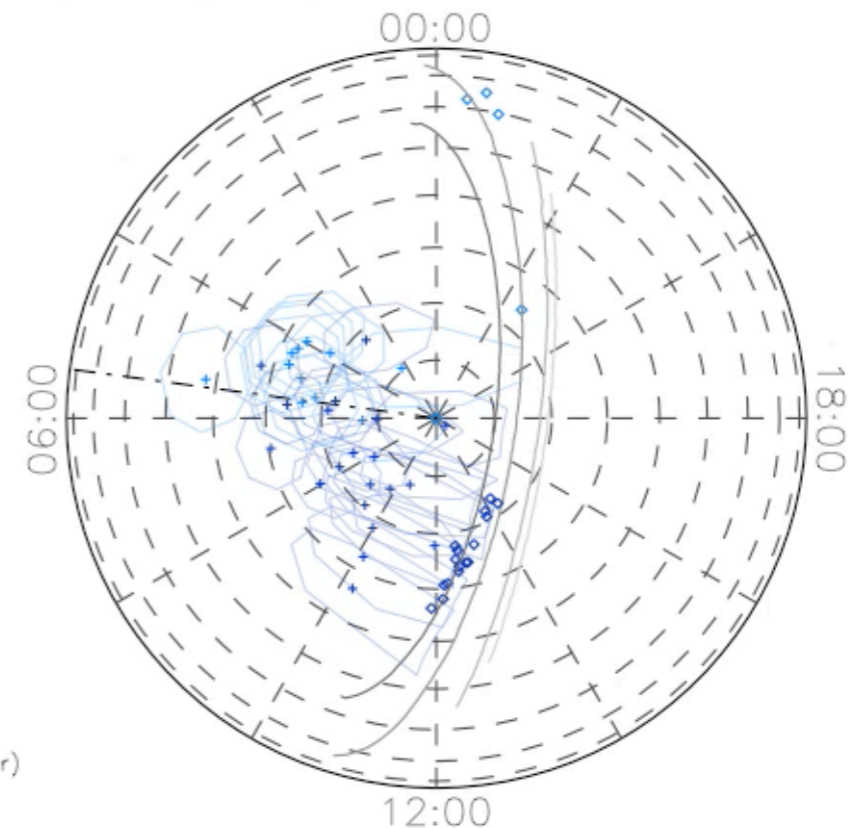
LT = 05:29  
Lat = -29.7 deg  
Dist = 7.2  $R_s$

## Color Code

	LH	RH
100- 200 kHz	Dark Blue	Dark Red
200- 400 kHz	Blue	Red
400- 800 kHz	Light Blue	Orange
800-1000 kHz	Cyan	Yellow

## Symbol Code

- ◇ out of iso-fc
- ⊕ within iso-fc ( $2^\circ$  error contour)

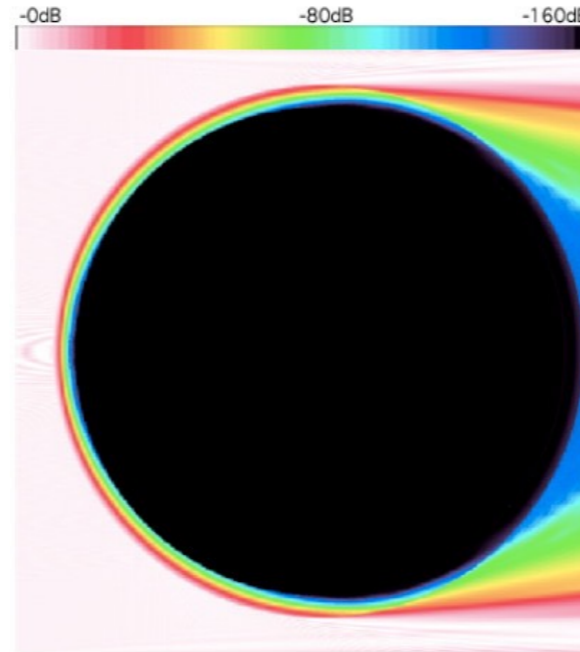
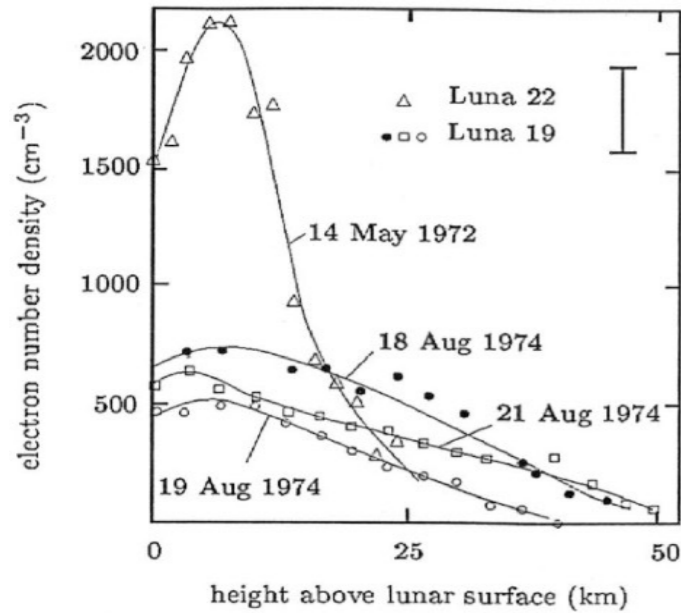
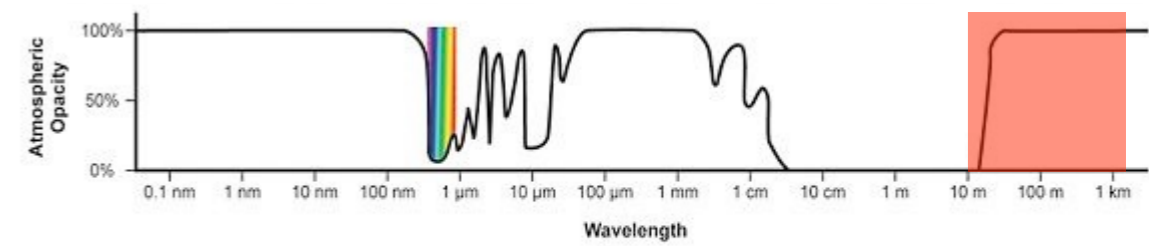


Active Magnetic Field Line Footprints  
(SPV magnetic field model with current sheet)



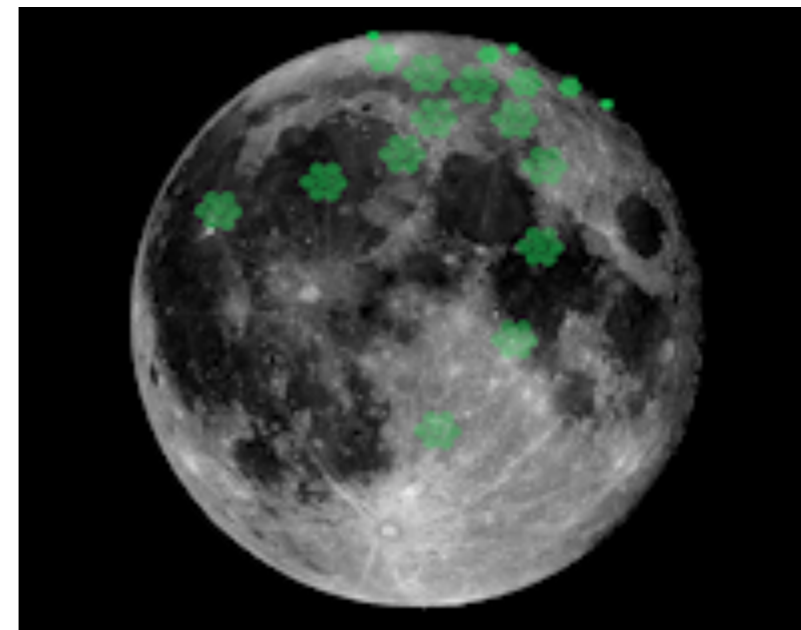
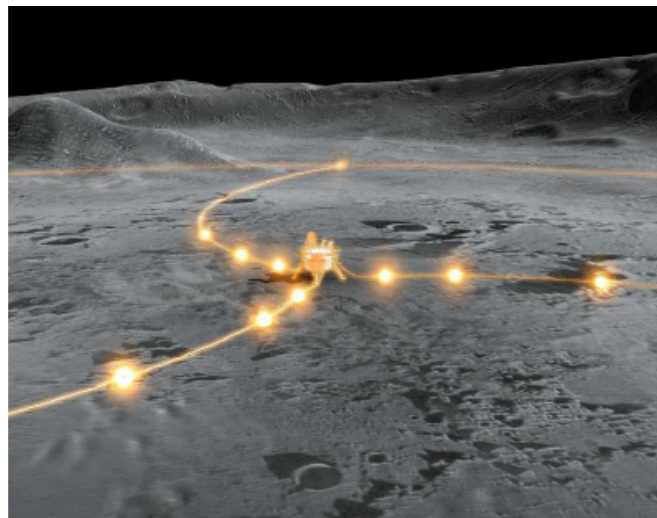


# 2020+ : LOFAR sur (la face cachée de) la Lune ?

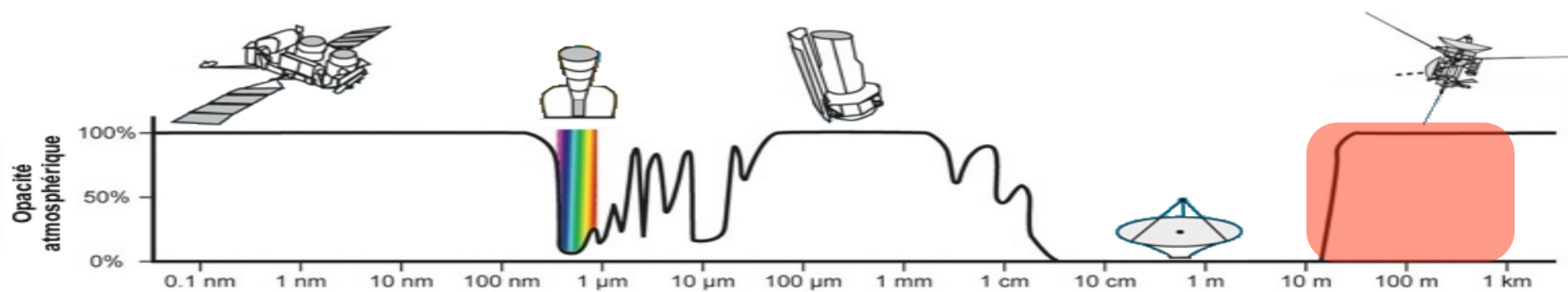


Atténuation d'une onde radio à 60 kHz

- Astrophysique TBF
- Cartographie par interférométrie spatiale : essais de petits satellites ( $\geq 8-16$ ) TBF
  - difficultés = antenne élémentaire omnidirectionnelle, connaissance/contrôle des bases
- Interféromètre TBF lunaire : ionosphère ténue, parasites atténués
  - dipôles puis phasage a posteriori ?



# Interférométrie radio TBF dans l'espace



The ~~end~~ beginning ...