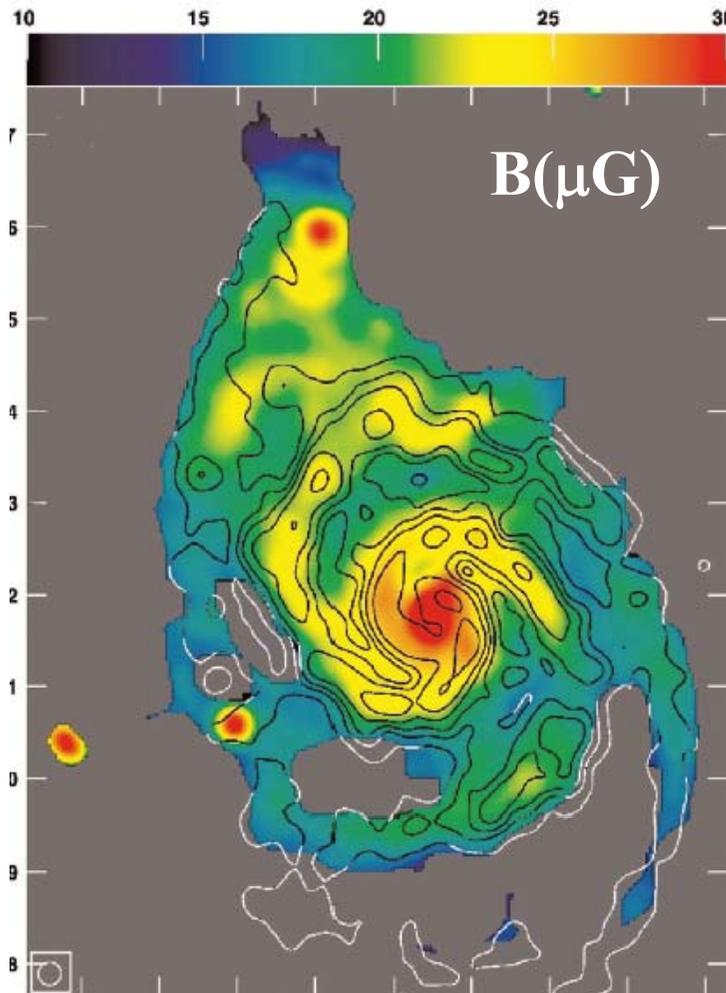




COLLÈGE
DE FRANCE
— 1530 —

Chaire Galaxies et Cosmologie



Le champ magnétique de l'Univers

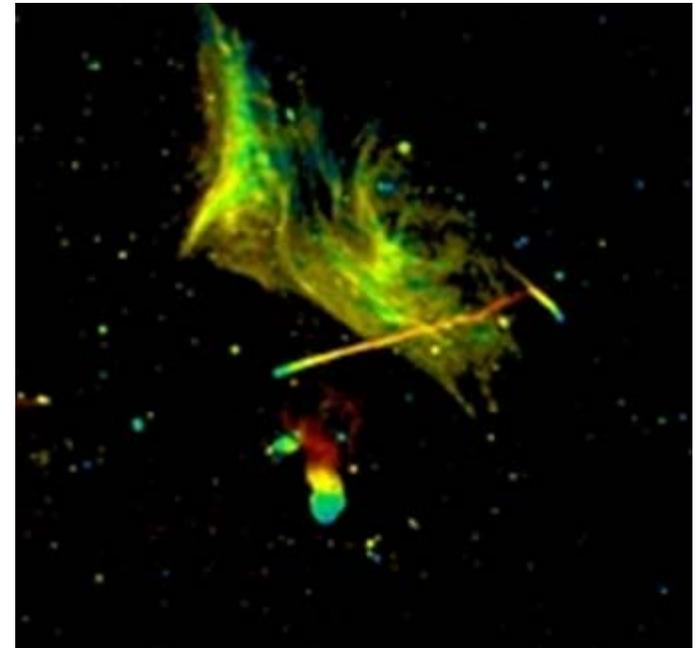
Françoise Combes



Laboratoire d'Étude du Rayonnement et de la Matière en Astrophysique

Le champ magnétique en cosmologie

- (1) Les **noyaux (AGN), les étoiles**
 - (2) Les galaxies et les amas de galaxies
 - (3) Les filaments et les grandes structures
 - (4) **Formation et amplification**
- ➔ **Génération de champs primordiaux**



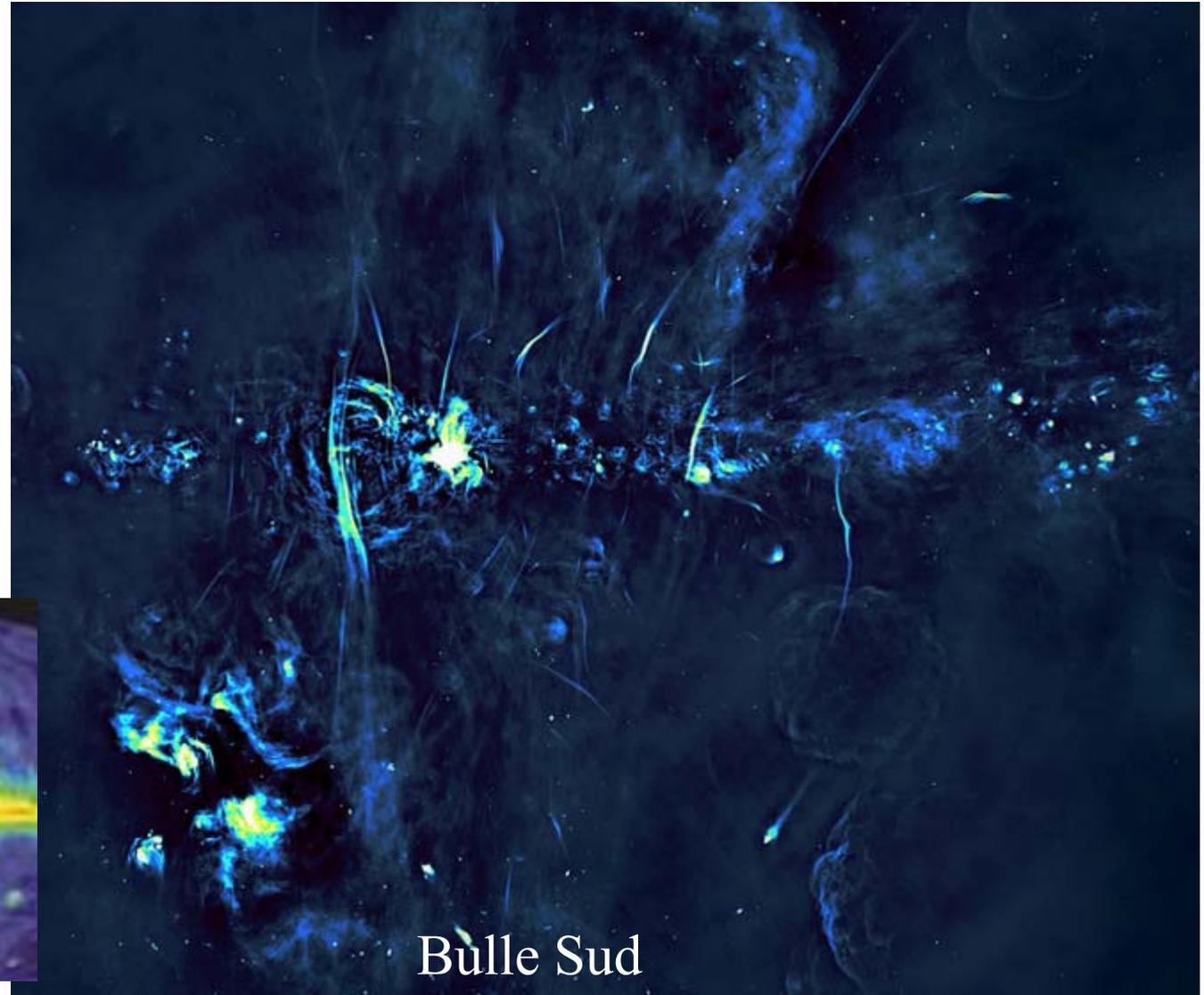
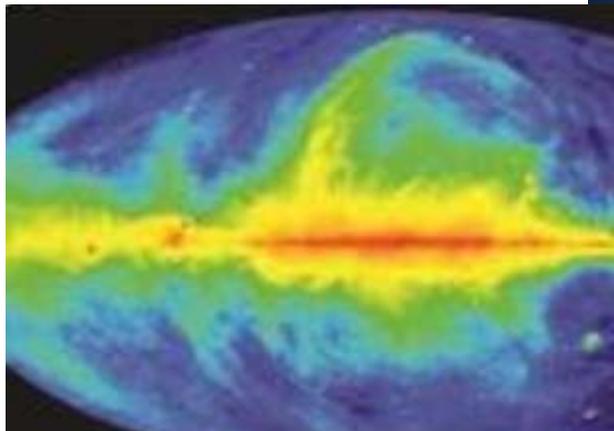
Centre de la Voie lactée

Image Radio MeerKAT (Afrique du Sud) précurseur de SKA

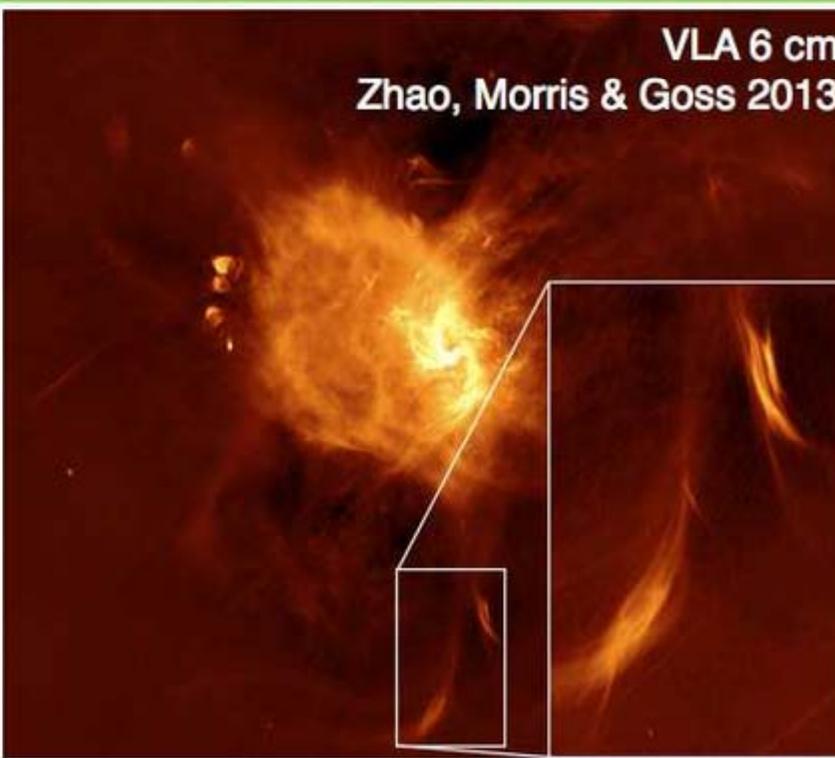
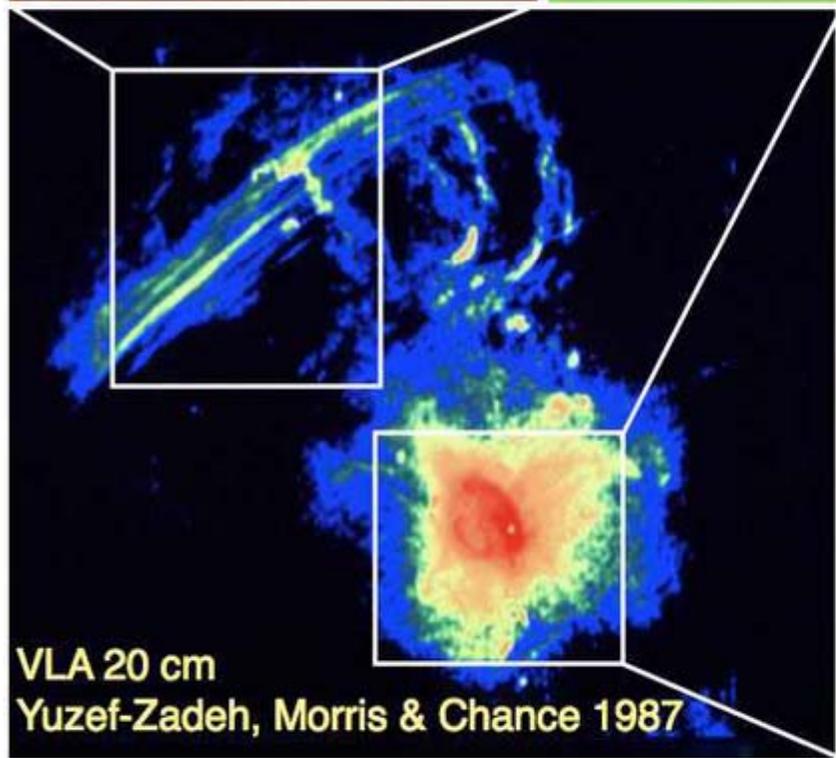
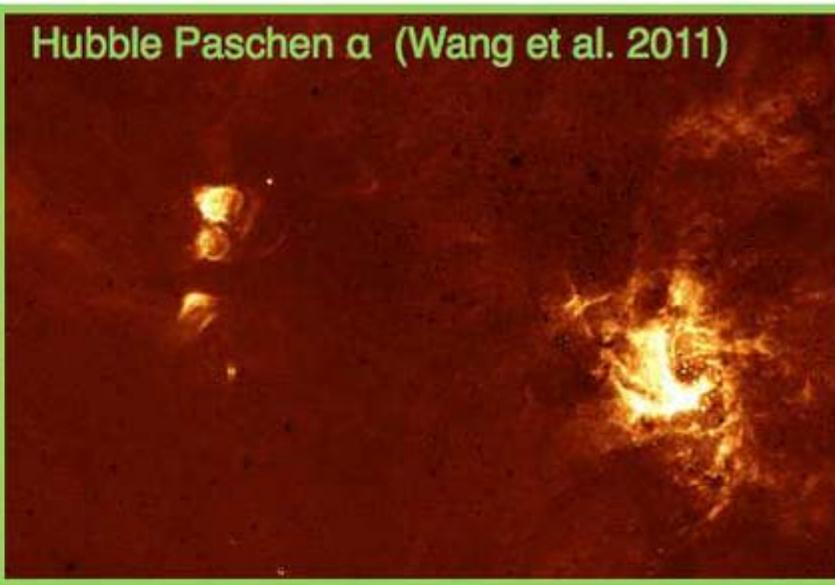
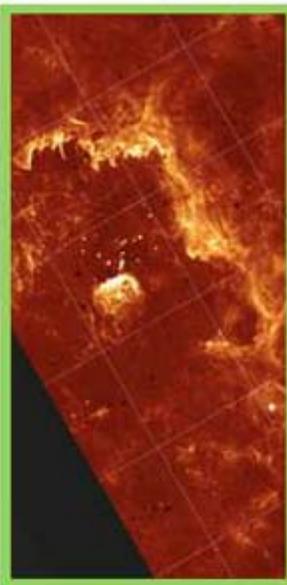
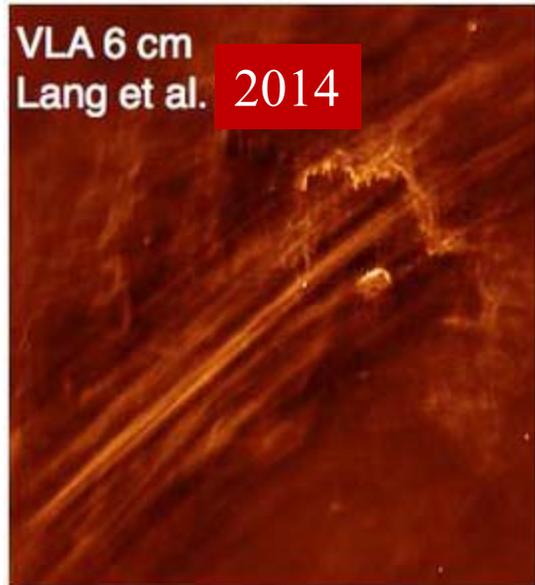
Bulle Nord

Fines structures
suivant le champ B

Equateur
galactique →

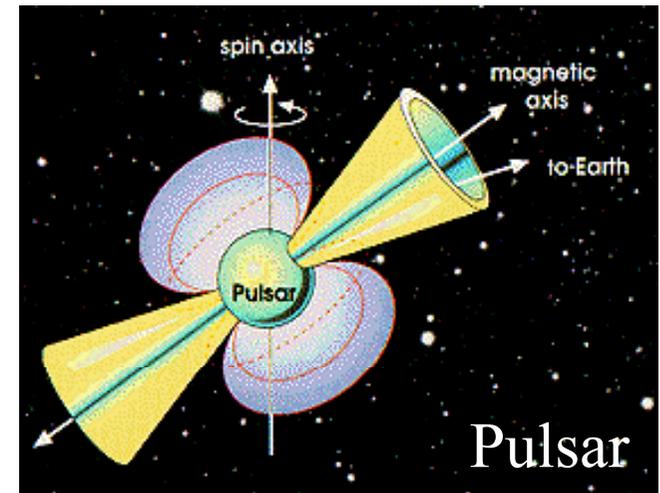


Bulle Sud



Les étoiles “Magnetar”

Etoiles à neutrons (NS) où la principale source d'énergie est le champ magnétique



Les étoiles à neutrons ordinaires ont $B = 10^9 - 10^{12}$ G et tirent leur énergie de l'accrétion, la rotation, la chaleur interne résiduelle

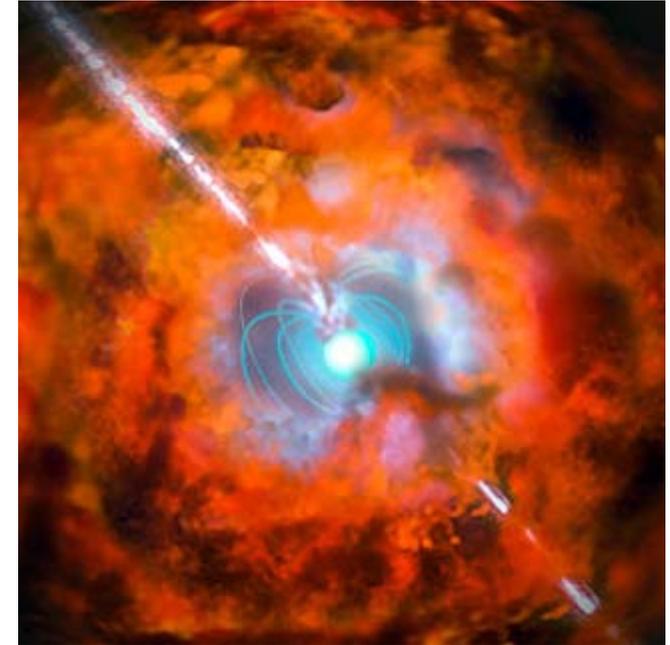
Pour les Magnetars $B = 10^{14} - 10^{15}$ G

Comparer aux champs B les plus forts créés par l'homme
 $\sim 5 \cdot 10^5$ G (stationnaire) $\sim 10^7$ G (pendant qq ms)

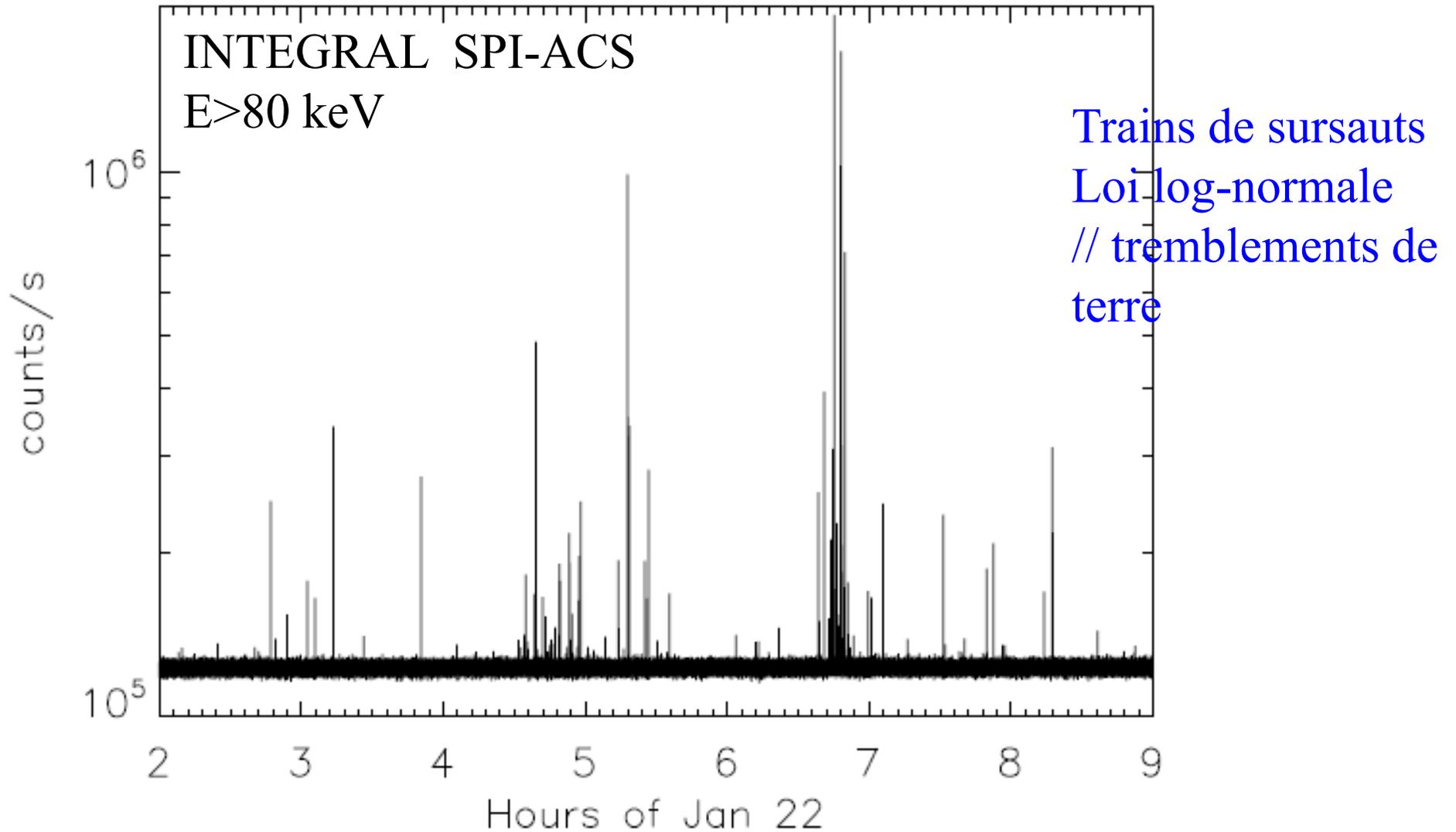
Une explosion de SN sur 10 000 donne une magnétar

Deux manifestations de Magnetars

- **Sursauts Gamma mous, répéteurs**
 - Découverts en 1979 (SGR)
 - sources **transitoires** de rayons X
 - Sursauts, tremblements de l'étoile
- **Pulsars X anormaux (AXP)**
 - Identifiés dans les 1990's
 - pulsar émettant en permanence des X
 - pas de compagnons (différents des binaires X)
 - **30-50 connus (durée de vie courte 10^5 ans)**



1E 1547-5408 - sursauts gamma “SGR-like”



DéTECTÉS par 6 télescopes gamma (Fermi, Integral, Suzaku, et..)

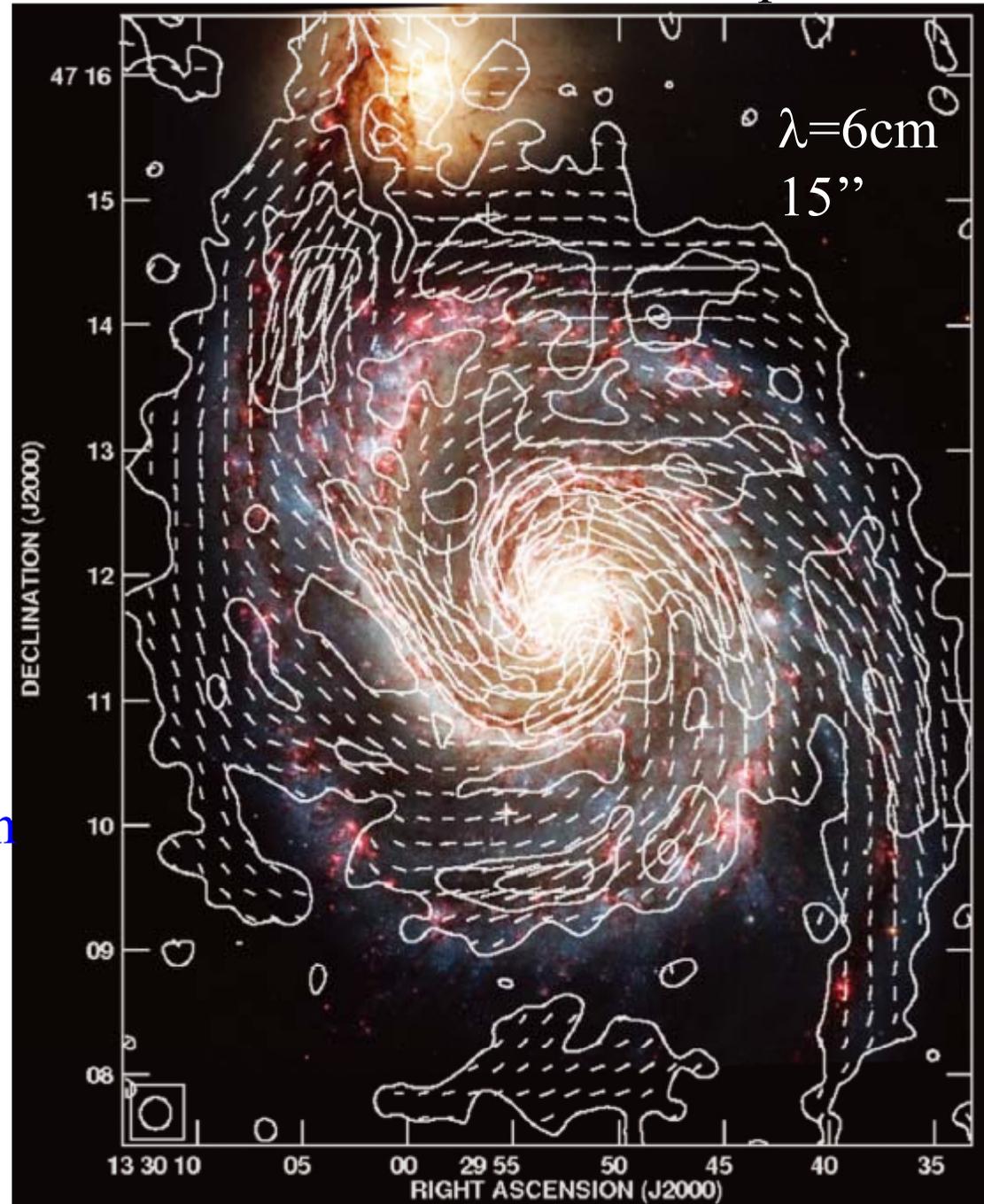
Champ B dans M51

Le champ s'aligne dans le plan, et suit la matière B parallèle aux bras Spiraux

La compression du gaz des ondes de densité, produit des chocs,
→ Renforcement de B et de l'émission synchrotron

Fletcher et al 2011

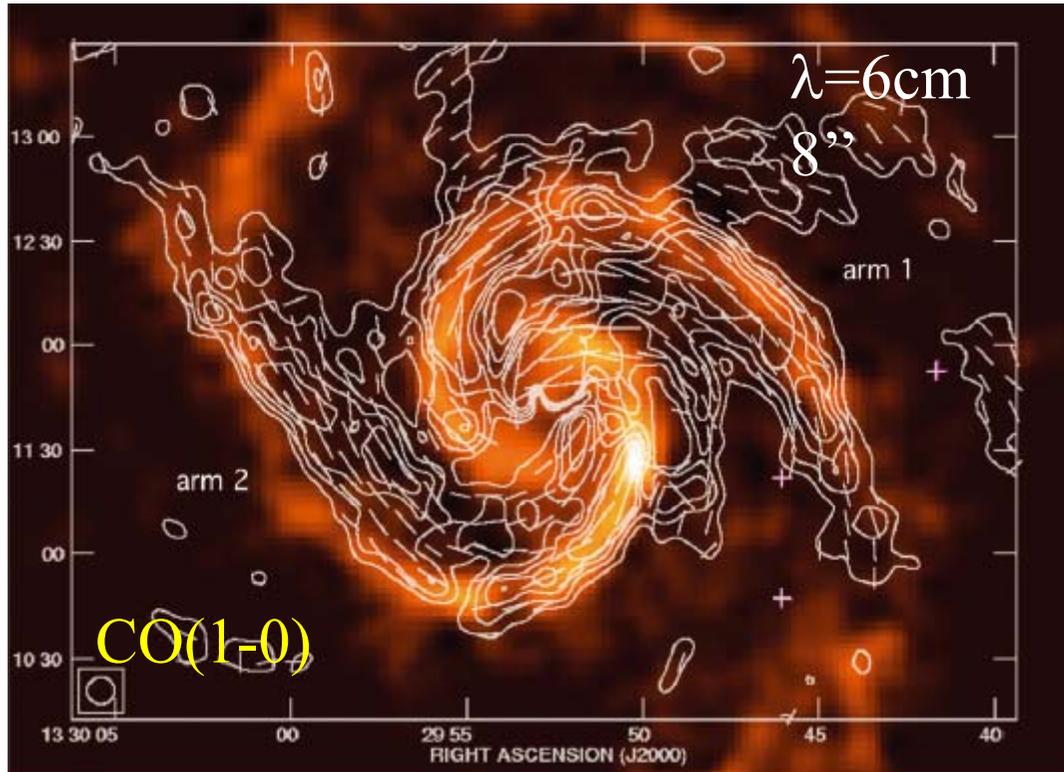
Contours de l'intensité polarisée



Influence bras spiraux

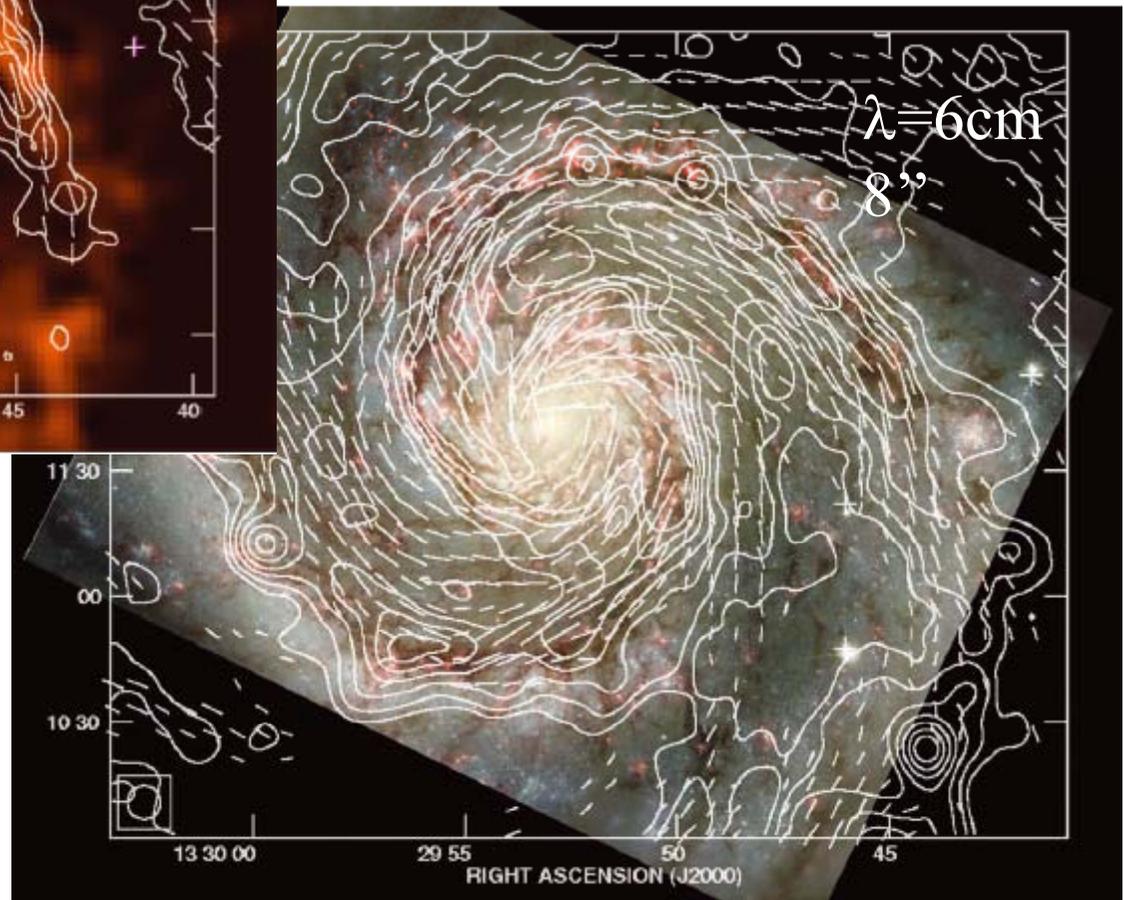
La formation d'étoiles et
Le feedback des SN
randomise l'orientation de B

Contours de l'intensité totale



La polarisation tombe à
zéro dans les bras,
à petite échelle

Fletcher et al 2011



Index Radio

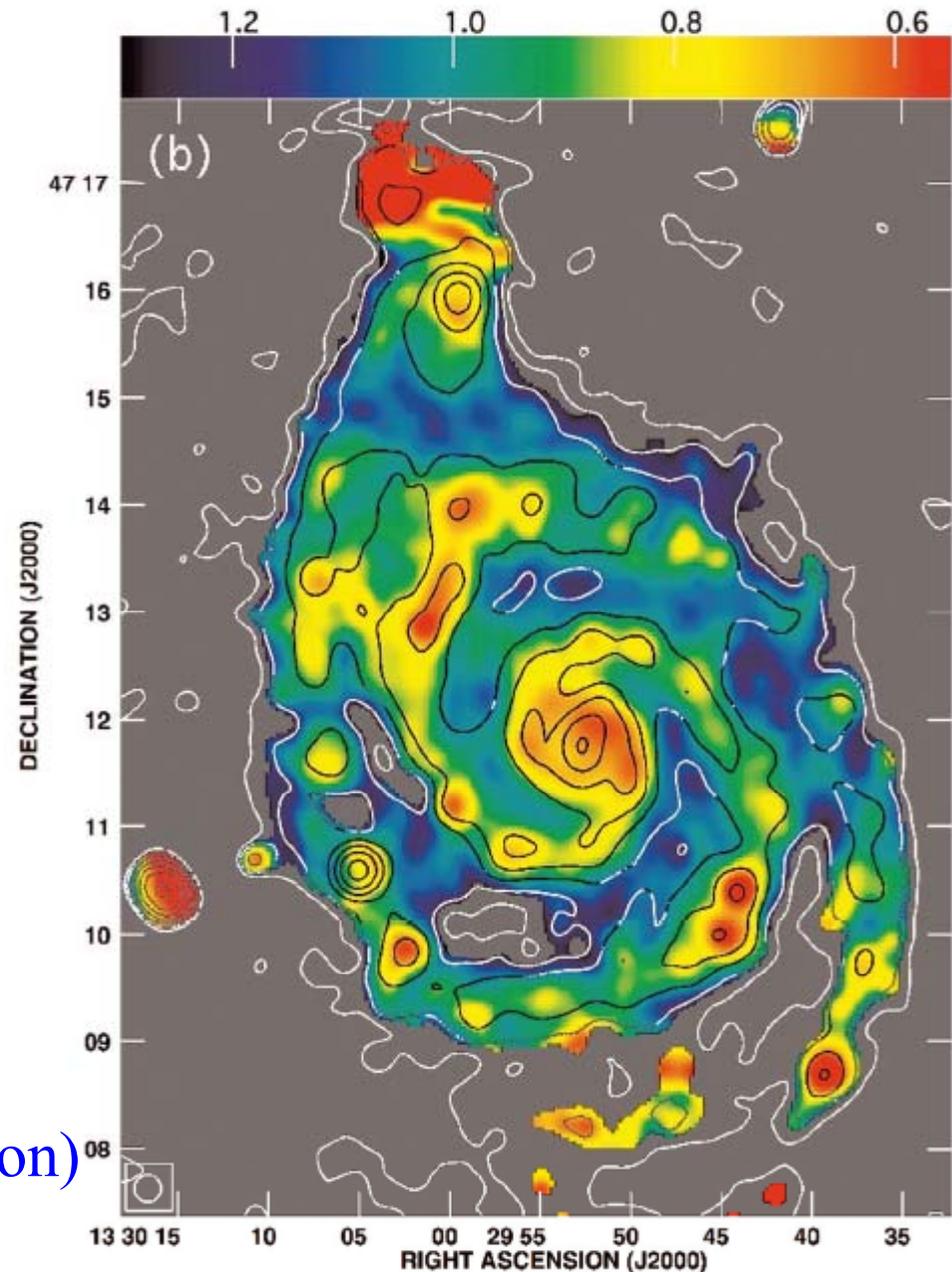
Index = pente de $S \propto \nu^{-\alpha}$

α entre 1.4 GHz et 4.8GHz
(entre 21cm et 6cm)

Indique l'âge des électrons
Au début la pente est faible,
puis les électrons perdent
leur énergie, et
l'index croît en valeur absolue

α fort dans les bras,
→ accélération par les chocs
(DSA Diffusive Shock Acceleration)

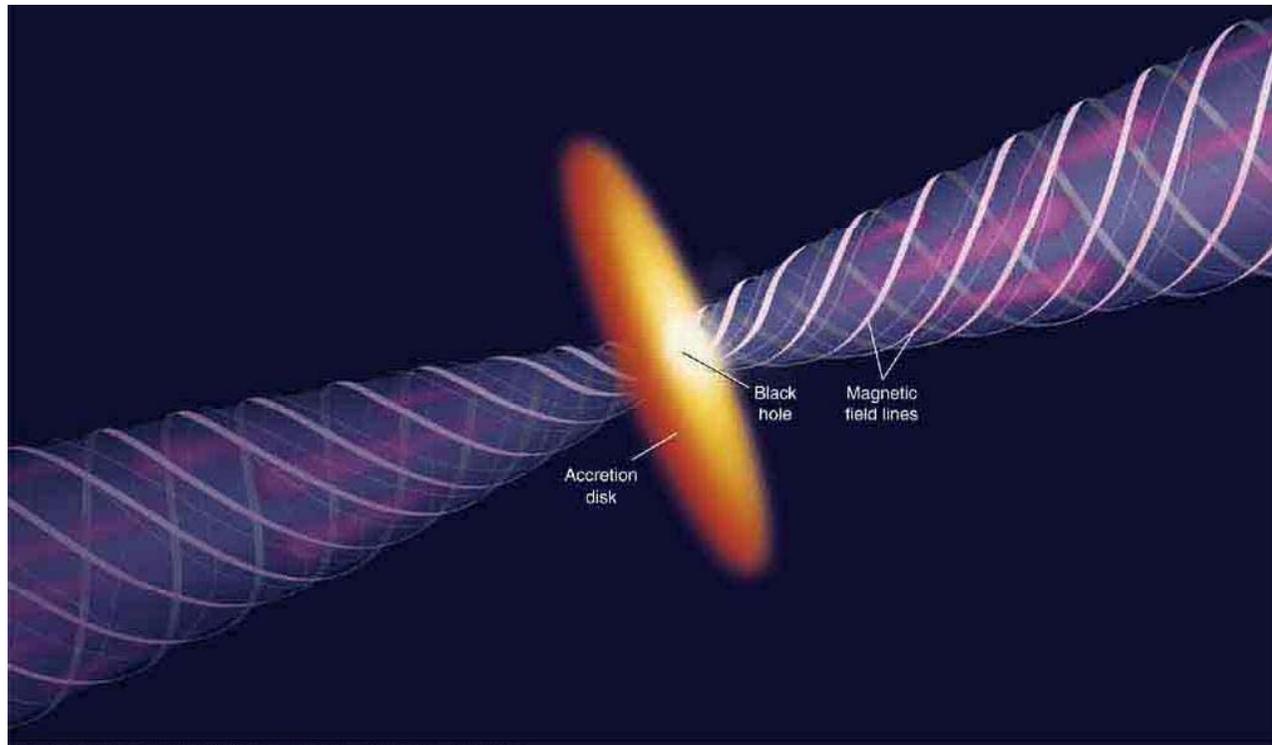
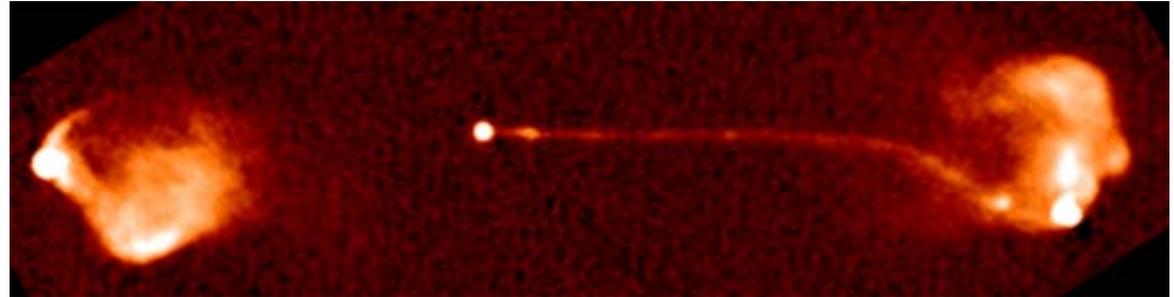
Fletcher et al 2011



AGN et champ magnétique

Les jets radio sont un plasma de particules chargées et de champ B
Le champ aide à collimater les jets

3C175
VLA
 $z=0.77$

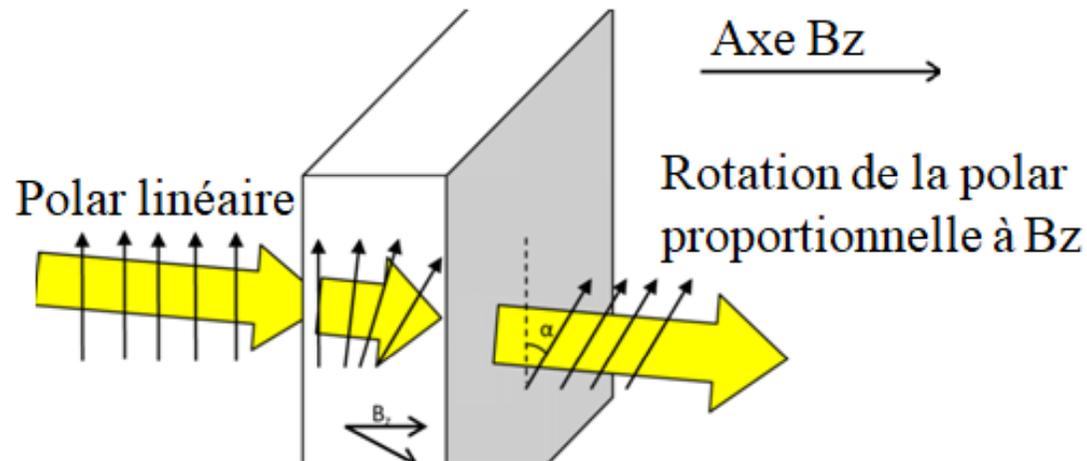


Importante rotation
Lignes de champ B
très enroulées

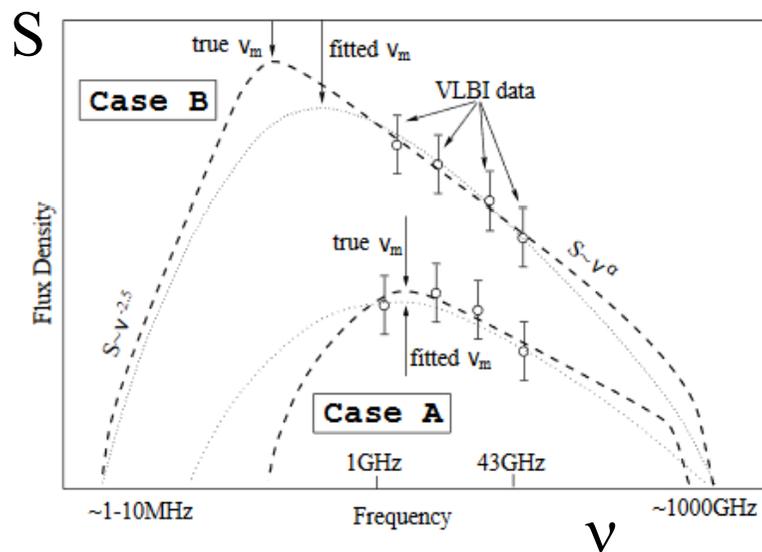
Emission synchrotron
du plasma très
polarisée

Rotation Faraday: $\lambda^2 \int n_e B dl$

La rotation Faraday est proportionnelle à la longueur d'onde λ^2 ,
L'observation de plusieurs λ permet de déduire la valeur de B

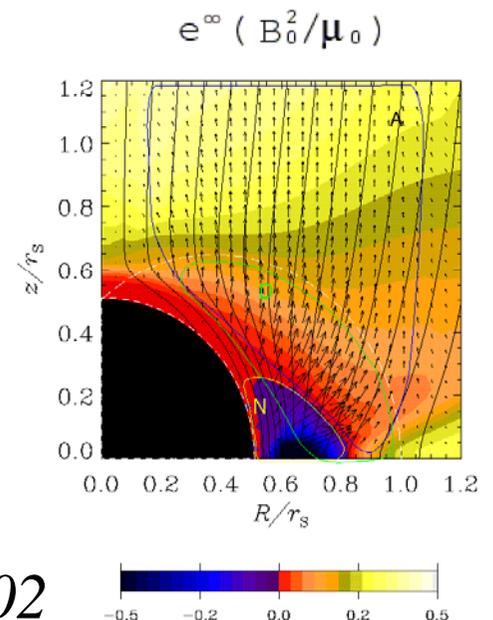


Autre méthode:
Équipartition avec
pression thermique
 $B^2/2\mu_0 = \rho c_s^2$



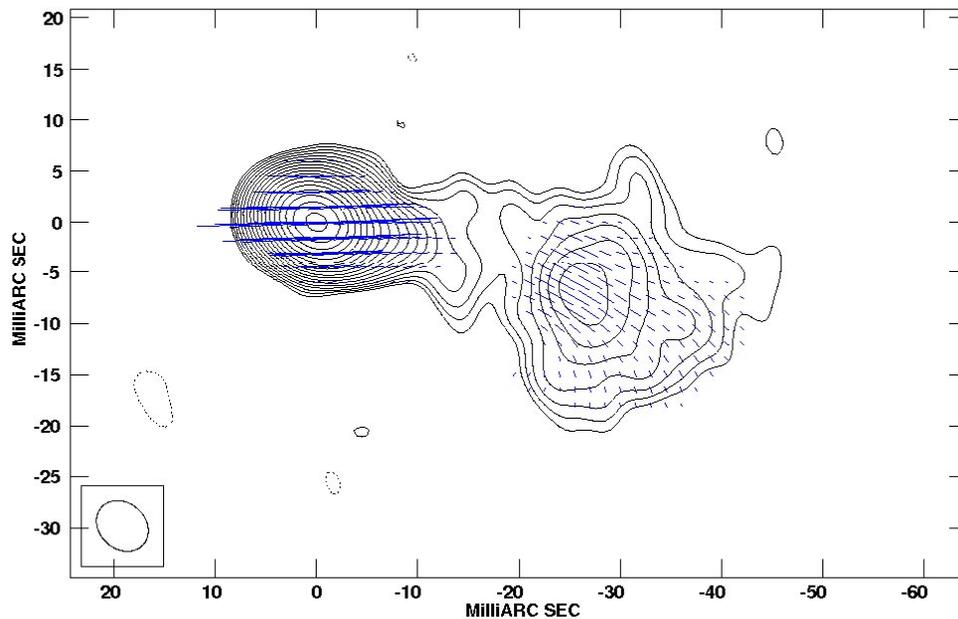
Méthode du
retournement
 $B = qq$ Gauss
(Lobanov 1998)

Koide et al 2002

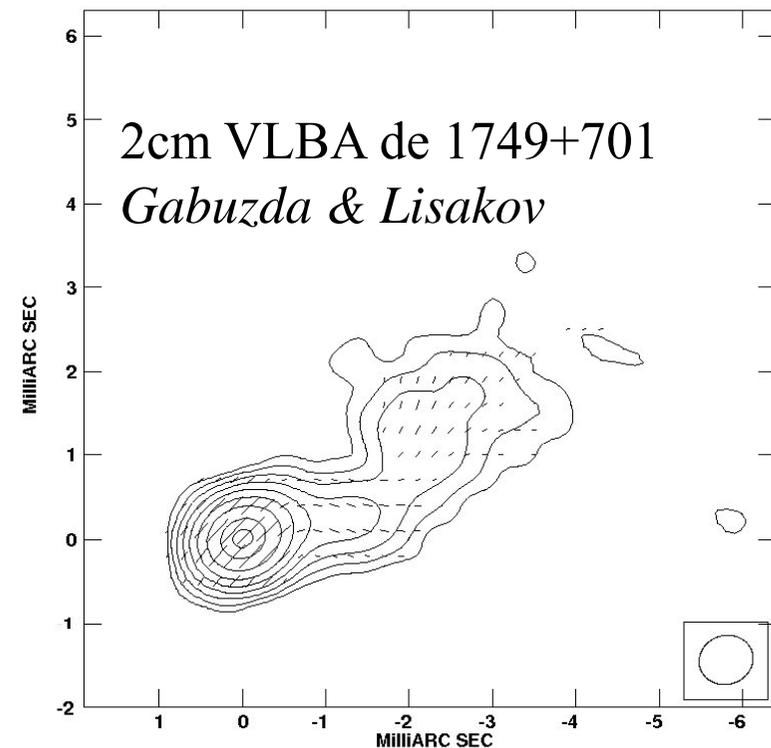


Structure du champ B dans les jets

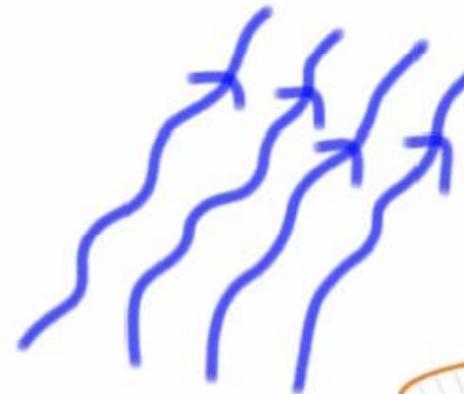
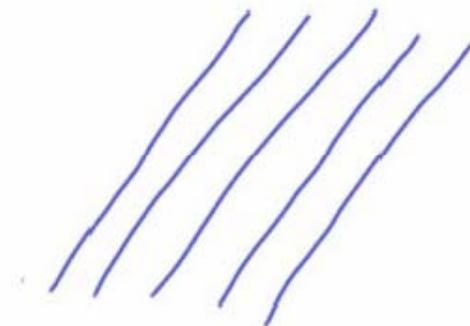
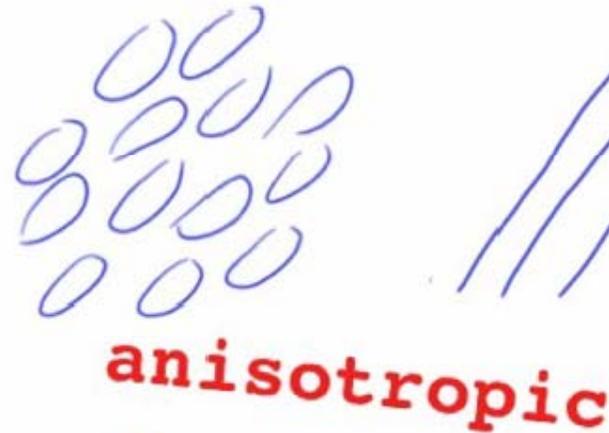
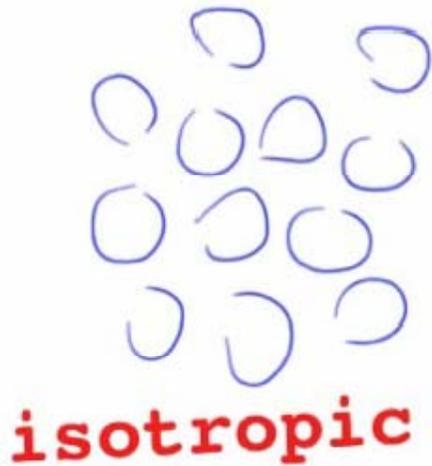
- Polarisation transverse dans les jets
- Effets de polarisation comme des gradients dans la rotation Faraday soit le **long du jet** (e.g. distribution de la densité d'électrons) ou en **travers du jet** (champ B helicoidal, ou cisaillement)
- +Structures dans les cartes de l'index spectral



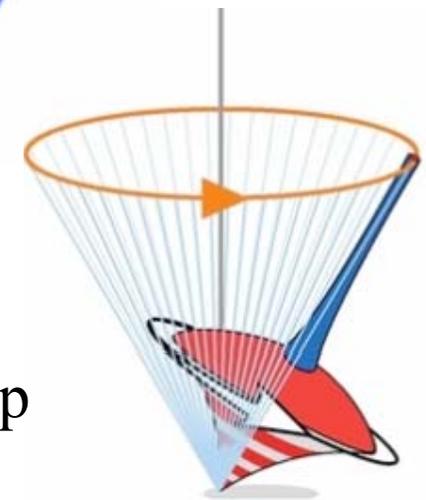
18cm VLBA de 1803+784
Gabuzda & Chernetskii 2003



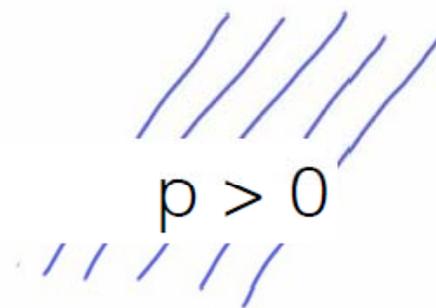
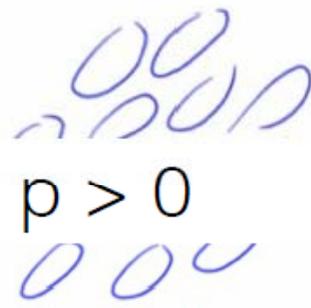
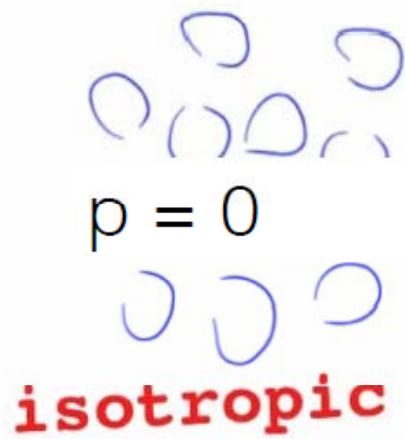
Champ moyen, aligné ou aléatoire



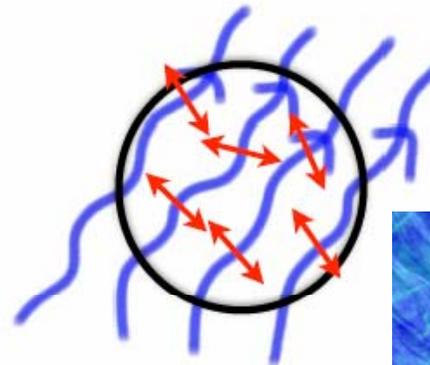
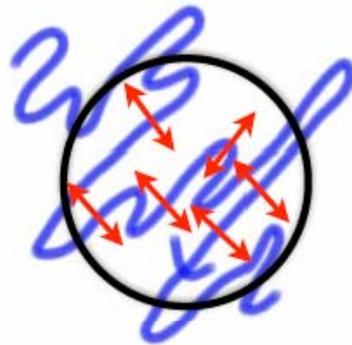
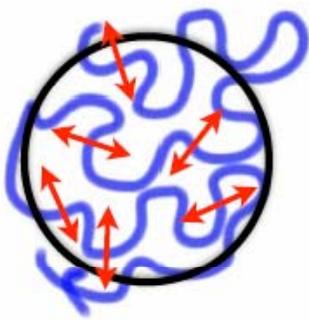
Les grains de poussière tournent autour de leur axe
qui précesse autour du champ B
Dissipation de la précession → alignement sur le champ



Degré de polarisation

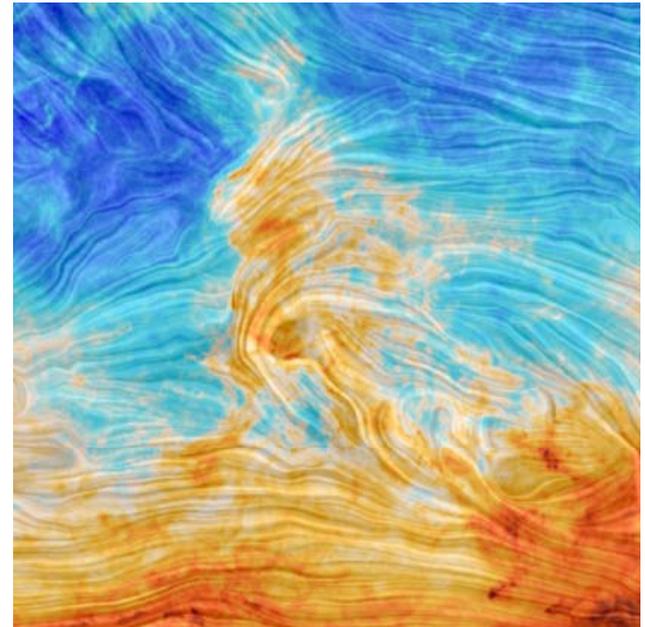


anisotropic

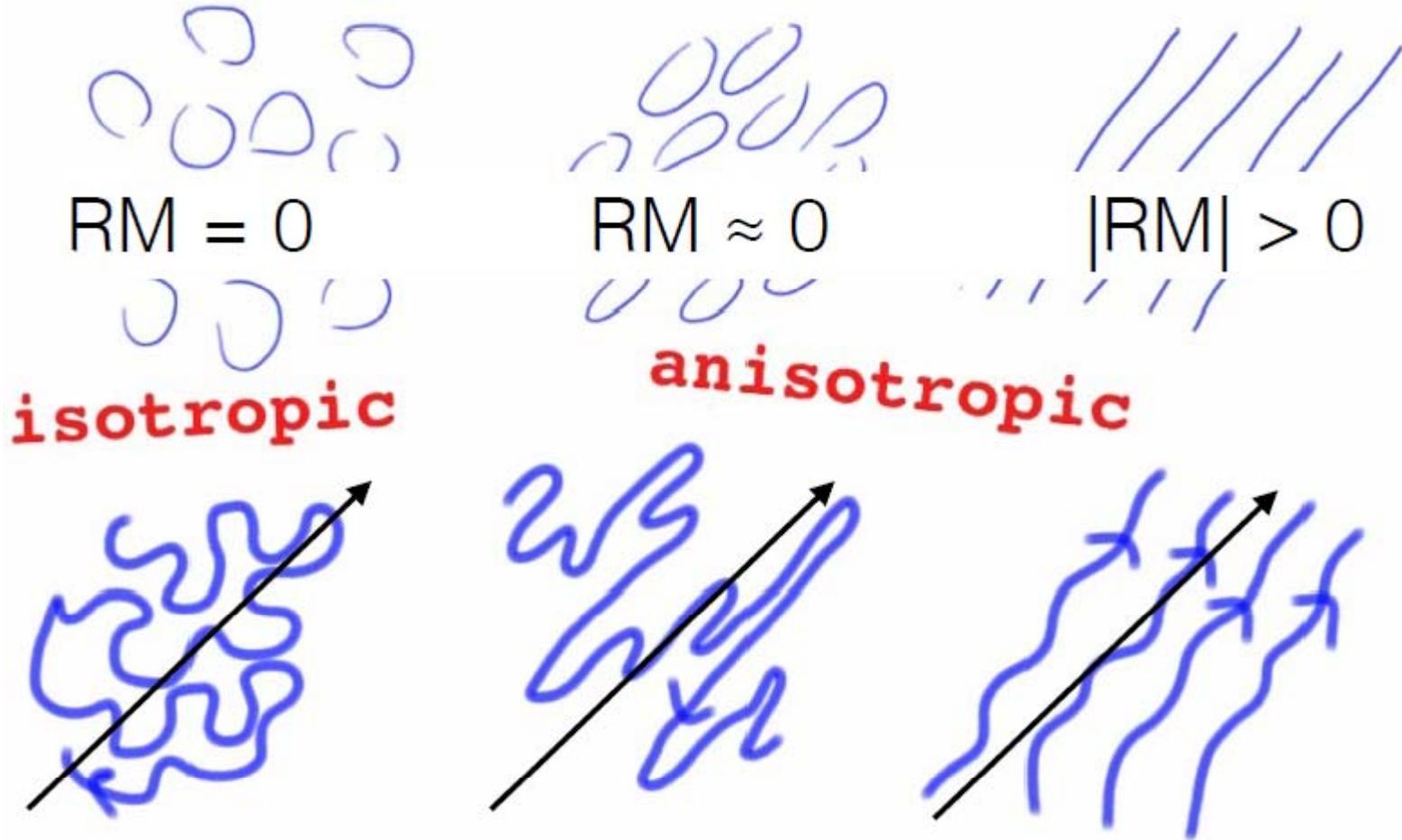


$$p = p_0 \frac{\langle \mathbf{B} \rangle^2}{(\mathbf{B}_x^2 + \mathbf{B}_y^2 + \mathbf{B}_z^2)}$$

Planck: polarisation
de la poussière



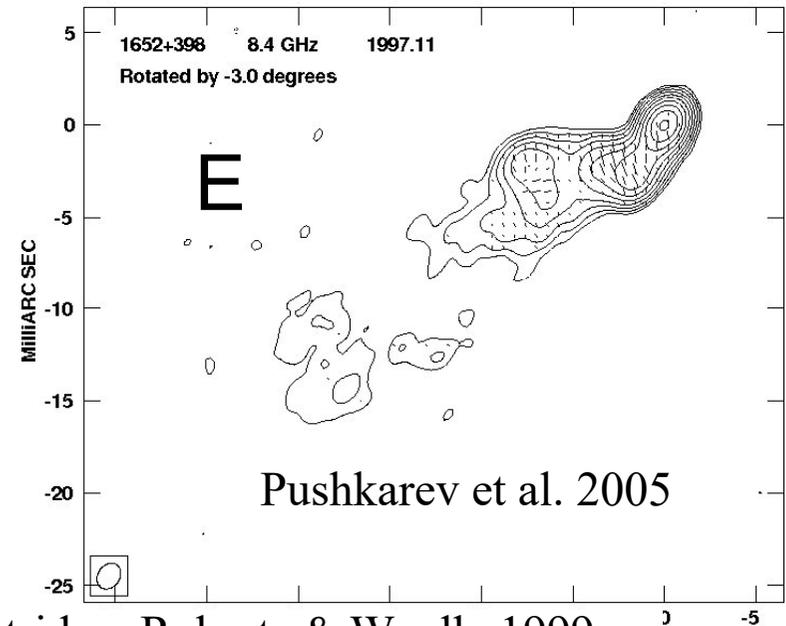
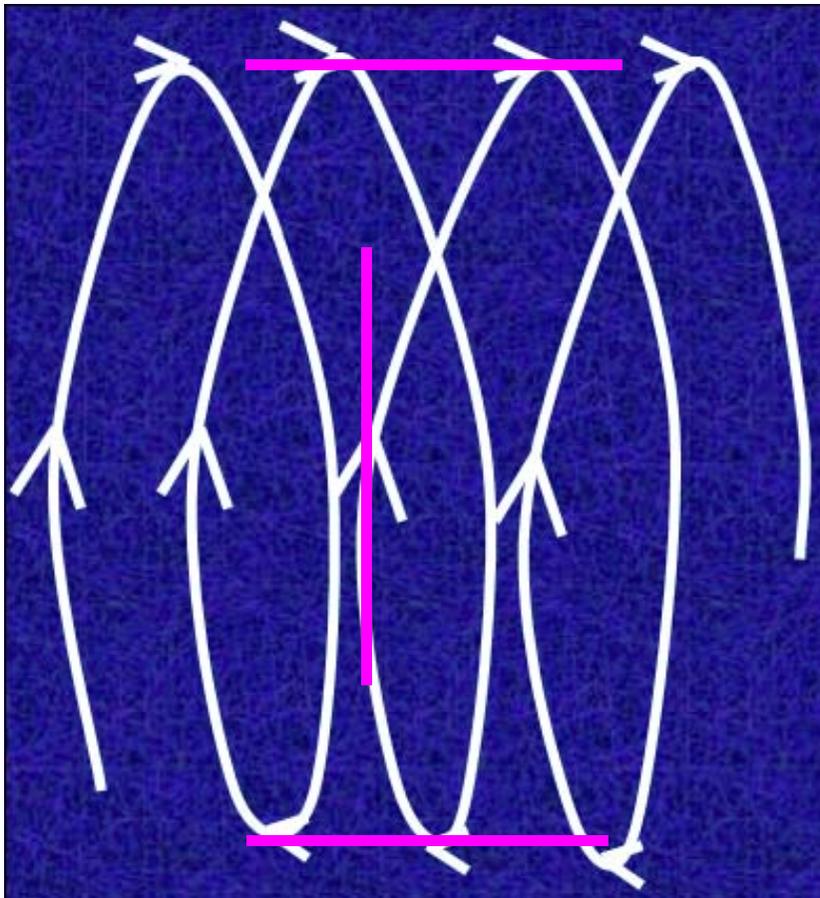
Rotation Faraday $\Delta\Phi = RM \lambda^2$



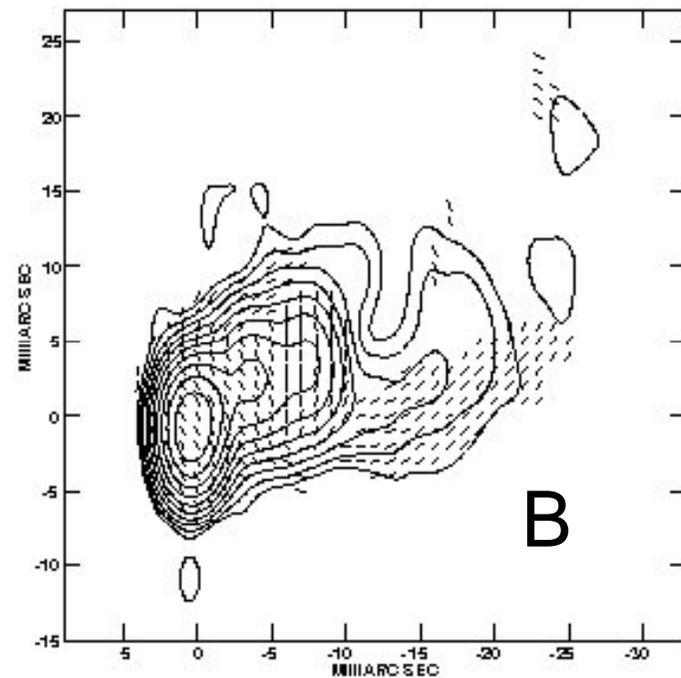
$$RM \text{ (rad m}^{-2}\text{)} = 0.81 \int (\text{ne/cm}^{-3}) \mathbf{B}_{//} \text{ (\mu G)} \text{ dl/pc}$$

Structure de polarisation transverse, comme pour une gaine autour d'une épine dorsale (sheath /spine)

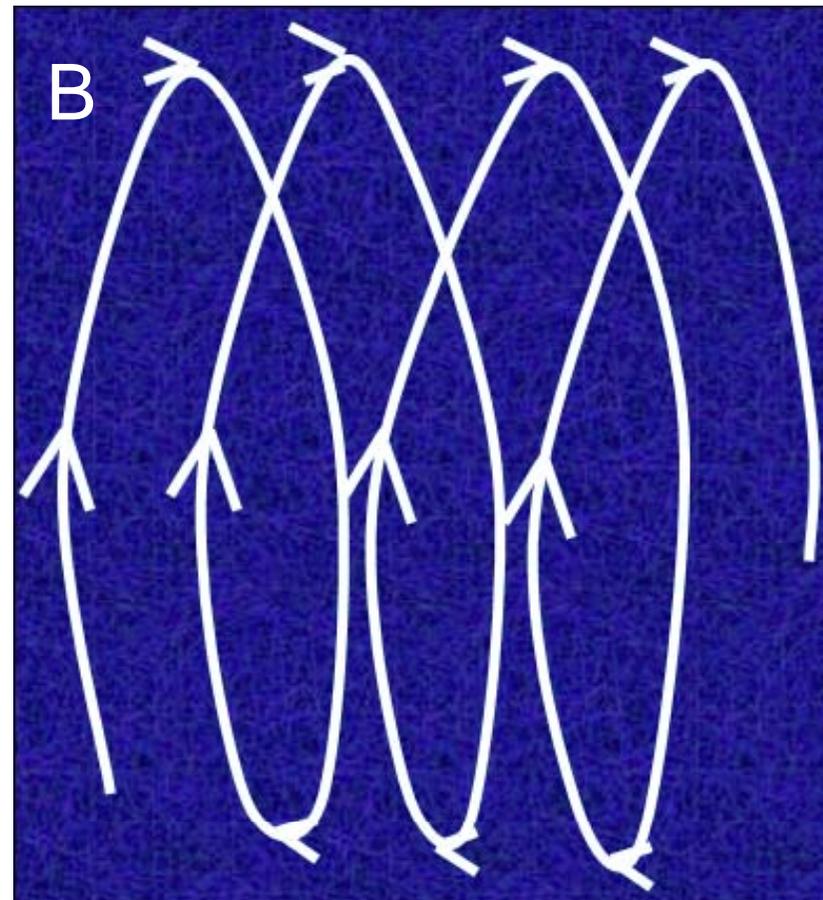
B



Attridge, Roberts & Wardle 1999



Diagnostic de présence d'un champ **B** **hélicoidal**: rotation de Faraday avec gradient *au travers du jet* – la **projection du champ B sur la ligne de visée change systématiquement** au travers du jet. Le jet doit être vu avec un certain angle $> 45^\circ$ jusqu'à 90° de l'axe du jet



→ RM négative

→ RM = 0

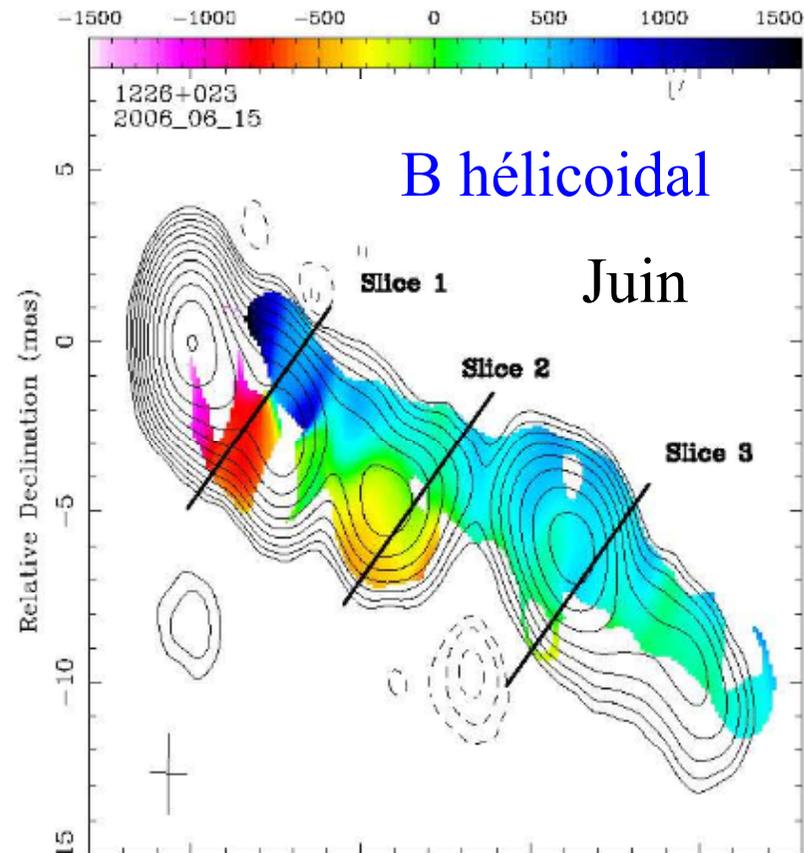
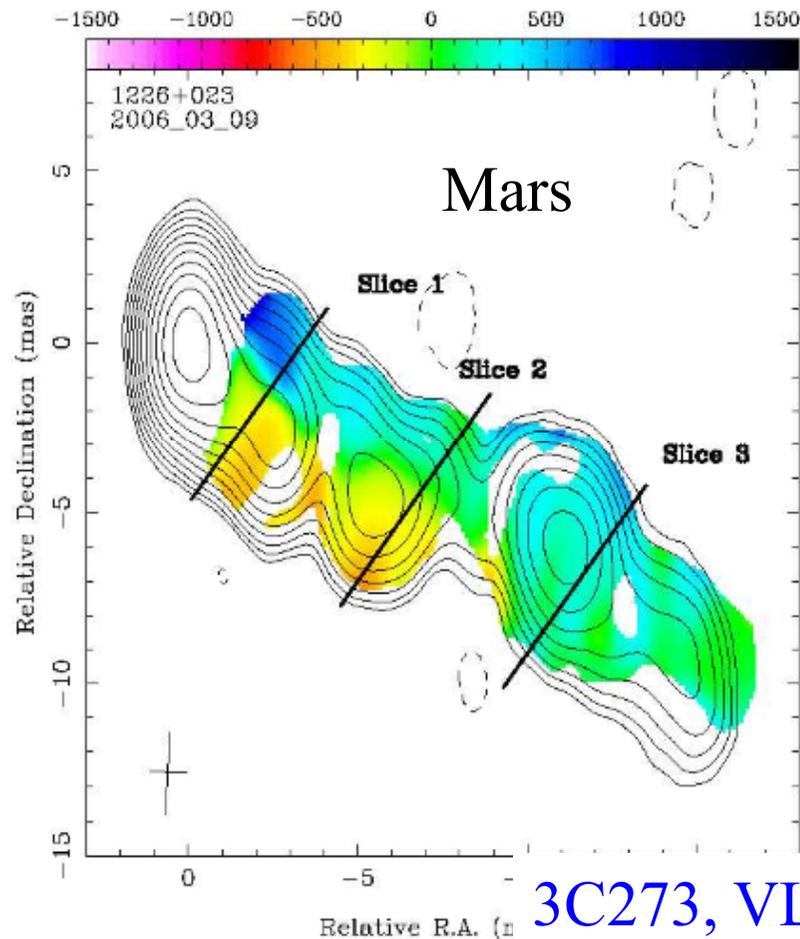
→ RM positive

(B vers observateur)

Gradient de rotation Faraday ($\sim pc$)

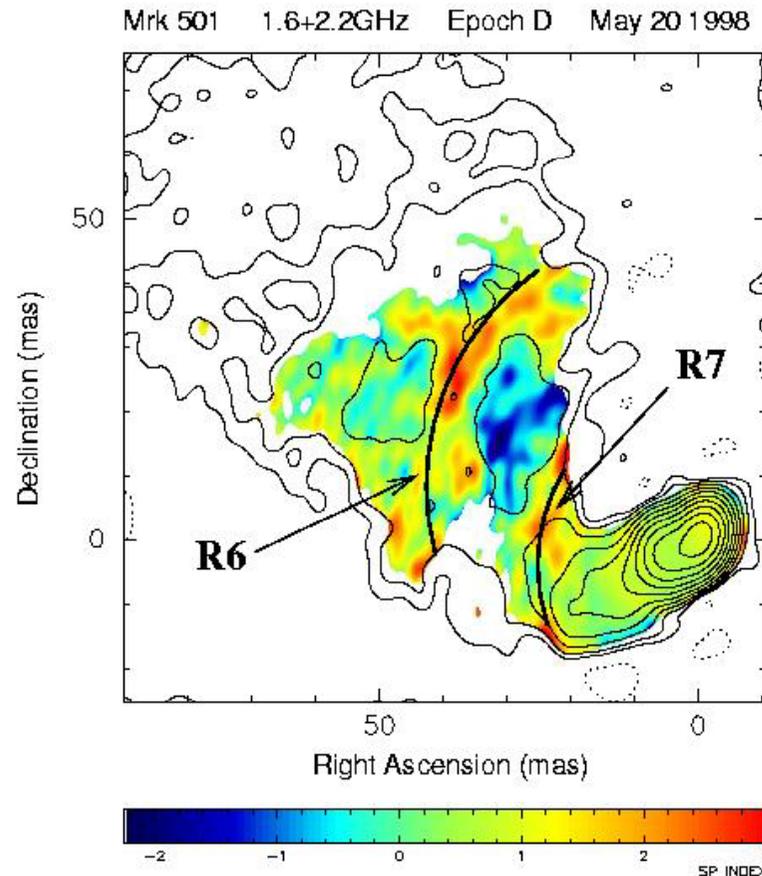
$$\chi_{obs} - \chi_o = \frac{e^3 \lambda^2}{8\pi^2 \epsilon_o m^2 c^3} \int n_e \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} \equiv RM \lambda^2$$

Variable sur 3 mois \rightarrow rotation interne



3C273, VLBA, MOJAVE Hovatta et al 2012

Distribution de l'index spectral indique des sous-structures du jet non-visibles dans la carte d'intensité



Mrk501 1.6-8.4 GHz
Échelle du parsec

Croke et al 2010

Les régions d'index spectral inversé semblent décrire des **structures hélicoidales autour du jet** – evidence que le jet lui-même possède cette structure?

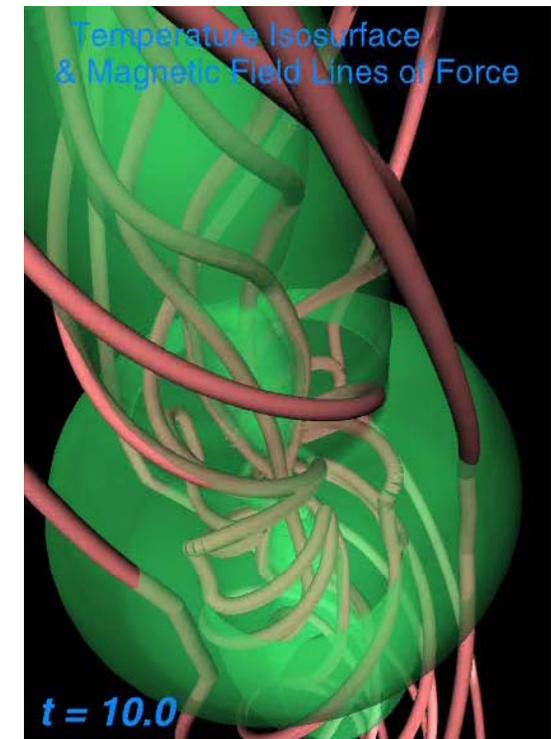
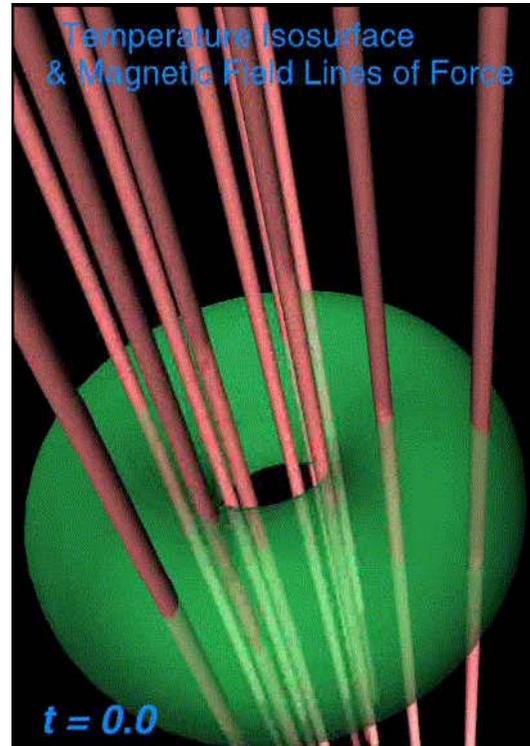
Création du champ hélicoidal

La rotation différentielle
twiste les lignes de champ
Ce qui ralentit la rotation
et permet plus d'accrétion

Pression magnétique et
pression thermique sont
les accélérateurs du jet

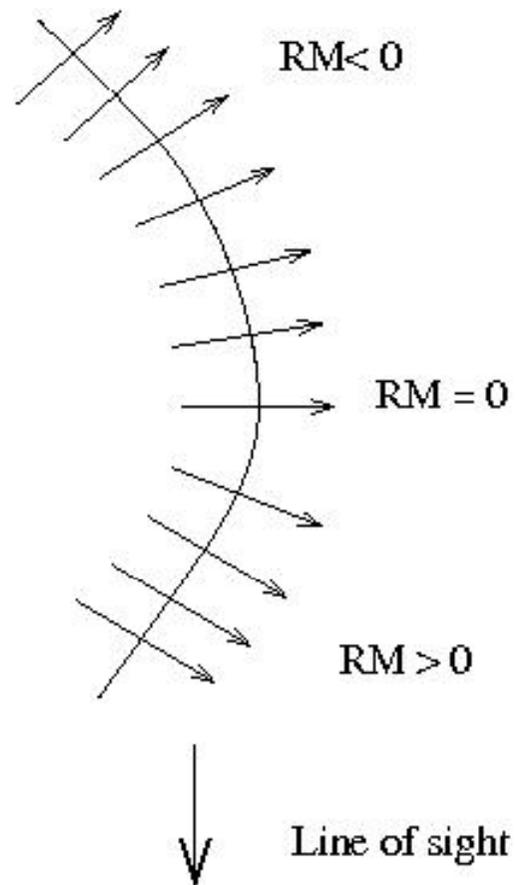
La tension magnétique collimate

Courant de particules parallèle au jet

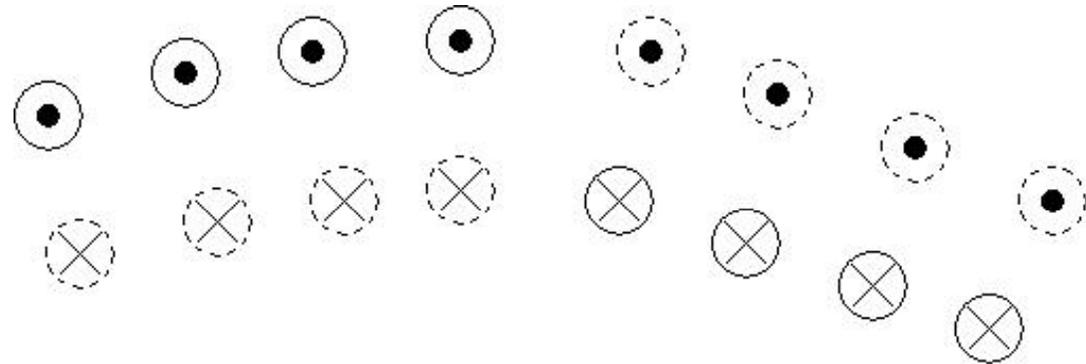


Uchida et al 1999

le signe de la rotation
RM change à cause des
méandres du champ
dans le jet



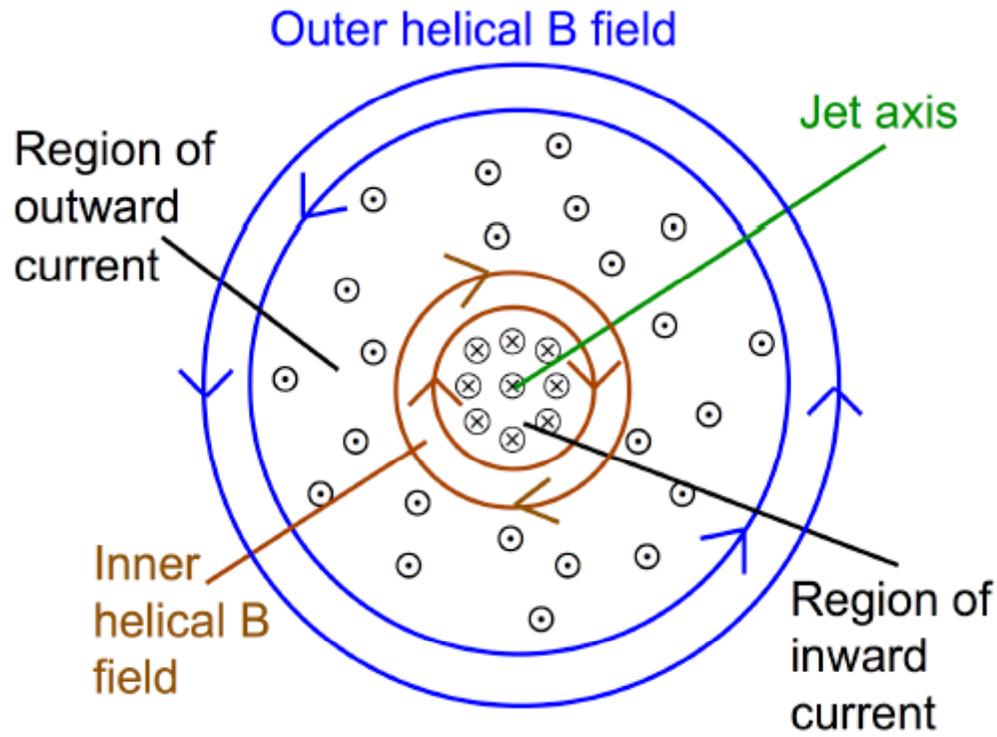
Champ B hélicoidal



Changement de **signe et de polarisation**
suivant le changement d'orientation du jet
ou de la ligne de visée

Le signe de la rotation Faraday peut nous
renseigner sur la direction du champ
magnétique parallèle à la ligne de visée

Structures imbriquées

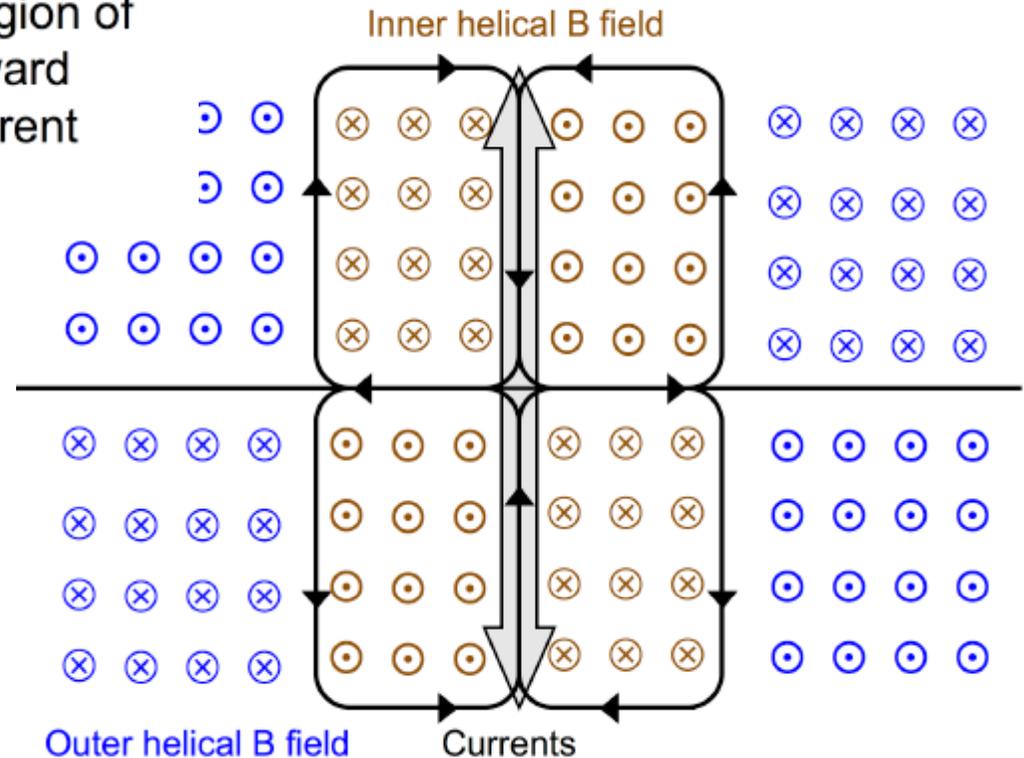


Structure interne marron

Externe en bleu

Courant interne vers le noyau

Courant externe globalement dans le sens opposé

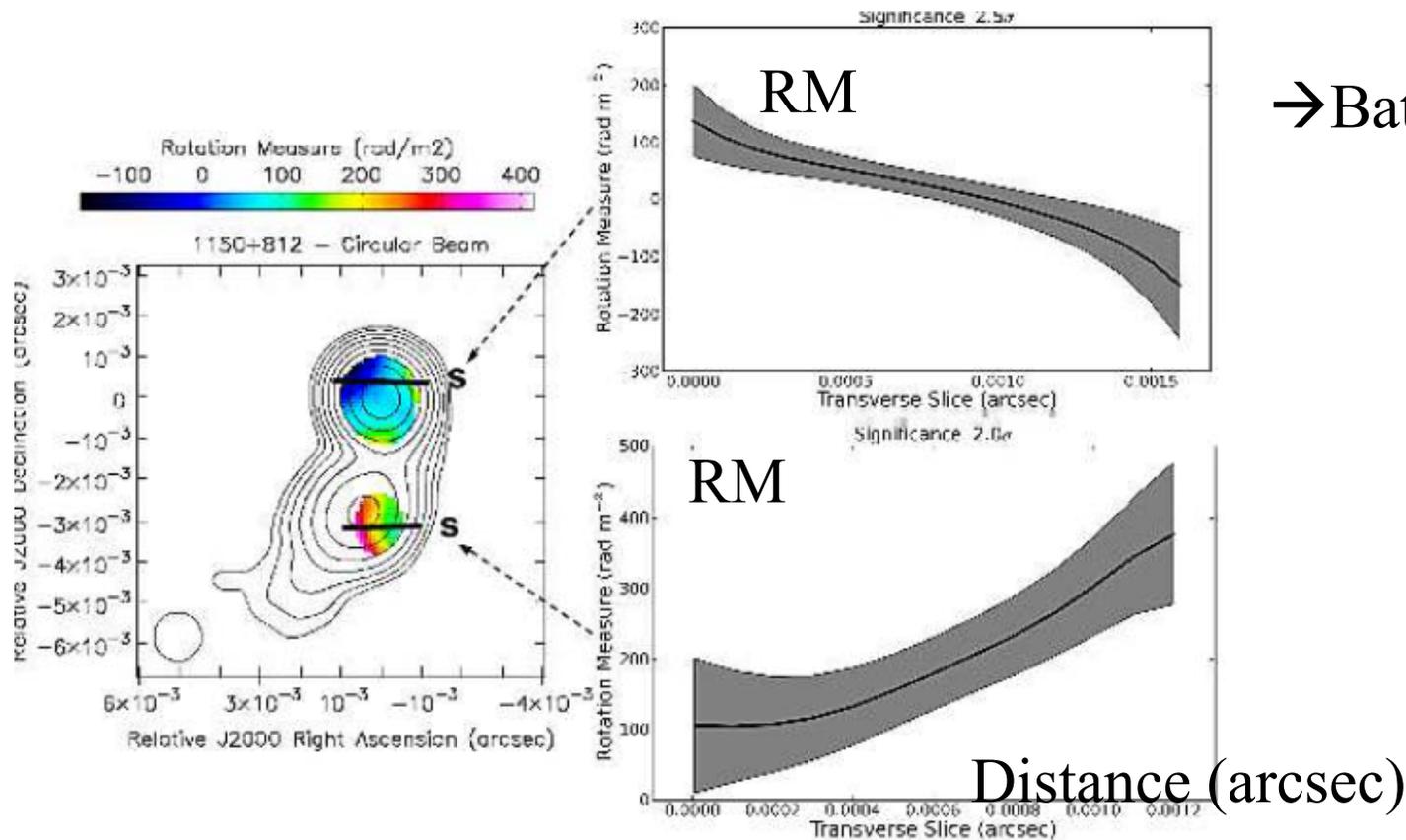


Modèle de Jet en câble coaxial

Dans un câble coaxial, le courant passe dans un sens au centre, puis dans le sens opposé dans la gaine autour

AGN: Le courant se dirige vers le noyau à l'échelle du pc,
Puis le sens contraire domine à 10pc

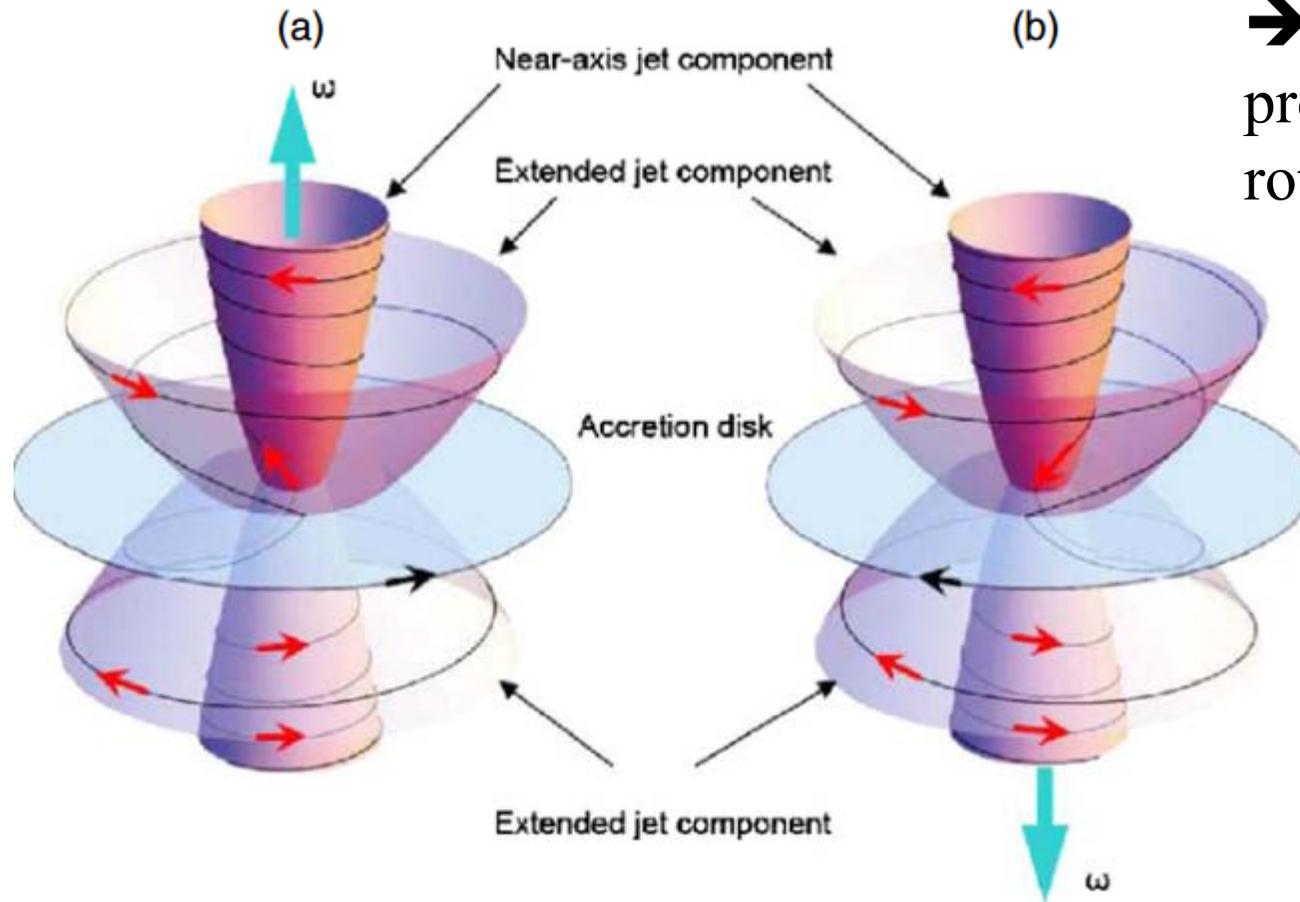
Se prolonge sur des kpc



→ Batterie Cosmique

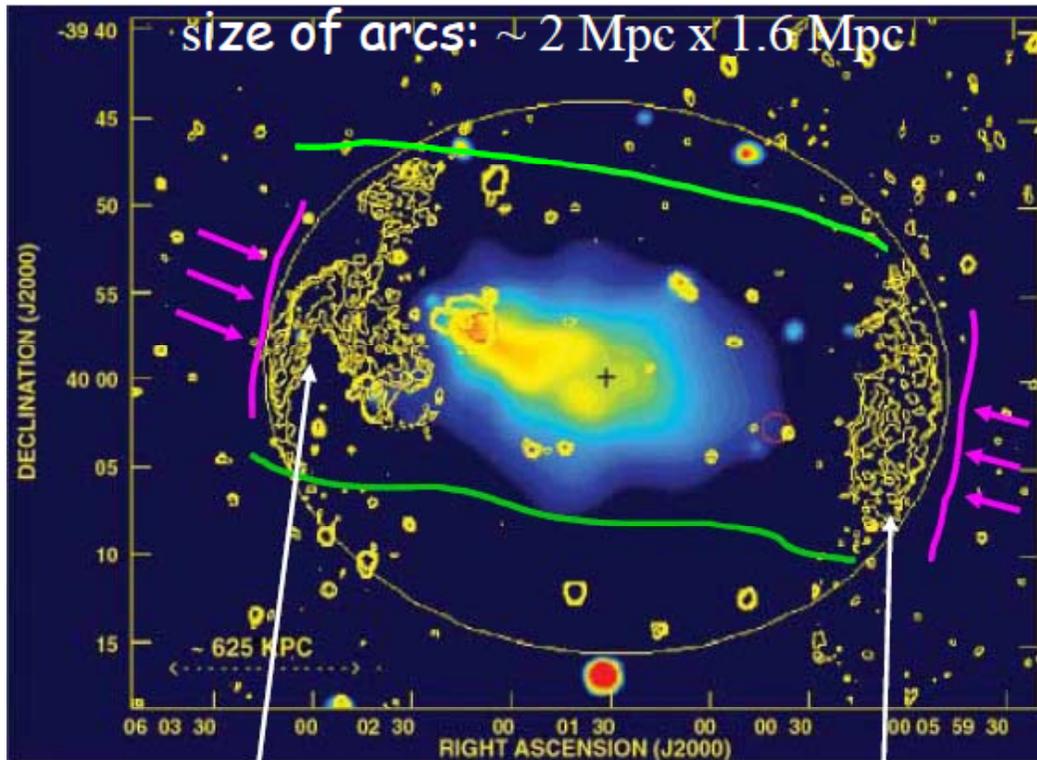
Batterie Cosmique

e- freinés par les photons
→ Courant J, car les protons vont plus vite
rotation azimuthale



Les AGN pourraient ainsi créer des champs, et les propager à tout l'espace par les jets → graines cosmiques?

Contopoulos et al 2009

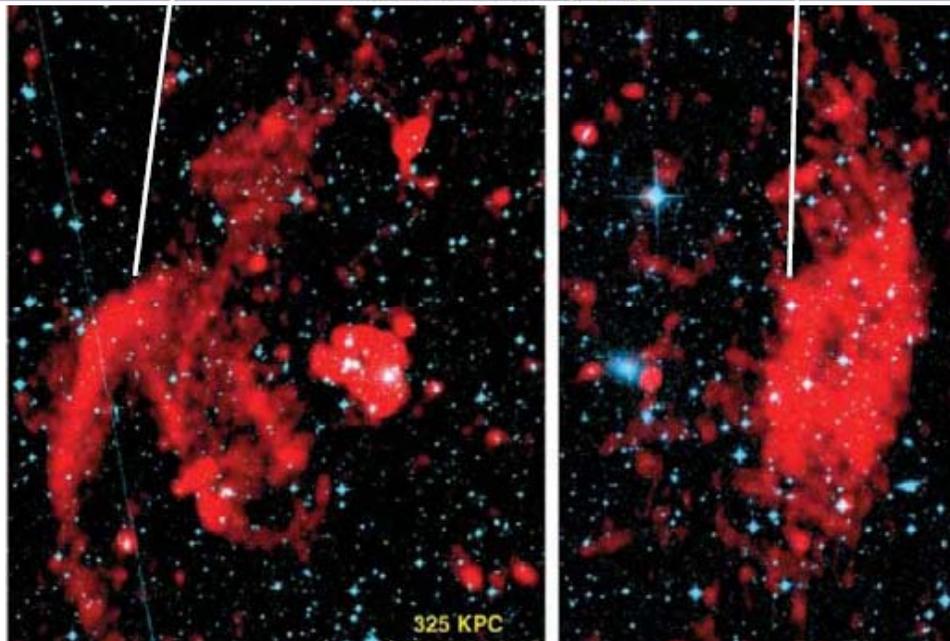


Abell 3376

Contours Radio (en jaune)
Sur carte X

Chocs dûs à de l'accrétion
et à la fusion d'amas de
galaxies

→ Reliques radio



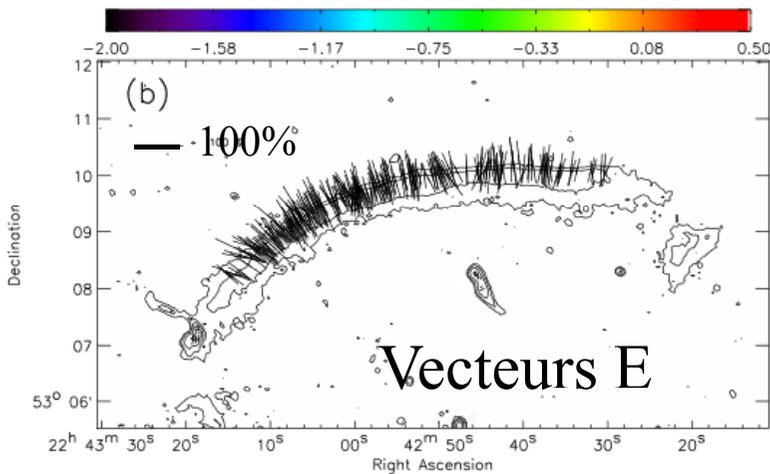
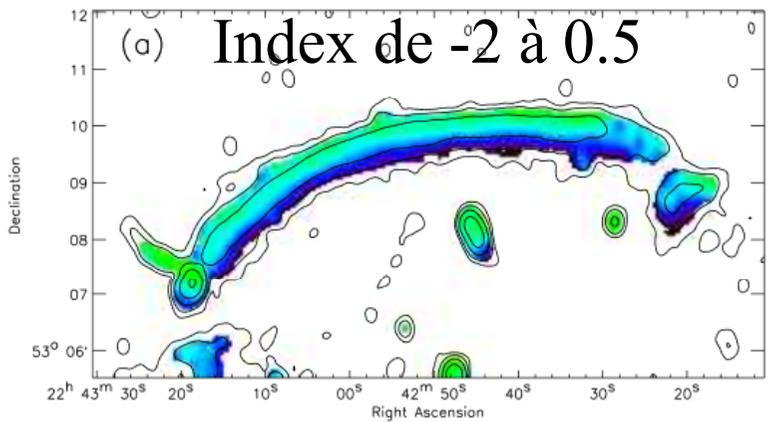
Radio (rouge)
Sur carte optique

Bagchi et al 2006

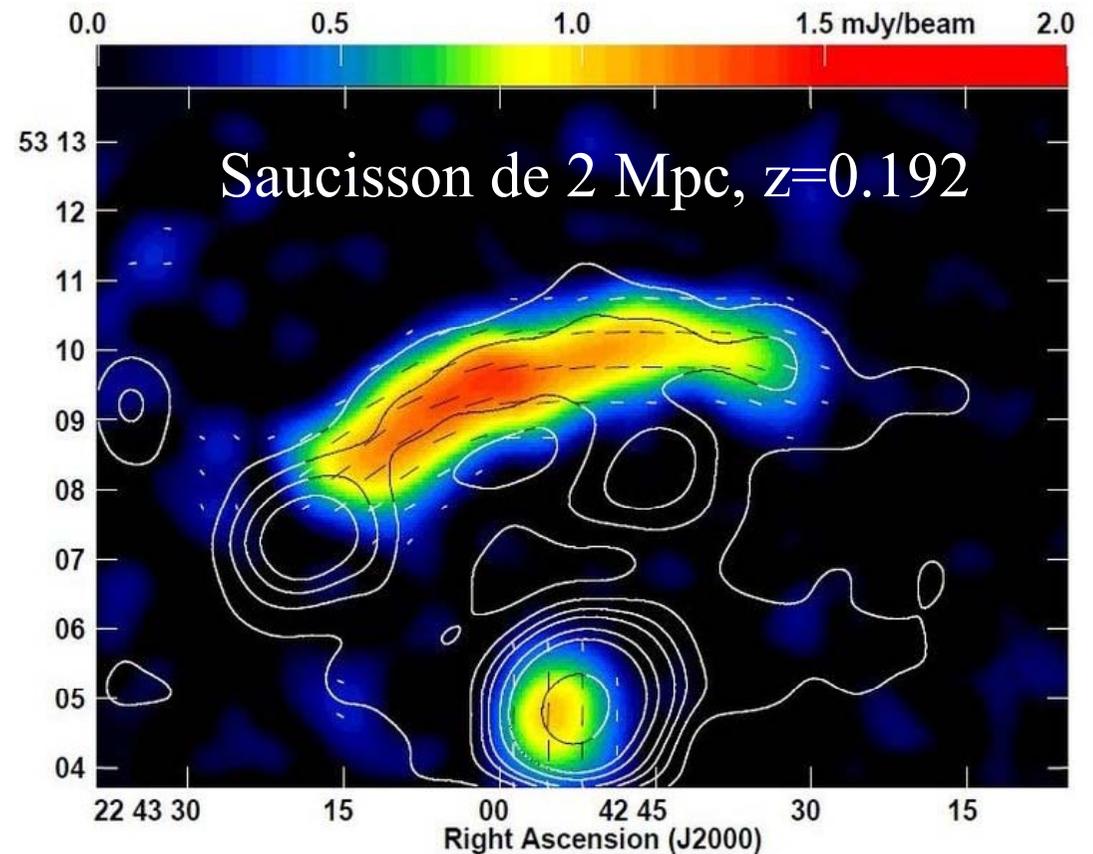
Reliques radio

Fusion des amas de galaxies: chocs et accélération d'électrons relativistes (DSA ou Fermi), provenant d'anciens jets radio
Champ B aligné le long du choc, entre 5 et 7 μG

Epaisseur 55kpc = $t_{\text{sync}} * 1000\text{km/s}$
 t_{sync} (index) fonction de B ($\propto B^{-2}$)



Van Weeren et al 2010



Simulation des reliques

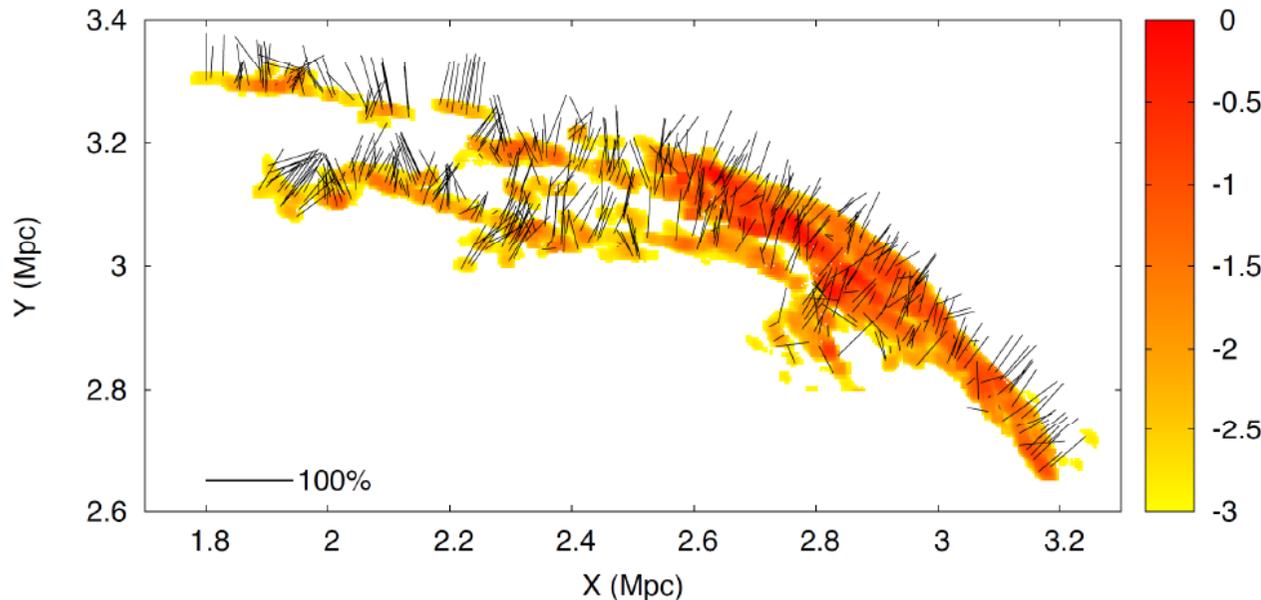
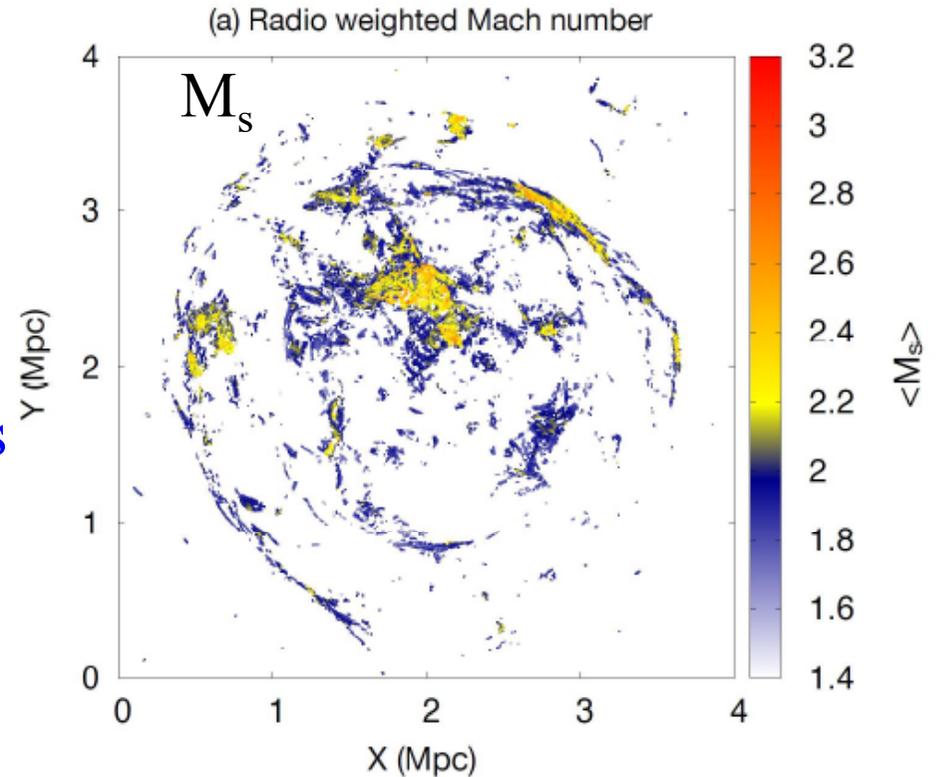
Champ B amplifié par dynamo turbulente, dans les amas et les grandes structures

Rayons cosmiques (e-,p) accélérés dans les chocs → synchrotron

$M_{\text{turb}} < 1$ (gravité, fusion)

B μG à partir de 10^{-15}G

$$\rho c_s^2 / E_{\text{mag}} = 100$$

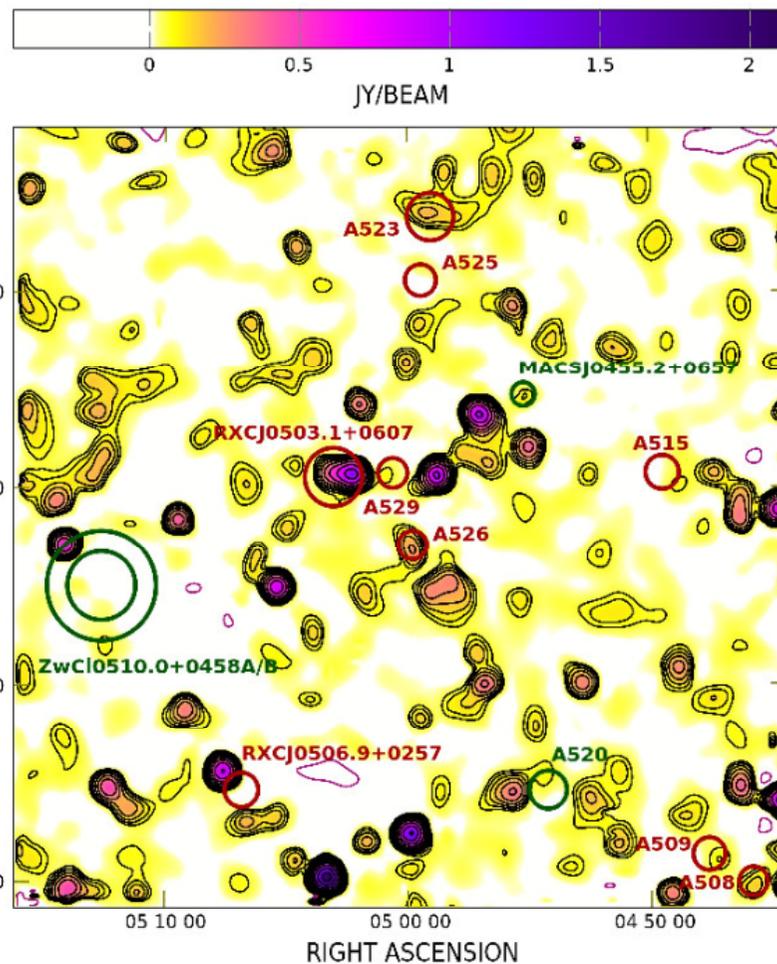
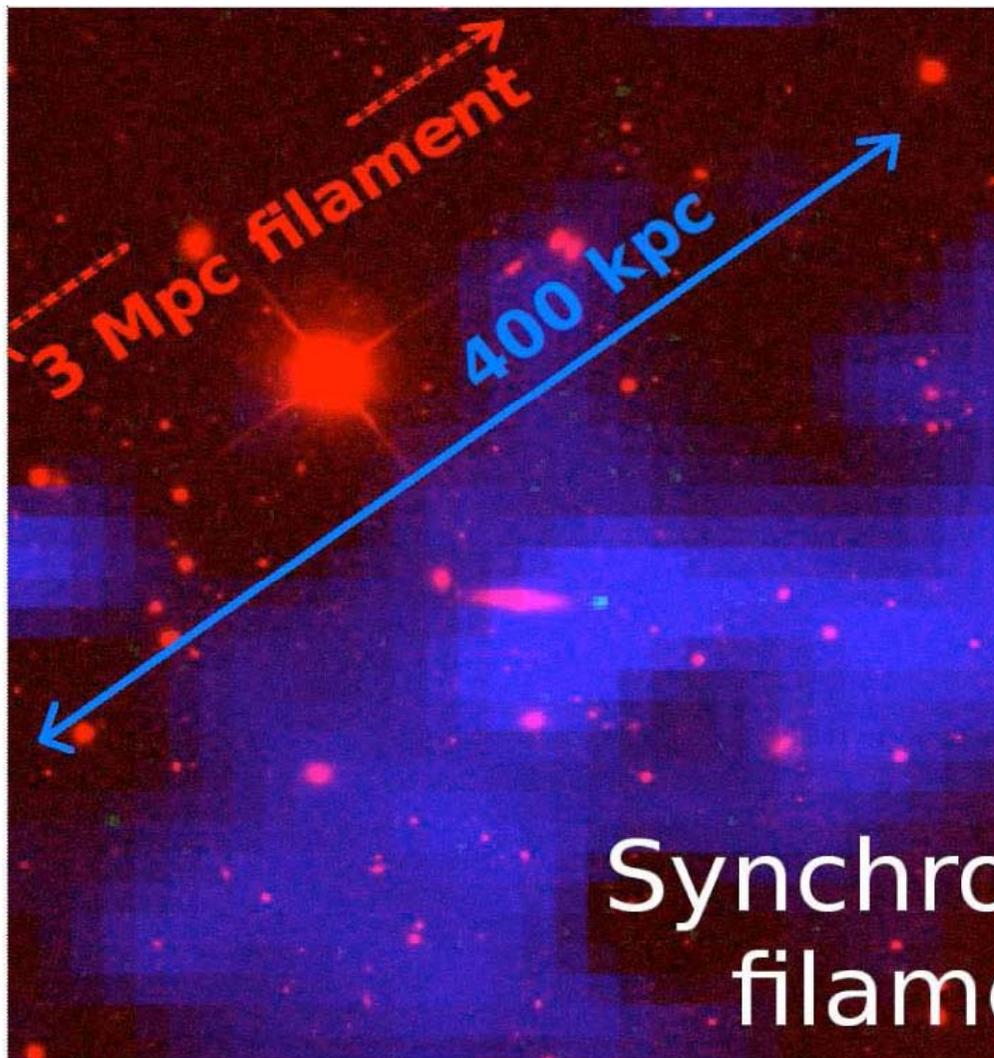


Toutefois, très difficile de former les structures linéaires cohérentes comme le saucisson!

Roh, Ryu et al 2019

Champ B: filaments cosmiques

Radio plus étendue que les rayons X

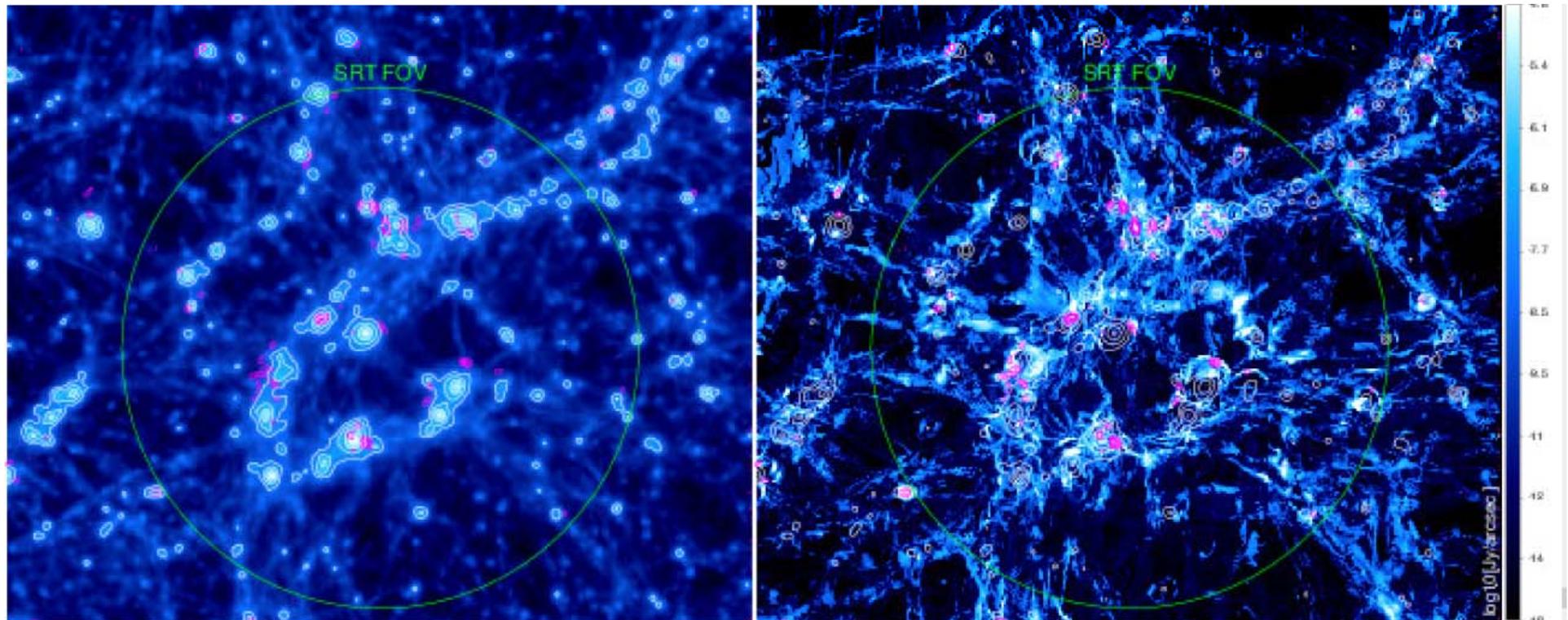


Vacca et al 2018
8°x8° at 1.4 GHz
z=0.1 others

Comparaison avec simulations

Reproduction à partir d'une simulation cosmologique, prenant en compte la MHD, dynamo turbulente

Densité: contours blanc – émission radio: contours violet



Basse résolution

Haute résolution

Vacca et al 2018

Contrainte des rayons cosmiques UHECR

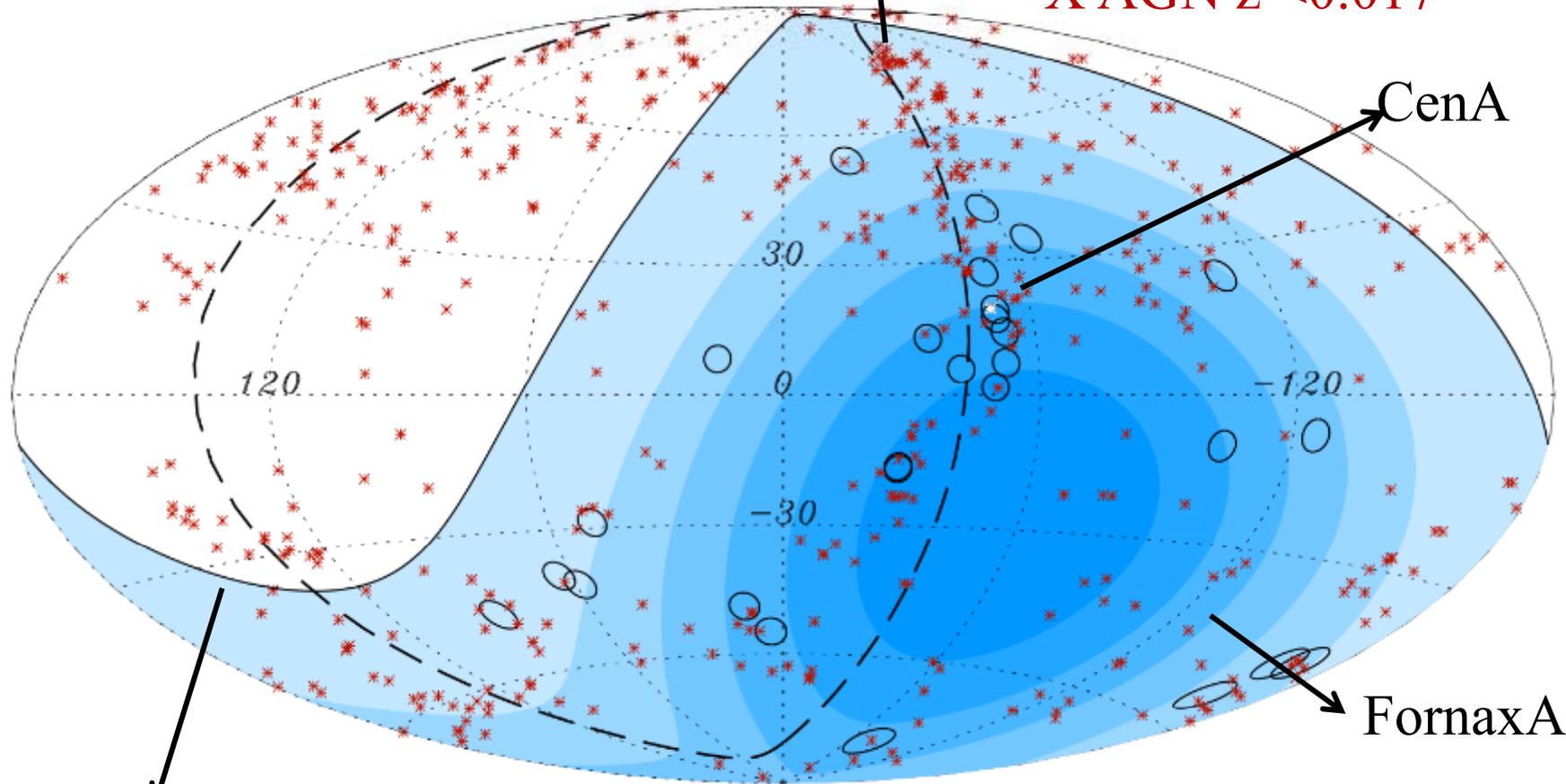
EeV=10¹⁸eV

M87

O 27 UHECR E>57 EeV

X AGN z < 0.017

CenA



Plan Super-Galactique

La corrélation entre les UHECR et
Les AGN proche n'est pas très claire

Vorobiov, Pierre Auger Coll, 2009

Propagation des UHECR

Les UHECR sont diffusés de façon aléatoire
par les champs B le long de la ligne de visée
La vraie direction est perdue

$$\omega_L = eB/\gamma m \quad R_L \propto 1/\omega_L$$

$$\text{Rayon de Larmor} = 1 \text{ kpc} (E/1 \text{ EeV})(1 \mu\text{G}/B)$$

Peut longer le filament -----

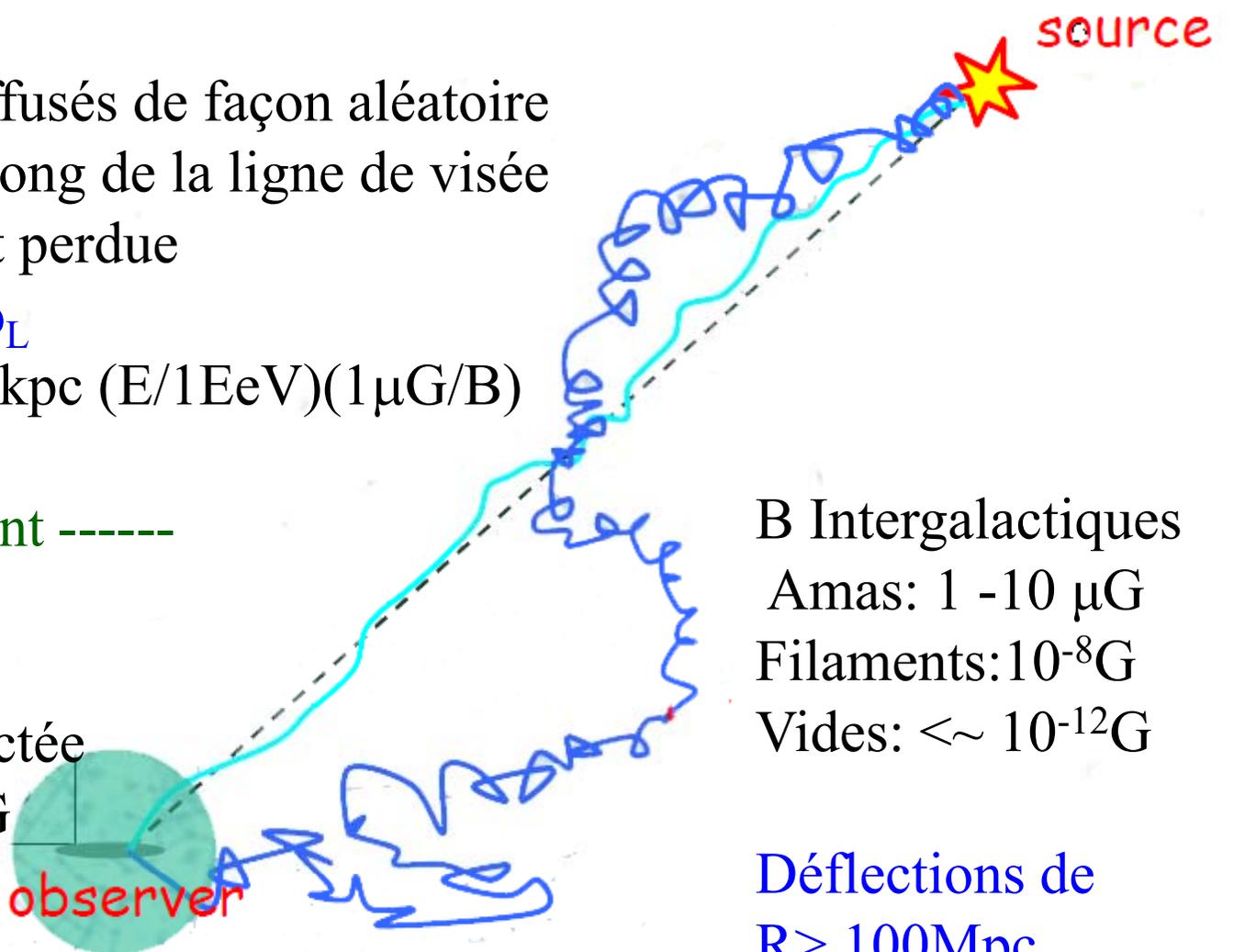
Voie lactée

5-10 μG

Halo

$\sim 1 \mu\text{G}$

observer



B Intergalactiques

Amas: 1 -10 μG

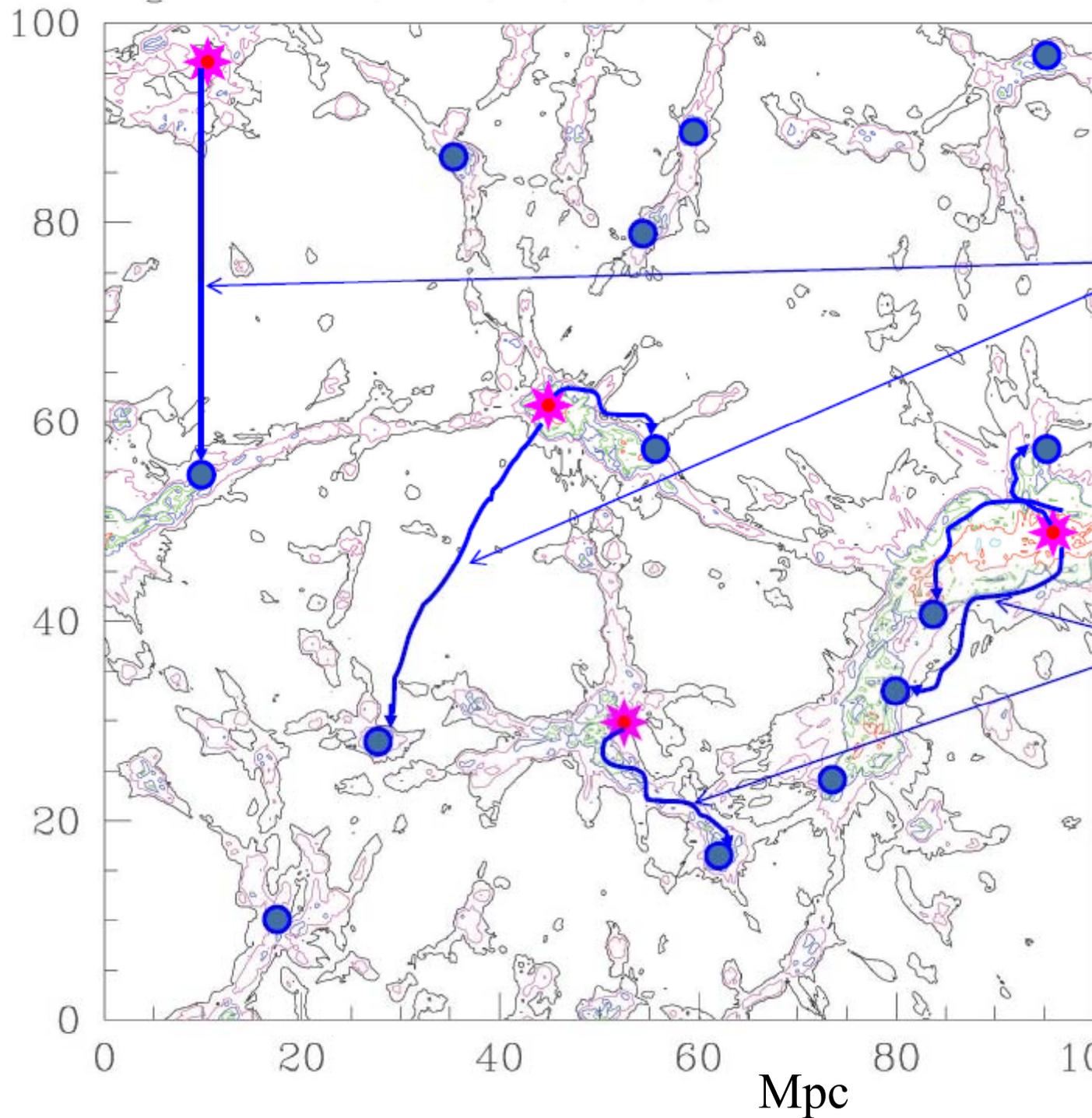
Filaments: 10^{-8}G

Vides: $< \sim 10^{-12} \text{G}$

Déflexions de

$R > 100 \text{ Mpc}$

Das et al 2008



Trajectoires des UHECR

Peuvent aller en ligne droite dans les vides

Dans les filaments sont déviés de façon multiple

Difficile de trouver la source même proche

Ryu et al

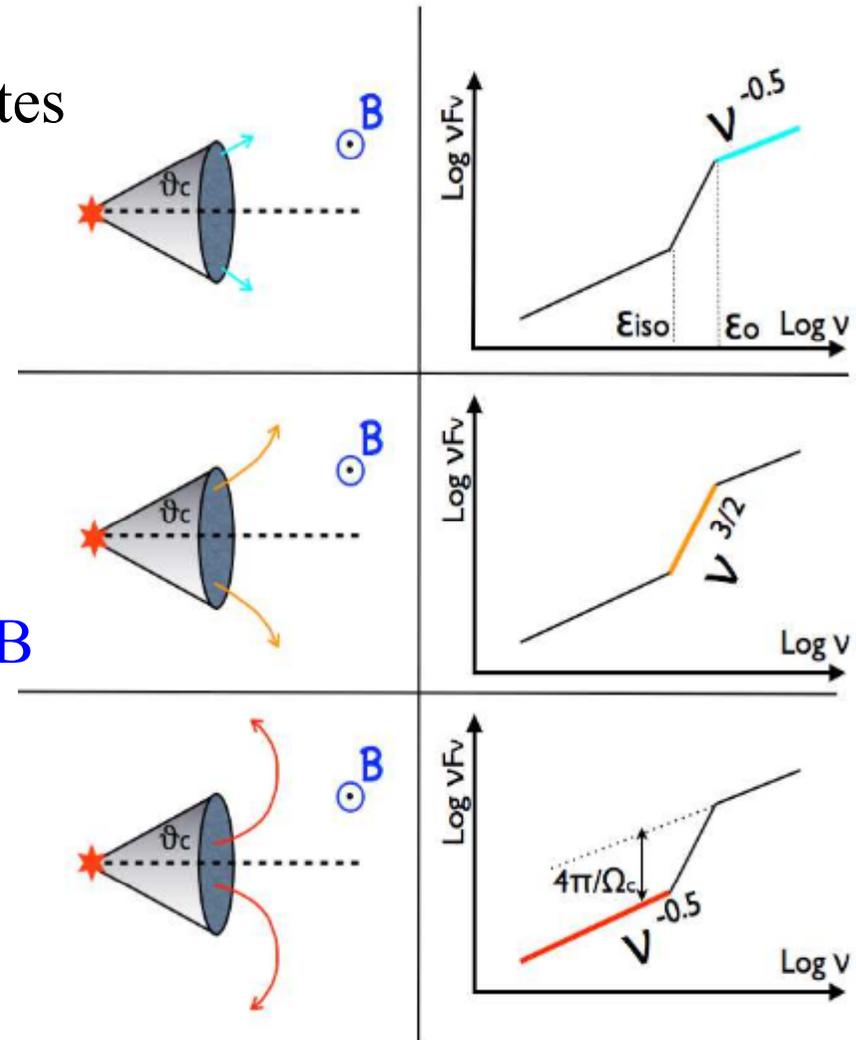
Contrainte des rayons gamma

Les rayons gamma des sources distantes rencontrent le fond CIB, COB, et produisent des paires e^+e^- (environ 100 Mpc)

Ces paires perdent de l'énergie sur le CMB, par inverse Compton, après avoir été déviées par le champ B

→ γ secondaires en "cascade",

TeV → GeV secondaires

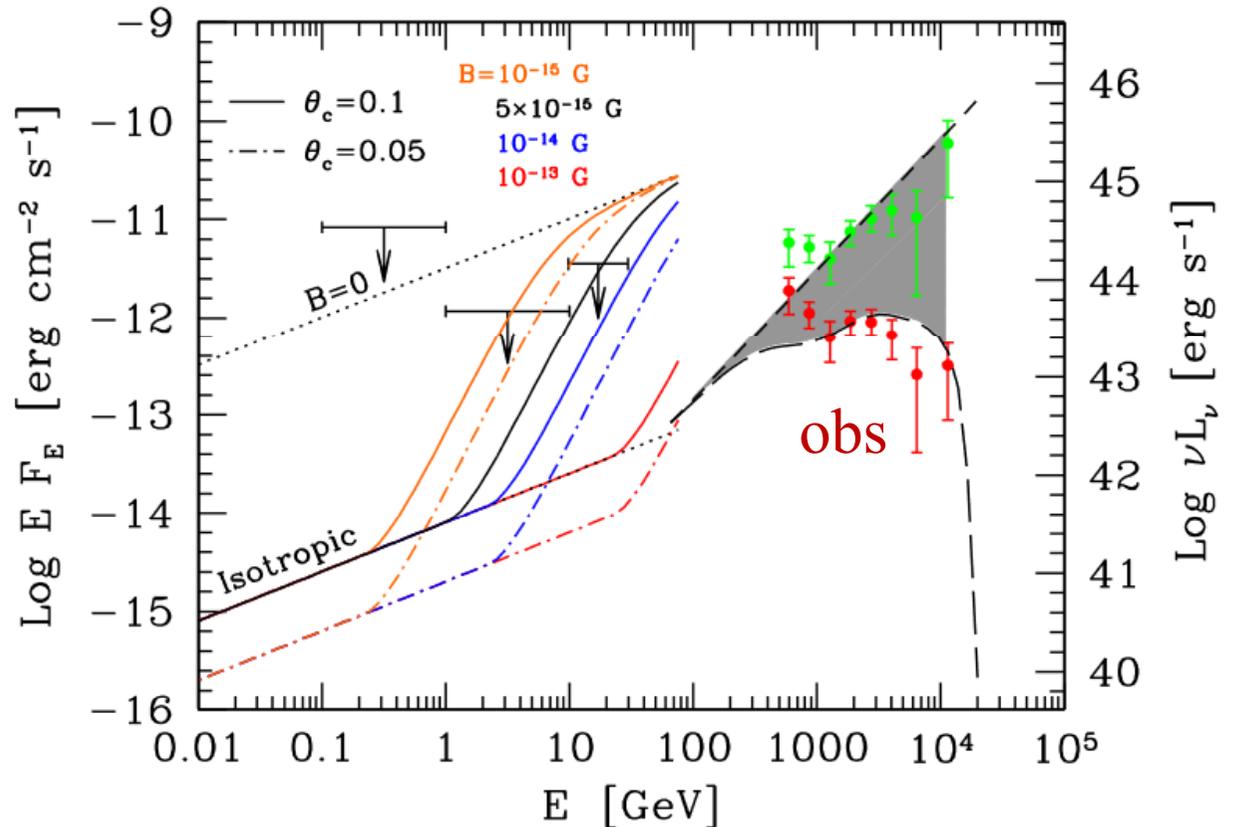


Tavecchio et al. 2010

Limite inférieure au champ B

La mesure du spectre des γ cascade au GeV permet de remonter au champ B

La non-observation des GeV produit par les paires impose une limite inférieure au champ de $5 \cdot 10^{-15}$ G



Angle de collimation initial
 $\theta_c = 0.1$ ou 0.05 radian (6 ou 3°)

Tavecchio et al. 2010, Dermer et al. 2011

Origine des champs B

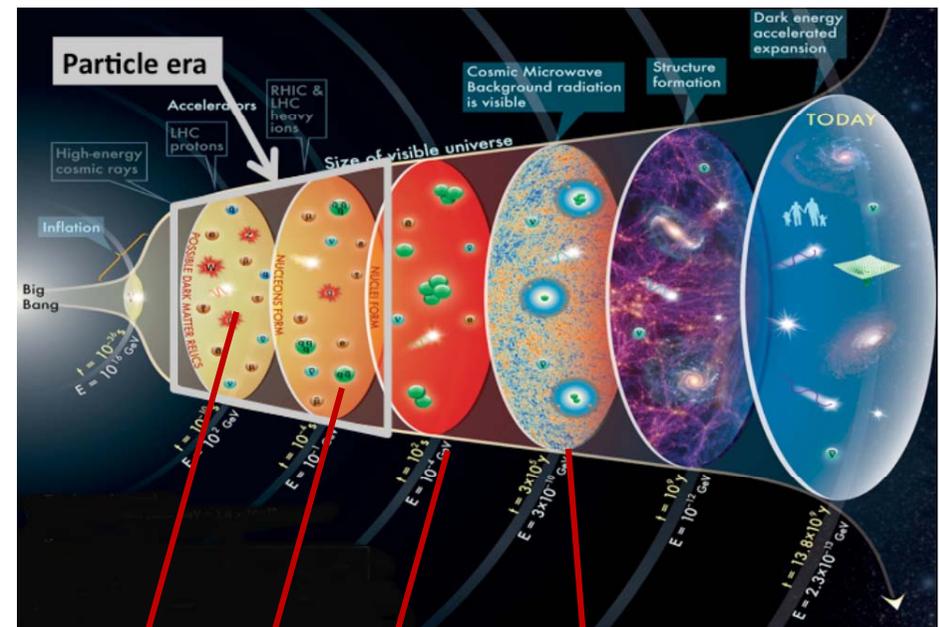
Existe-t-il des champs B dans l'Univers jeune?

Il existait un plasma de baryons/photons avant la recombinaison

Est-ce que le champ B a eu un rôle dans la physique, l'expansion?

Quels sont les signes observables du champ B à grand redshift?

Est-ce que ces champs B ont pu servir de graines pour l'effet dynamo?



DM relics

quarks

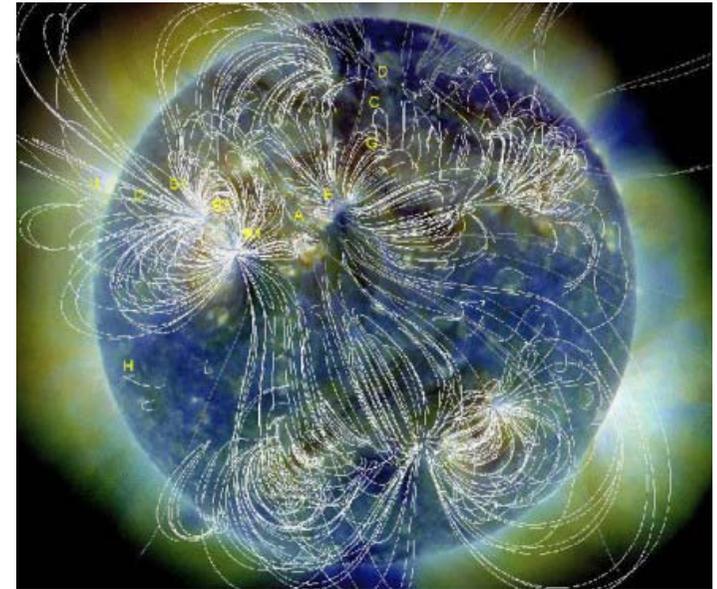
noyaux

Atomes

Les champs B sont partout

Force des champs magnétiques:

- * Etoiles : $B \sim 1 - 10^3$ G (ex Soleil)
 $B \sim 10^{12} - 10^{15}$ G (étoiles à neutrons)
- * Planètes : $B \sim 1$ G (ex La Terre)
- * Galaxies : $B \sim 10$ μ G (La Voie lactée)
- * Amas de galaxies: $B \sim 1$ μ G
- * Filaments 10^{-8} G, Vides 10^{-12} G



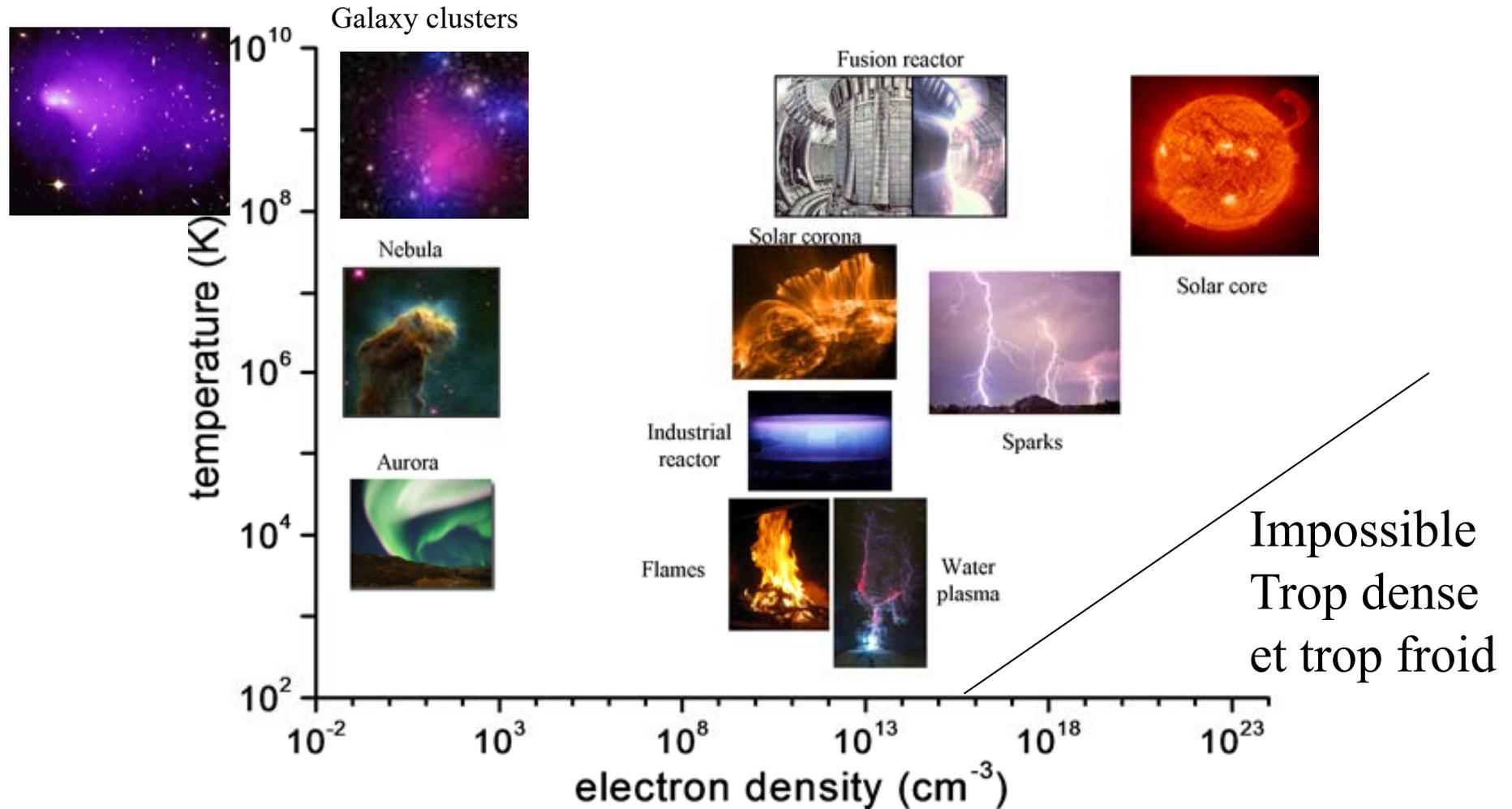
Partout, il existe des plasmas, une ionisation résiduelle

La turbulence crée alors des champs B, qui réagissent sur les mouvements

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \right) + \vec{B} \times (\nabla \times \vec{B}) = -\nabla \vec{P} + \rho \vec{g} + \kappa \nabla^2 \vec{v}$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) + \frac{1}{\sigma} \nabla^2 \vec{B}$$

Les divers plasmas astrophysiques



Extension par rapport aux champs terrestres

Le champ B pourrait-il venir des étoiles?

Comparaison de l'énergie magnétique $E \propto R^3 B^2$ comprise dans

→ Les naines blanches ($N \sim 10^{10}$)

$R \sim 10^4 \text{ km}$, B jusqu'à 10^9 G

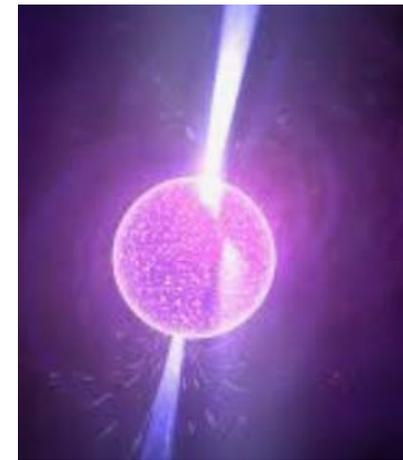
$E \sim 10^{-2} E_{\text{MW}}$



→ Les étoiles à neutrons ($N \sim 10^8$)

$R \sim 10 \text{ km}$, B jusqu'à 10^{13} G

$E \sim 10^{-5} E_{\text{MW}}$



→ La Voie lactée

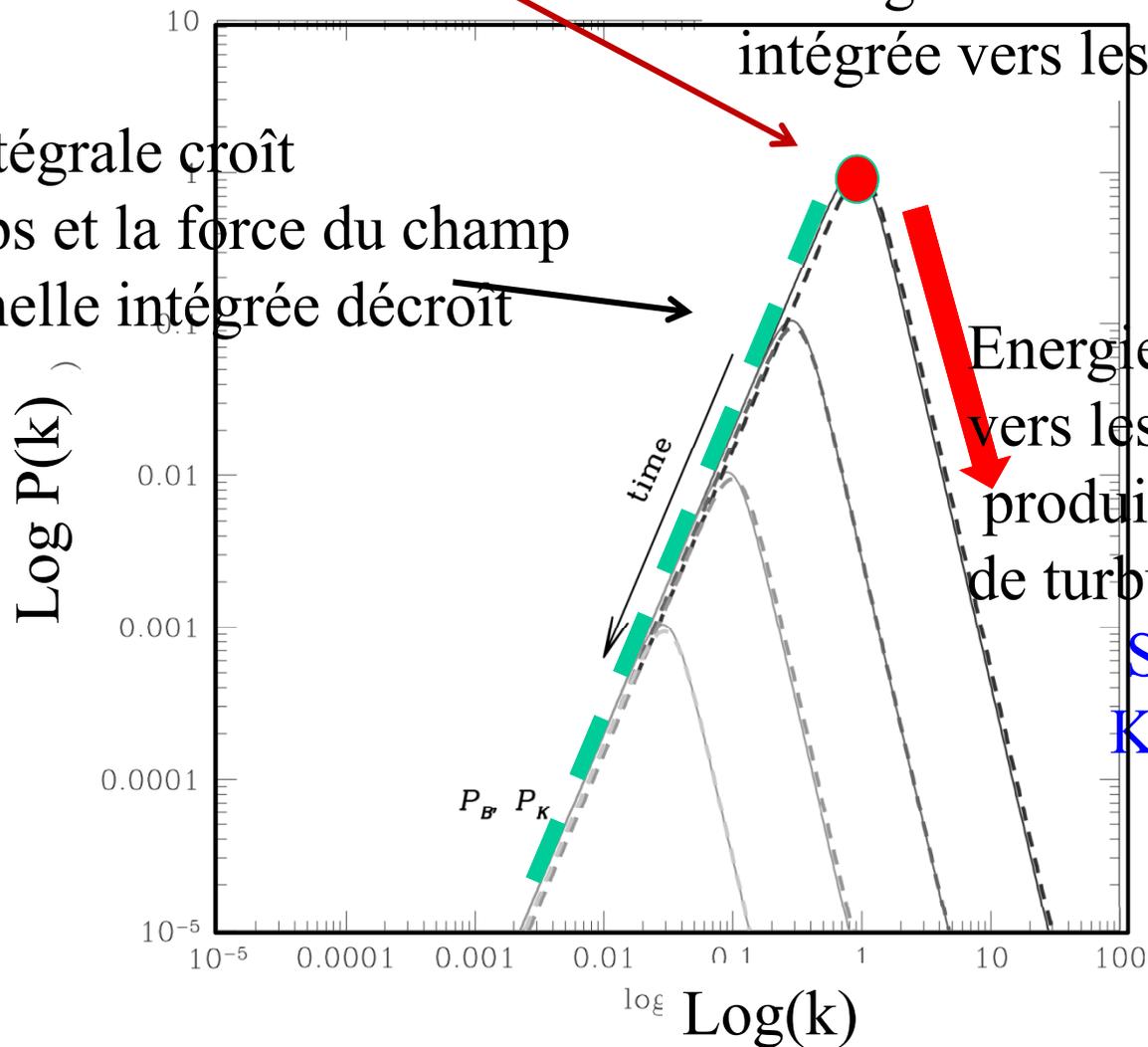
$R \sim 10^{18} \text{ km}$, $B \sim 10^{-6} \text{ G}$

Autres étoiles $E \sim 10^{-7} E_{\text{MW}}$

Co-évolution champ B et plasma

Création à l'échelle de cohérence

L'échelle intégrale croît avec le temps et la force du champ sur cette échelle intégrée décroît



L'énergie descend de l'échelle intégrée vers les petites échelles

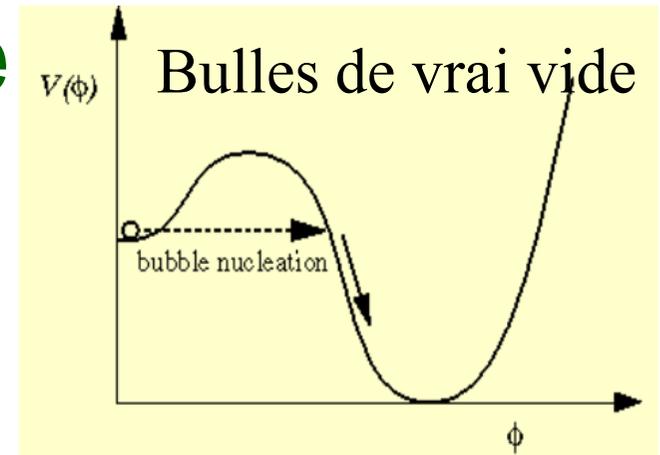
Energie qui cascade vers les petites échelles produit un spectre de turbulence

Spectre de Kolmogorov

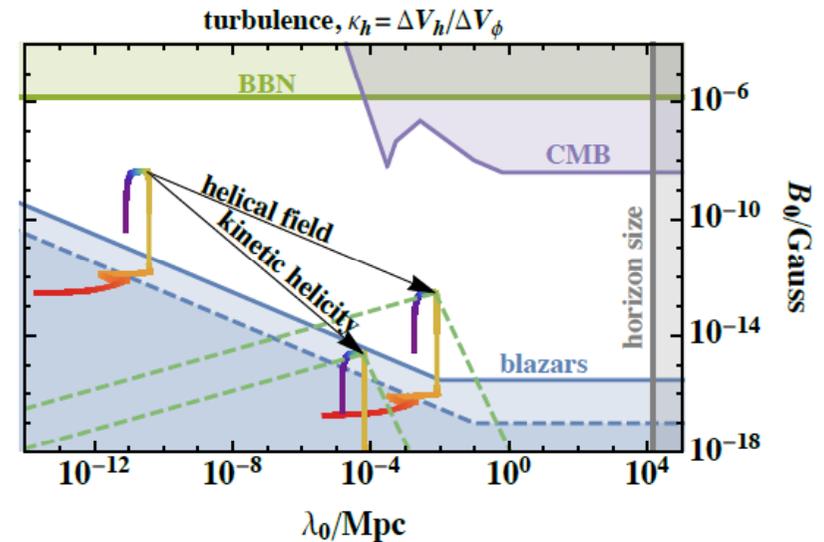
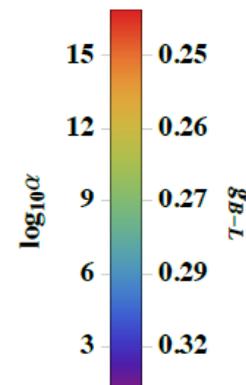
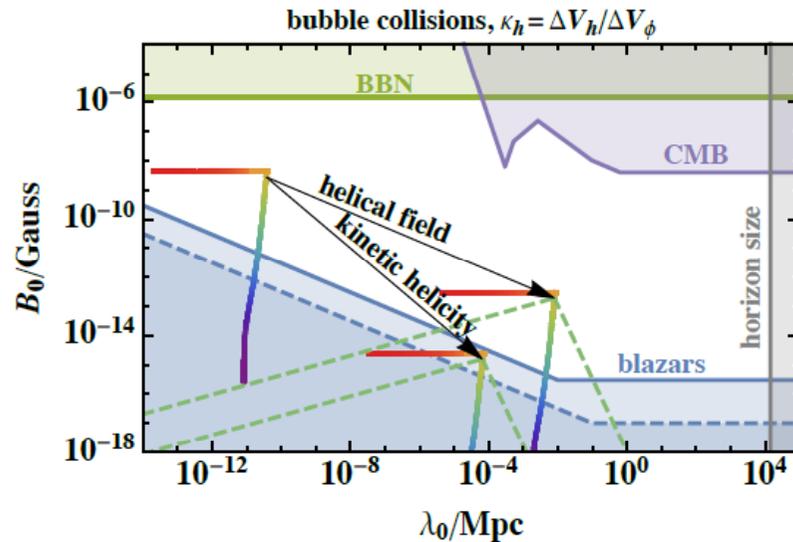
Banerjee & Jedamzik 2004

Transition de phase électro-faible

Extension du modèle standard (SM),
pour avoir des transitions du 1er ordre
Turbulence et collisions de bulles dans
le plasma primordial



Couleur=force
transition de phase



Pourrait aussi créer des ondes gravitationnelles + baryogenèse
Ellis et al 2020

Champ B dans l'inflation

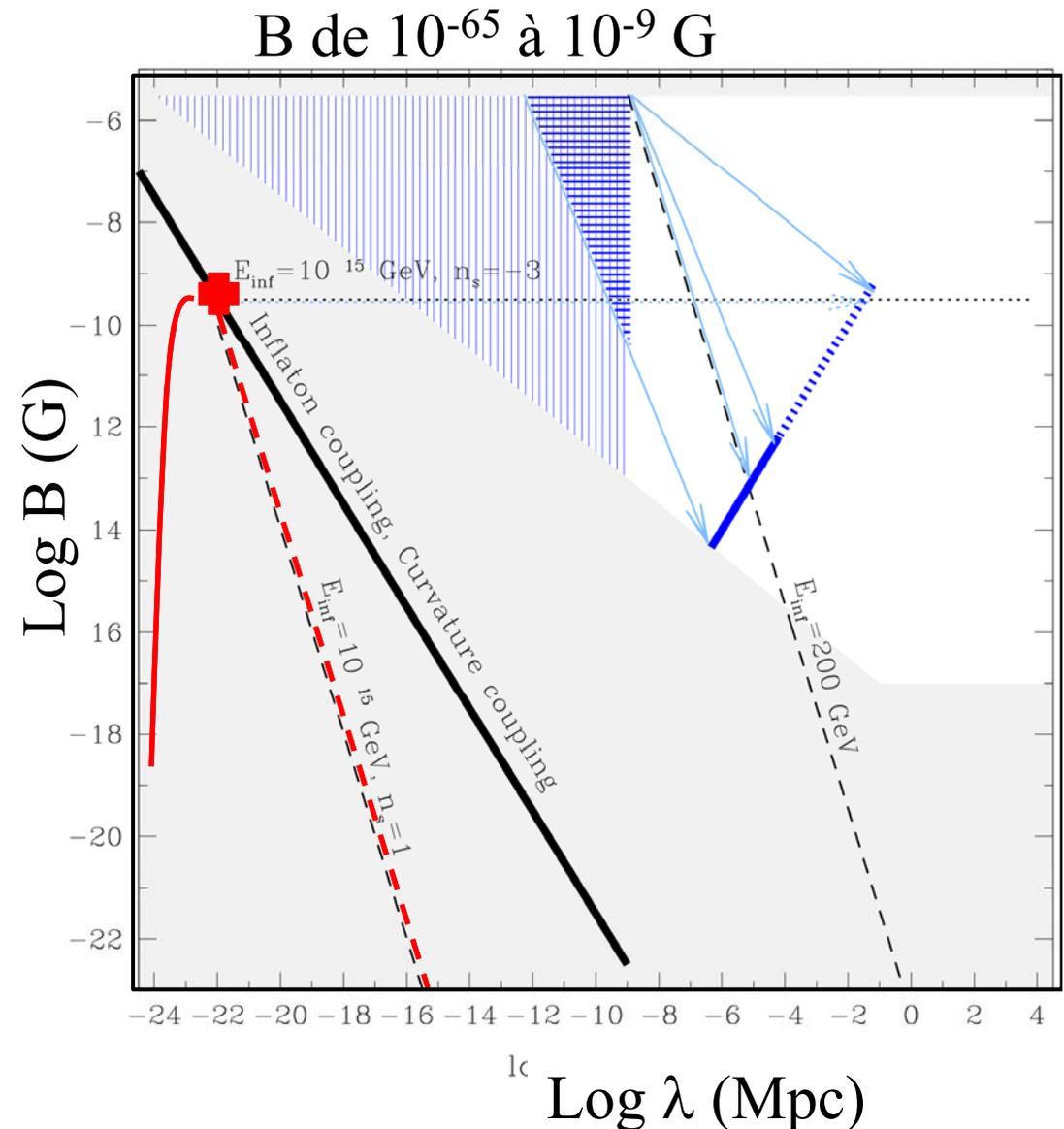
Des processus hors équilibre produisent la séparation de charges

L'inflation pourrait générer un champ invariant d'échelle $P(k) \propto k^{-n}$ $n=-3$

Les modèles auto-consistants prédisent des spectres de puissance $n \geq 1$, maximum à l'échelle de

$0.3 \text{ km} = 10^{-20} \text{ Mpc}$

Et avec une intensité de champ à cette échelle de $B \sim 10^{-9} \text{ G}$

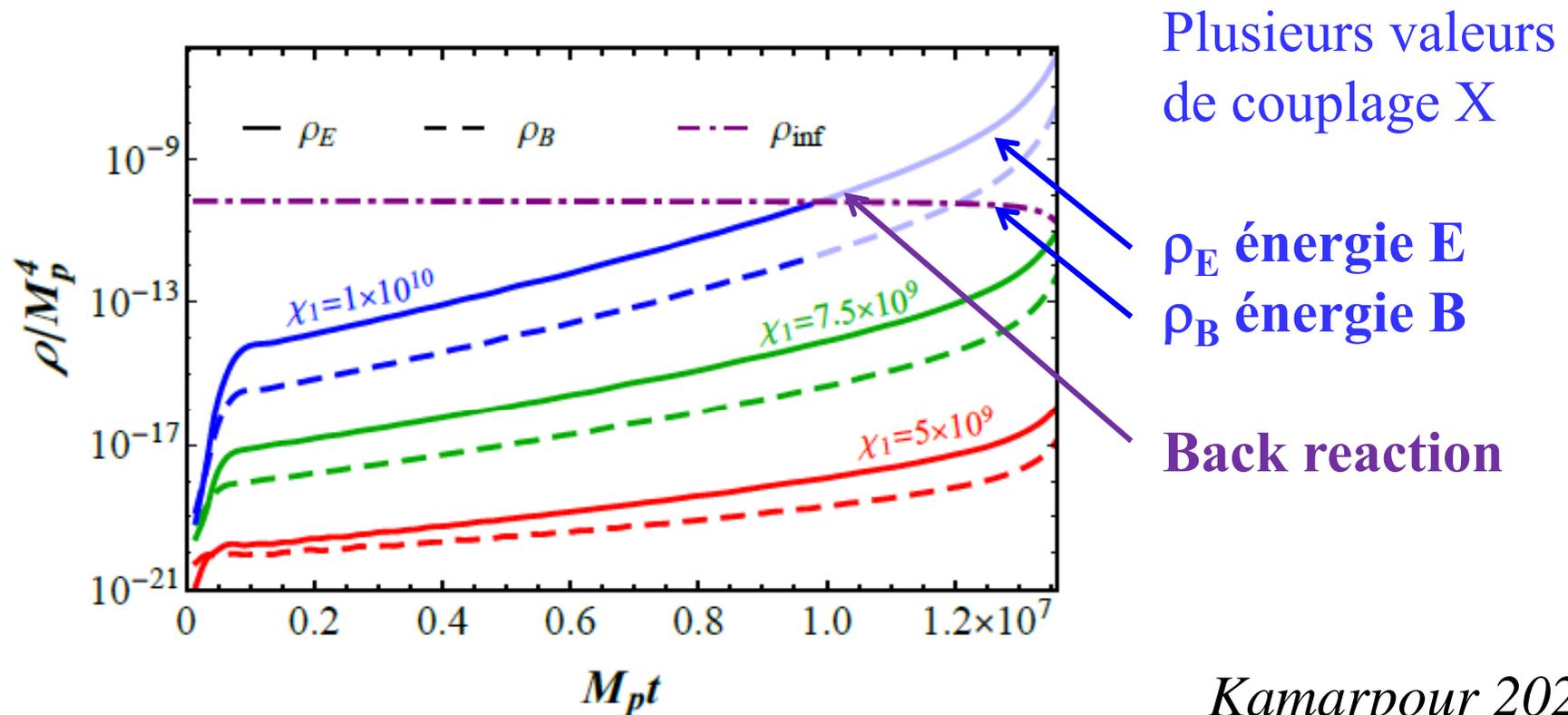


Origine dans l'inflation

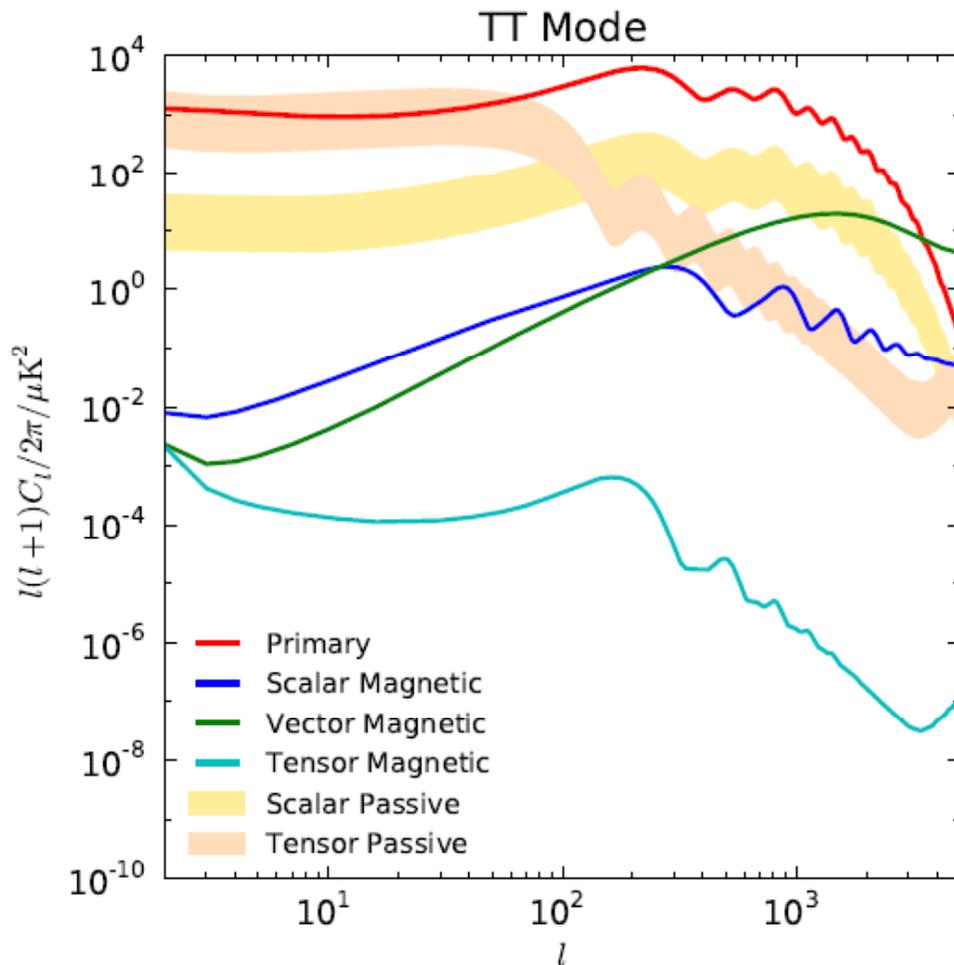
Le champ dans les vides et le milieu intergalactique est de l'ordre de $10^{-17} - 10^{-9}$ G (rayons gamma)

Avec une énorme longueur de cohérence

L'inflaton est un champ scalaire. Seul le Higgs est un scalaire dans le modèle standard, on peut s'en servir comme inflaton



Effets des champs B sur le CMB



Le champ B affecte le fonds diffus, les anisotropies et la polarisation de multiples façons: génération de perturbations vecteur et tenseur, génération d'ondes magnéto-soniques, rotation Faraday, ...

Le champ B ne domine pas la structure des anisotropies:

$$\rho_B < 10^{-6} \rho_{\text{cr}} \sim (3 \times 10^{-9} \text{ G})^2 / 8\pi$$

$\Sigma m_\nu = 0.47 \text{ eV}$; dégénérescence avec les neutrinos

$B = 4.7 \cdot 10^{-9} \text{ G}$

Durrer 2007, Shaw & Lewis 2010, 2012

Effets des champs B sur le CMB

Spectre du mode B pour les modes vecteur (pointillés) et tenseur (solide) générés par le champ B

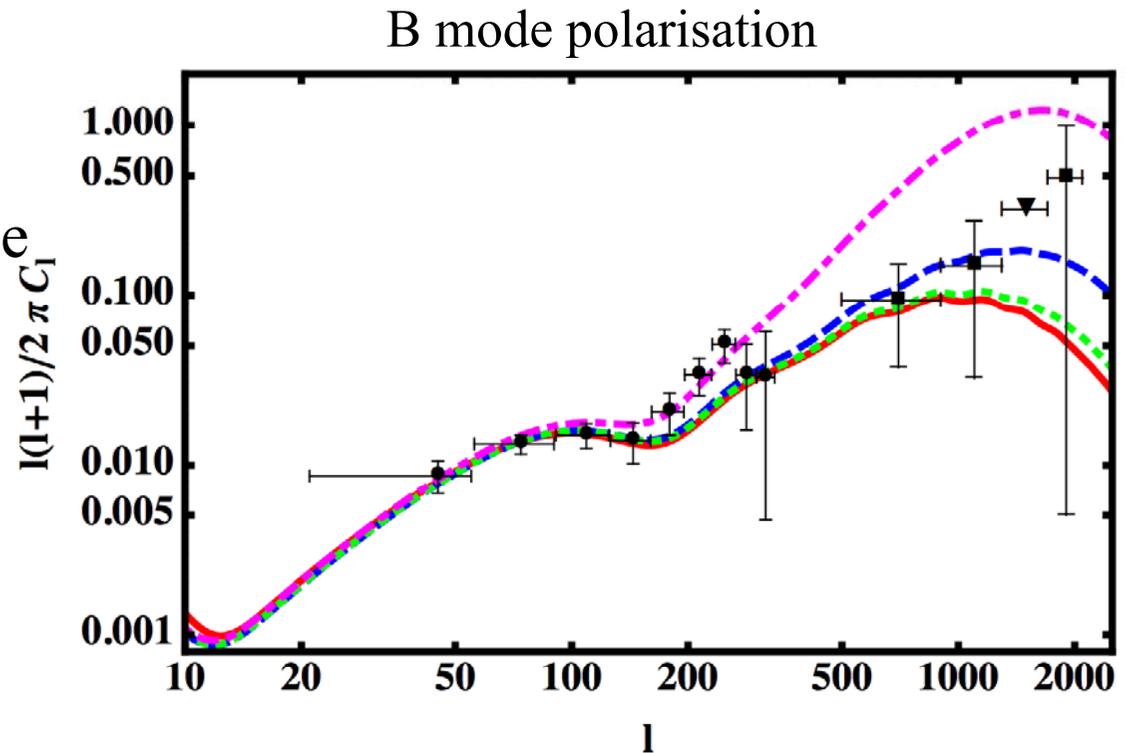
presque scale-invariant

$n = -2.9$ intensité $B = 3 \times 10^{-9}$ G

(Lewis 2004),

comparé à BICEP2 (cercles)

PolarBear (carrés)



Possible d'ajuster les champs B et les échelles dans l'inflation pour reproduire ces résultats
Bonvin et al. 2014

Champs B dans l'Univers jeune

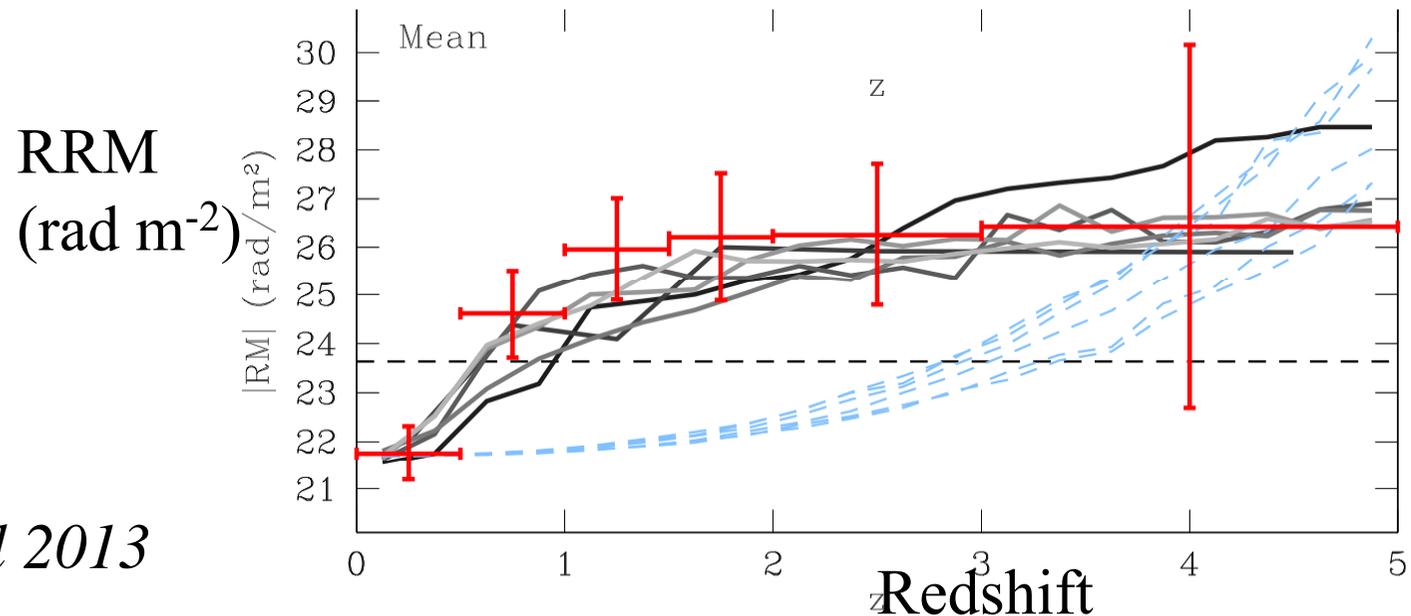
Radio sources à grand redshift, Mesure de la rotation de Faraday (RM)

$$RM(z_s) = \frac{\Delta\chi_0}{\Delta\lambda_0^2} = 8.1 \cdot 10^5 \int_0^{z_s} \frac{n_e(z) B_{\parallel}(z)}{(1+z)^2} \frac{dl}{dz} dz$$

z_s , redshift de la source S, λ_0 , dans le référentiel de l'observateur, B (G)

Avant-plan MW, composante diffuse dans les filaments, \propto LOS

Composante intrinsèque à la source **RRM =résiduel RM**



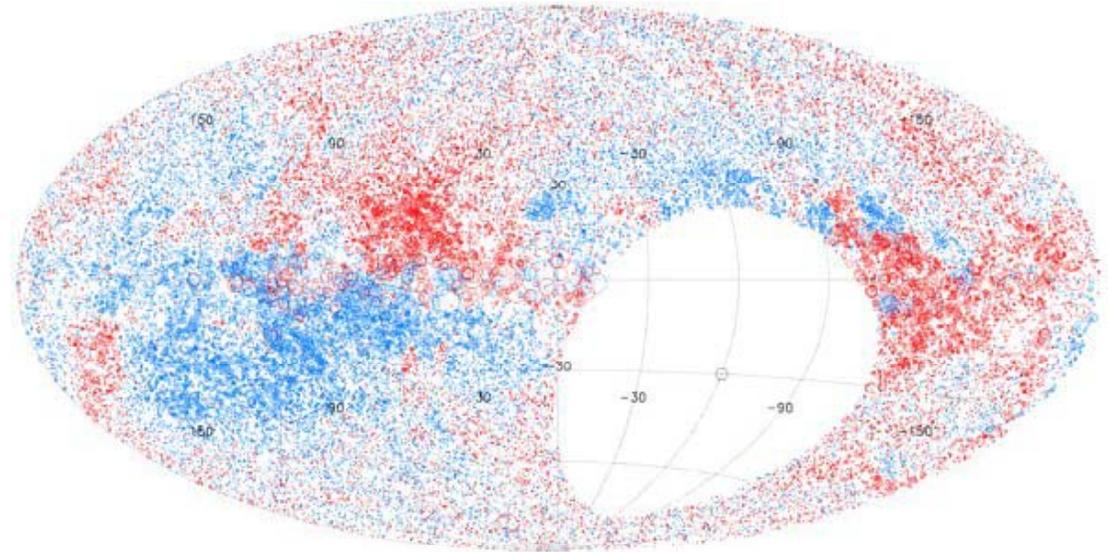
Neronov et al 2013

Rotation Faraday du signal des quasars

A partir de $N(E)$ connu
(émission synchrotron)
La mesure de RM permet
d'avoir B

RM du milieu intergalactique
doit dépendre de z
La dépendance en z est
détectée à 3σ dans le NVSS et
d'autres surveys

Est-ce dû au champ B
cosmologique, ou bien au
champ B dans les parties
externes des galaxies?



**37000 RM mesurées sur le NVSS
survey, Taylor et al. 2009**

$$RM = RM_{Galactic} + RM_{IGM} + RM_{source}$$

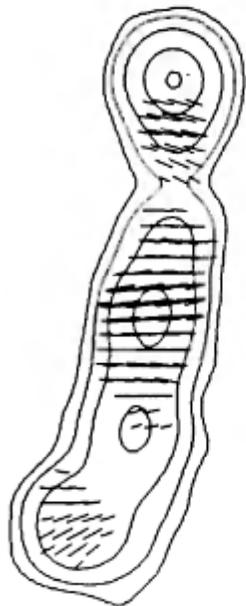
$$\Delta\Phi = RM \lambda^2$$

Champs B très forts à grand z

RRM 10 fois supérieur à celui d'une galaxie à $z=0$

Provient de l'absorbant $z_{\text{abs}} \sim z_{\text{em}} = 1.945$, vu en optique

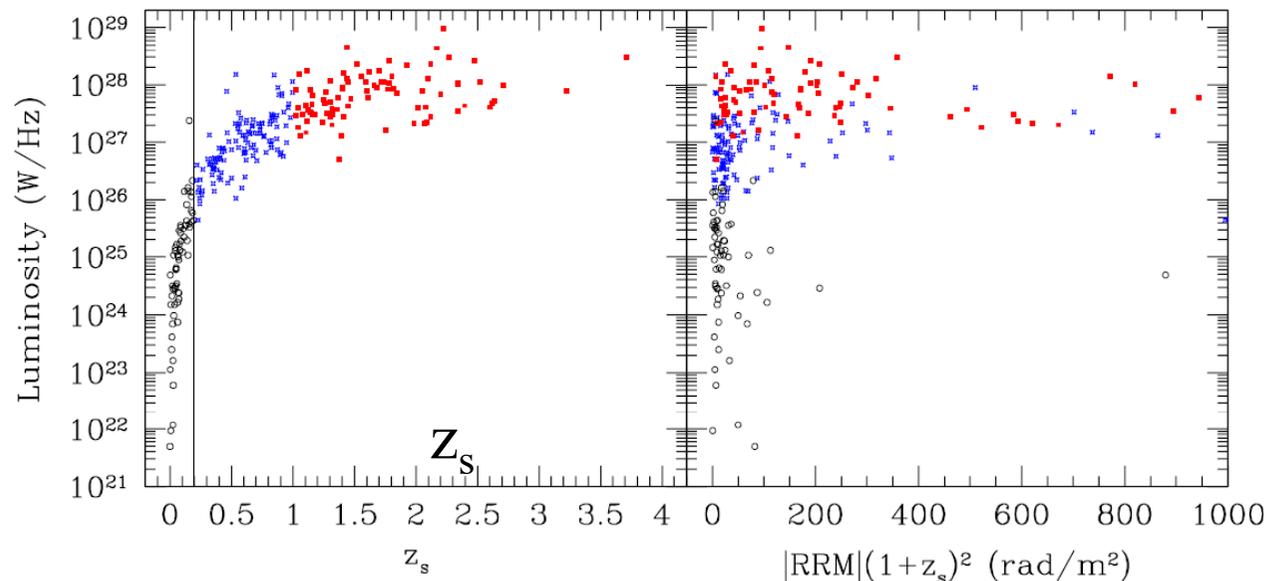
Supposant $N_e = 10^{21-22} \text{ cm}^{-2}$, $B \sim 1-4 \mu\text{G}$



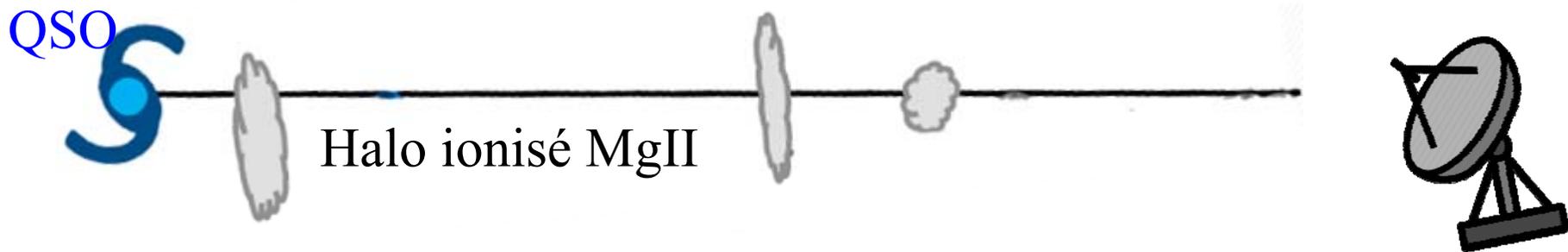
3C191, $z=1.945$

Kronberg et al 1990

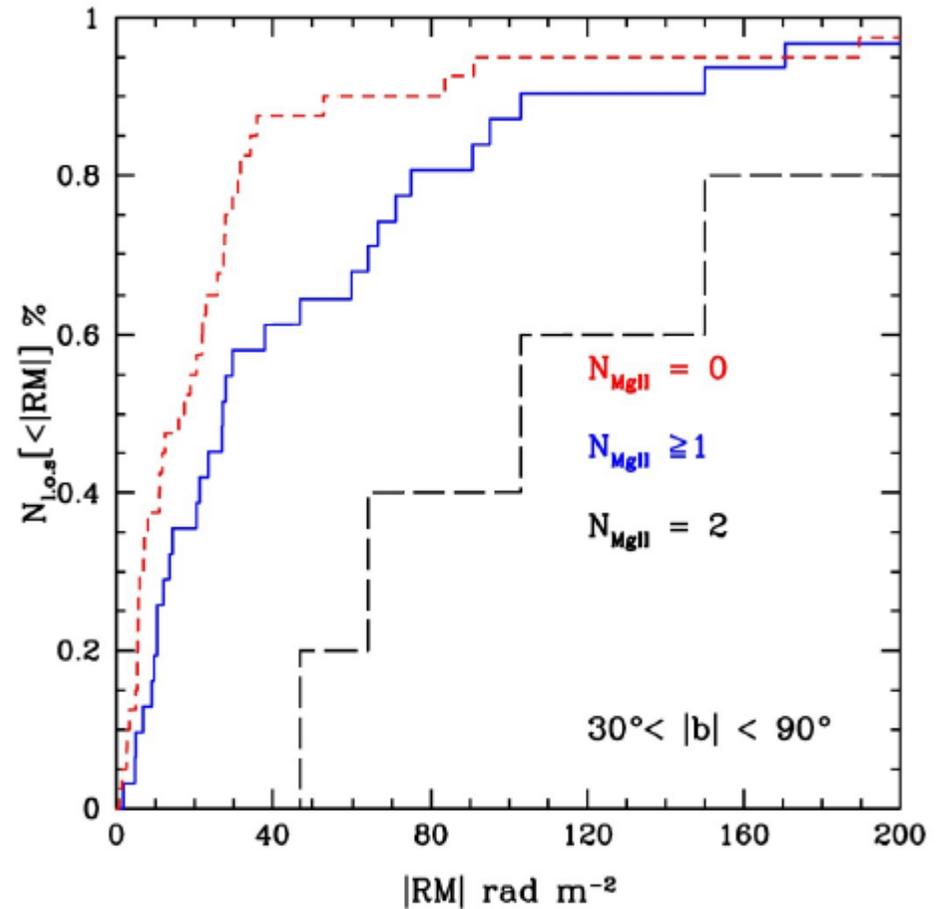
L'observation d'un grand nombre de radio sources avec des absorbants MgII, montre que les galaxies Jusqu'à $z=2-4$ avaient un champ B aussi fort (sinon plus) qu'à $z=0$ (Kronberg et al 2008).



Sondage des enveloppes de galaxies



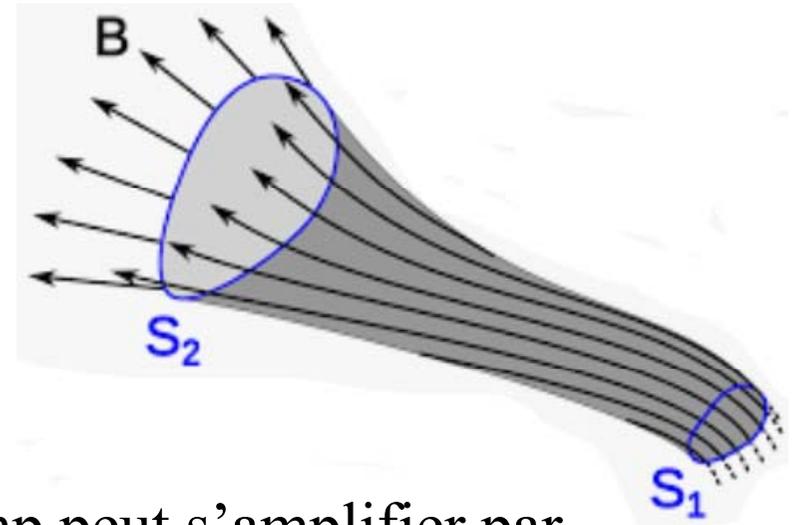
Preuve que les RM proviennent des galaxies sur la ligne de visée



Bernet et al 2008

Contraction adiabatique, dynamo

div $B=0 \rightarrow$ Flux conservé $\Phi = \mathbf{B} \cdot \mathbf{S} = \text{cste}$
 Effondrement des structures: un champ
 pré-existant peut être amplifié jusqu'à μG
 10^{-12}G sur 1Mpc $\rightarrow 10^{-6}\text{G}$ sur 1kpc



Une fois les structures formées, le champ peut s'amplifier par
 turbulence et dynamo

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{1}{4\pi\sigma} \nabla^2 \mathbf{B}$$

Amplification exponentielle

$dB/dt \sim B/T$, T période de rotation

$B \propto \exp(t/T)$ Après 30 rotations,

$B_0 \times e^{30} = 10^{13}$

Il suffirait d'une graine de 10^{-19}G

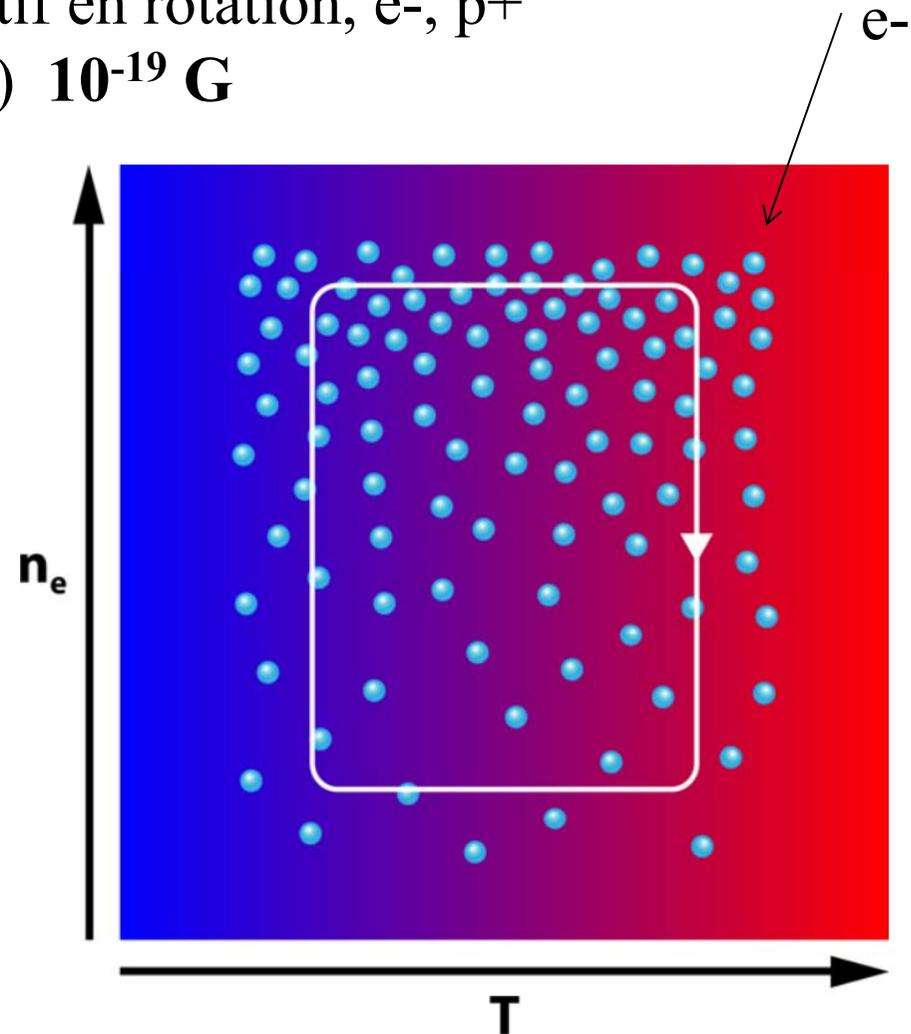


Batterie de Biermann, pendant la ré-ionisation

Découvert en 1950: plasma primitif en rotation, e^- , p^+
Simulations MHD (Xu et al 2008) 10^{-19} G

Requiert de forts gradients de n_e , T
Front d'ionisation durant la **Réionisation**,
→ très forts gradients en sortant des galaxies, jusque dans les filaments cosmiques

→ Champ B à grande échelle

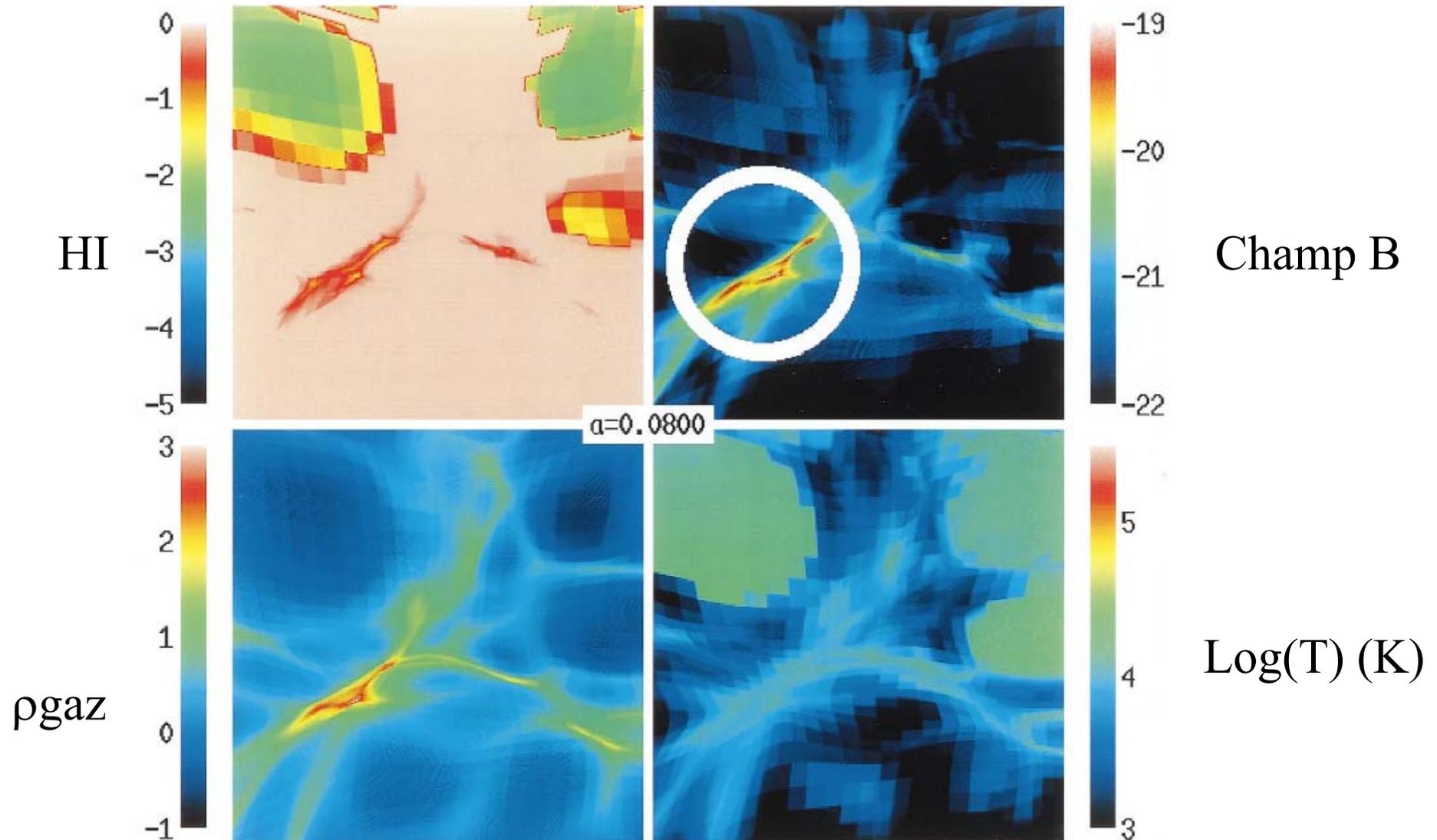


Plasma primordial $B \sim 10^{-25}$ G (Naoz & Narayan 2013)

Génération de champs magnétiques EoR

$z=11.5$, Boîte de 1 Mpc,

Gnedin et al 2000



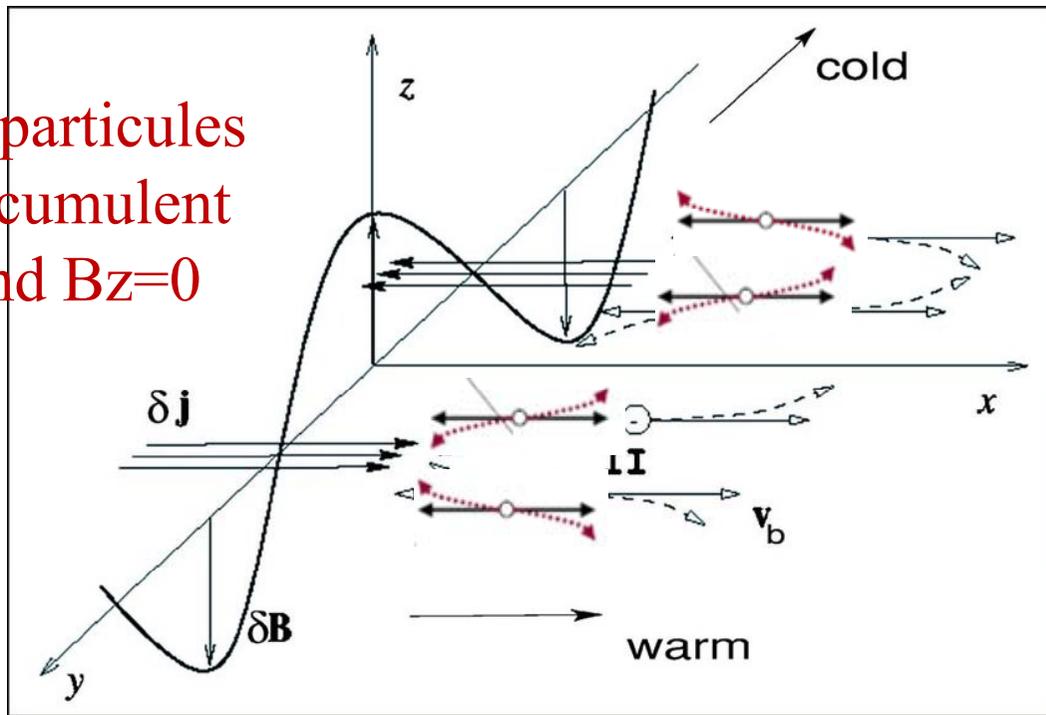
Instabilité de Weibel

Instabilité d'un plasma quasi-homogène, qui possède une anisotropie dans l'espace des vitesses

Exemple: deux températures/vitesses dans des directions différentes
Instabilité à deux flux, qui entraîne une filamentation

→ Croissance exponentielle des champs (E,B) tend à rétablir l'isotropie

Les particules s'accumulent quand $B_z=0$

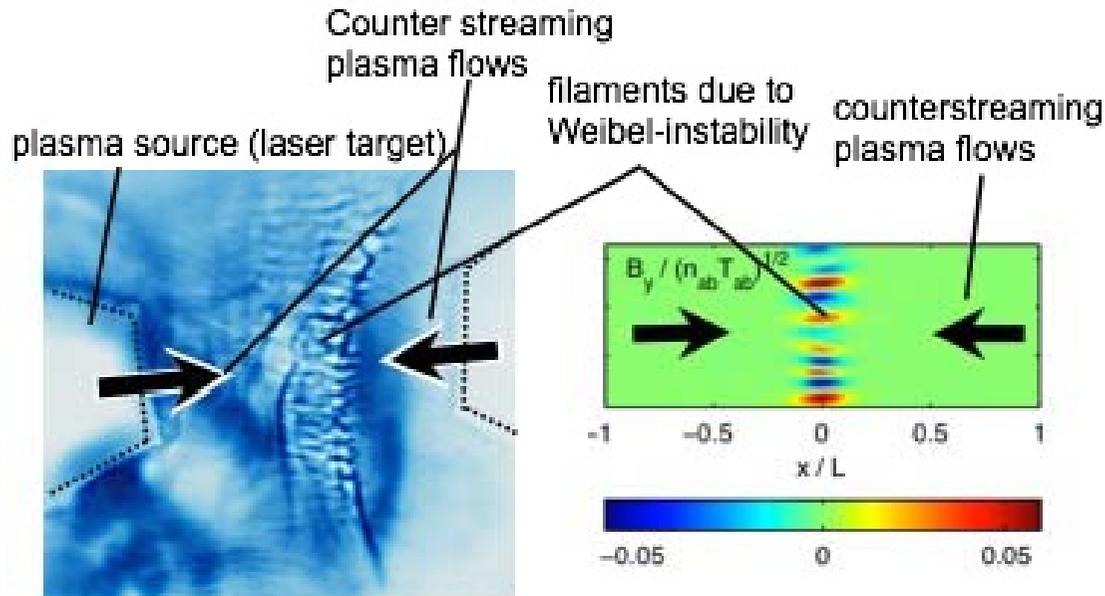


$B_z = B_0 \cos ky$ initial

$F = e v \times B$

→ Courant dans la direction Ox
Renforce le champ initial

Amplification de Weibel



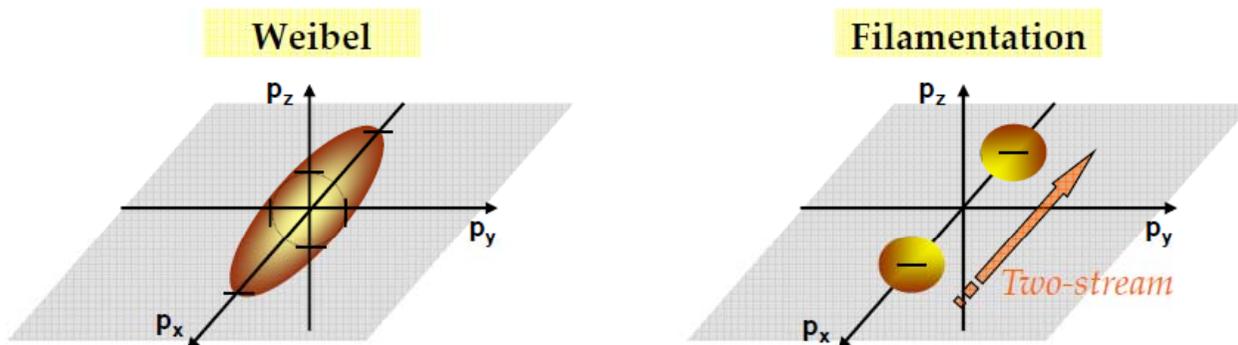
Experiment
radiochromic film

Titan Simulation
B-fields

Instabilité de Weibel
dans les supernovae, GRB
les noyaux de galaxies

les amas de galaxies:

Dans les ondes de choc
un champ magnétique
est créé et s'amplifie



Deux flots dans le
sens contraire
C.M. Ryu, 2014

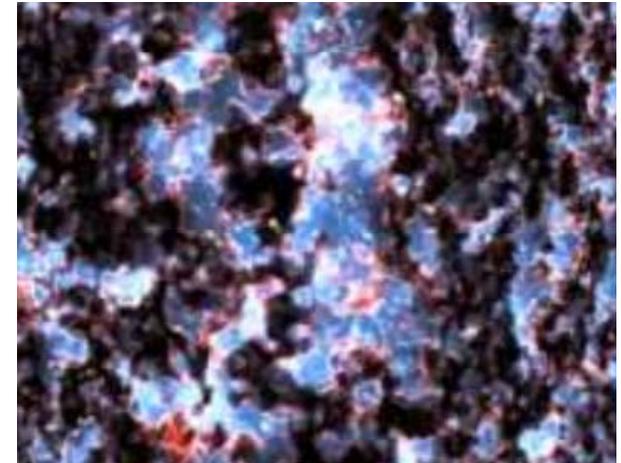
Durant l'époque de la réionisation

Séparation de charges, par photoionisation

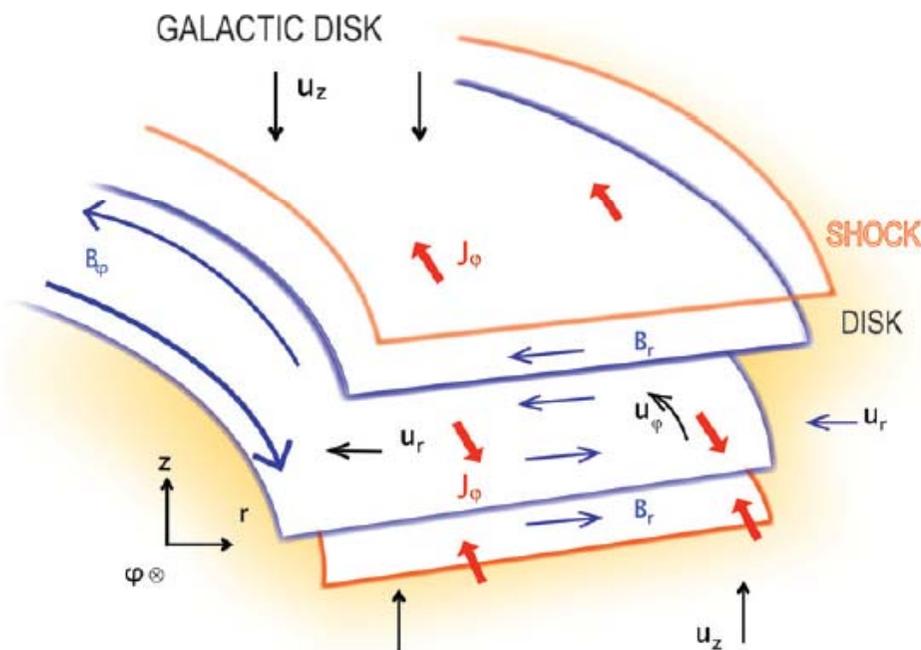
→ Création d'un champ E

Langer & Durrive 2018

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

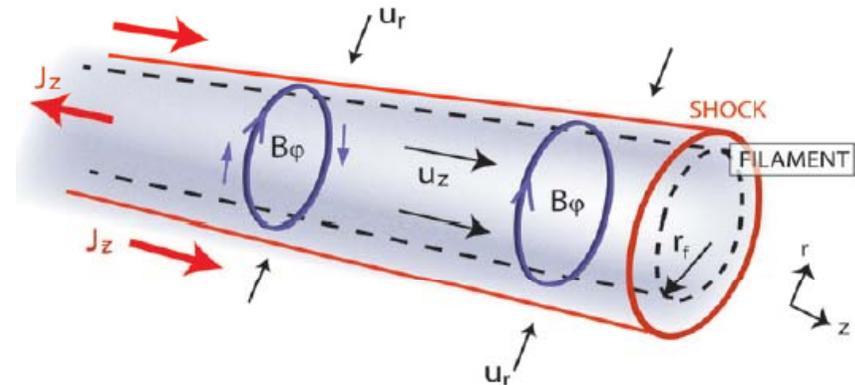


Rotation différentielle → $B_r, B_\phi \sim 1 \mu\text{G}$

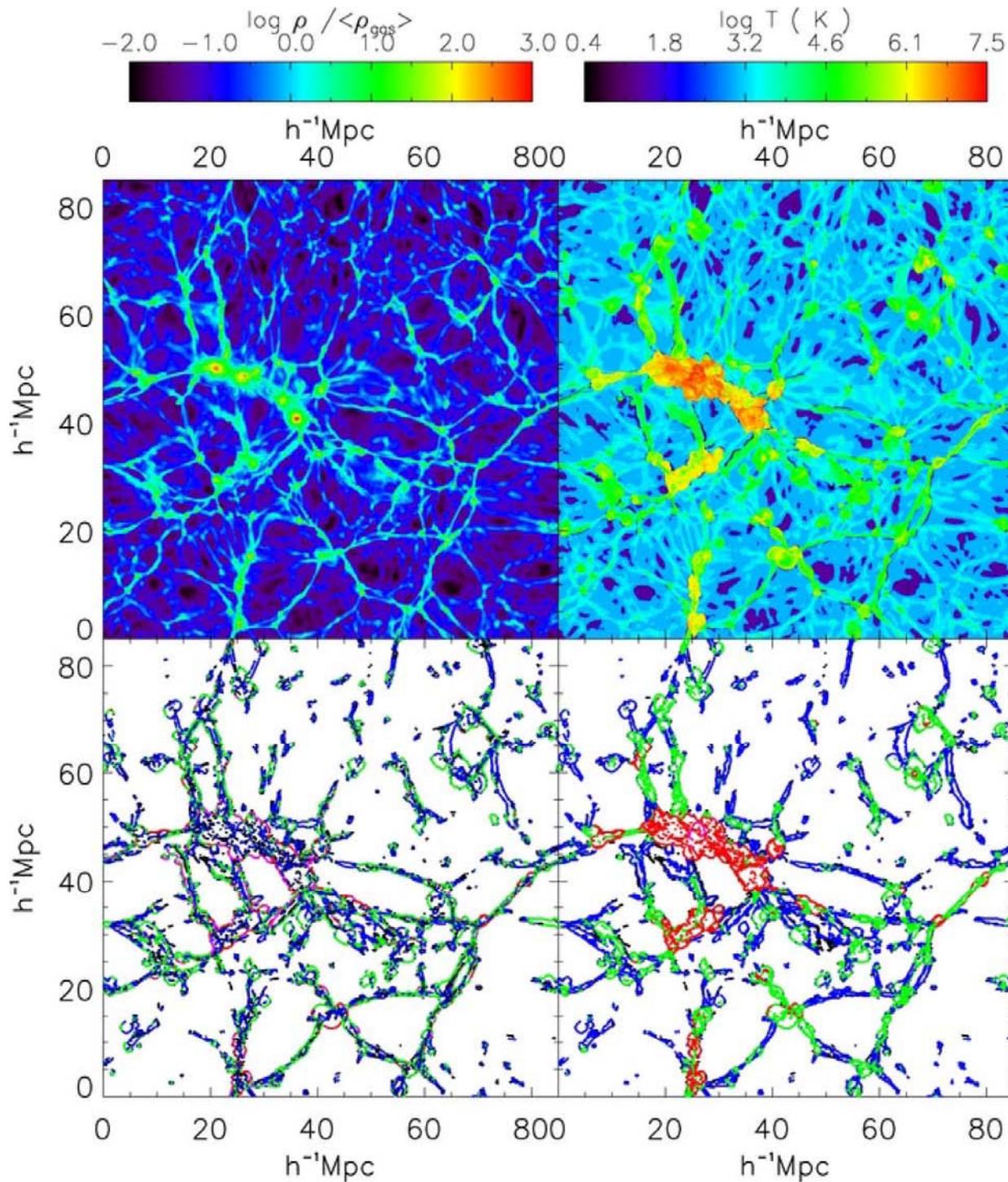


Coroniti 2014

Filament cosmique



Plasma photo-ionisé par les étoiles de PopIII, $0.06 \mu\text{G}$
Choc + turbulence Weibel

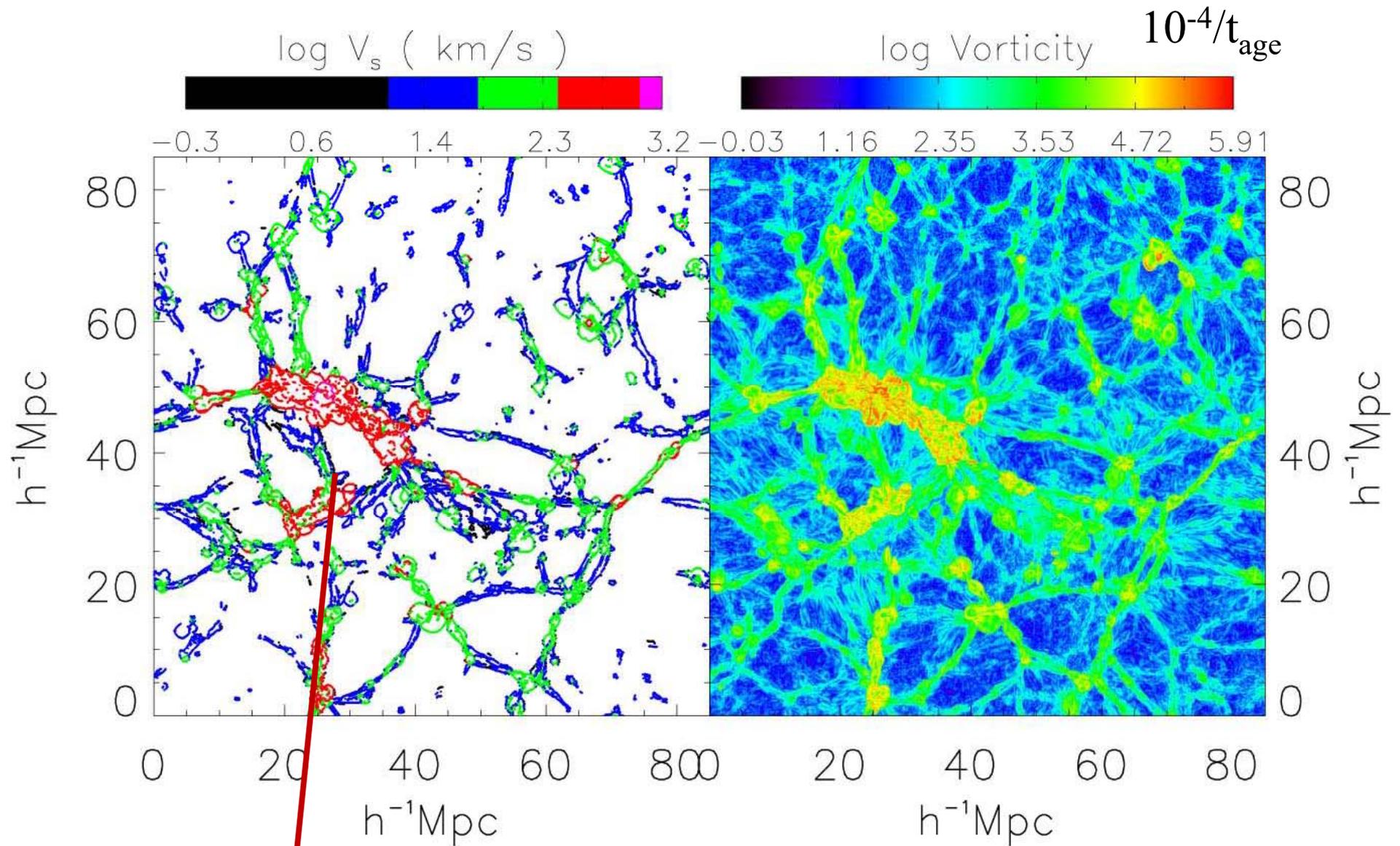


**Les chocs révèlent
les filaments et
les murs**

- noir $M_s < 2$
- bleu $2 < M_s < 5$
- vert $5 < M_s < 40$
- rouge $40 < M_s < 100$
- violet $M_s > 100$

Choc pour
 $V_s \sim 1000 \text{ km/s}$

Ryu et al 2007



Chocs

La vorticité ω : $\text{rot}(v)$
 suit les grandes structures de l'Univers

Ryu et al 2008

Temps

d'amplification

-Amas de galaxies
($T > 10^7 K$): $\omega^* t_{\text{age}} \sim 25$

-filaments
 $10^5 K < T < 10^7 K$,
 $\omega^* t_{\text{age}} \sim 10$

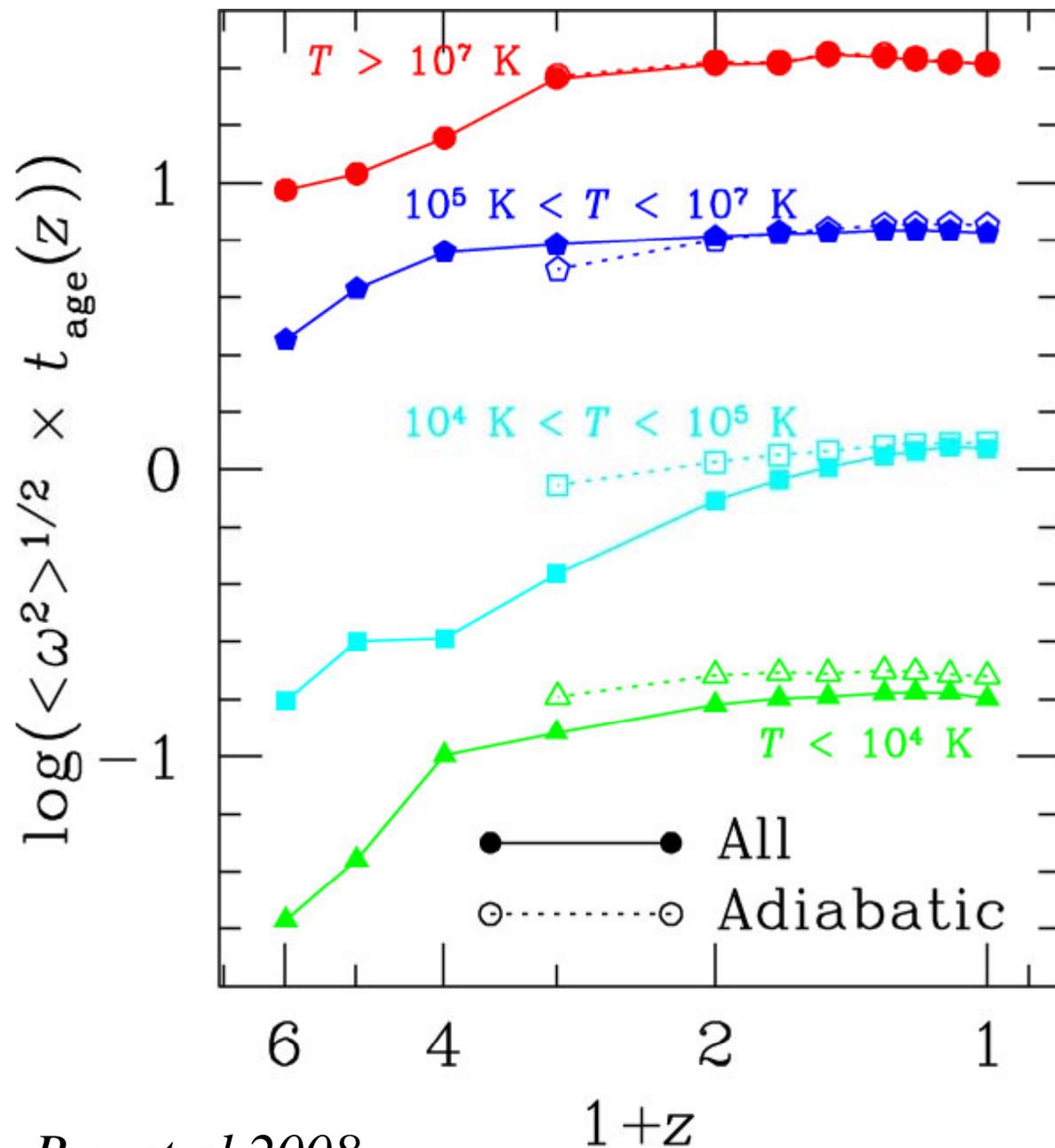
-murs
 $10^4 K < T < 10^5 K$,
 $\omega^* t_{\text{age}} \sim 1$

-vides ($T < 10^4 K$):
 $\omega^* t_{\text{age}} \sim 0.1$

ω : rot(v)

t_{age} : age de l'univers

$\omega^* t_{\text{age}}$: nbre de turnovers
dans l'age de l'univers



Ryu et al 2008

Résumé

Le champ magnétique est important partout dans l'Univers, avec des intensités très variables, de 10^{-12} G dans les vides, jusqu'à 10^{15} G dans les magnétars

Quelles sont ses origines?

- Graines de 10^{-15} - 10^{-12} G, qui s'amplifient dans l'effondrement
- Effet dynamo, turbulence, rotation, $\times e^{30}$
- Batterie de Biermann, instabilité de Weibel, chocs, AGN
- Inflation, transition de phase électro-faible
- Mesures par Rotation Faraday, propagation des UHECR

