

Cosmologie: Observations , modèles d'univers et paramètres cosmologiques

Cours M2/C1 2008-2009 Partie 2

Yannick Mellier

Institut d'Astrophysique de Paris

mellier@iap.fr

Tel: 0144328140

Bureau: 210a

Cours Cosmologie C1 Master M2 2008-2009

Transparents mis en ligne le 13/03/09 (pdf)

P1 : http://terapix.iap.fr/article.php?id_article=674

P2 : http://terapix.iap.fr/article.php?id_article=677

Examens précédents

Exam+correction : http://terapix.iap.fr/article.php?id_article=679

- *Cours: pdf sur le web prêt (version 01/03/09)*

http://terapix.iap.fr/rubrique.php?id_rubrique=113

Examen: Jeudi 19 MARS

de 10 à 12 hrs ;

Ecrit , 2hrs, avec documents

Détermination des paramètres cosmologiques:

- Description de la géométrie et du contenu de l'univers:
 - H_0 : constante de Hubble
 - Ω_k : courbure de l'univers ($\Omega_{totale} = 1 - \Omega_k$)
 - Ω_Λ : constante cosmologique
 - Ω_w : contenu en "énergie noire" (autre que Ω_Λ et génériquement qualifiée par le terme "quintessence")
 - Ω_b : fraction de matière baryonique
 - Ω_m : fraction de matière totale (baryon, matière noire chaude et/ou froide)
 - Ω_c : fraction de matière noire froide
 - Ω_γ : fraction de photons
 - ω : rapport P/ρ caractérisant l'équation d'état de l'énergie noire ($\omega = -1$ pour une constante cosmologique)
 - $\omega_1 = d\omega/dz$: paramétrisation de la dépendance en redshift (temporelle) de ω (dans ce cas: $\omega \approx \omega_0 + \omega_1(z)$)
 - M_ν : somme des masses des composantes de neutrinos
 - N_ν : nombre d'espèces de neutrinos
- Description astrophysique du milieu
 - τ : profondeur optique de re-ionisation à la période du découplage
 - b : facteur de biais linéaire
- Description de la physique de l'univers primordiale
 - C_{10} : normalisation du spectre de puissance des fluctuations de densité initiales
 - n_s : indice de la composante scalaire du spectre de puissance des fluctuations
 - n_T : indice de la composante tensorielle du spectre de puissance des fluctuations
 - r : rapport des amplitudes scalaires et vectorielles
 - $\alpha = d \ln n_s / d \ln k$: *running spectral index* caractérisant l'évolution de l'indice du spectre scalaire en fonction de l'échelle.
 - t_0 : âge de l'univers

- Une vingtaine de paramètres à tenter de déterminer

- Des dégénérescences entre paramètres

Détermination des paramètres cosmologiques

1. Densité critique à $t=t_0$

$$\rho_{0c} = 1.88 \cdot 10^{-29} h^{-2} \text{ g cm}^{-3}$$

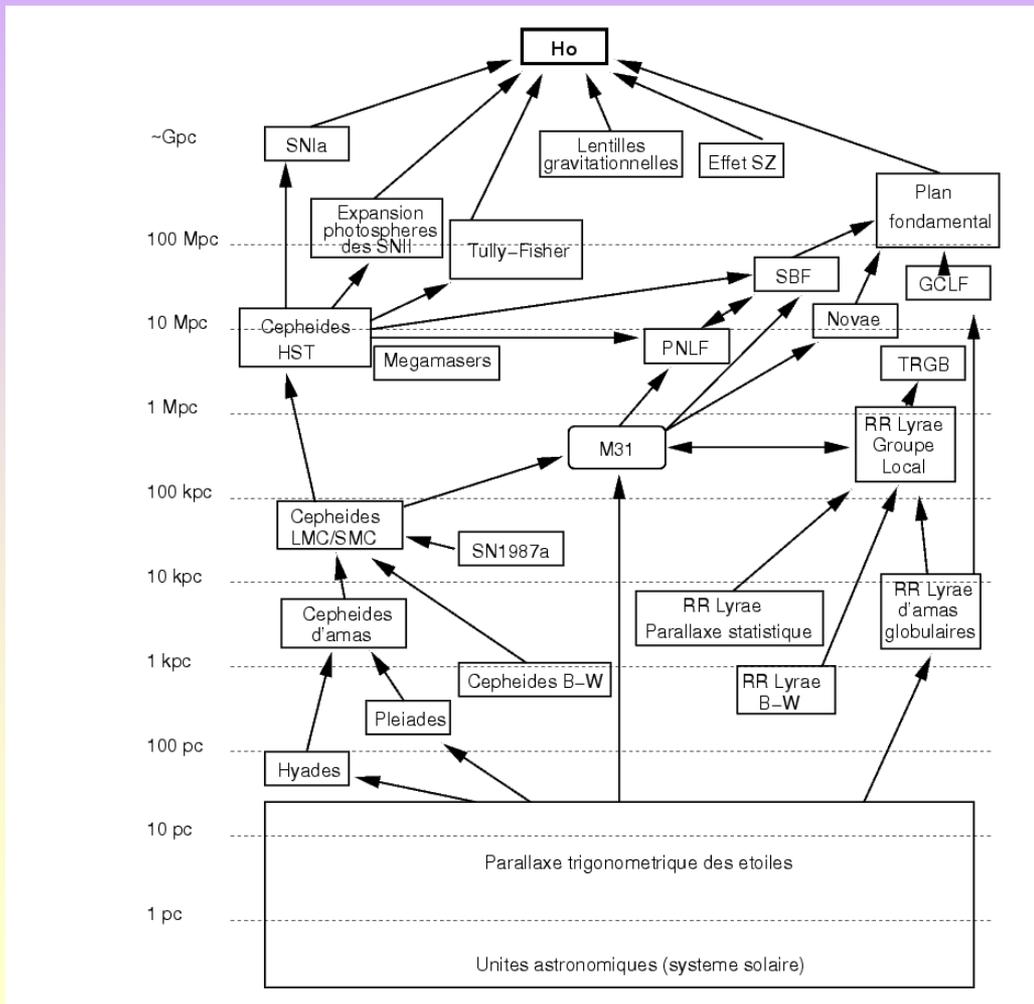
2. Densité de photons

$$\Omega_\gamma = \frac{\rho_{CMB}}{\rho_{critic}}$$

$$\Omega_\gamma = \frac{4.8 \cdot 10^{-34}}{1.88 \cdot 10^{-29} h^2} = 2.55 \times 10^{-5} h^{-2}$$

Détermination des paramètres cosmologiques

3. Constante de Hubble $H_0 = v/D$



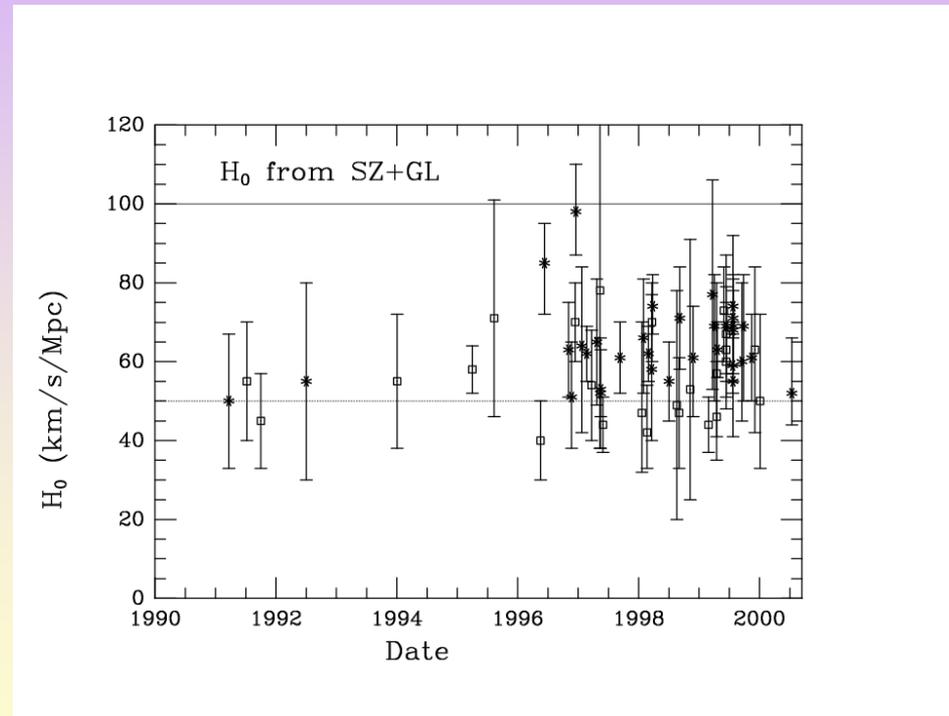
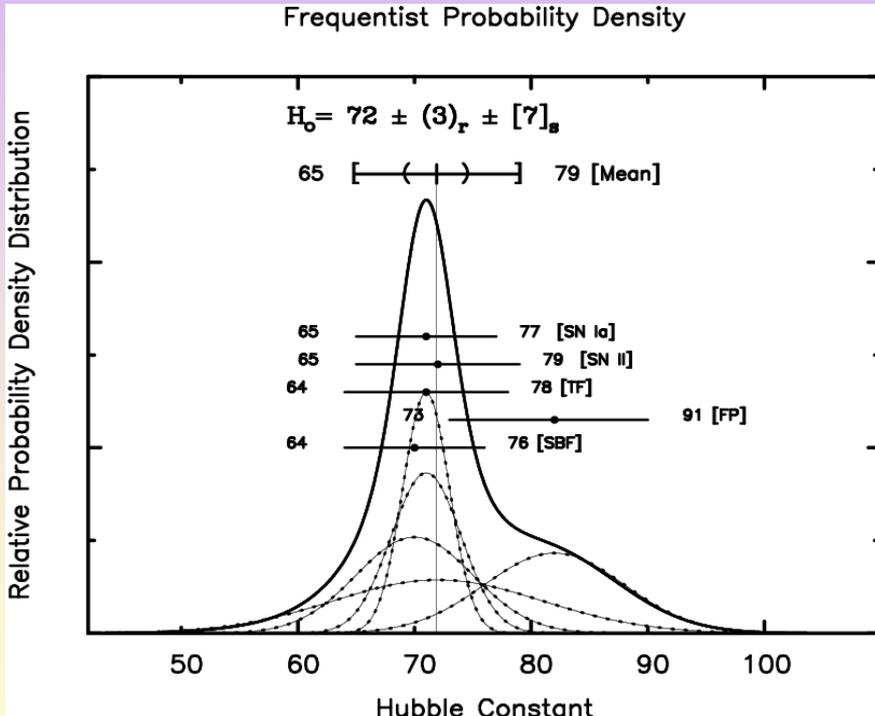
Détermination des paramètres cosmologiques

Constante de Hubble

Méthode	H_0
Méthodes traditionnelles (toutes confondues)	74 ± 10
Baade-Wiesselink	60 ± 10
Cepheid HST	72 ± 8
SnIa	64 ± 3
SZ	55 ± 17
Décalage temporel	64 ± 13
WMAP-5 (CMB)	72 ± 3
WMAP-5 (CMB) BAO + SNIa	70.1 ± 1.3

Détermination des paramètres cosmologiques

Constante de Hubble



Détermination des paramètres cosmologiques

4. Ω_m par mesure de masse et M/L

- Courbe de rotation des galaxies (galaxies spirales)
- Dynamique des galaxies et Théorème du viriel (galaxies elliptiques, groupes et amas de galaxies)
- Dynamique du gaz X (elliptiques très massives, groupes et amas de galaxies)
- Lentilles gravitationnelles (galaxies spirales, amas de galaxies)

Détermination des paramètres cosmologiques

Ω_m par mesure de masse et M/L

$$\rho_L = 2. \pm 1. \times 10^8 h L_\odot \text{Mpc}^{-3} .$$

$$\rho_{crit} = 1.88 h^2 \times 10^{-29} \text{g.cm}^{-3} = 2.75 h^2 \times 10^{11} M_\odot \text{Mpc}^{-3} .$$

$$\left(\frac{M}{L} \right)_{crit} = \frac{\rho_{crit}}{\rho_L} = 1375 h \pm 50\% .$$

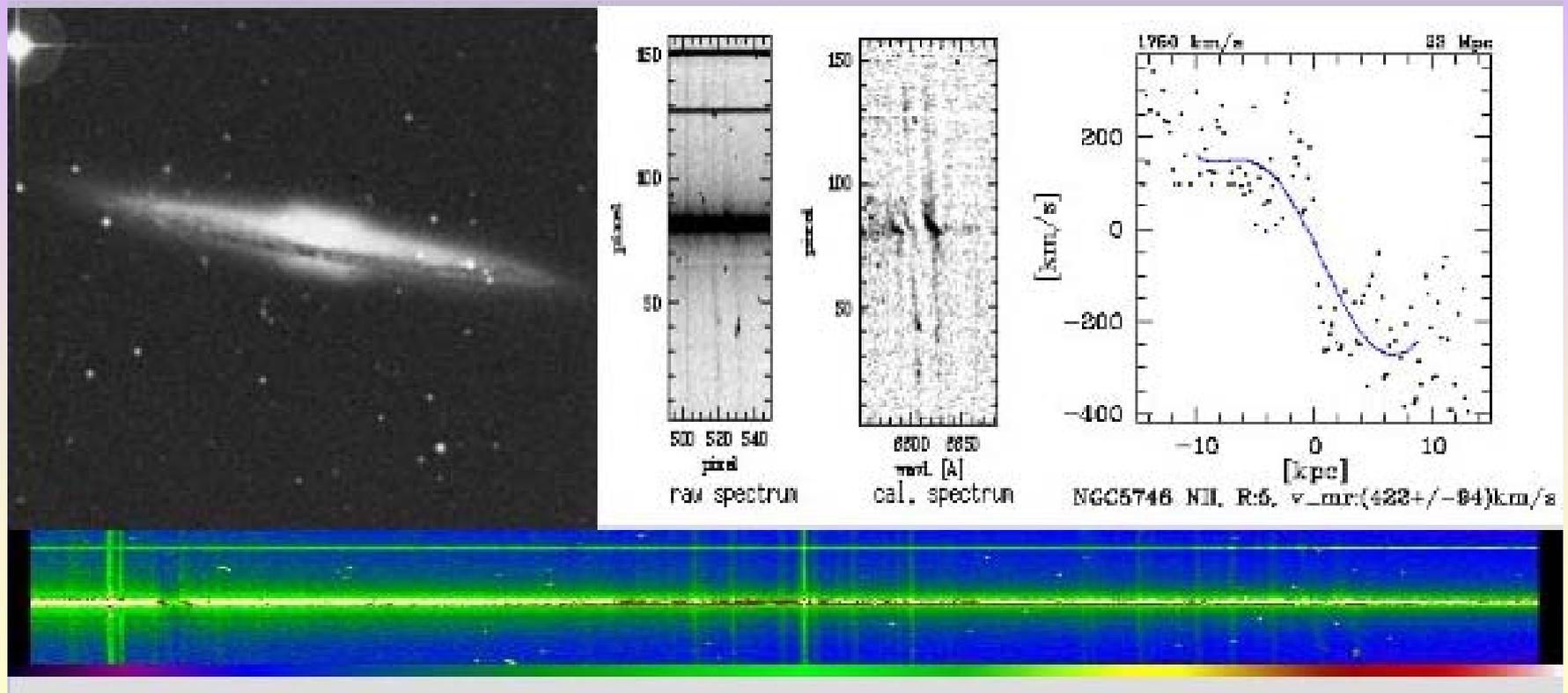
Du système i

$$\Omega_i = \frac{\langle M/L \rangle_i}{(M/L)_{crit}}$$

Détermination des paramètres cosmologiques

Courbes de rotation des galaxies spirales

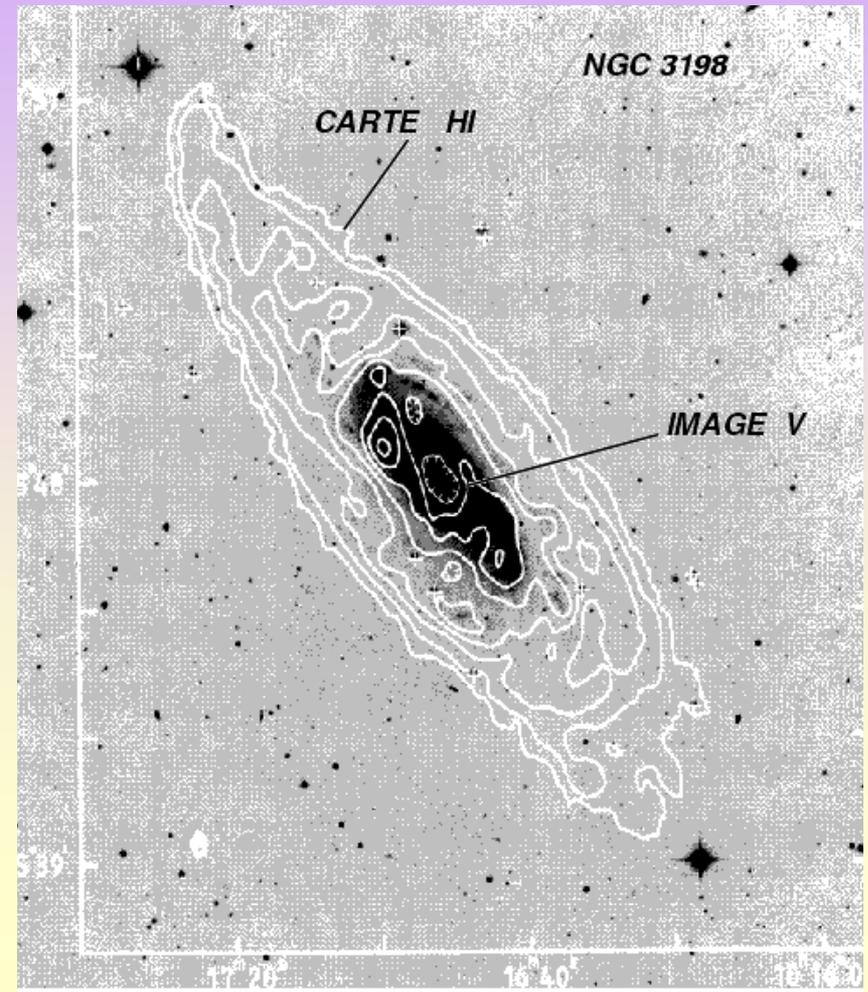
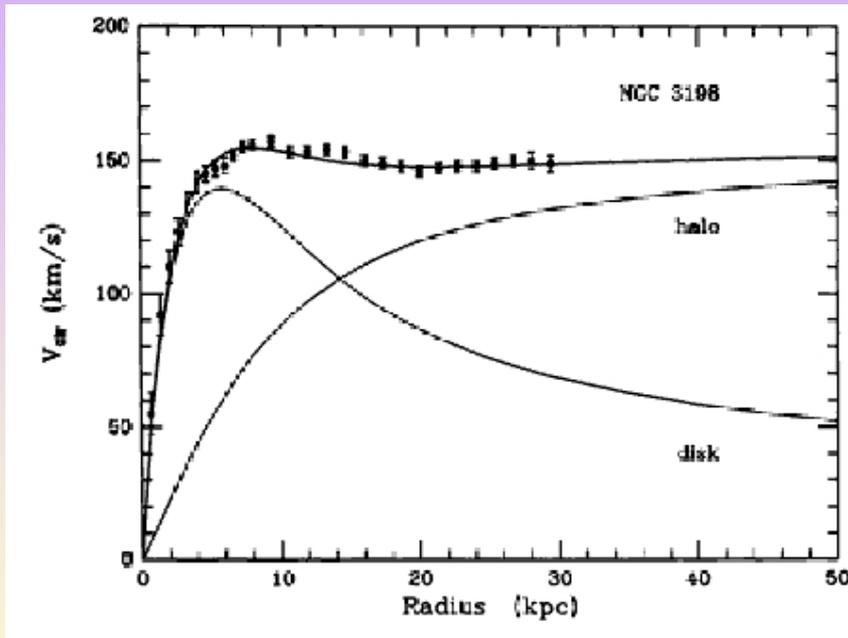
Courbes de rotation des galaxies spirales



Détermination des paramètres cosmologiques

Des courbes de rotation plates...

Des halos de ~ 200 kpc contenant 90% de la masse



Courbes de rotation des galaxies spirales

$$m v^2/R = m GM/R^2 ??$$

Détermination des paramètres cosmologiques

« Masse viriel »

Considérons un système auto-gravitant composé de N masses ponctuelles dont les positions, vitesses et masses sont représentées respectivement par les quantités \mathbf{r}_i , \mathbf{v}_i et m_i . Le moment d'inertie du système est alors:

$$I = \sum_{i=1}^N m_i \mathbf{r}_i^2. \quad (451)$$

Par conséquent:

$$\dot{I} = 2 \sum_{i=1}^N m_i \mathbf{r}_i \cdot \mathbf{v}_i, \quad (452)$$

et

$$\ddot{I} = 2 \sum_{i=1}^N m_i (\mathbf{v}_i^2 + \mathbf{r}_i \cdot \ddot{\mathbf{r}}_i). \quad (453)$$

Puisque le système est auto-gravitant, l'accélération d'une particule i est la somme des interactions gravitationnelles de chacune des particules:

$$\ddot{\mathbf{r}}_i = \sum_{j \neq i} G m_j \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^3}. \quad (454)$$

Détermination des paramètres cosmologiques

« Masse viriel »

Le terme en v_i^2 est associé à l'énergie cinétique totale K du système autogravitant, de sorte que:

$$\frac{1}{2}\ddot{I} = 2K + \sum_{i=1}^N \sum_{j \neq i} G m_i m_j \frac{\mathbf{r}_i \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^3}. \quad (455)$$

On peut exprimer le second terme plus simplement avec $\mathbf{r}_i = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j + \mathbf{r}_j$:

$$\sum_{j \neq i} \frac{\mathbf{r}_i \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^3} = \sum_{j \neq i} \frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^3} + \sum_{j \neq i} \frac{\mathbf{r}_j \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^3}, \quad (456)$$

d'où:

$$\sum_{j \neq i} \frac{\mathbf{r}_i \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^3} = - \sum_{j \neq i} \frac{1}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|} + \sum_{j \neq i} \frac{\mathbf{r}_j \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^3}, \quad (457)$$

On transfère le second terme de droite à gauche, puis on y intervertit les indices. Les deux termes de gauche sont alors identiques, d'où l'on déduit:

$$\frac{1}{2}\ddot{I} = 2K - \frac{G}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{j \neq i} \frac{m_i m_j}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|} = 2K + W. \quad (458)$$

Détermination des paramètres cosmologiques

« Masse viriel »

Cette quantité est quelquefois appelée le Viriel, $K + W$ représentant l'énergie totale du système autogravitant.

Dans l'hypothèse où le système est stationnaire, on peut admettre que sur plusieurs fois l'échelle de temps dynamique caractérisant le système, la moyenne temporelle de \ddot{I} est nulle. L'échelle de temps dynamique est le temps typique qu'il faut à une particule pour traverser l'ensemble du système auquel elle est associée. Ce n'est généralement pas une quantité observable puisqu'en pratique l'astronome n'observe un système qu'une seule fois et/ou pendant une courte période. L'utilisation du théorème du viriel pour les galaxies n'est donc pas rigoureuse, mais on admet néanmoins que pour les systèmes observés on a:

$$2K + W \approx 0. \quad (459)$$

En d'autres termes, il est implicitement admis que les systèmes sont à l'équilibre et dans un état stationnaire. Ceci n'est vrai que lorsque l'échelle de temps dynamique du système est beaucoup plus courte que son âge au moment de l'observation.

En résumé on a donc:

- Système lié: $E_{totale} \leq 0 \Leftrightarrow K + W \leq 0$.
- Système Stationnaire: $2K + W = 0$.

Détermination des paramètres cosmologiques

Des observations à la « masse viriel »

$$2E_c + E_g = 0, \quad \longrightarrow \quad \sigma^2 = \frac{GM_{dyn}}{R}$$

$$\frac{1}{3} \sum_i m_i v_i^2 = \frac{1}{3} M \frac{\sum_i v_i^2}{N} = \frac{1}{3} M \sigma^2$$

+

$$\sum_{\text{paires}} \frac{m_i m_j}{r_{ij}} = \frac{M}{N} \frac{M}{N} \sum_{\text{paires}} \frac{1}{R_{ij}} \left\langle \frac{1}{\sin \phi_{ij}} \right\rangle^{-1} = M^2 \left[\frac{1}{N^2} \sum_{\text{paires}} \frac{1}{R_{ij}} \right] \cdot \frac{2}{\pi} = \frac{2}{\pi} M^2 \left\langle \frac{1}{R_{ij}} \right\rangle.$$

Observé

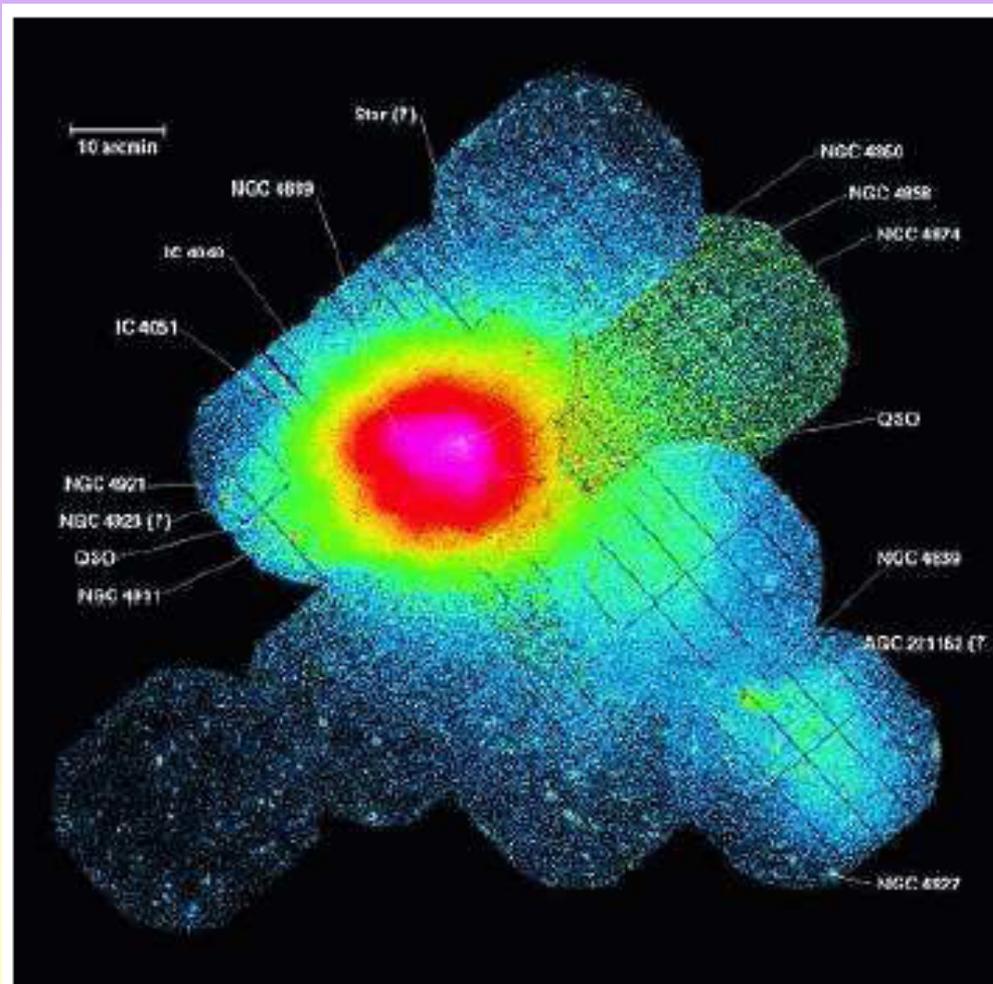
Observé

$$M_{dyn} = \frac{3\sigma^2}{G} \frac{\pi}{2} \left\langle \frac{1}{R_{ij}} \right\rangle^{-1}$$

Détermination des paramètres cosmologiques

cosmologiques

Masse « X » dans les amas de galaxies



Amas de galaxies
Coma , $z=0.023$

XMM-Newton

Détermination des paramètres cosmologiques

Masse « X »

Système sphérique + Equilibre hydrostatique:

$$\frac{dP_X}{dr} = -\frac{GM_t\rho_X}{r^2}$$

Gaz parfait:.....

$$P_X = \frac{\rho_X k_B T_X}{\mu m_H}$$

- Equilibre hydrostatique pour le gaz chaud X :

$$M_t(r) = -\frac{k_B T_X(r) r^2}{G \mu m_H} \left[\frac{d(\ln \rho_X)}{dr} + \frac{d(\ln T_X)}{dr} \right]$$

Détermination des paramètres cosmologiques

Masse « X »

Système sphérique + Equilibre hydrostatique:

$$\frac{dP_X}{dr} = -\frac{GM_t\rho_X}{r^2}$$

Gaz parfait:.....

$$P_X = \frac{\rho_X k_B T_X}{\mu m_H}$$

- Equilibre hydrostatique pour le gaz chaud X :

$$M_t(r) = -\frac{k_B T_X(r) r^2}{G \mu m_H} \left[\frac{d(\ln \rho_X)}{dr} + \frac{d(\ln T_X)}{dr} \right]$$

- Equilibre hydrostatique pour la matière noire:

$$M_t(r) = -\frac{k_B T_{DM}(r) r^2}{G \mu_{DM} m_{DM}} \left[\frac{d(\ln \rho_{DM})}{dr} + \frac{d(\ln T_{DM})}{dr} \right]$$

Détermination des paramètres cosmologiques

Masse « X »

- Gaz matière noire=sphère isotherme et dispersion de vitesse isotrope

$$\sigma_{DM}^2 = \frac{k_B T_{DM}}{\mu_{DM} m_{DM}}$$

- Gaz X : sphère isotherme

$$M_t(r) = - \frac{k_B T_X(r) r^2}{G \mu m_H} \left[\frac{d(\ln \rho_X)}{dr} \right] = - \frac{\sigma_{DM}^2 r^2}{G} \left[\frac{d(\ln \rho_{DM})}{dr} \right]$$

?

$$\frac{d \ln \rho_X}{dr} = \frac{\mu m_H \sigma_{DM}^2}{k_B T_X} \frac{d \ln \rho_{DM}}{dr}$$

Détermination des paramètres cosmologiques

Masse « X »

$$\rho(r) = \rho_0 \left(1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right)^{-3/2}$$

$$\rho_t(r) = \rho_{ot} \left(1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right)^{-3/2}$$

$$\rho_X(r) = \rho_{0X} \left(1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right)^{-3\beta/2},$$

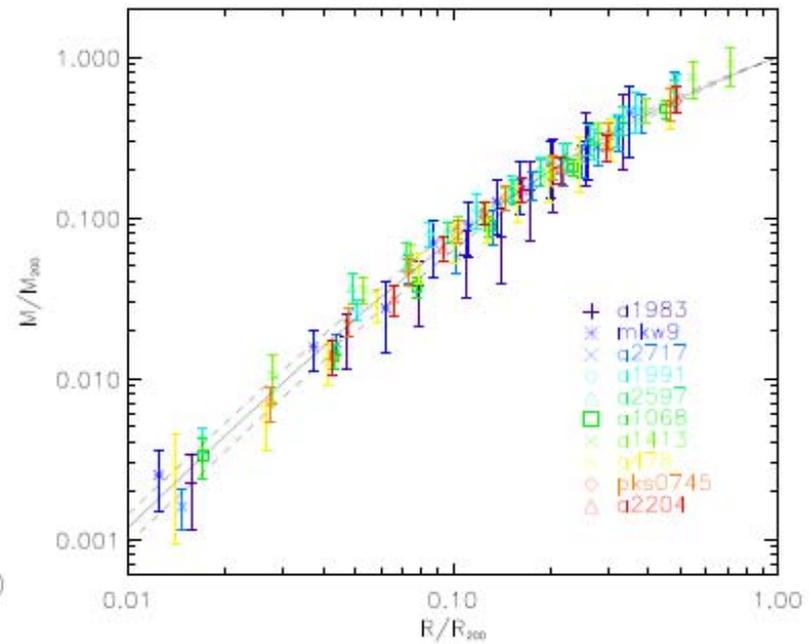
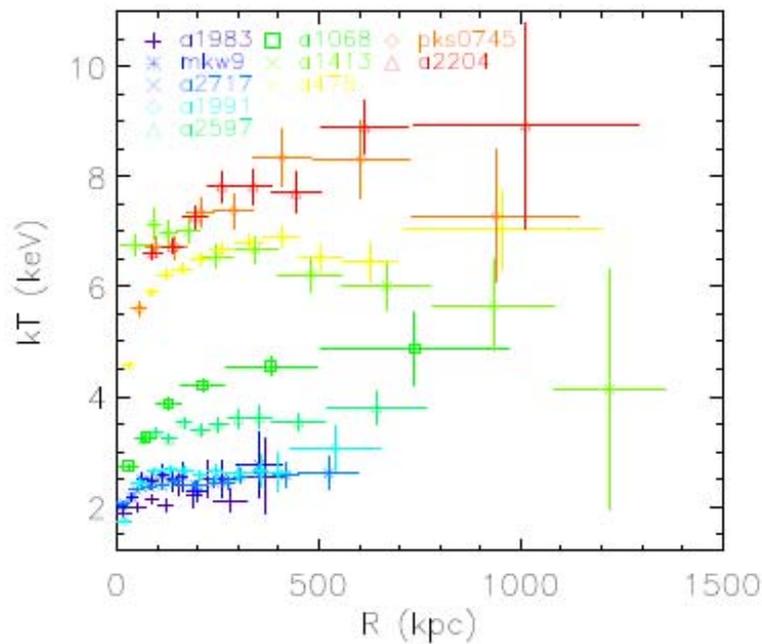
$$\beta = \frac{\mu m_H \sigma_{DM}^2}{k_B T_X}$$

β est déterminé en ajustant le profil avec les données X

$$M_t(r) = 1.13 \times 10^{15} \beta \left(\frac{T_X}{10 \text{keV}} \right) \times \left(\frac{r}{\text{Mpc}} \right) \frac{\left(\frac{r}{r_c} \right)^2}{\left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]} h^{-1} M_\odot$$

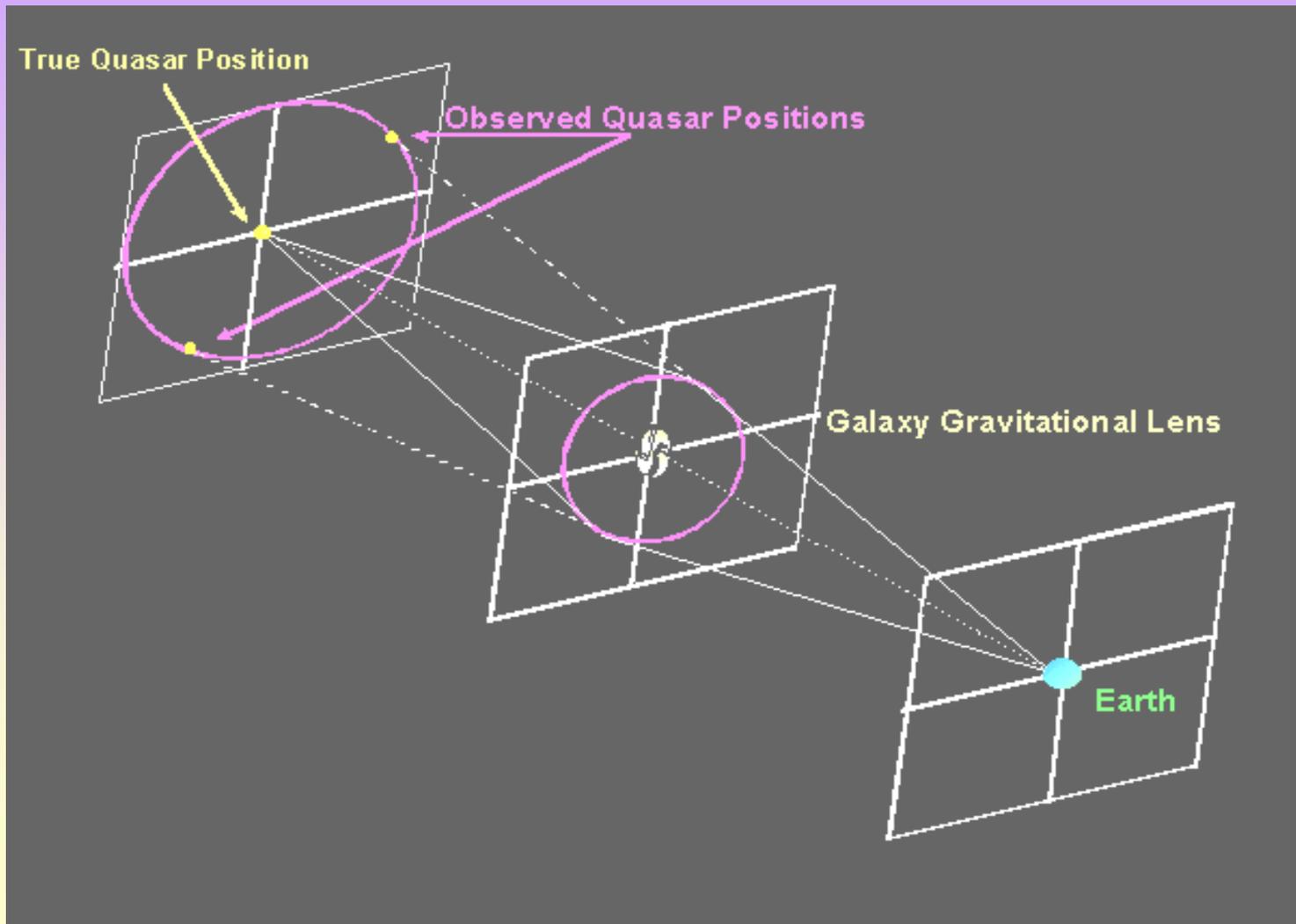
Détermination des paramètres cosmologiques

Masse « X »



Détermination des paramètres cosmologiques

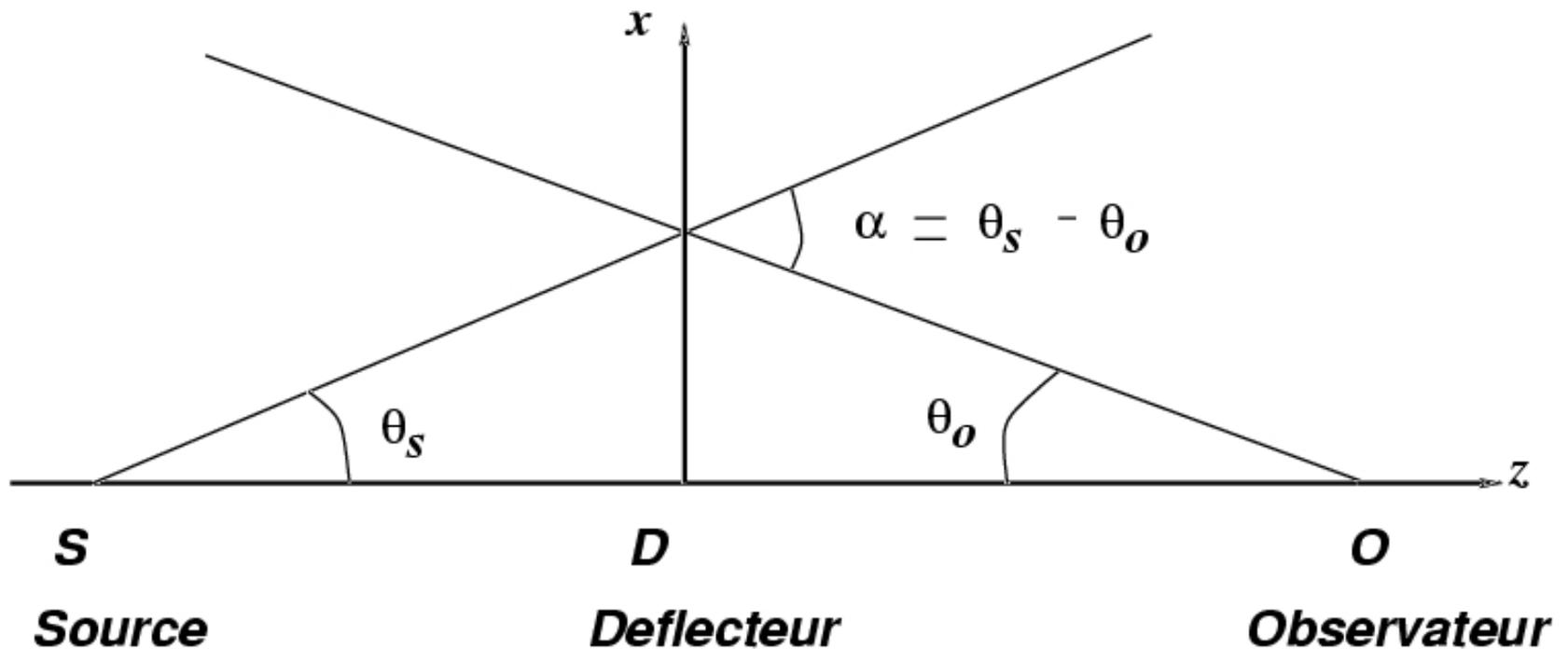
Masse « lensing »



Lentilles gravitationnelles

- Lentilles minces
- Petits angles de déflexion
- Champs faibles
- Champs stationnaires
- Lentilles transparentes

Angle de déflexion



$$\left. \frac{dx}{dl} \right|_S = \theta_s$$

$$\left. \frac{dx}{dl} \right|_O = -\theta_o$$

Angle de déflexion

Champs faibles: $ds^2 = c^2 \left(1 + \frac{2\Phi}{c^2}\right) dt^2 - \left(1 - \frac{2\Phi}{c^2}\right) dl^2 .$

Pour un photon $ds^2=0$:

$$dt = \frac{1}{c} \left(\frac{1 - \frac{2\Phi}{c^2}}{1 + \frac{2\Phi}{c^2}} \right)^{1/2} dl \approx \frac{1}{c} \left(1 - \frac{2\Phi}{c^2} \right) dl .$$

$$\Rightarrow ct = \int \left(1 - \frac{2\Phi}{c^2} \right) dl$$

$$ct = \int \left(1 - \frac{2\Phi}{c^2} \right) \left[\left(\frac{dx}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dz} \right)^2 + 1 \right]^{1/2} dz . \quad \text{avec } dl^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$$

Formellement identique à la propagation d'un faisceau dans un milieu d'indice n :

$$n = \left(1 - \frac{2\Phi}{c^2} \right) .$$

Angle de déflexion

On peut faire varier t uniquement suivant $x(z)$:

$$c\delta t = \int \frac{\partial n}{\partial x} \delta x \left[\left(\frac{dx}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dz} \right)^2 + 1 \right]^{1/2} dz + \int n \left[\left(\frac{dx}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dz} \right)^2 + 1 \right]^{-1/2} \frac{dx}{dz} \frac{d\delta x}{dz} dz$$

Intégration du second terme par parties :

$$\int n \left[\left(\frac{dx}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dz} \right)^2 + 1 \right]^{-1/2} \frac{dx}{dz} \frac{d\delta x}{dz} dz = \left[\delta x n \left[\left(\frac{dx}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dz} \right)^2 + 1 \right]^{-1/2} \right]_S^O - \int dz \delta x \frac{d}{dz} \left\{ n \frac{dx}{dz} \left[\left(\frac{dx}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dz} \right)^2 + 1 \right]^{-1/2} \right\}$$

Comme $\delta x = 0$ en S et O (points source et observateur), le premier terme est nul et donc:

$$c\delta t = \int dz \delta x \left\{ \frac{\partial n}{\partial x} \left[\left(\frac{dx}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dz} \right)^2 + 1 \right]^{1/2} - \frac{d}{dz} \left[n \frac{dx}{dz} \left[\left(\frac{dx}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dz} \right)^2 + 1 \right]^{-1/2} \right] \right\}$$

Principe de Fermat : $\delta t = 0 \quad \forall x$:

$$\frac{\partial n}{\partial x} \left[\left(\frac{dx}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dz} \right)^2 + 1 \right]^{1/2} = \frac{d}{dz} \left[n \frac{dx}{dz} \left[\left(\frac{dx}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dz} \right)^2 + 1 \right]^{-1/2} \right].$$

Soit, en intégrant:

$$\int dz \frac{\partial n}{\partial x} \left[\left(\frac{dx}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dz} \right)^2 + 1 \right]^{1/2} = \int d \left[n \frac{dx}{dz} \left[\left(\frac{dx}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dz} \right)^2 + 1 \right]^{-1/2} \right].$$

$$\Rightarrow \int_S^O \frac{\partial n}{\partial x} dl = \int_S^O d \left[n \frac{dx}{dl} \right].$$

Comme en S et en O, le champ du défecteur est nul, $n(S)=n(O)=1$

$$\Rightarrow \int_S^O \frac{\partial n}{\partial x} dl = \left(\frac{dx}{dl} \right)_S - \left(\frac{dx}{dl} \right)_O = \theta_S - \theta_O = \alpha$$

Généralisation pour une configuration (x,y)

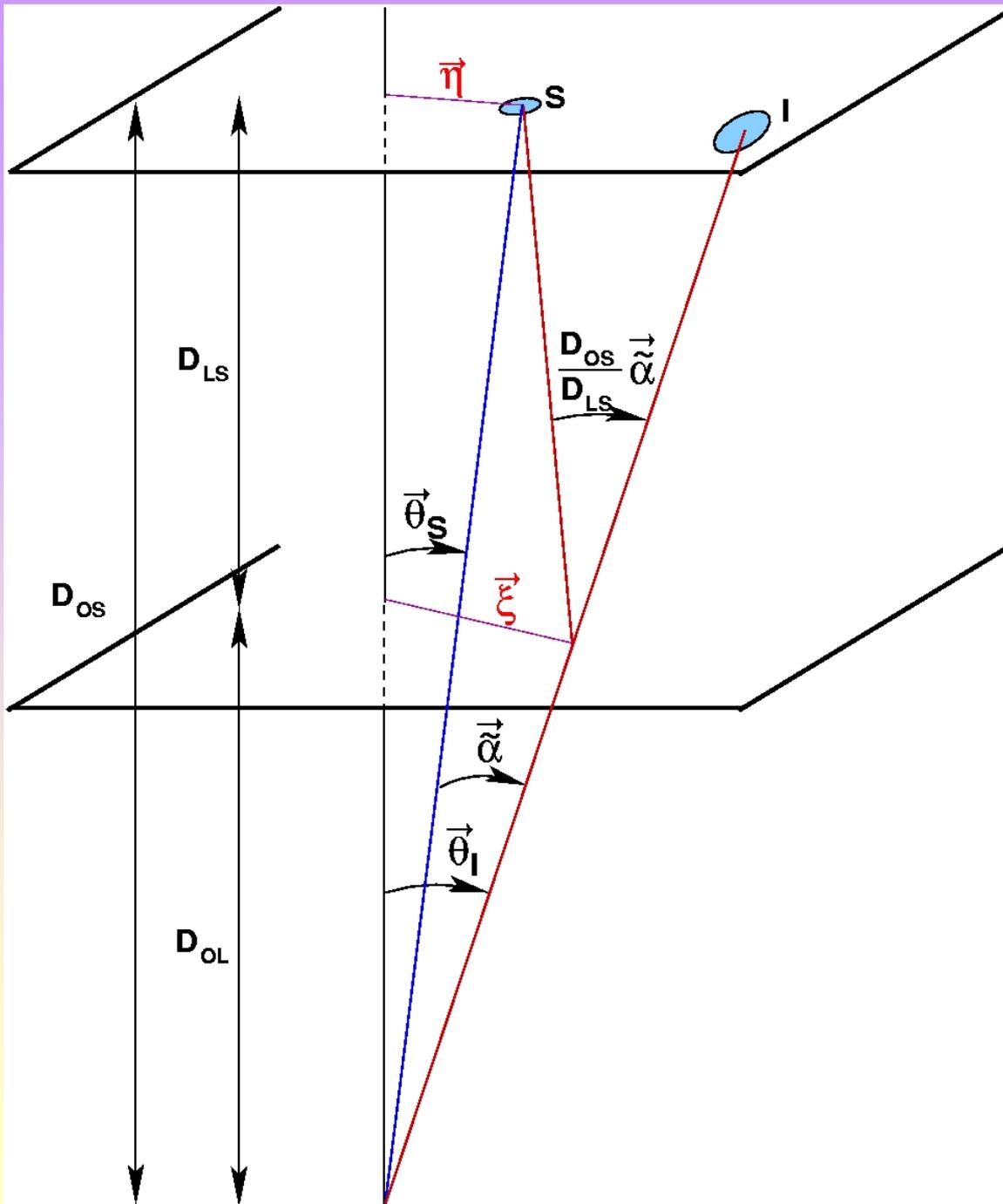
$$\alpha = \int_S^O \nabla_{\perp} n \, dl.$$

Compte tenu de la relation en n et Φ :

$$\alpha = -\frac{2}{c^2} \int_S^O \nabla_{\perp} \Phi \, dl.$$

Angle
de
déflexion

Configuration



On a

$$\theta_S = \theta_I + \alpha \quad (139)$$

avec

$$\alpha = \frac{2}{c^2} \int \nabla_{\perp} \cdot dl = \frac{2}{c^2} \int_0^{\chi_S} \frac{[f(\chi_S - \chi_L)]}{f(\chi_S)} \cdot \nabla_{\perp} \Phi(\chi) d\chi \quad (140)$$

Hyp: la lentille est mince : la déflexion de la lumière se produit dans une région suffisamment petite par rapport à la distance source-observateur.

Dans ce cas, on peut intégrer selon la ligne de visée la densité de matière en intégrant dans tout le domaine $[-\infty; +\infty]$. On a donc:

$$\alpha = \frac{2G}{c^2} \frac{[f(\chi_S - \chi_L)]}{f(\chi_S)} \int_{-\infty}^{+\infty} dz \nabla_{\perp} \int \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3\mathbf{r}' \quad (141)$$

Posons

$$\mathbf{r}' = \boldsymbol{\xi}' + z'\mathbf{e} \quad (142)$$

On a donc

$$\nabla_{\perp} \left(\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) = -\frac{(\boldsymbol{\xi} - \boldsymbol{\xi}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \quad (143)$$

et donc

$$\alpha = \frac{[f(\chi_S - \chi_L)]}{f(\chi_S)} \int_{-\infty}^{+\infty} dz \int \rho(\boldsymbol{\xi}', z') \cdot (\boldsymbol{\xi} - \boldsymbol{\xi}') \cdot \left[\frac{1}{|\boldsymbol{\xi} - \boldsymbol{\xi}'|^2 + (z - z')^2 |^{3/2}} \right] d^2\xi' dz' \quad (144)$$

Or

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{1}{|\boldsymbol{\xi} - \boldsymbol{\xi}'|^2 + (z - z')^2 |^{3/2}} \right] dz = \frac{2}{|\boldsymbol{\xi} - \boldsymbol{\xi}'|^2} \quad (145)$$

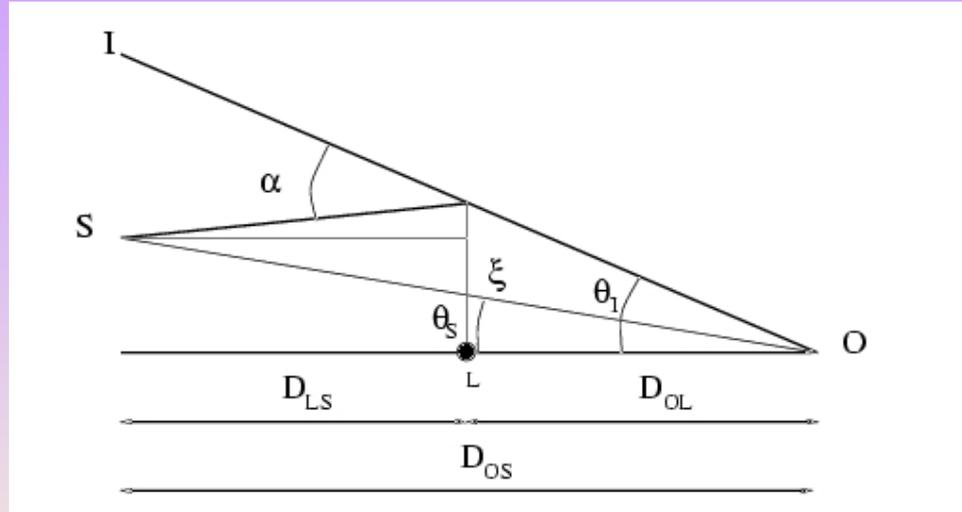
donc

$$\alpha = \frac{[f(\chi_S - \chi_L)]}{f(\chi_S)} \int \left[\frac{(\boldsymbol{\xi} - \boldsymbol{\xi}')}{|\boldsymbol{\xi} - \boldsymbol{\xi}'|^2} \right] \int \rho(\boldsymbol{\xi}', z') dz' \implies \alpha = \frac{[f(\chi_S - \chi_L)]}{f(\chi_S)} \int \left[\frac{(\boldsymbol{\xi} - \boldsymbol{\xi}')}{|\boldsymbol{\xi} - \boldsymbol{\xi}'|^2} \right] \Sigma(\boldsymbol{\xi}') d^2\xi' \quad (146)$$

Relation α - Σ

Détermination des paramètres cosmologiques

Masse « lensing »



Equation des lentilles:

$$\theta_s D_{os} + \alpha D_{ls} = \theta_l D_{os} ,$$

Angle de déflexion:

$$\alpha = -\frac{2}{c^2} \int_S^O \nabla_{\perp} \Phi dl .$$

Masse ponctuelle

$$\alpha = (4G/c^2)(M/D_{ol}\theta)$$

Détermination des paramètres cosmologiques

Masse « lensing »

$$\theta_S = \theta_I + \frac{D_{LS}}{D_{OL}D_{OS}} \frac{4GM}{c^2 \theta_I} .$$

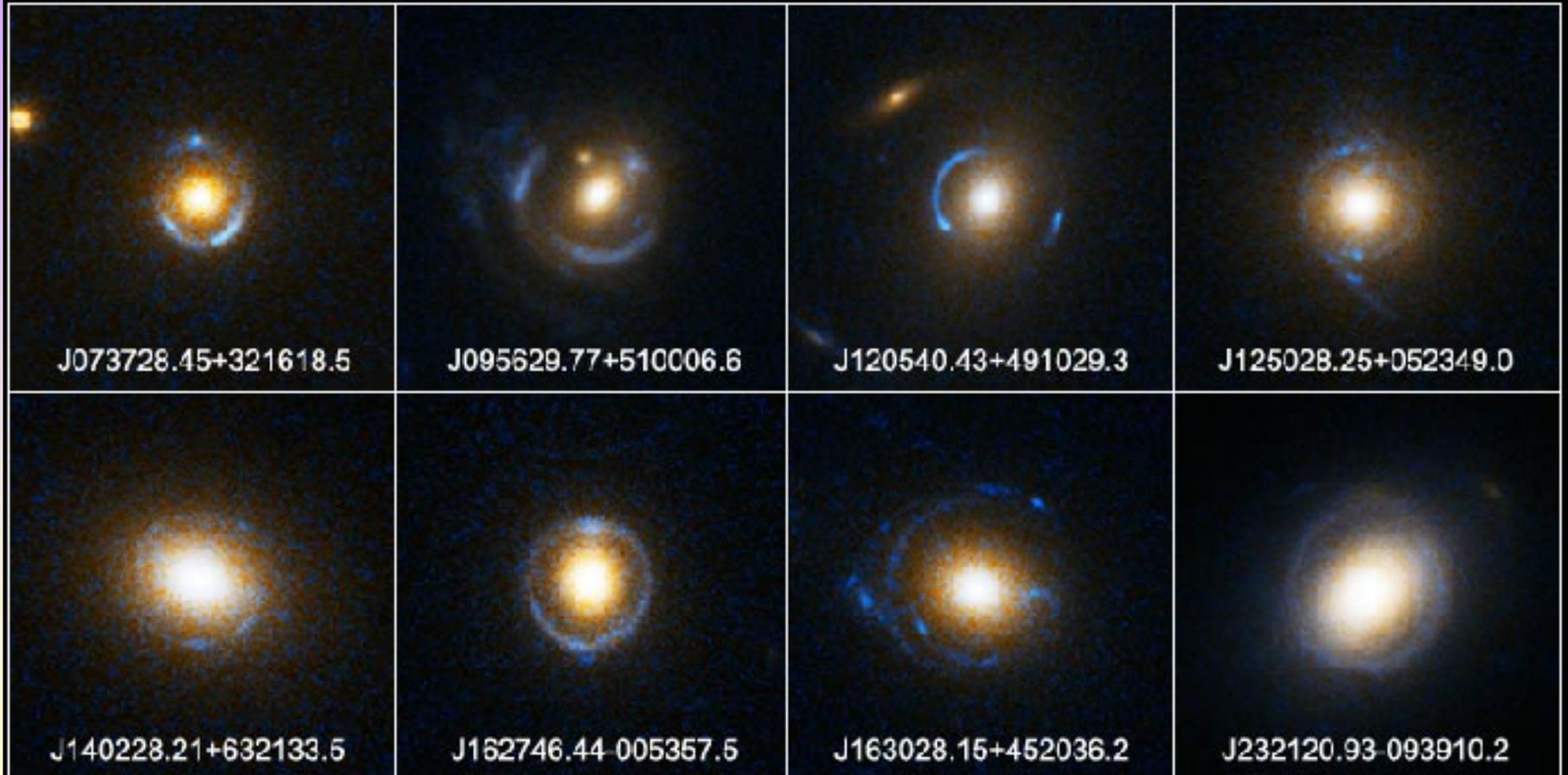
Alignement parfait: $\theta_S = 0$

$$\theta_E = \left[\frac{4GM}{c^2} \frac{D_{LS}}{D_{OL}D_{OS}} \right]^{1/2} .$$

Anneaux d'Einstein

Einstein Ring Gravitational Lenses

Hubble Space Telescope ■ ACS



NASA, ESA, A. Bolton (Harvard-Smithsonian CfA), and the SLACS Team

STScI-PRC05-32

Détermination des paramètres cosmologiques

Masse « lensing »

$$\theta_S = \theta_I + \frac{D_{LS}}{D_{OL}D_{OS}} \frac{4GM}{c^2 \theta_I} .$$

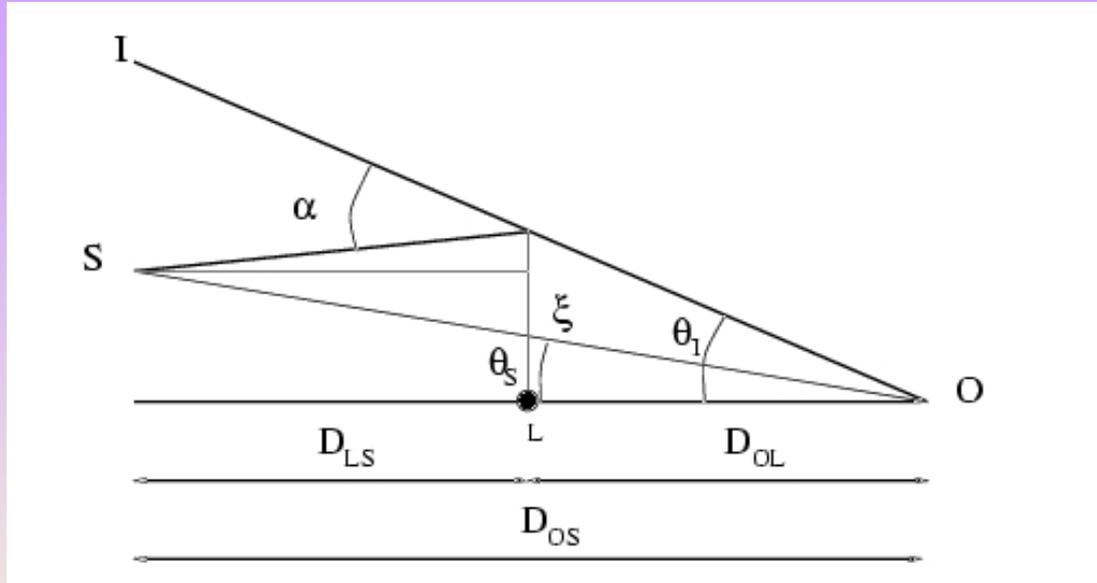
Alignement parfait: $\theta_S = 0$

$$\theta_E = \left[\frac{4GM}{c^2} \frac{D_{LS}}{D_{OL}D_{OS}} \right]^{1/2} .$$

θ_E

- Etoile à 1 kpc: 0.001''
- Galaxie à 1 Gpc: 1''
- Amas de galaxies à $z=0.3$: 30 ''

Multiplicité et déformation des images



Equation des lentilles

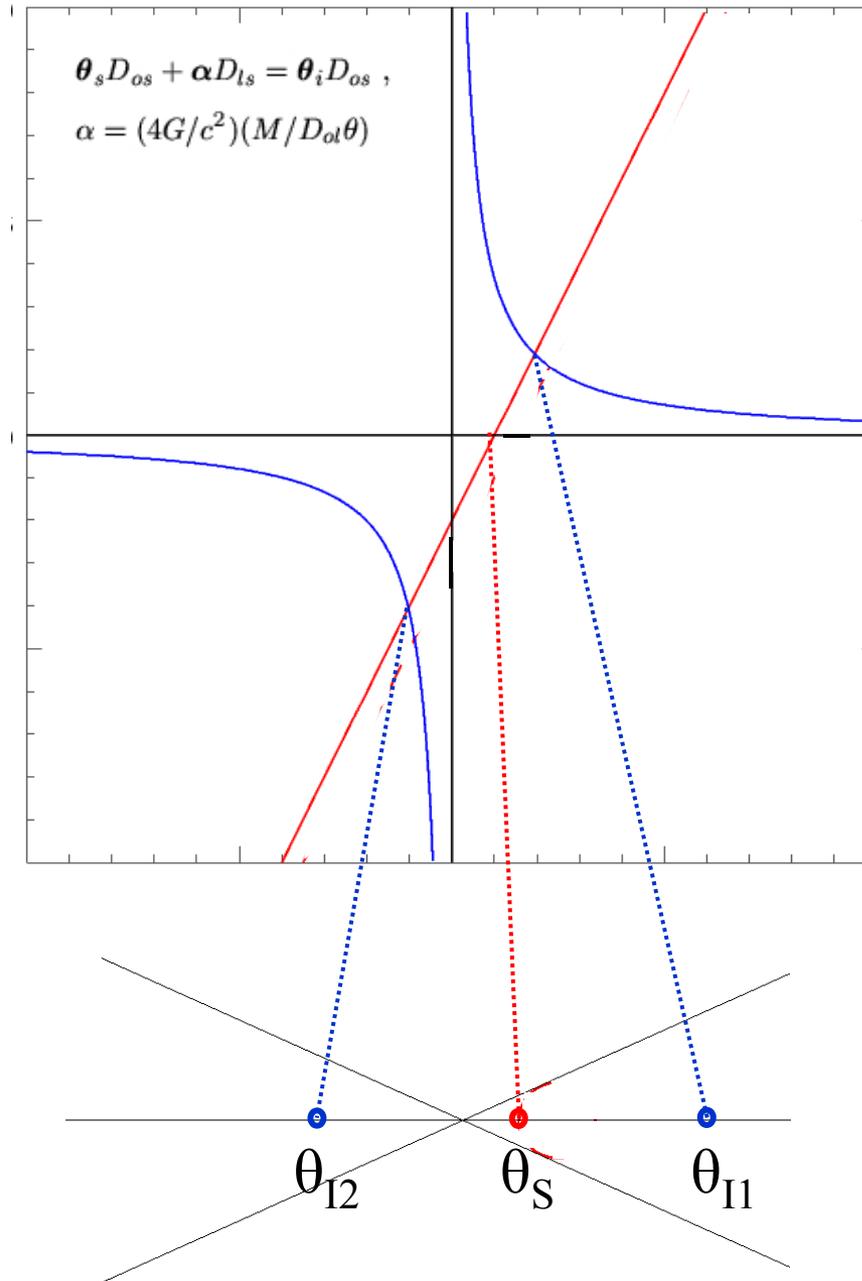
$$\theta_s D_{os} + \alpha D_{ls} = \theta_i D_{os} ,$$

Angle de déflexion

$$\alpha = (4G/c^2)(M/D_{ol}\theta)$$

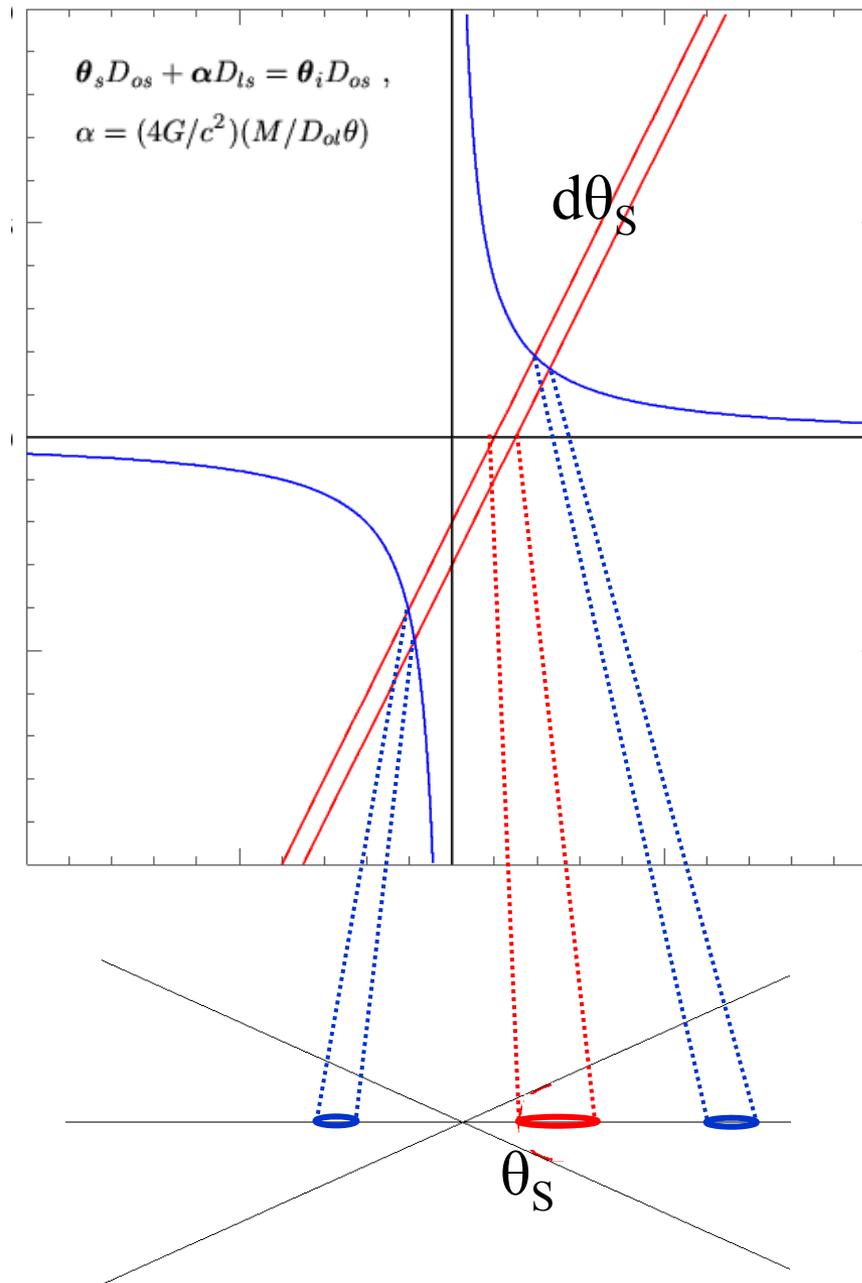
Lentille:
masse
ponctuelle

Source: point



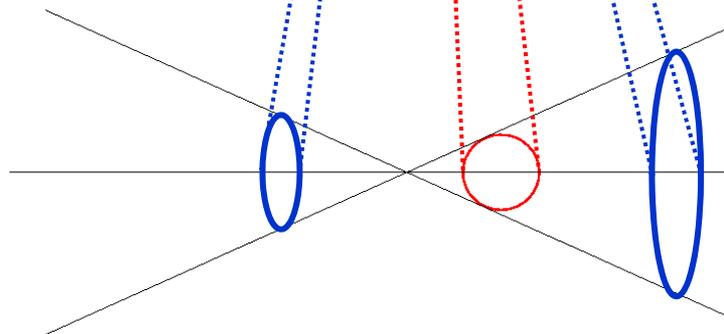
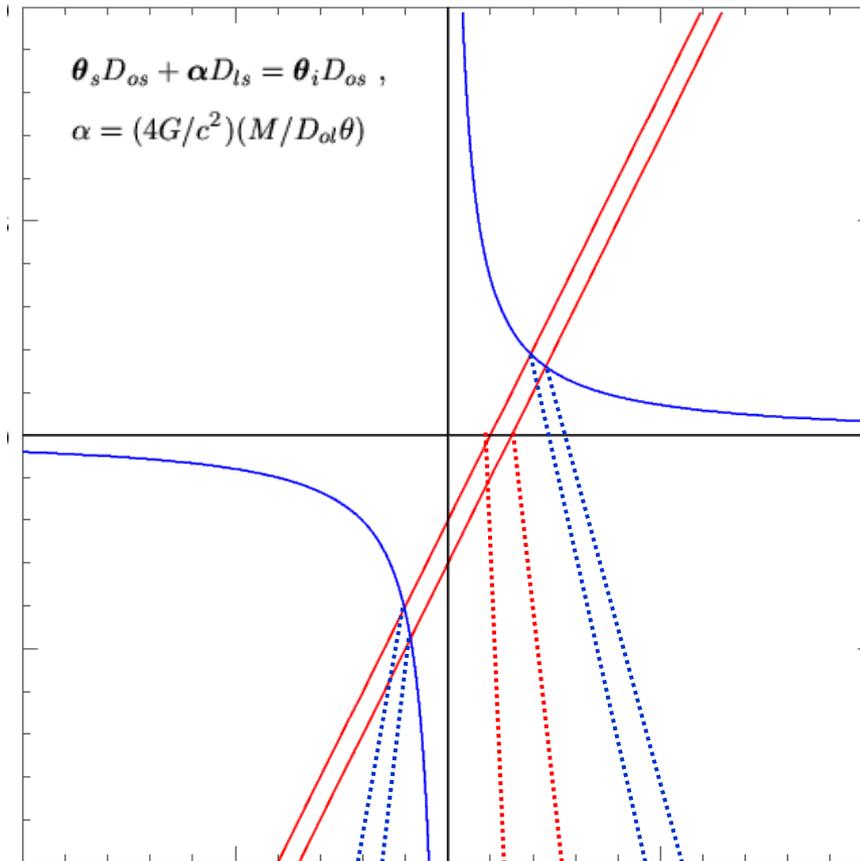
Lentille:
masse
ponctuelle

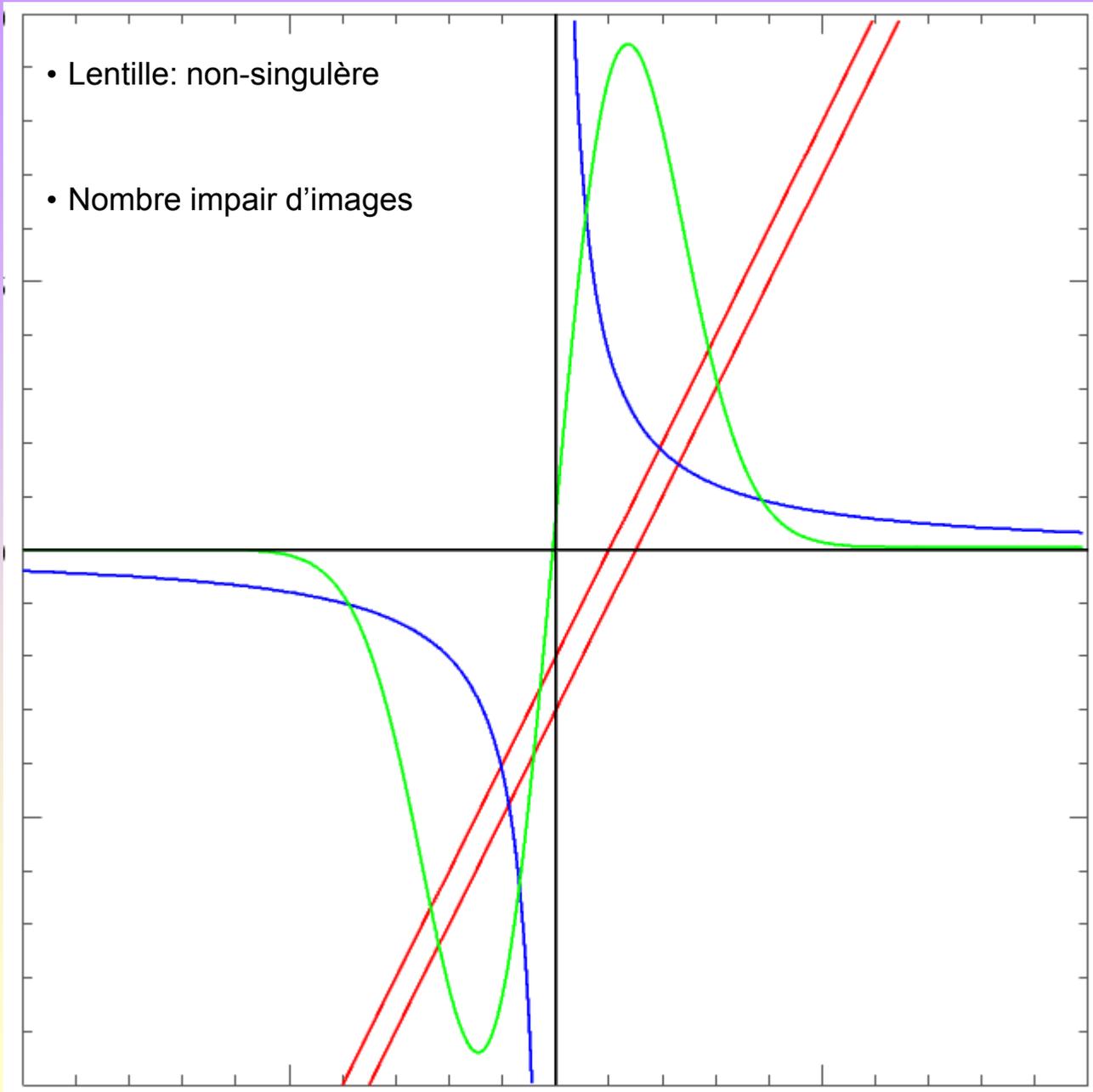
Source: trait
(étendue en
1D)



Lentille:
masse
ponctuelle

Source:
ellipse
(étendue en
2D)





Amplification

- Conservation de la brillance de surface (Etherington 1933)

⇒ Changement de flux uniquement dû au changement d'aire de la source

- On définit l'amplification

$$\mu = S_v / S_0 = I_v \cdot \Delta\Omega / I_0 \cdot \Delta\Omega_0 = \Delta\Omega / \Delta\Omega_0$$

- Soit A , le Jacobien défini à partir de l'équation des lentilles:

$$A_{ij}(\mathbf{x}) = \partial y_i / \partial x_j = \delta_{ij} - \Psi'_{x_i y_j}$$

On a alors

$$\mu = |\mu(\mathbf{x})| = 1 / |\text{Det}[A(\mathbf{x})]|$$

- Divergence possible aux *points critiques*

Matrice amplification, convergence, et cisaillement gravitationnel

$$A(\vec{\theta}) = \frac{\partial \vec{\beta}}{\partial \theta} = \left(\delta_{ij} - \frac{\partial^2 \psi(\vec{\theta})}{\partial \theta_i \partial \theta_j} \right) = M^{-1}$$

- Convergence, Shear

$$\begin{cases} \kappa = \frac{1}{2}(\psi_{,11} + \psi_{,22}) \\ \gamma_1(\vec{\theta}) = \frac{1}{2}(\psi_{,11} - \psi_{,22}) = \gamma(\vec{\theta}) \cos[2\varphi(\vec{\theta})] \\ \gamma_2(\vec{\theta}) = \psi_{,12} = \gamma(\vec{\theta}) \sin[2\varphi(\vec{\theta})] \end{cases}$$

- Magnification, Convergence, Shear

$$A = \mathcal{M}^{-1} = \begin{pmatrix} 1 - \kappa - \gamma_1 & -\gamma_2 \\ -\gamma_2 & 1 - \kappa + \gamma_1 \end{pmatrix}$$

$$\mathcal{M}^{-1} = (1 - \kappa) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - \gamma \begin{pmatrix} \cos(2\varphi) & \sin(2\varphi) \\ \sin(2\varphi) & -\cos(2\varphi) \end{pmatrix}$$

where $\gamma = \gamma_1 + i\gamma_2 = |\gamma|e^{2i\varphi}$

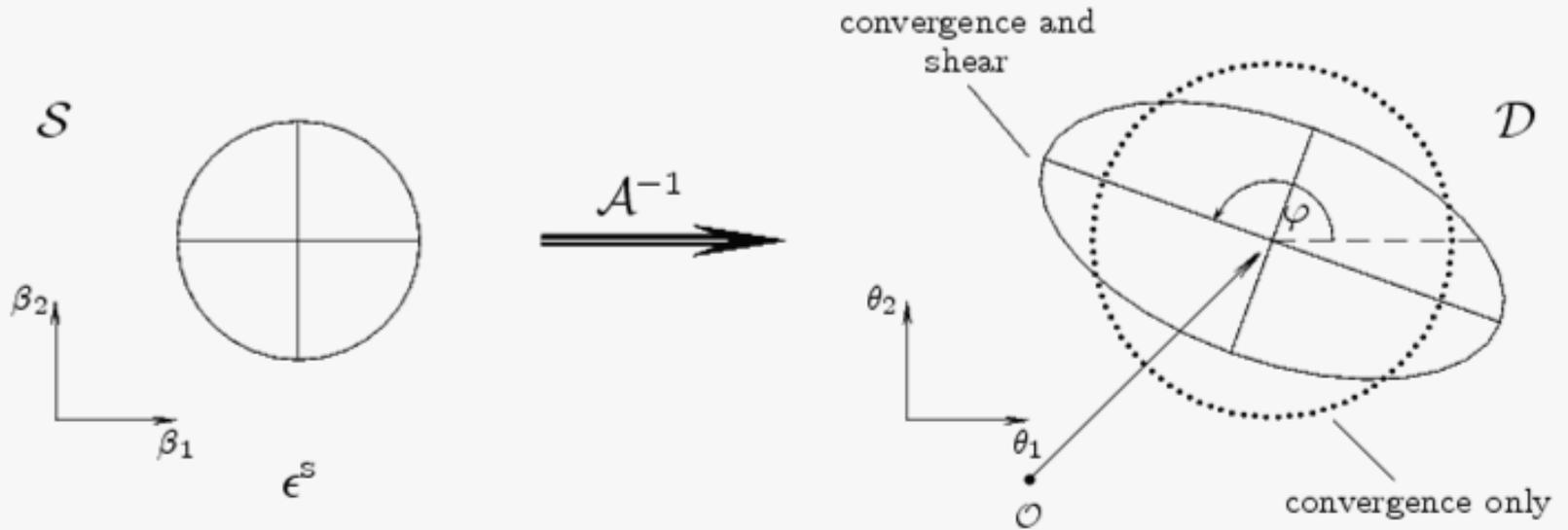
- Amplification amplitude

$$\mu = (\det A)^{-1} = \frac{1}{\left[(1 - \kappa)^2 - |\gamma|^2 \right]}$$

- Valeurs propres de la matrice d'amplification

$$1 - \kappa + \gamma, \quad 1 - \kappa - \gamma$$

Déformation des images



Détermination des paramètres cosmologiques

Masse « lensing »

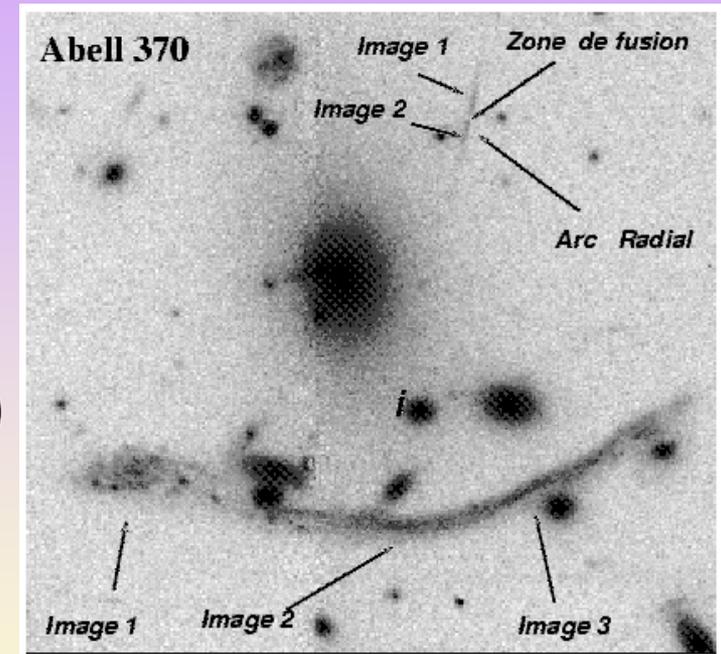
$$\begin{pmatrix} 1 - \kappa - \gamma_1 & -\gamma_2 \\ -\gamma_2 & 1 - \kappa + \gamma_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \partial_{xx}\varphi & -\partial_{xy}\varphi \\ -\partial_{xy}\varphi & 1 - \partial_{yy}\varphi \end{pmatrix}$$

$$\theta_S = \theta_I - 4\pi \frac{\sigma^2 D_{LS}}{c^2 D_{OS}} \frac{\theta_I}{|\theta_I|}$$

$$\varphi = 4\pi \frac{\sigma^2 D_{LS}}{c^2 D_{OS}} r$$

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 - 4\pi \frac{\sigma^2 D_{LS}}{c^2 D_{OS}} \frac{1}{|\theta_I|} \end{pmatrix}$$

Cas de l'amas de galaxies Abell 370



$$\theta_{SIS} = 4\pi \frac{\sigma^2 D_{LS}}{c^2 D_{OS}} \approx 16'' \left(\frac{\sigma}{1000 \text{ km} \cdot \text{sec}^{-1}} \right)^2$$

$$M(\theta) = 0.57 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot} \left(\frac{\theta}{30''} \right) \left(\frac{\sigma}{1000 \text{ km} \cdot \text{sec}^{-1}} \right)^2$$

Arcs et distribution de la matière noire

$$\begin{pmatrix} 1 - \kappa - \gamma_1 & -\gamma_2 \\ -\gamma_2 & 1 - \kappa + \gamma_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \partial_{xx}\varphi & -\partial_{xy}\varphi \\ -\partial_{xy}\varphi & 1 - \partial_{yy}\varphi \end{pmatrix} \rightarrow \mu = \frac{1}{|\det A|} = \frac{1}{|(1 - \kappa^2) - \gamma^2|}$$

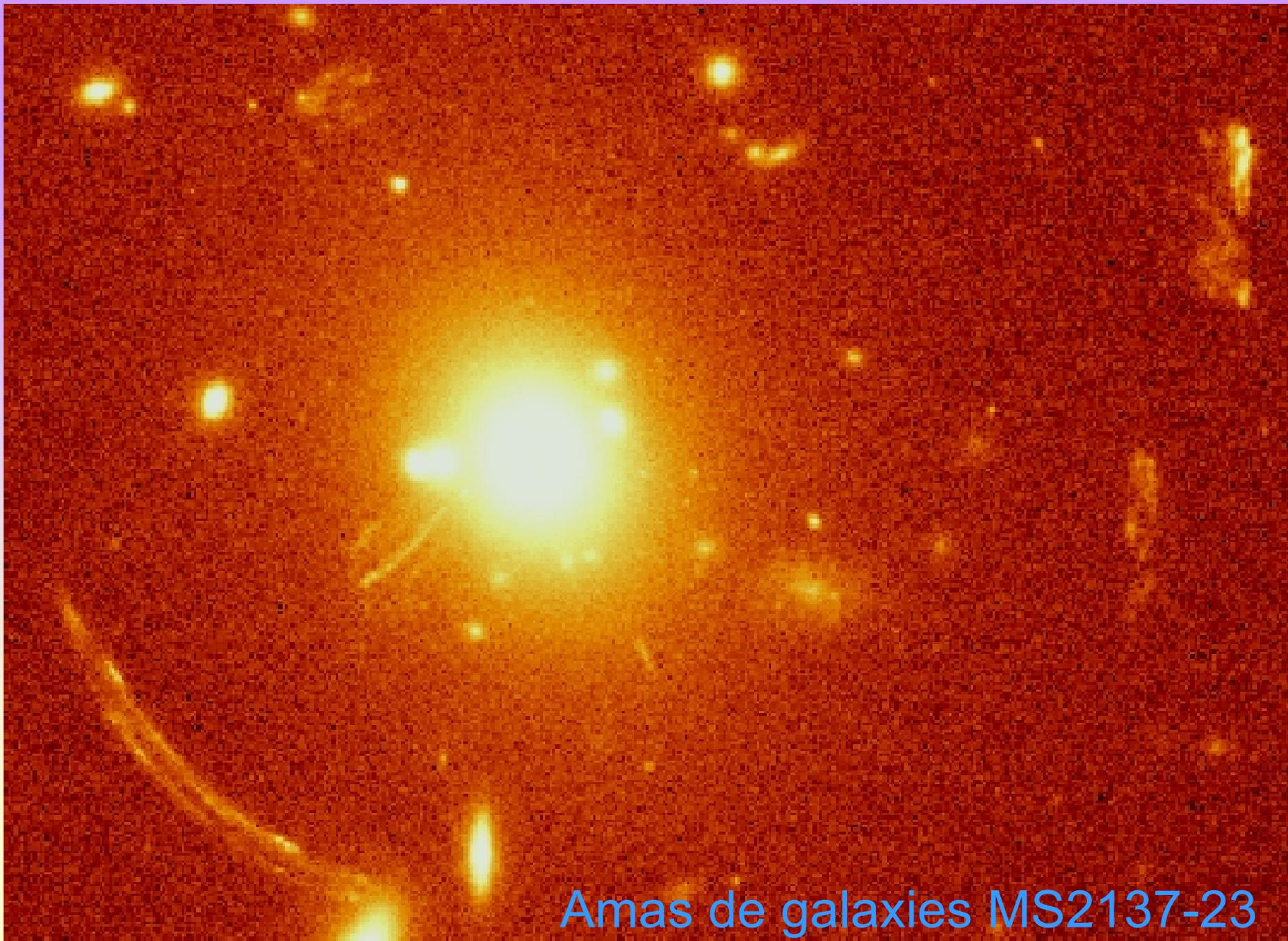
$$2\kappa = \Delta\varphi = \Sigma / \Sigma_{crit}$$

$$\Sigma_{crit} = \frac{c^2}{4\pi G} \frac{D_{OS}}{D_{LS}D_{OL}} \approx 0.1 \left(\frac{H_0}{50 \text{ km/sec/Mpc}} \right) \frac{d_{os}}{d_{ts}d_{ot}} \text{ g.cm}^{-2}$$

et exprime la force de la lentille à produire des effets gravitationnels. Par exemple pour un amas de galaxies au redshift $z_L = 0.3$ et des sources amplifiées au redshift $z_S = 1$, $d_{os}/(d_{ts}d_{ot}) \approx 3$. Si l'amas est une sphère isotherme de rayon de cœur R_c et avec $M(R_c) = 2 \times 10^{14} M_\odot$, alors

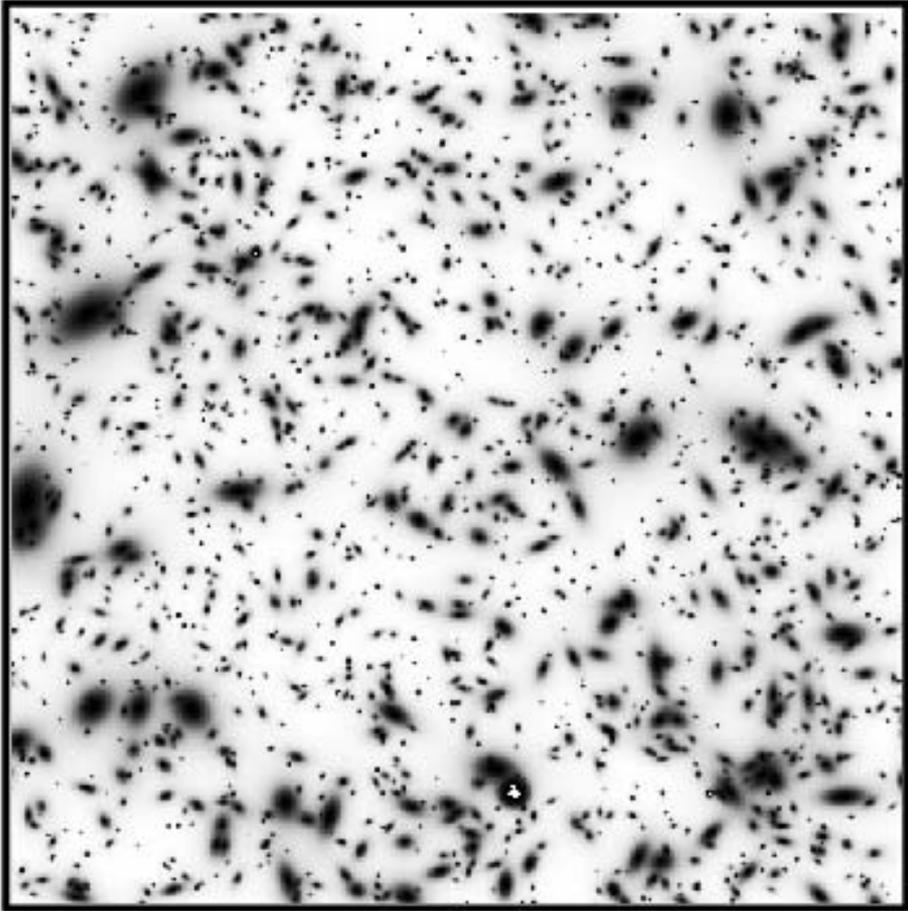
- pour $R_c = 250 \text{ kpc}$, $\Sigma_{crit} = 0.05 \text{ g.cm}^{-2}$,
- pour $R_c = 50 \text{ kpc}$, $\Sigma_{crit} = 1. \text{ g.cm}^{-2}$.

La matière noire doit être plus concentrée que la distribution des galaxies



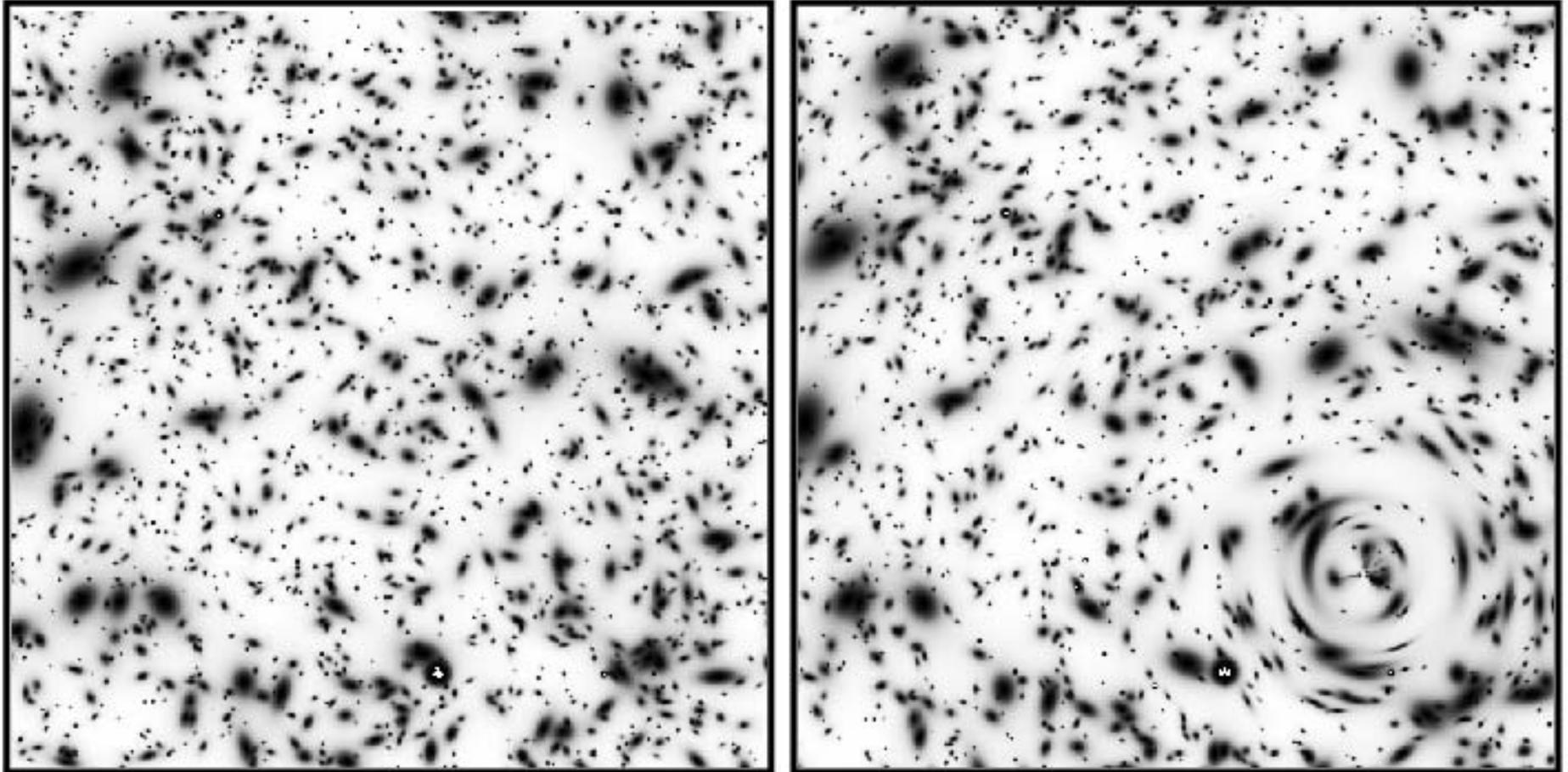
Amas de galaxies MS2137-23

Généralisation : distorsion gravitationnelle faible

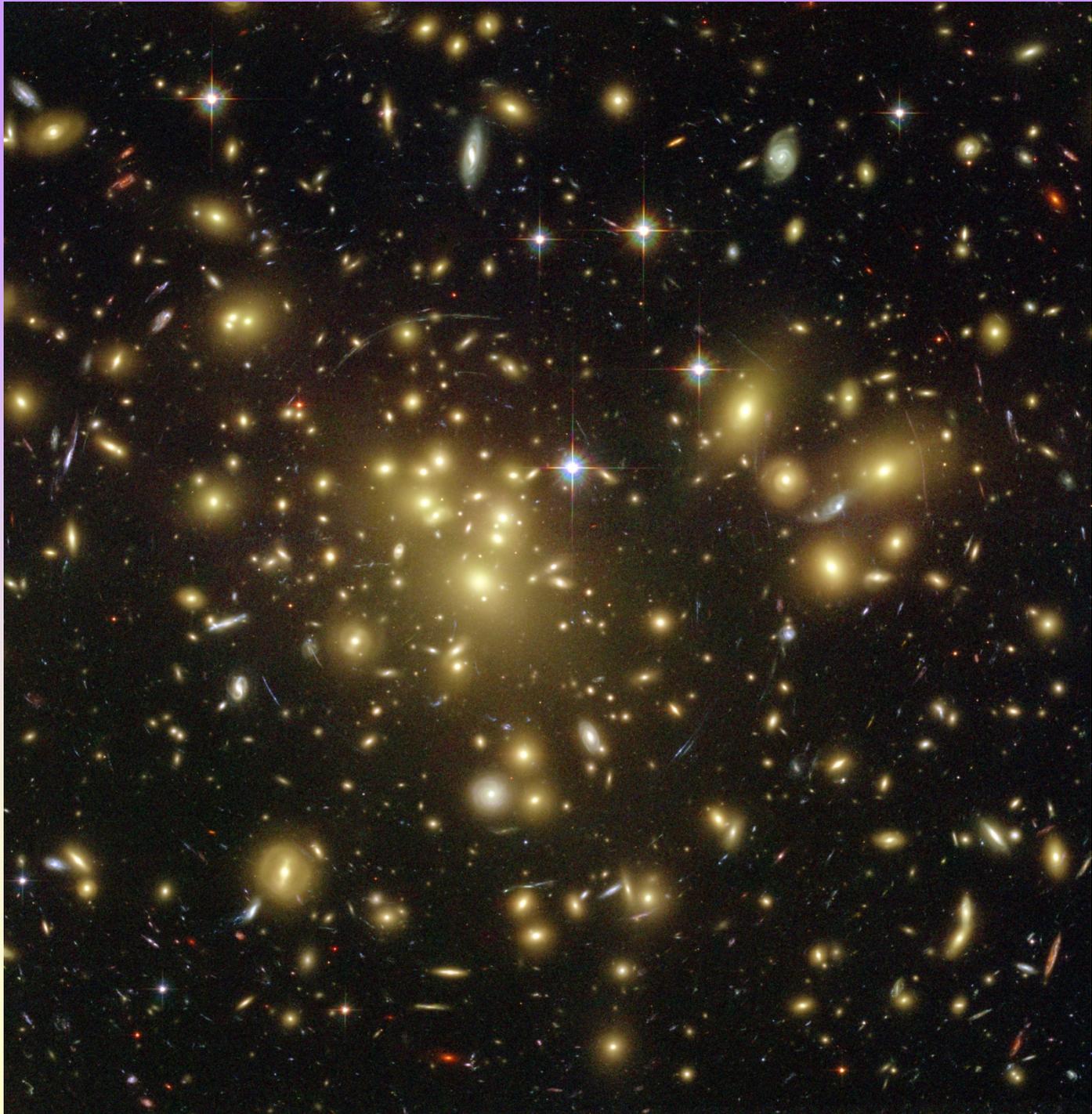


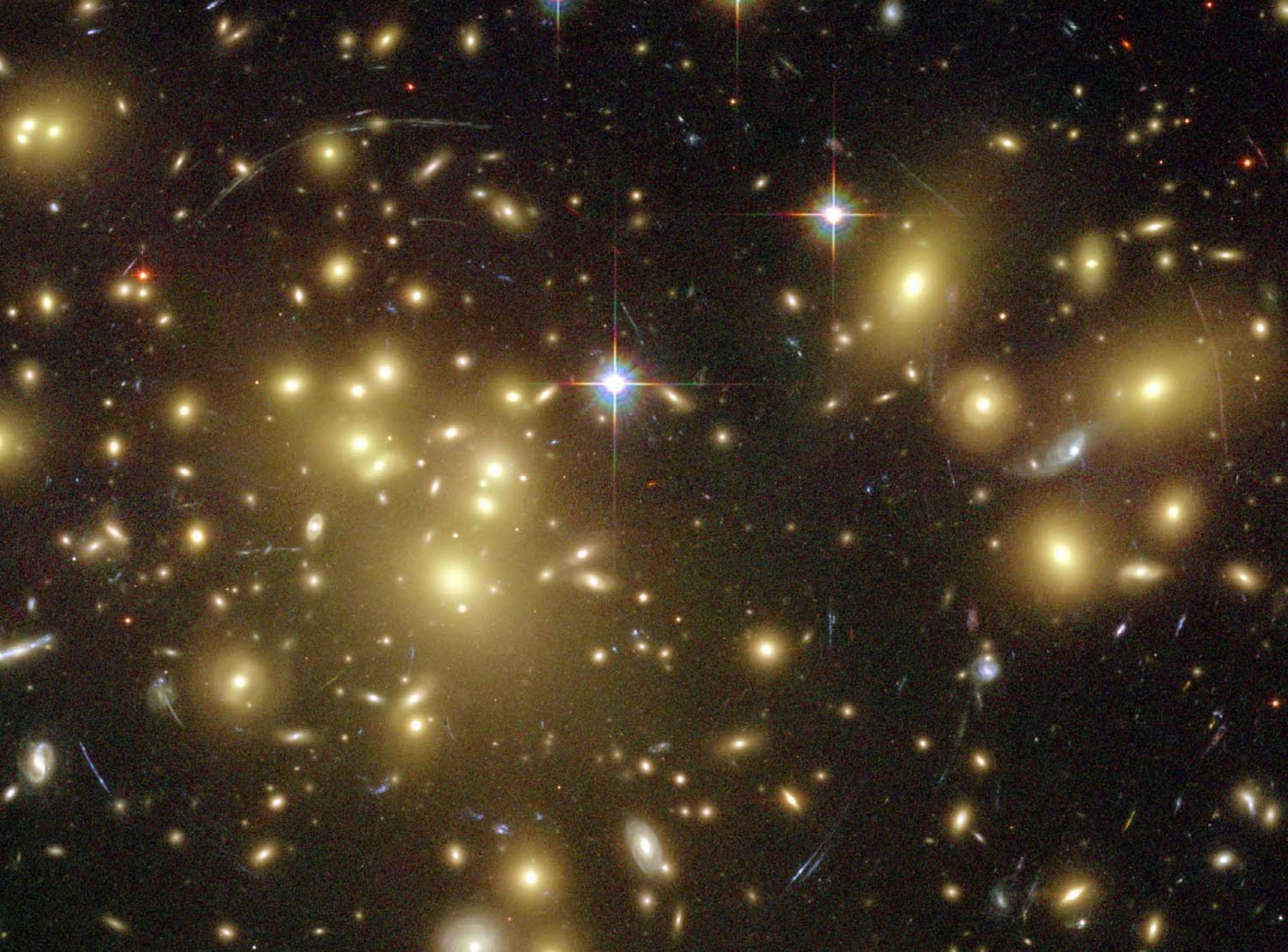
Simulation d'une image profonde avec
le HST

Généralisation : distorsion gravitationnelle faible



Le même champ mais avec une lentille gravitationnelle
modélisée par une sphère isotherme: 800 km/sec, $z=0.3$





Matrice amplification, convergence, et cisaillement gravitationnel

$$A(\vec{\theta}) = \frac{\partial \vec{\beta}}{\partial \theta} = \left(\delta_{ij} - \frac{\partial^2 \psi(\vec{\theta})}{\partial \theta_i \partial \theta_j} \right) = M^{-1}$$

- Convergence, Shear

$$\begin{cases} \kappa = \frac{1}{2}(\psi_{,11} + \psi_{,22}) \\ \gamma_1(\vec{\theta}) = \frac{1}{2}(\psi_{,11} - \psi_{,22}) = \gamma(\vec{\theta}) \cos[2\varphi(\vec{\theta})] \\ \gamma_2(\vec{\theta}) = \psi_{,12} = \gamma(\vec{\theta}) \sin[2\varphi(\vec{\theta})] \end{cases}$$

On a vu que

$$\alpha(\boldsymbol{\theta}) = \frac{1}{\pi} \int \kappa(\boldsymbol{\theta}') \frac{\boldsymbol{\theta} - \boldsymbol{\theta}'}{|\boldsymbol{\theta} - \boldsymbol{\theta}'|^2} d\theta^2$$

soit de façon équivalente

$$\psi(\boldsymbol{\theta}) = \frac{1}{\pi} \int \kappa(\boldsymbol{\theta}') \ln|\boldsymbol{\theta} - \boldsymbol{\theta}'| d\theta^2$$

où la matrice d'amplification est

$$A(\boldsymbol{\theta}) = \frac{\partial \boldsymbol{\beta}}{\partial \boldsymbol{\theta}} = \left(\delta_{ij} - \frac{\partial^2 \psi(\boldsymbol{\theta})}{\partial \theta_i \partial \theta_j} \right)$$

qui s'écrit avec les deux composantes du cisaillement et la convergence:

$$\begin{pmatrix} 1 - \kappa - \gamma_1 & -\gamma_2 \\ -\gamma_2 & 1 - \kappa + \gamma_1 \end{pmatrix}$$

Posons alors

$$\begin{cases} \gamma &= \gamma_1 + i\gamma_2 = |\gamma| e^{2i\psi} \\ \gamma_1 &= \frac{1}{2} (\psi_{,11} + \psi_{,22}) \\ \gamma_2 &= \psi_{,12} \end{cases}$$

on a donc:

$$\gamma = \left(\frac{\partial_1^2 - \partial_2^2}{2} + i\partial_1\partial_2 \right) \psi(\boldsymbol{\theta})$$

ce qui nous permet d'exprimer γ en fonction de κ sous la forme :

$$\gamma(\boldsymbol{\theta}) = \frac{1}{\pi} \int \kappa(\boldsymbol{\theta}') F(\boldsymbol{\theta} - \boldsymbol{\theta}') d\theta^2$$

avec

$$F(\boldsymbol{\theta}) = \frac{\theta_1^2 - \theta_2^2 + 2i\theta_1\theta_2}{|\boldsymbol{\theta}|^4} = F_1(\boldsymbol{\theta}) + iF_2(\boldsymbol{\theta})$$

Dans l'espace de Fourier nous avons:

$$\kappa(\boldsymbol{\theta}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int \hat{\kappa}(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}\cdot\boldsymbol{\theta}} d^2k$$

et donc, l'équation (184) s'apparentant à une convolution:

$$\hat{\gamma}(\mathbf{k}) = \frac{1}{\pi} \hat{\kappa}(\mathbf{k}) \hat{F}(\hat{k})$$

avec

$$\hat{F}(\mathbf{k}) = \pi \frac{k_1^2 - k_2^2 + 2ik_1k_2}{|\mathbf{k}|^2}$$

Reconstruction du champ de matière à partir du champ de cisaillement

Reconstruction du champ de matière à partir du champ de cisaillement

avec

$$\hat{F}(\mathbf{k}) = \pi \frac{k_1^2 - k_2^2 + 2ik_1k_2}{|\mathbf{k}|^2}$$

Par conséquent

$$\hat{F}(\hat{k}) \hat{F}^*(\hat{k}) = \pi^2$$

d'où

$$\hat{F}^{-1}(\hat{k}) = \frac{1}{\pi^2} \hat{F}^*(\hat{k})$$

ce qui permet d'exprimer $\hat{\kappa}$:

$$\hat{\kappa}(\hat{k}) = \frac{1}{\pi} \hat{\gamma}(\mathbf{k}) \hat{F}^*(\hat{k})$$

qui, en s'inversant donne la construction du champ de κ :

$$\kappa(\boldsymbol{\theta}) = \frac{1}{\pi} \int \hat{F}^*(\boldsymbol{\theta} - \boldsymbol{\theta}') \gamma(\boldsymbol{\theta}') d\theta^2 + \kappa_0$$

Où la partie réelle est le champ de matière.

$$\langle \mathbf{e} \rangle = (a^2 - b^2) / (a^2 + b^2)$$

Application pratique:

$$\Sigma(\boldsymbol{\theta}) - \Sigma_0 = \Sigma_{critic} \frac{1}{\pi} a^2 \sum_{i,j} \Re \left(\hat{F}^*(\boldsymbol{\theta} - \boldsymbol{\theta}_{i,j}) \bar{\epsilon}(\boldsymbol{\theta}_{i,j}) \right)$$

où a est la distance de séparation entre les points de la grille.

*** Dégénérescence intrinsèque

En résumé

$$\hat{\alpha} = \frac{2}{c^2} \int \nabla_{\perp} \Phi \, dl$$



- $\kappa(\theta) = 1/2 [\Psi_{11} + \Psi_{22}] = \Sigma(\theta) / \Sigma_c$
- $\gamma_1(\theta) = 1/2 [\Psi_{11} - \Psi_{22}] = \gamma(\theta) \cos[2\Phi(\theta)]$
- $\gamma_2(\theta) = \Psi_{12} = \gamma(\theta) \sin[2\Phi(\theta)]$



$$\delta = \frac{2\gamma (1 - \kappa)}{(1 - \kappa)^2 + |\gamma|^2} = \frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2}$$

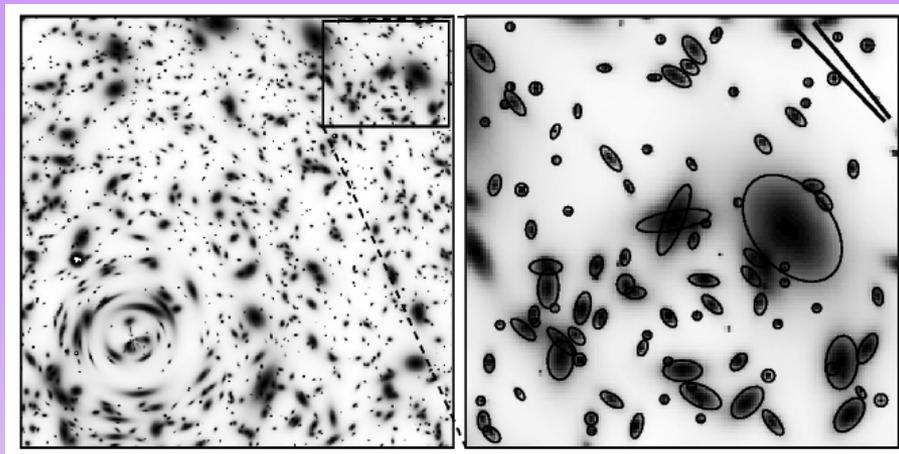


lensing + ellipticité
intrinsèque des galaxies

$$\delta \sim 2\gamma = \varepsilon_s \dots + \varepsilon_i + \text{bruit} + \text{systematiques} \dots$$

Orientation des sources isotrope:

$$\ll \text{Weak lensing} \gg: \delta \sim 2\gamma = \langle \varepsilon_{\text{Shear}} \rangle_{\theta} + \text{bruit}$$



$$M_{ij} = \frac{\int I(\theta) \theta_i \theta_j \, d^2\theta}{\int I(\theta) \, d^2\theta}$$



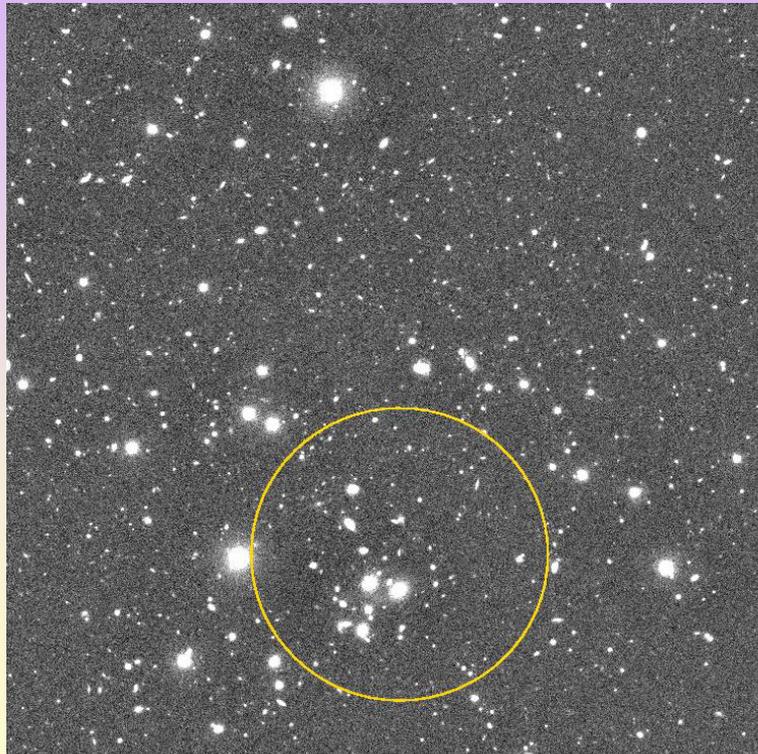
$$\frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2}$$



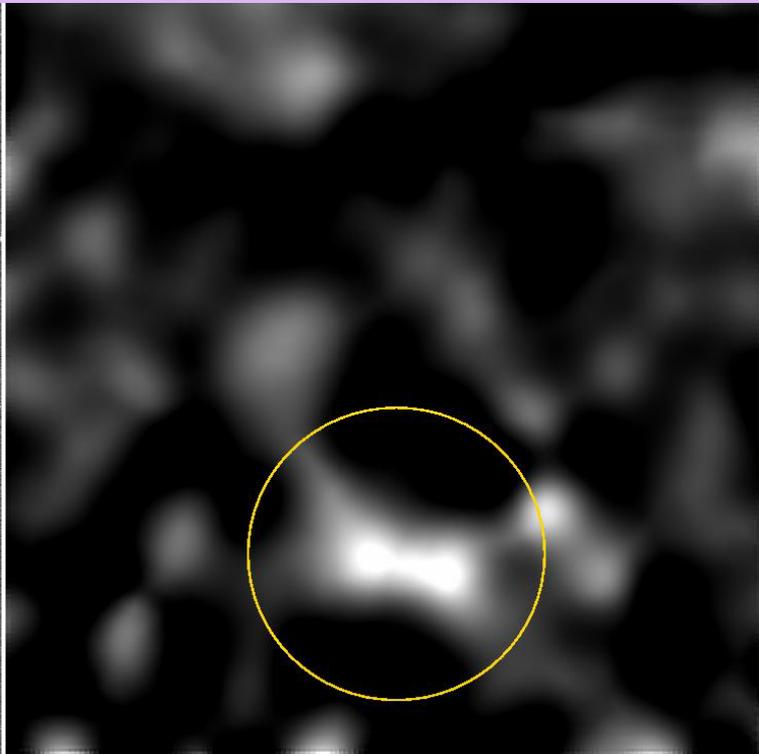
PSF: anisotropie
correction avec les
étoiles



Détection de potentiels gravitationnels en aveugle: « voir » la matière noire



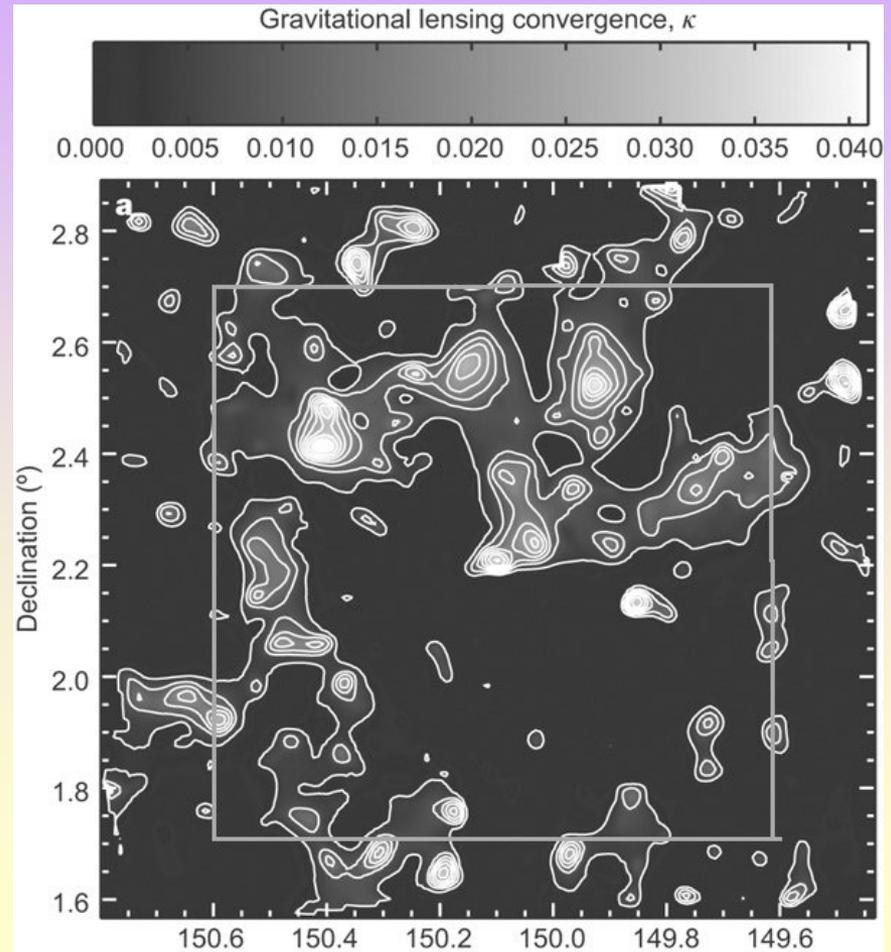
VLT I-band Image: 36 mn exposure



Dark Matter reconstruction

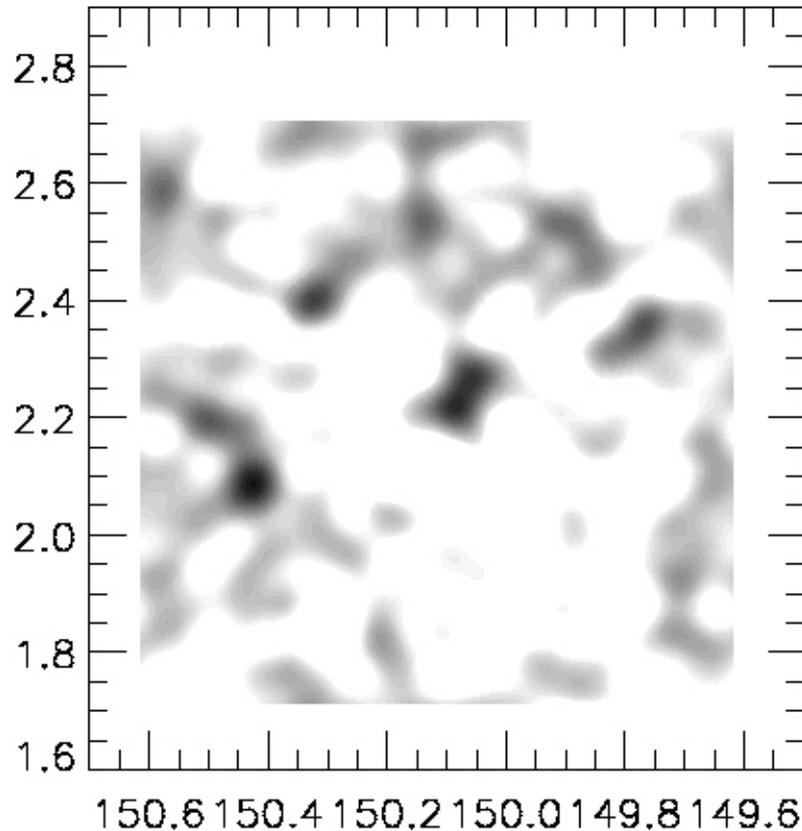
Comment prouver que la distribution de matière invisible est la bonne??

Carte de matière noire reconstruite par le « weak lensing » avec les données du HST pour le projet COSMOS

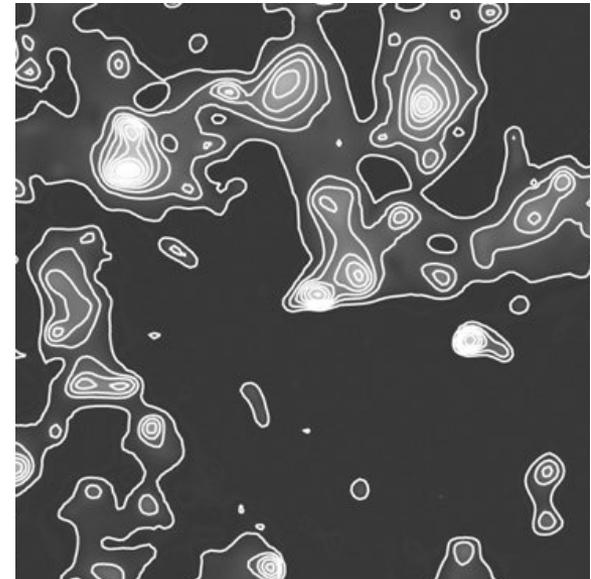


Comment prouver que la distribution de matière invisible est la bonne??

CFHTLS : données Cosmos avec le CFHT



Cosmos: carte HST



Détermination des paramètres cosmologiques

Comparaison des méthodes de mesure des masses

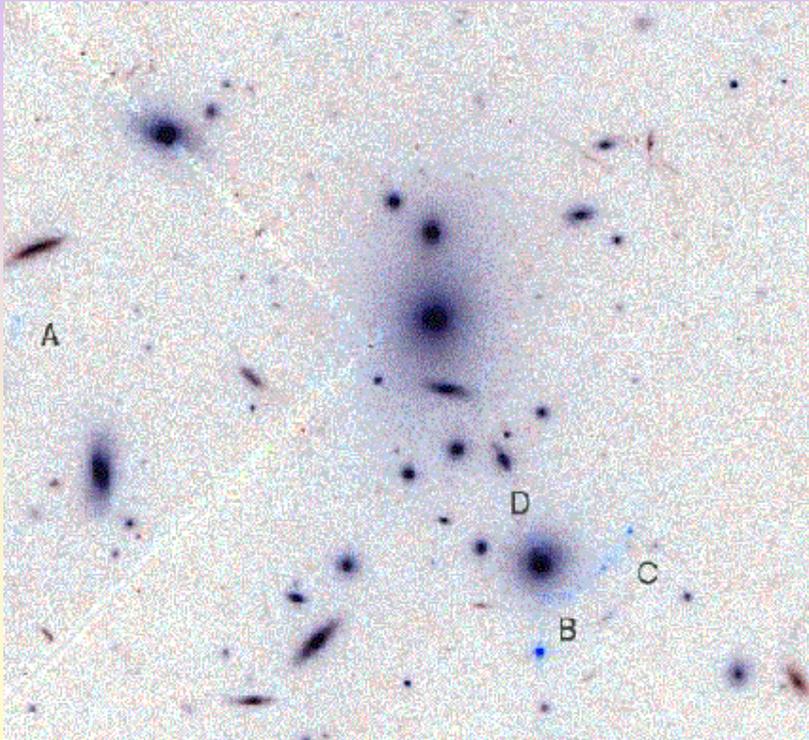


Image HST: arc gravitationnel

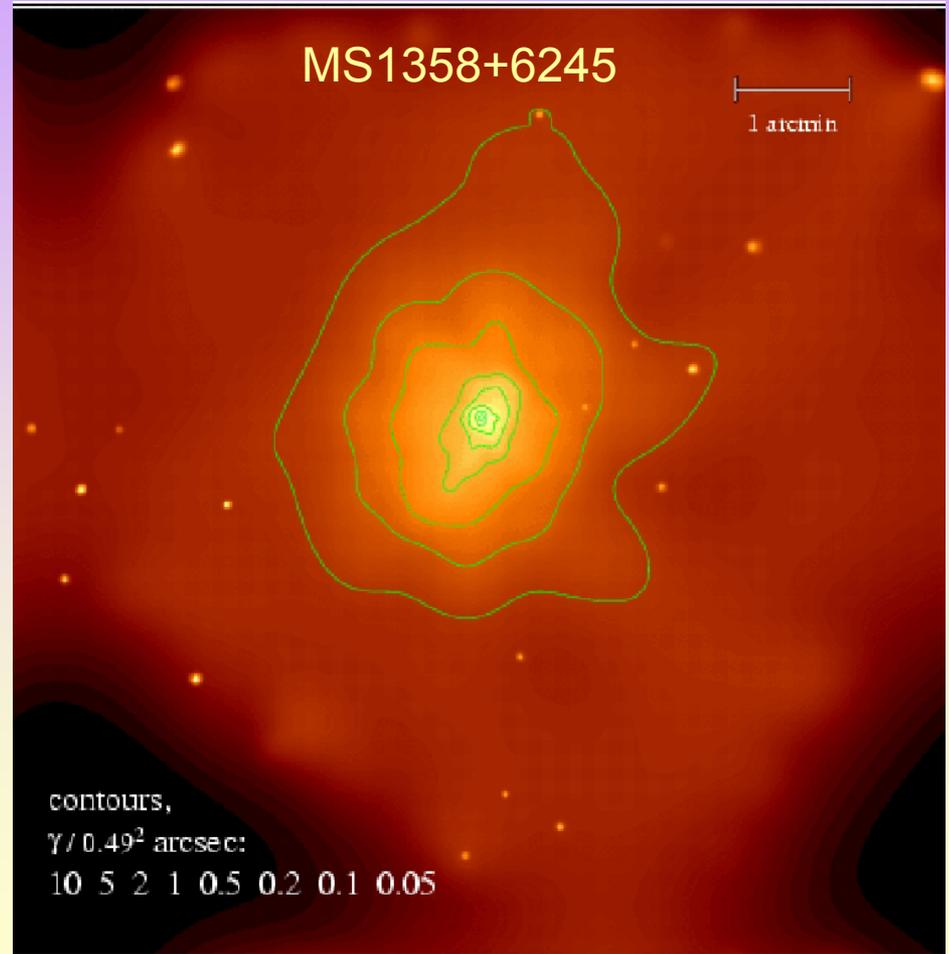
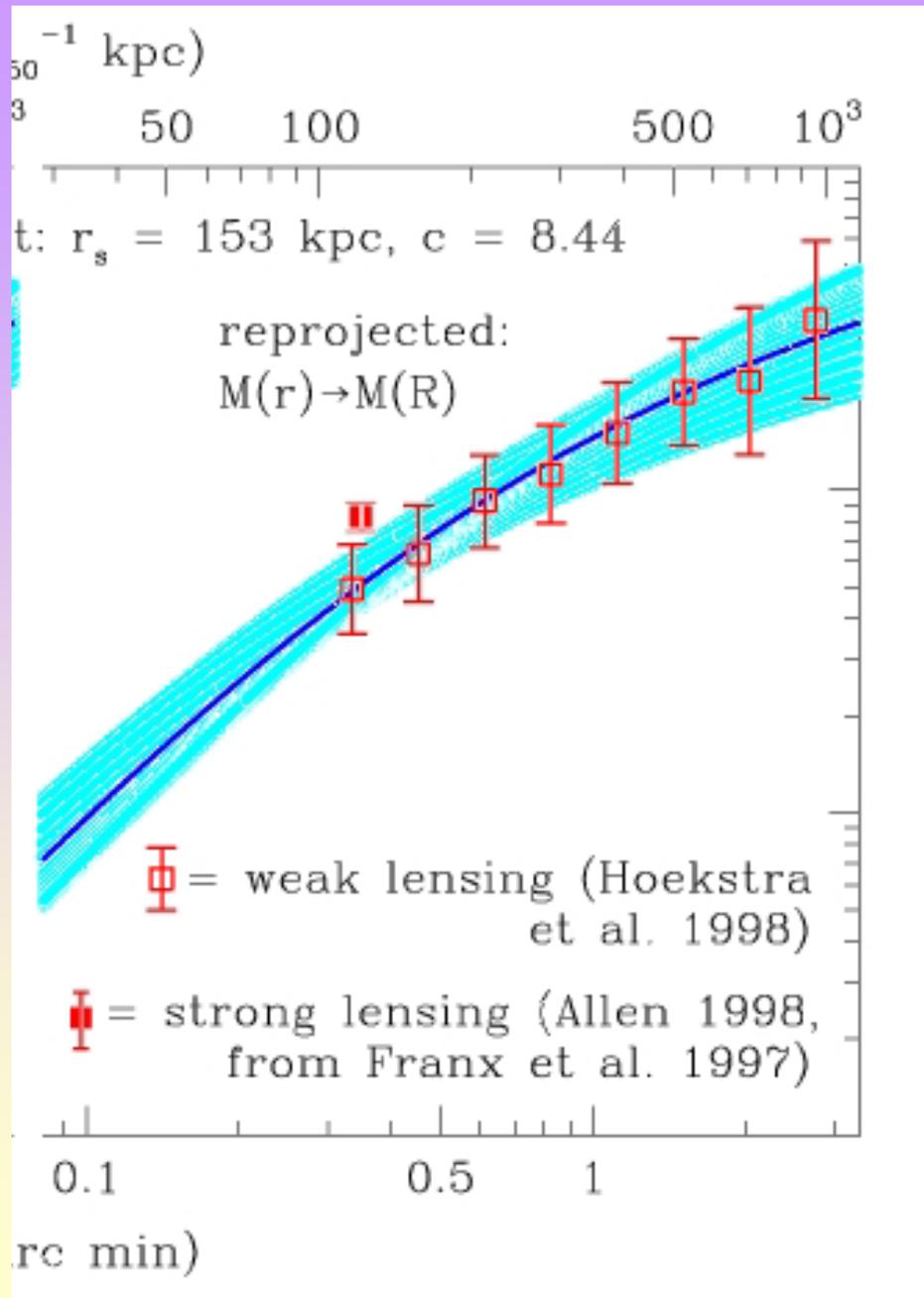


Image X Chandra



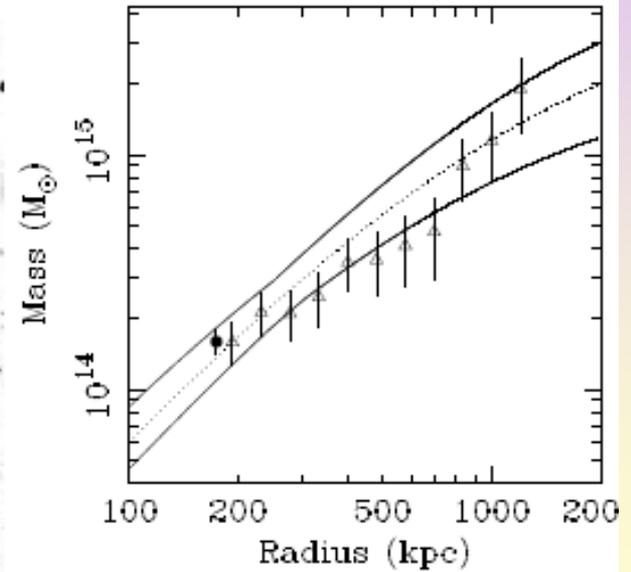
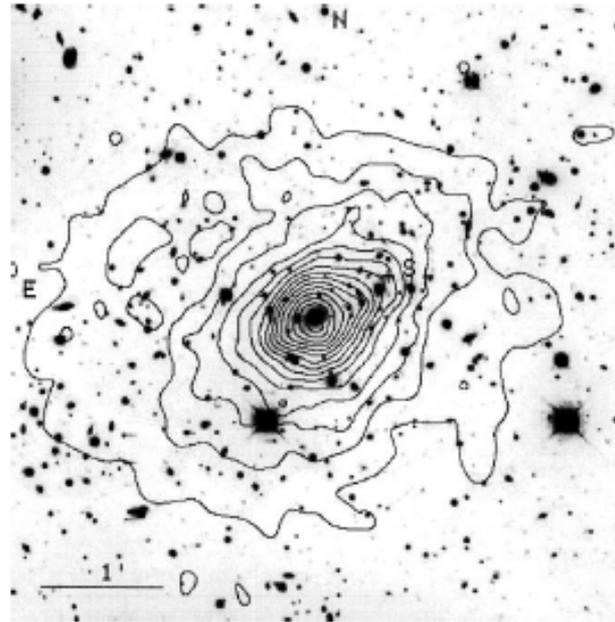
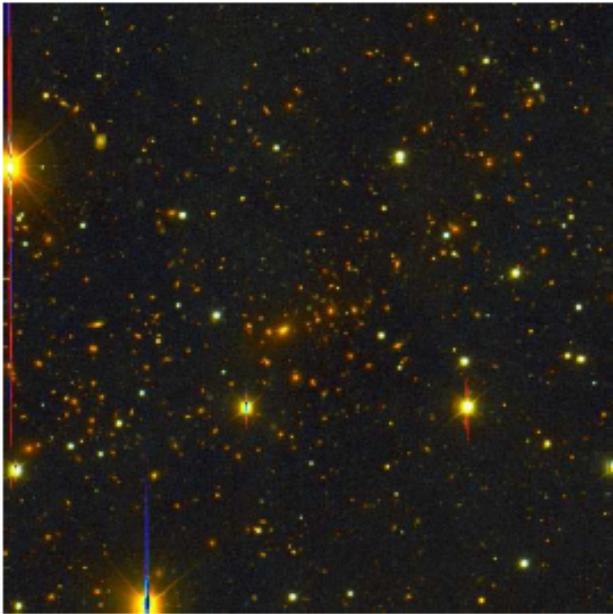
Détermination des paramètres cosmologiques

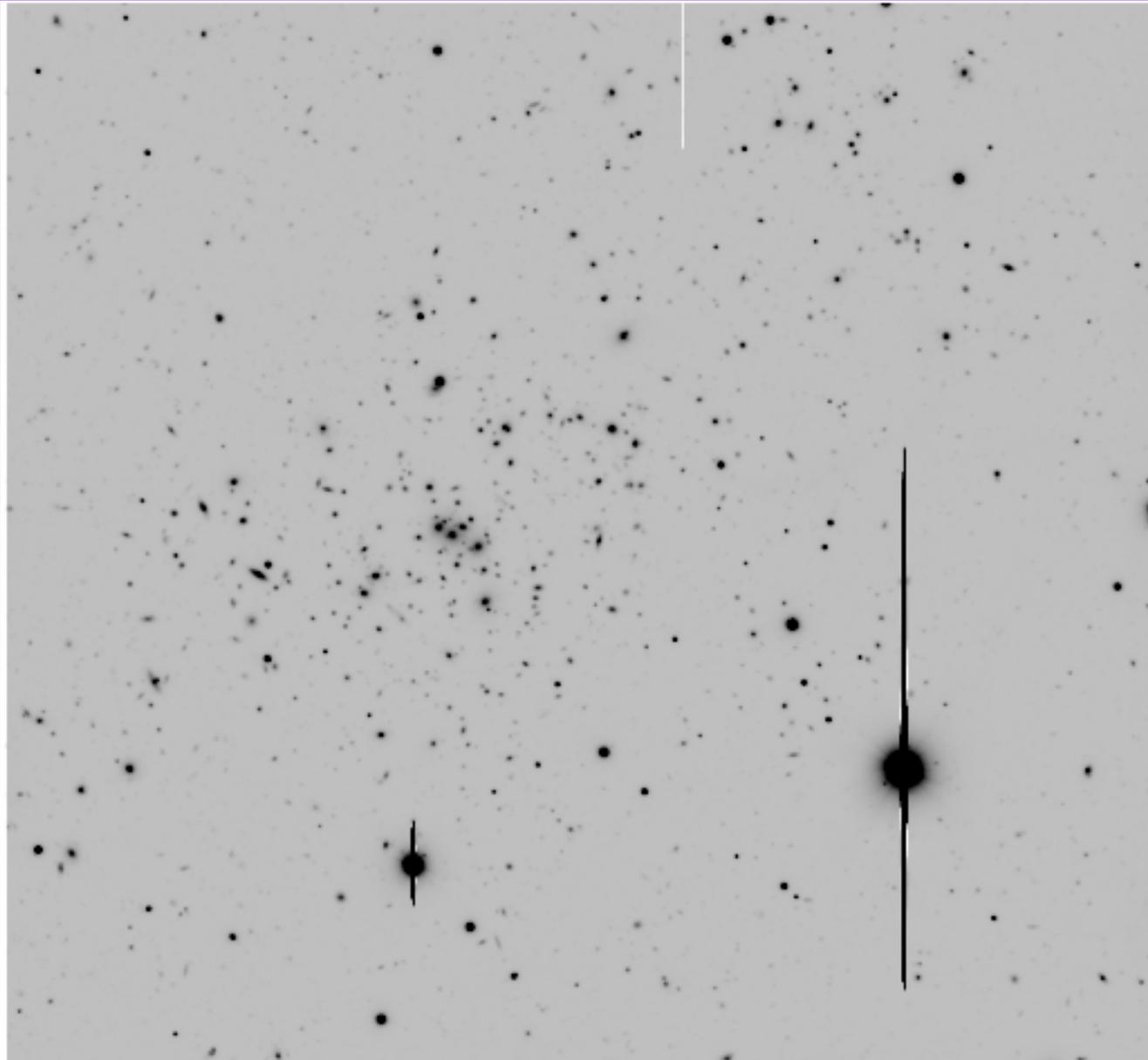
Comparaison des méthodes de mesure des masses

Amas de galaxies
MS1358+6254

Comparaison X-lensing

Abell 2390

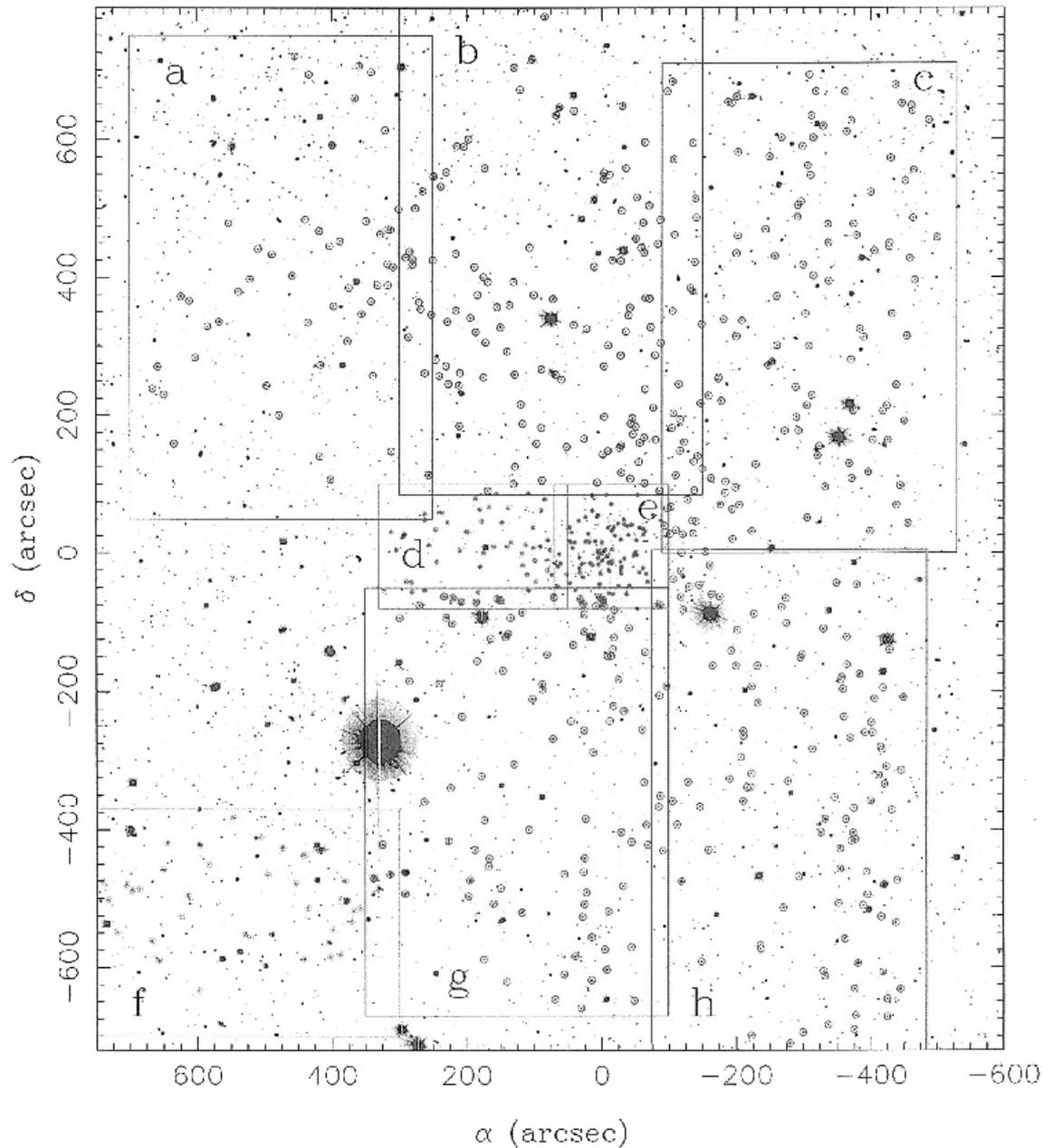




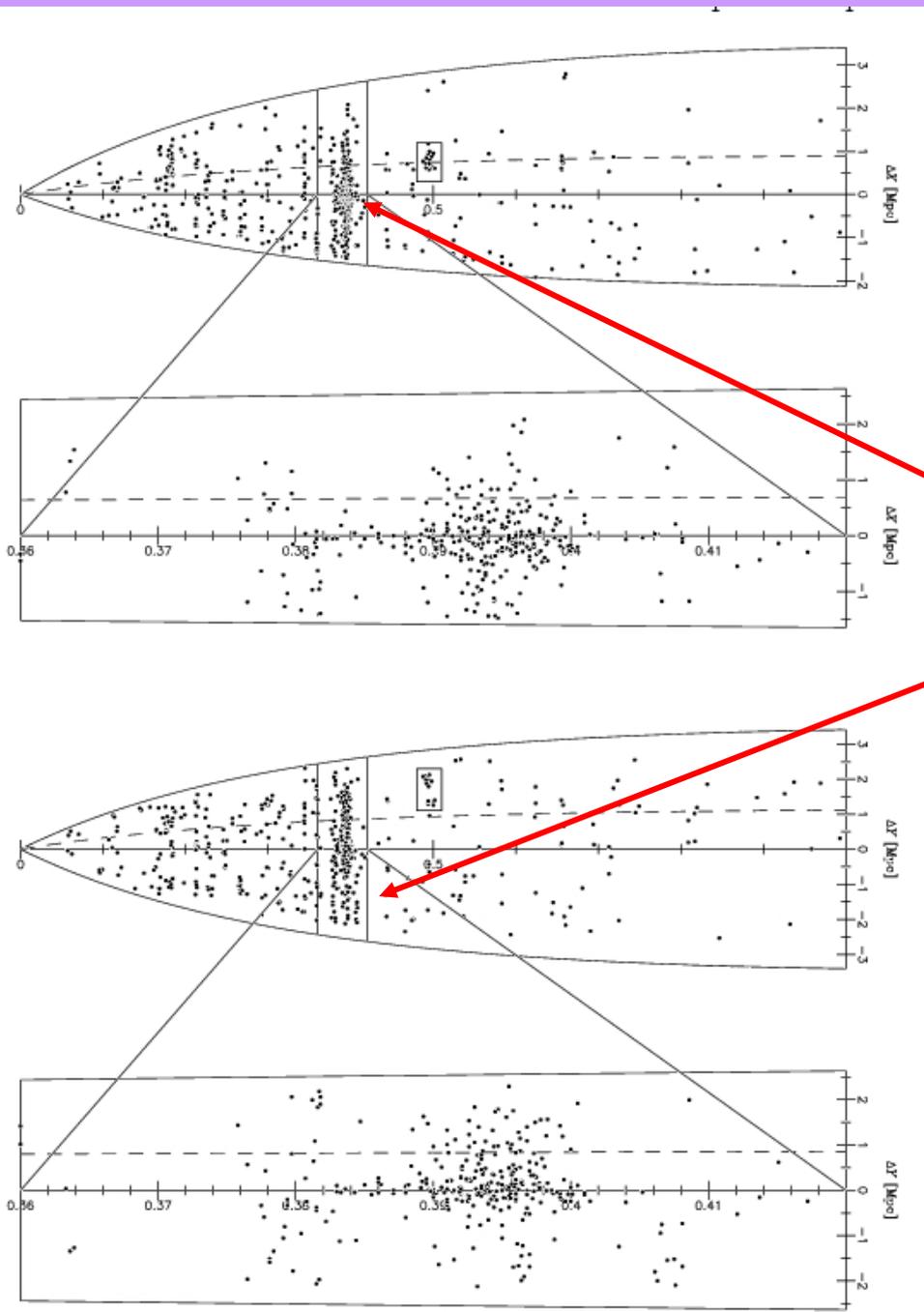
Exemple:
CI0024+1654
 $z=0.55$



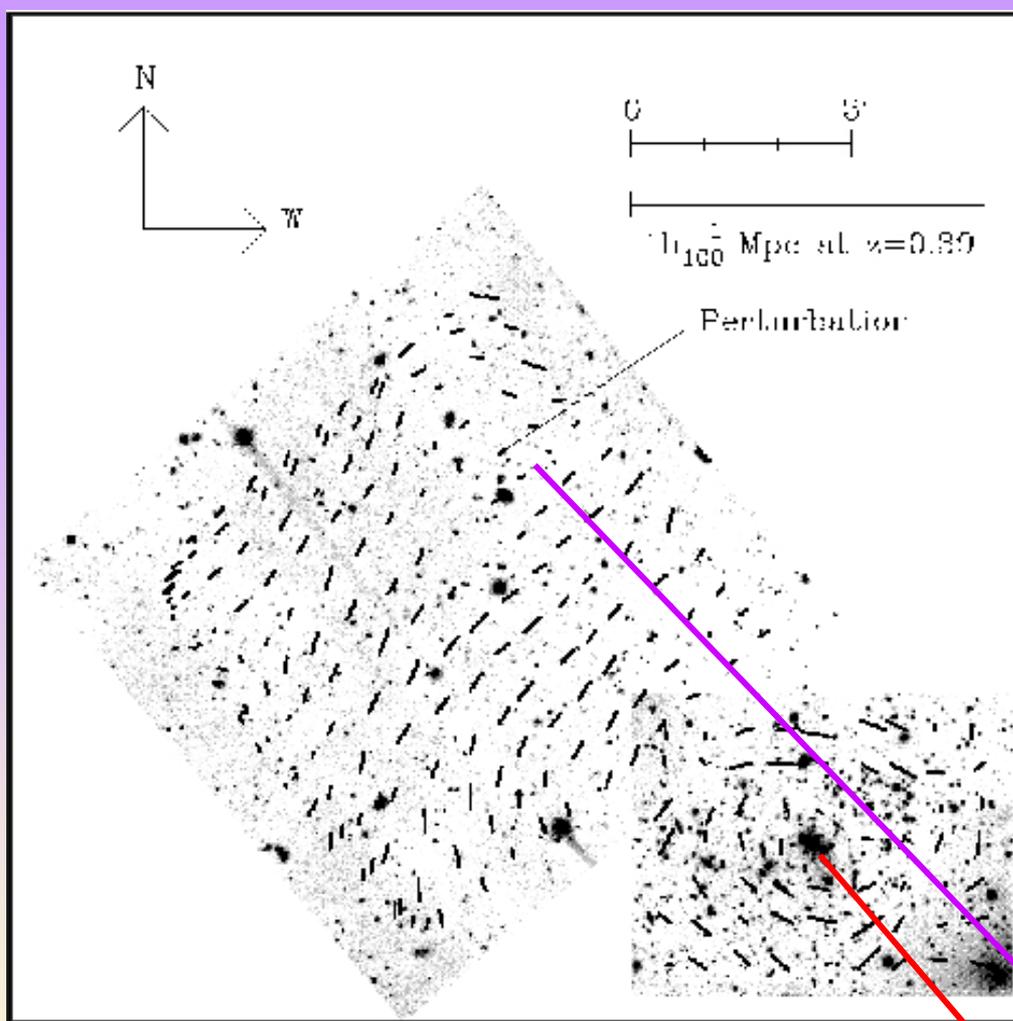
Exemple:
CI0024+1654
 $z=0.55$



Exemple:
CI0024+1654
 $z=0.55$



Example:
CI0024+1654
 $z=0.55$

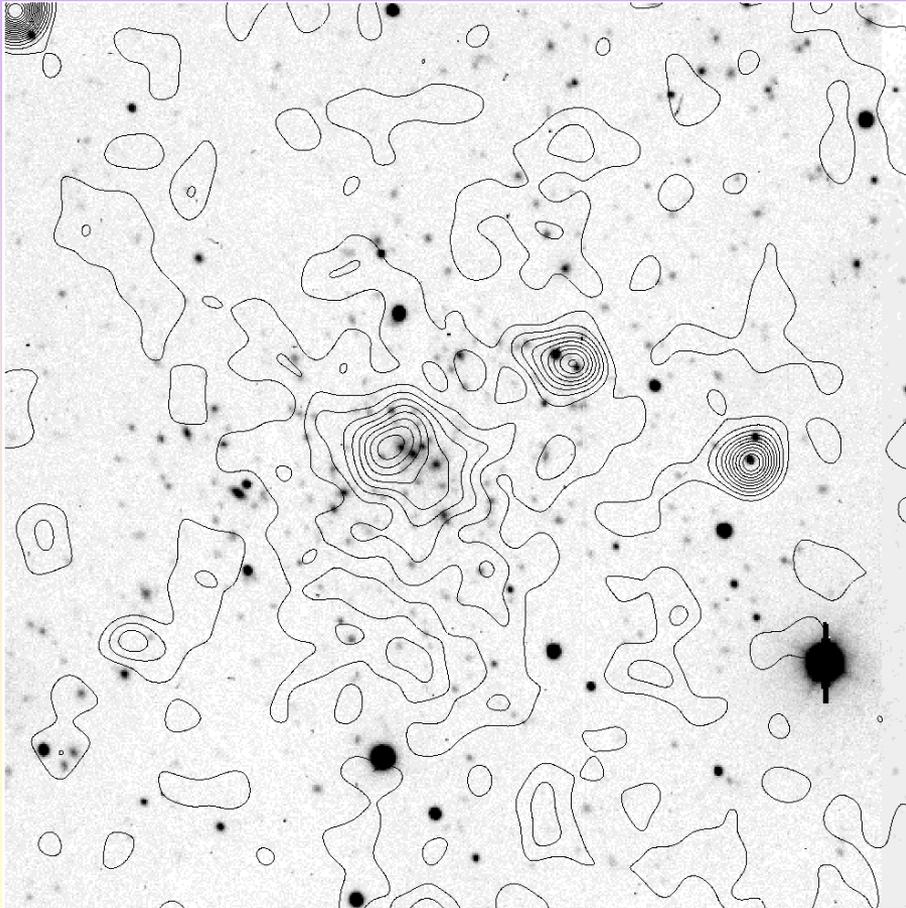


Exemple:
 Cl0024+1654
 $z=0.55$

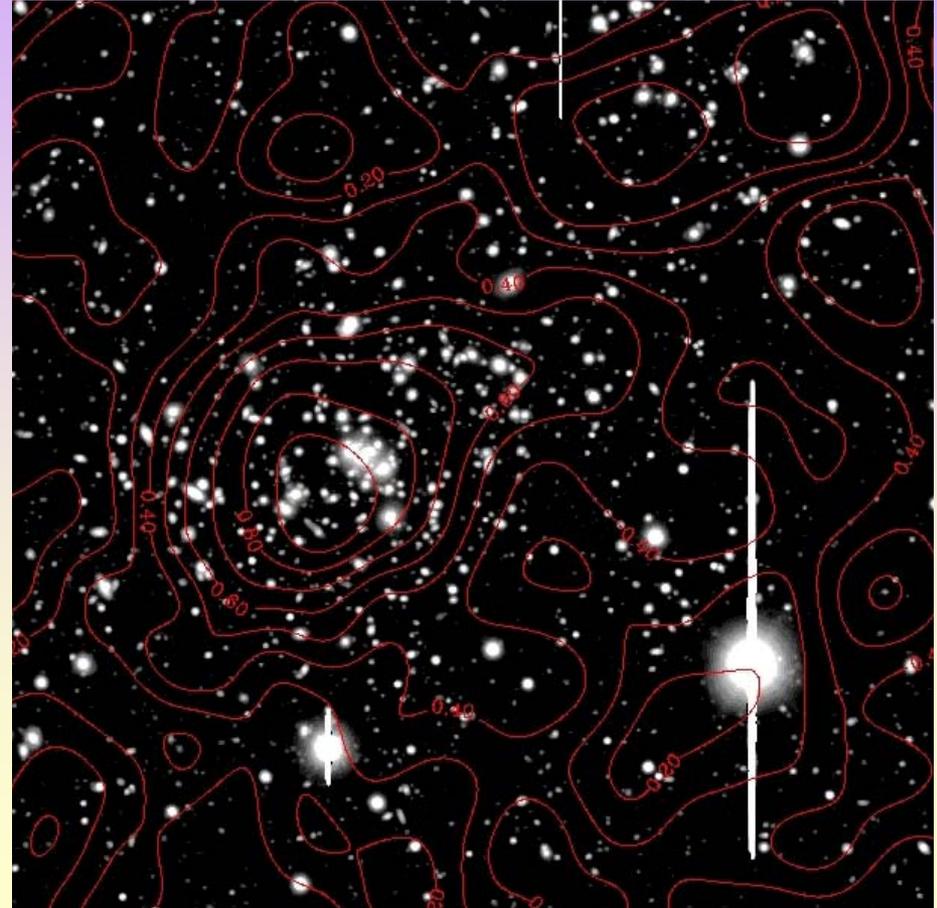


Exemple: Cl0024+1654 $z=0.55$

Gaz X

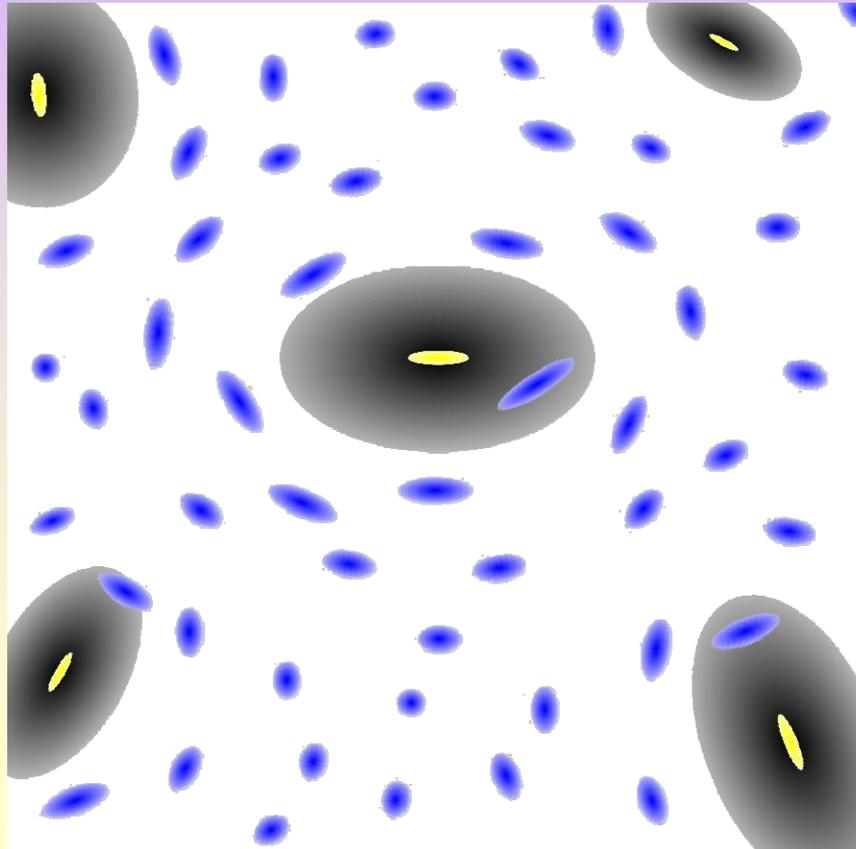


Matière noire

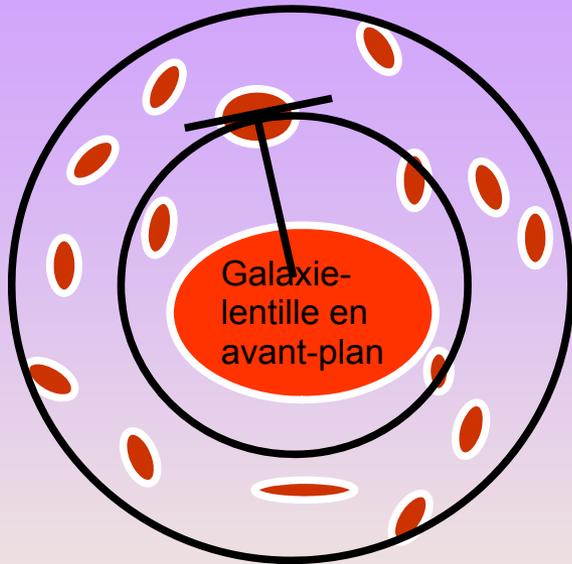


Lentille gravitationnelle et masse des halos galactiques: le Galaxy-Galaxy lensing

Distorsion statistique des galaxies d'arrière-plan par les halos de matière noire des galaxies d'avant plan



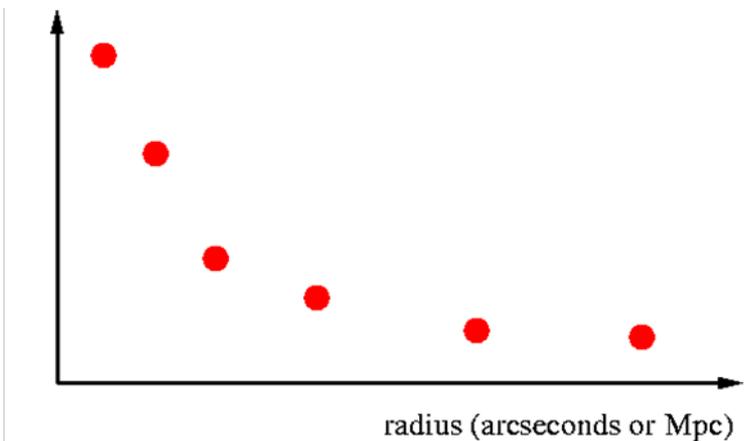
Galaxy-Galaxy lensing



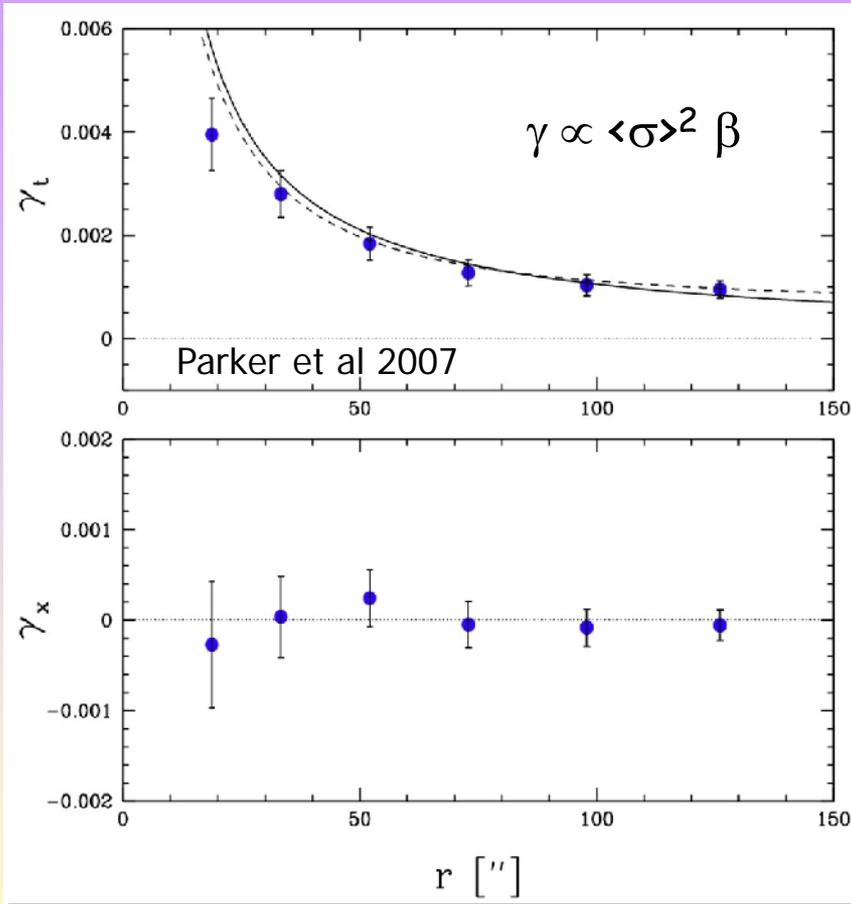
Méthode:

- Mesurer des composantes tangentielle des ellipticité relativement au centre de chaque galaxie en avant-plan
- Calculer les moyennes dans des anneaux sur des millions de galaxies
- Comparer aux prédictions des modèles de halos galactiques

Cisaillement tangentiel moyen



Galaxy-Galaxy lensing avec le CFHTLS



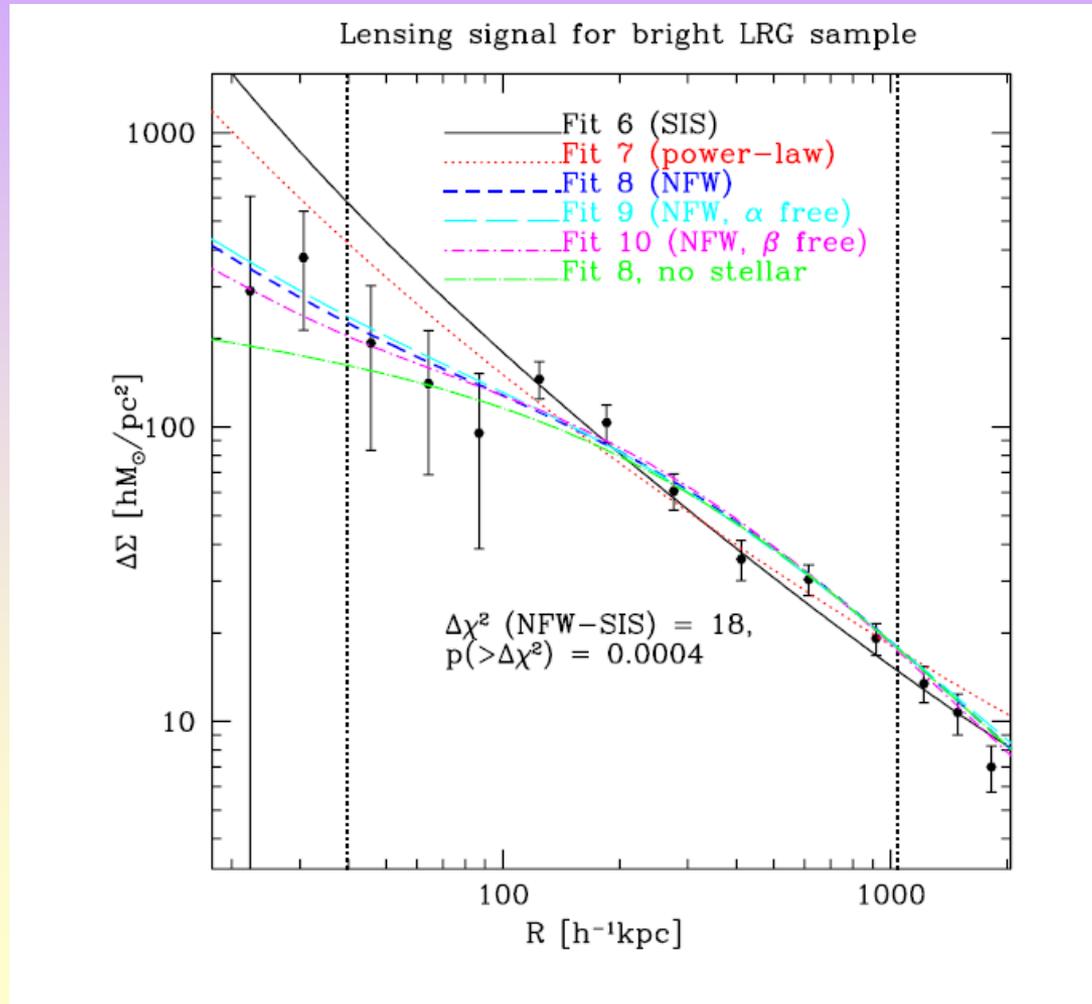
Confirme l'existence de halos de matière noire massifs et très étendus autour des galaxies

$\langle \sigma \rangle$ km/s	$\langle \sigma \rangle^*$ km/s	Mass total	Mass at r_{200}	$\langle M/L \rangle$ R-
132+/-10	137+/-11	2.2e12	1.1e12	170+/-30

- Ajustement avec une sphère isotherme singulière SIS : dispersion de vitesse de 132 +/- 10 km/s

- Ajustement avec un profil " NFW" $r_{200} = 150 h^{-1} \text{kpc}$

Profil radial de la distribution de masse des halos des galaxies brillantes rouges dans le SDSS avec le galaxy-galaxy lensing



Densité relative des composantes

<i>Composante/méthode</i>	<i>M/L</i>	<i>échelle</i>	<i>Ω</i>
Voisinage solaire	5	1 kpc	0.003
Cœur des elliptiques	10	2 kpc	0.007
Analyse virielle des elliptiques	30	10 kpc	0.02
Galaxies spirales	30	10 kpc	0.02
Groupes de galaxies	200	500 kpc	0.10-0.20
Amas de galaxies	300	1 Mpc	0.15-0.35
Gaz intergalactique			0.0004-0.002
Abondance de baryon			0.01-0.05
CMB			0.00002
Chute sur Virgo		15 Mpc	0.1-0.4
Champs de vitesse		20 Mpc	>0.5

Bilan total 5-10 <M/L < 200 -400 \rightarrow 0.1 < Ω_0 < 0.4

Détermination des paramètres cosmologiques

Mouvement à grande échelle des galaxies:

- Les mouvements des galaxies sont engendrés par les champs de gravité
- La composante tangentielle de la vitesse décroît comme $1/R(t)$
- Le champ de vitesse est donc finalement un champ potentiel uniquement de composante radiale

$$\mathbf{v}(\mathbf{x}) = \frac{H_0 f(\Omega)}{4\pi} \int \frac{\delta(\mathbf{x}') (\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} d\mathbf{x}'$$

$$f \approx \Omega_m^{0.6} + \frac{\Omega_\lambda}{70} \left(1 + \frac{\Omega_m}{2} \right)$$

Détermination des paramètres cosmologiques

$$v(\mathbf{x}) = \frac{H_0 f(\Omega)}{4\pi} \int \frac{\delta(\mathbf{x}') (\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} d\mathbf{x}'$$

Mesuré

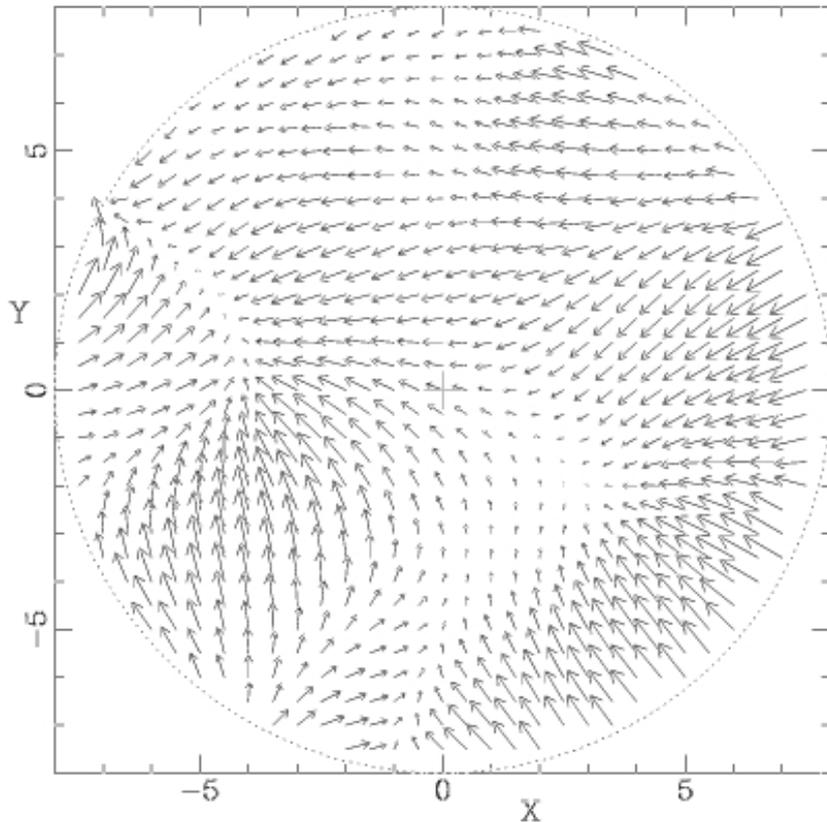
Déduit si on connaît $\rho \longleftrightarrow n_g$

On déduit donc un champ de densité de matière, puis $f(\Omega)$

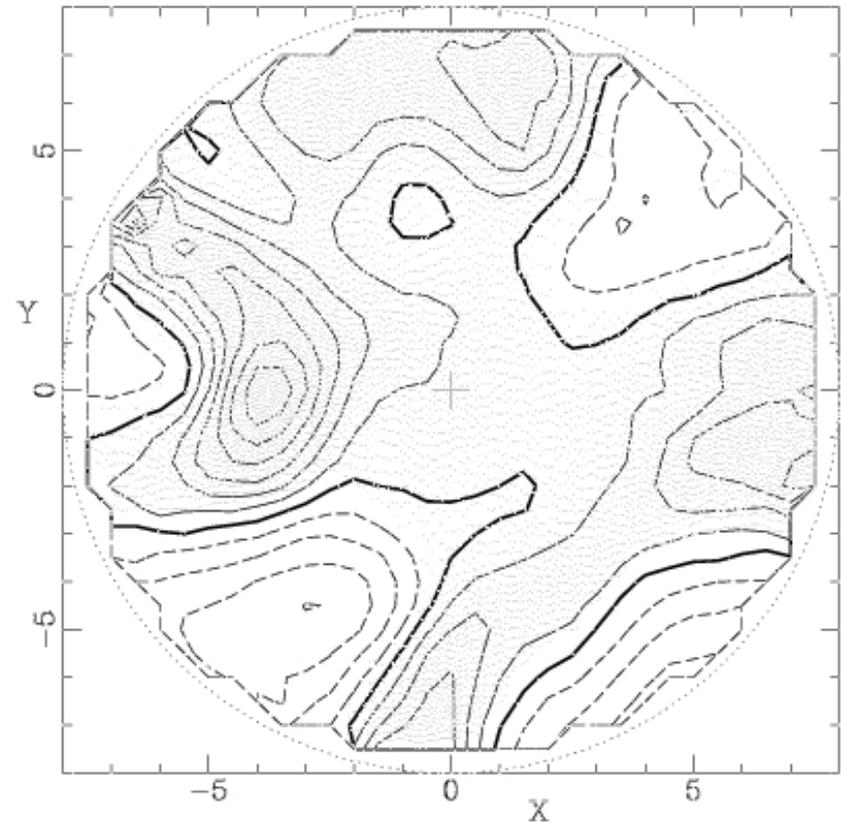
$$f \approx \Omega_m^{0.6} + \frac{\Omega_\lambda}{70} \left(1 + \frac{\Omega_m}{2} \right)$$

Détermination des paramètres cosmologiques

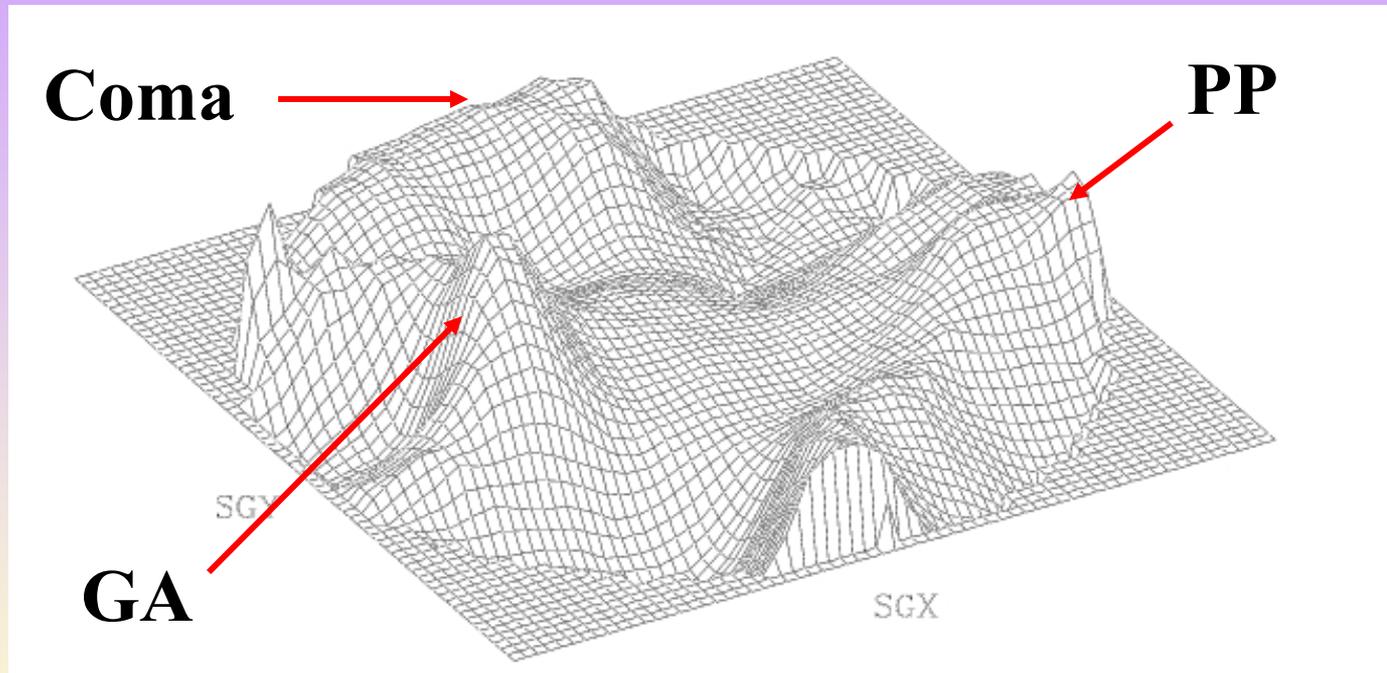
POTENT VELOCITY FIELD (Dekel et al, Sept 93)



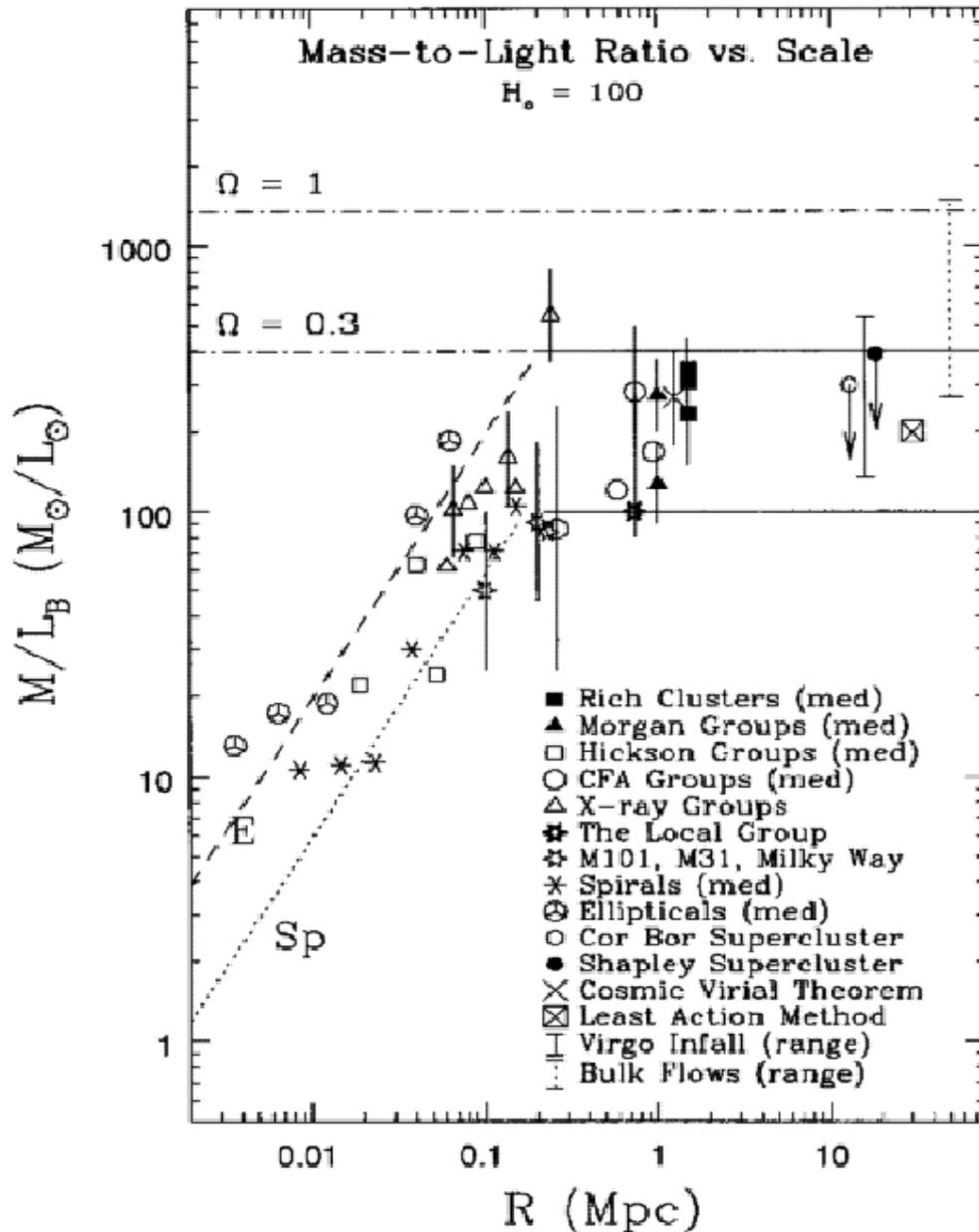
POTENT MASS-DENSITY



Détermination des paramètres cosmologiques



Information dégénérée : $\Omega^{0.6} / b \sim 0.6 - 1.2$



Détermination
des paramètres
cosmologiques:

M/L des
systèmes

Détermination des paramètres cosmologiques: origine des anisotropies primaires du CMB

1. Les perturbations gravitationnelles (effet Sachs-Wolfe). Elles sont produites à l'émission de photons piégés dans des régions denses de la surface de dernière diffusion. Ces photons subissent un effet de décalage spectral gravitationnel pour s'extraire du champ de gravité des régions denses, ce qui produit une variation de température du corps noir:

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{\Phi}{3c^2} . \quad (357)$$

On comprend que ce phénomène dépend des paramètres Ω_m et Ω_Λ puisqu'il dépend des fluctuations du champ de densité (cf cours E. Audit)

2. Les perturbations de vitesse (ou Doppler) produites par les mouvements du plasma à la surface de dernière diffusion. Elles engendrent des fluctuations de la forme

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{\delta v}{c} \quad (358)$$

et enfin

3. les perturbations adiabatiques produites par la compression du champ de rayonnement dans les régions de haute densité qui accroît sa température. L'accroissement de température retarde localement la recombinaison, qui se produit donc à un décalage spectral plus faible. La fluctuation de température est directement

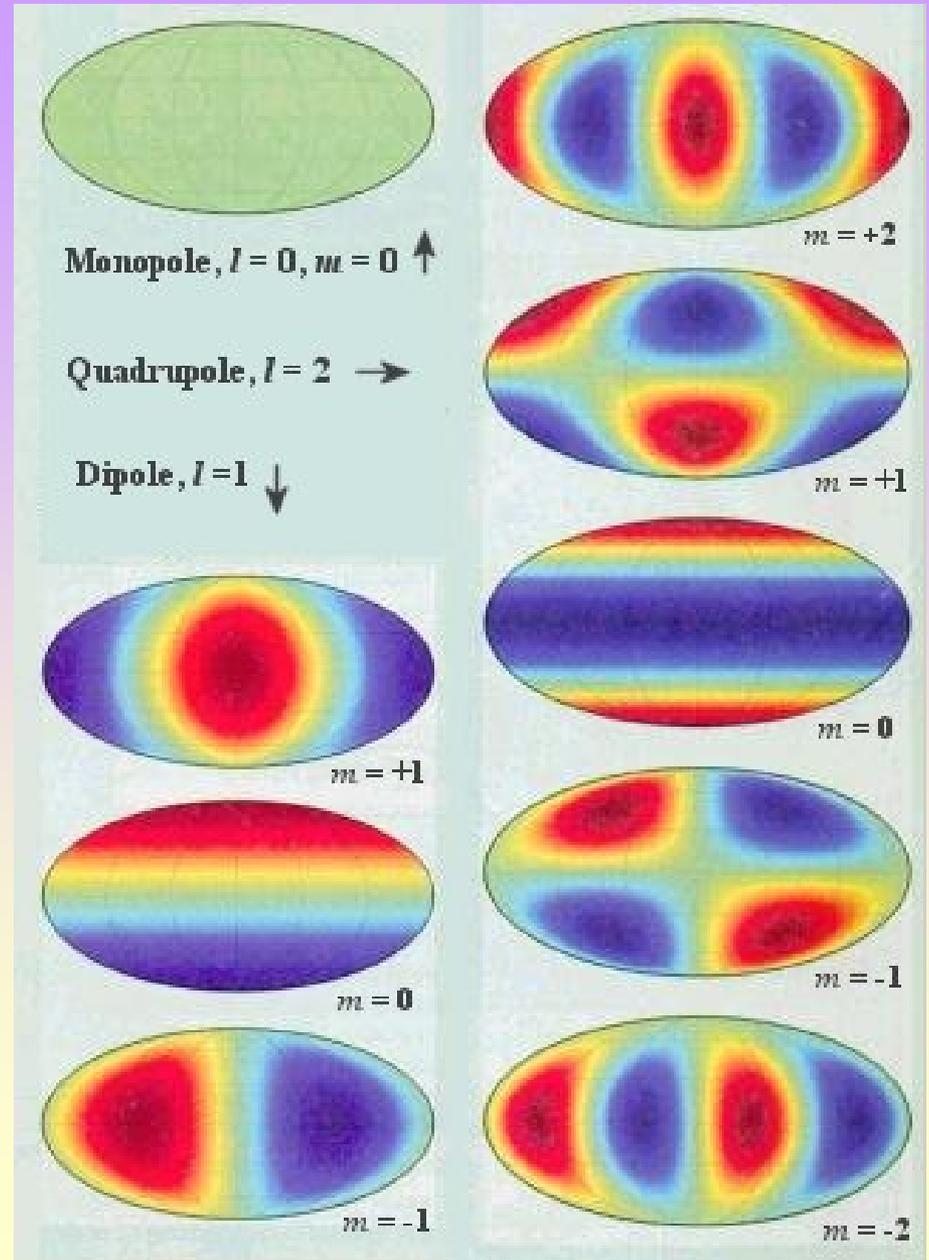
$$\frac{\delta T}{T} = \frac{\delta \rho}{\rho} = -\frac{\delta z}{1+z} . \quad (359)$$

Les trois effets n'affectent pas les mêmes échelles. L'effet Sachs-Wolfe perturbe les grandes échelles angulaires, les effets Doppler et adiabatiques les échelles intermédiaires. La mesure des fluctuations selon les échelles permet donc en principe de contraindre les modèles cosmologiques.

Détermination des paramètres cosmologiques

$$\frac{\Delta T}{T} = \sum_{lm} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi)$$

Décomposition des anisotropies en multipôles

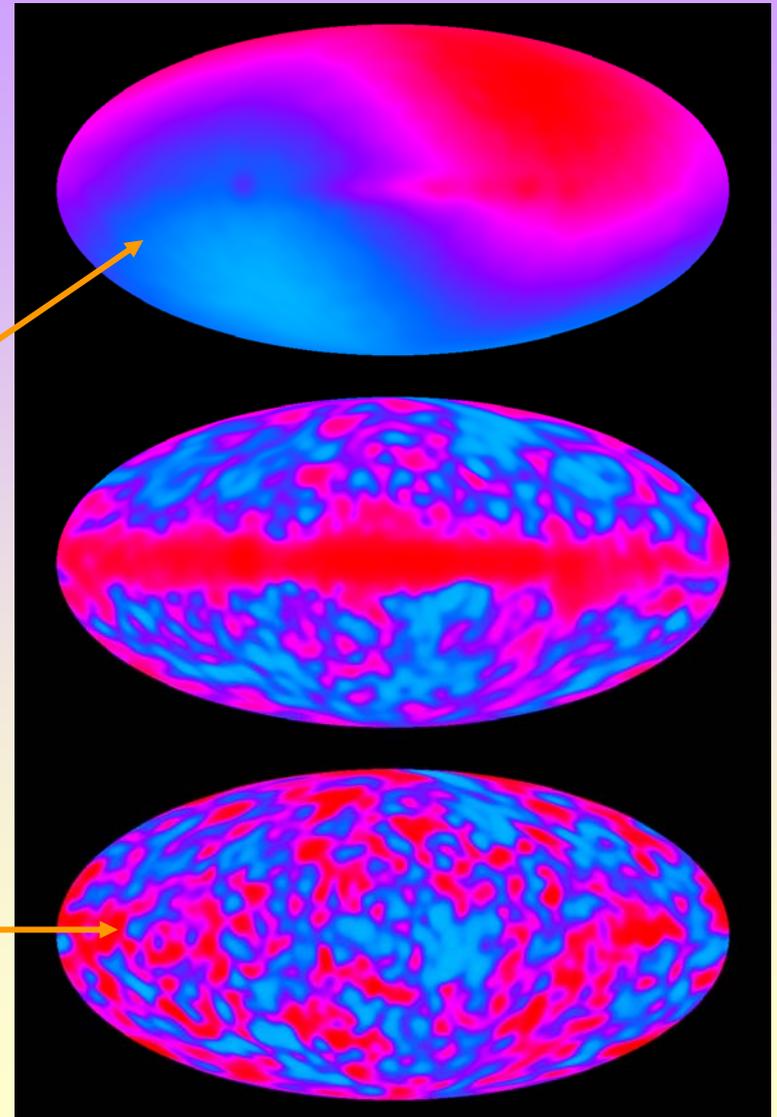


Détermination des paramètres cosmologiques

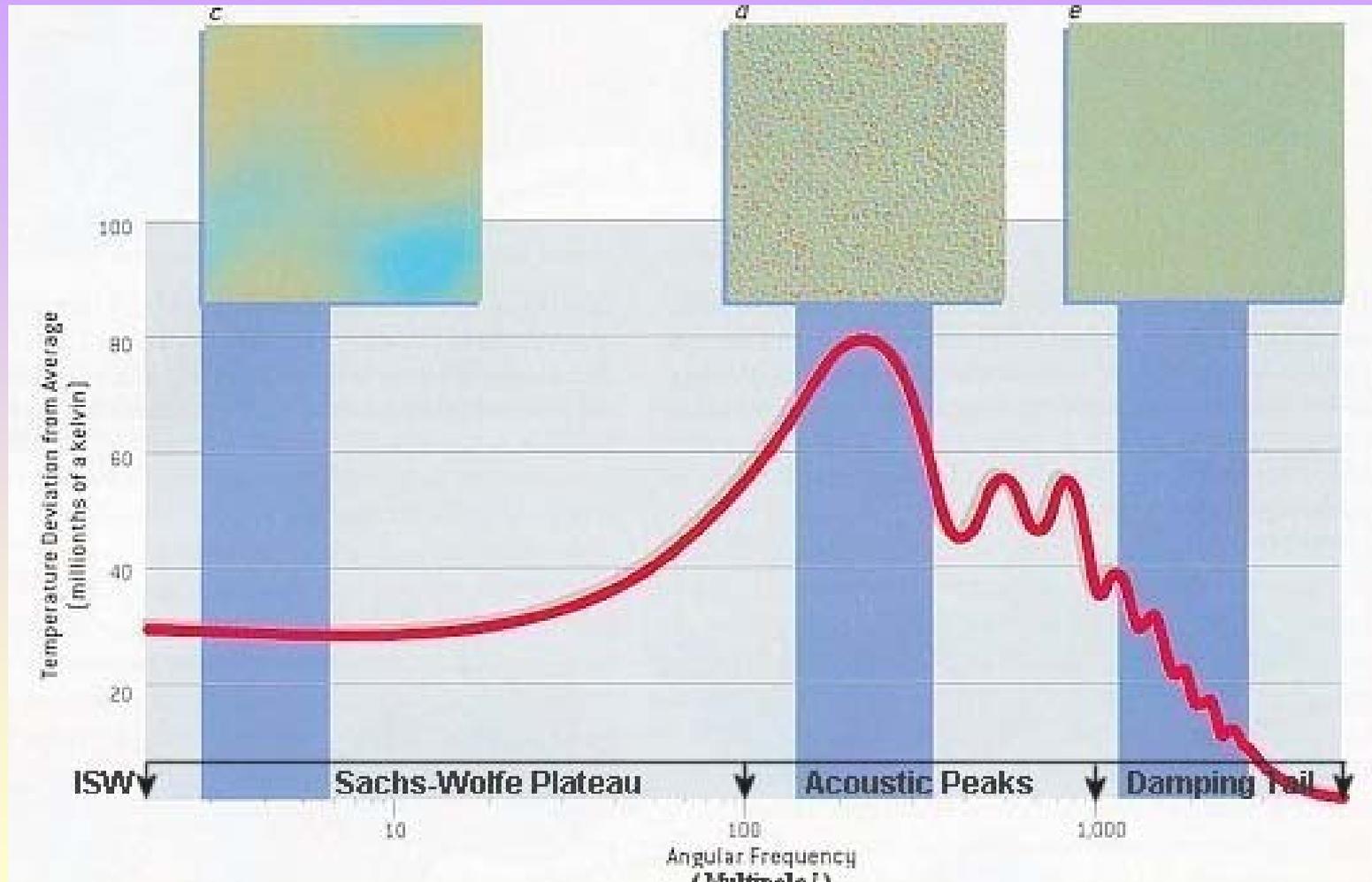
$$\frac{\Delta T}{T} = \sum_{lm} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi)$$

$$T(\theta) = T_0 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} \left(1 + \frac{v}{c} \cos\theta\right)$$

$$C_l = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{H_0}{c}\right)^4 \int_0^\infty \frac{P(k)}{k^2} j_l^2(2ck/H_0) dk ,$$



Dépendance des C_l du CMB



Dépendance des C_l du CMB

1^{er} pic:

- Dépend principalement de la courbure: une courbure plus faible déplace le pic vers des plus grands l (petites échelles)

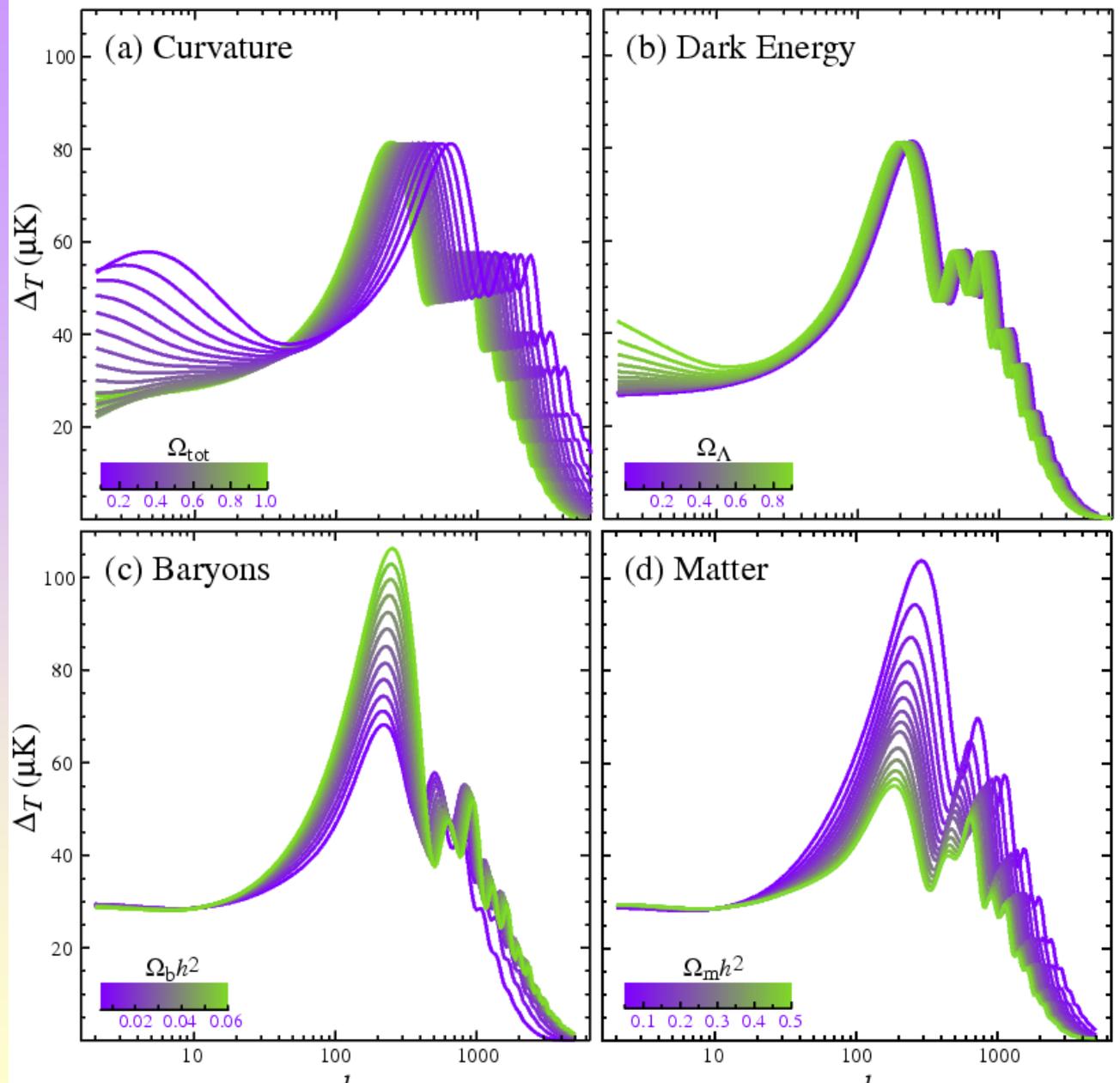
2^{ième} pic:

- Dépend principalement de l'abondance des baryons et du rapport baryon/photon

Les autres pics:

- Dépendent principalement de Ω_m

Dépendence des C_l du CMB



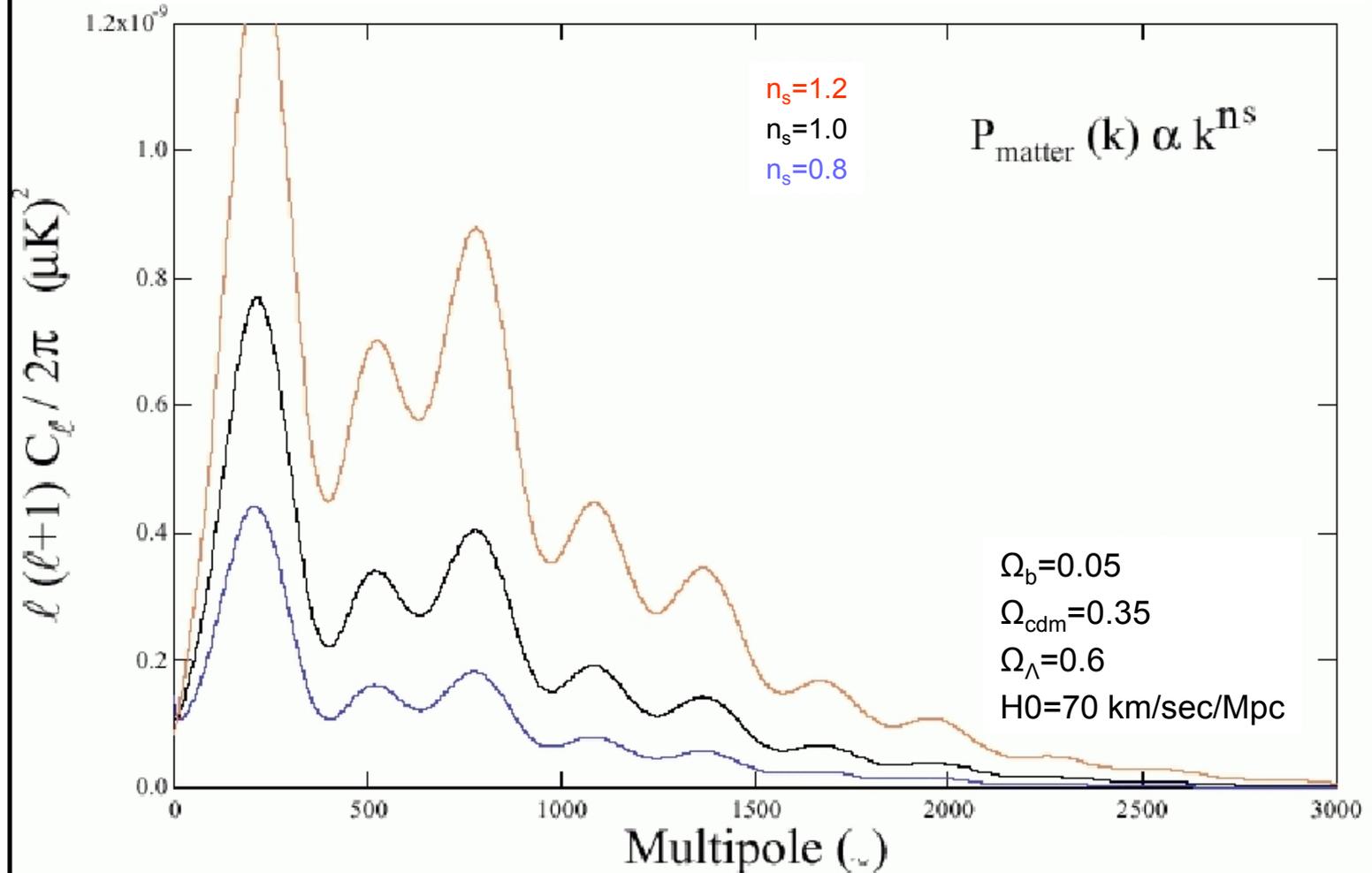
$$(\Delta T/T)_{\theta} \sim [1(1+1)C_l/2\pi]^{1/2}$$

$$l \sim 100^\circ/\theta$$

$$\theta=1' \sim 2 \text{ Mpc}$$

Détermination des paramètres cosmologiques

Sensibilité à l'indice du spectre primordial des anisotropies



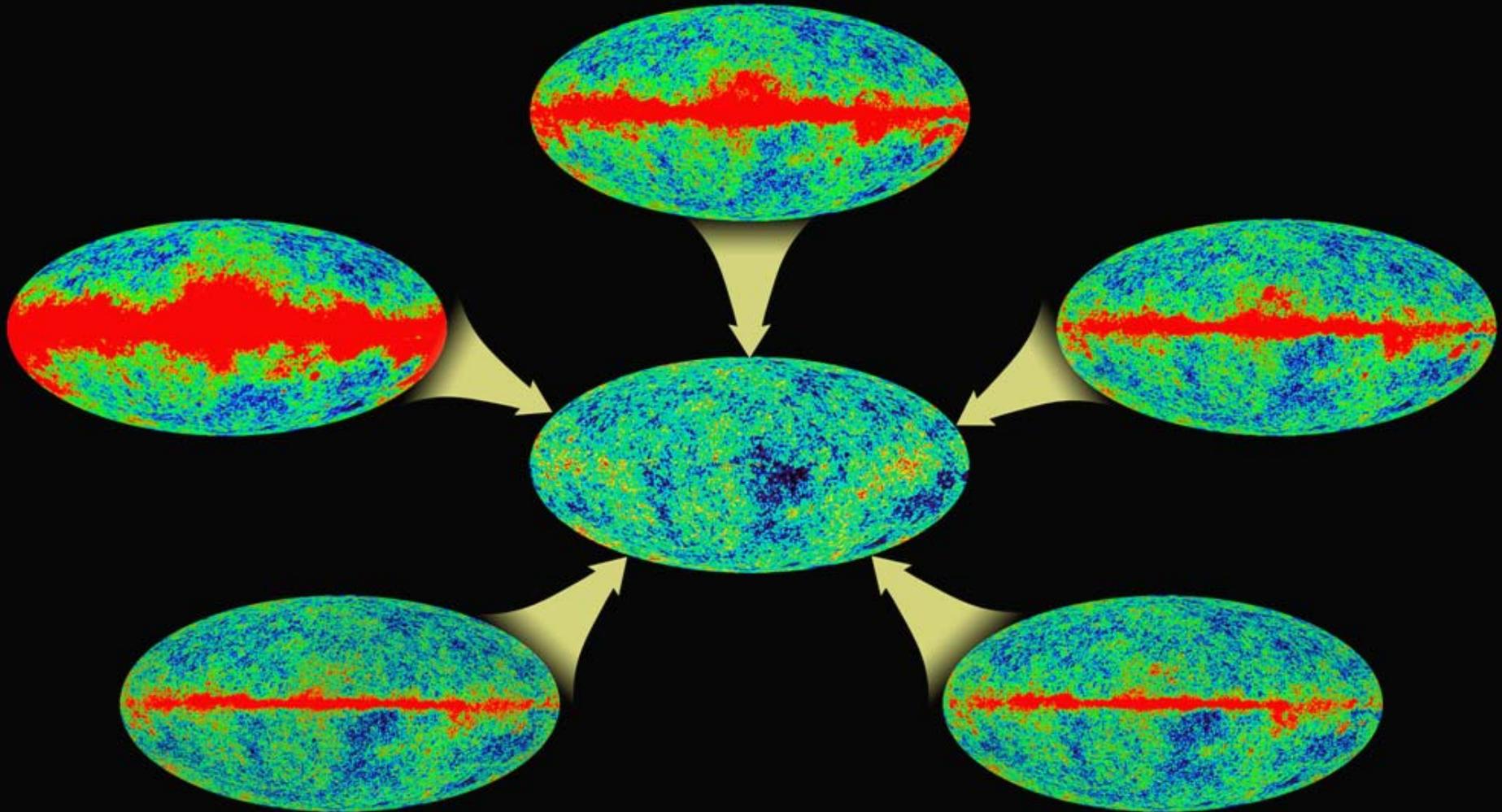
$$(\Delta T/T)_{\theta} \sim [l(l+1)C_l/2\pi]^{1/2}$$

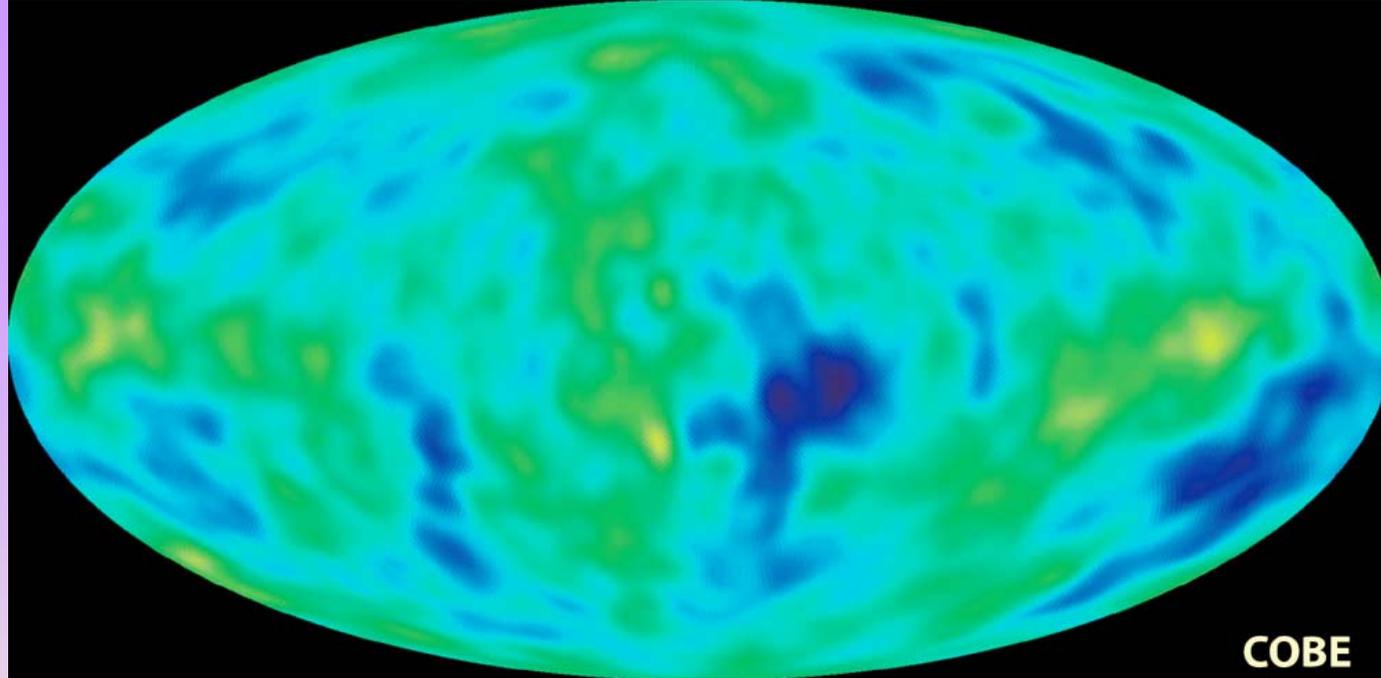
$$1 \sim 100^\circ/\theta$$

$$\theta=1' \sim 2 \text{ Mpc}$$

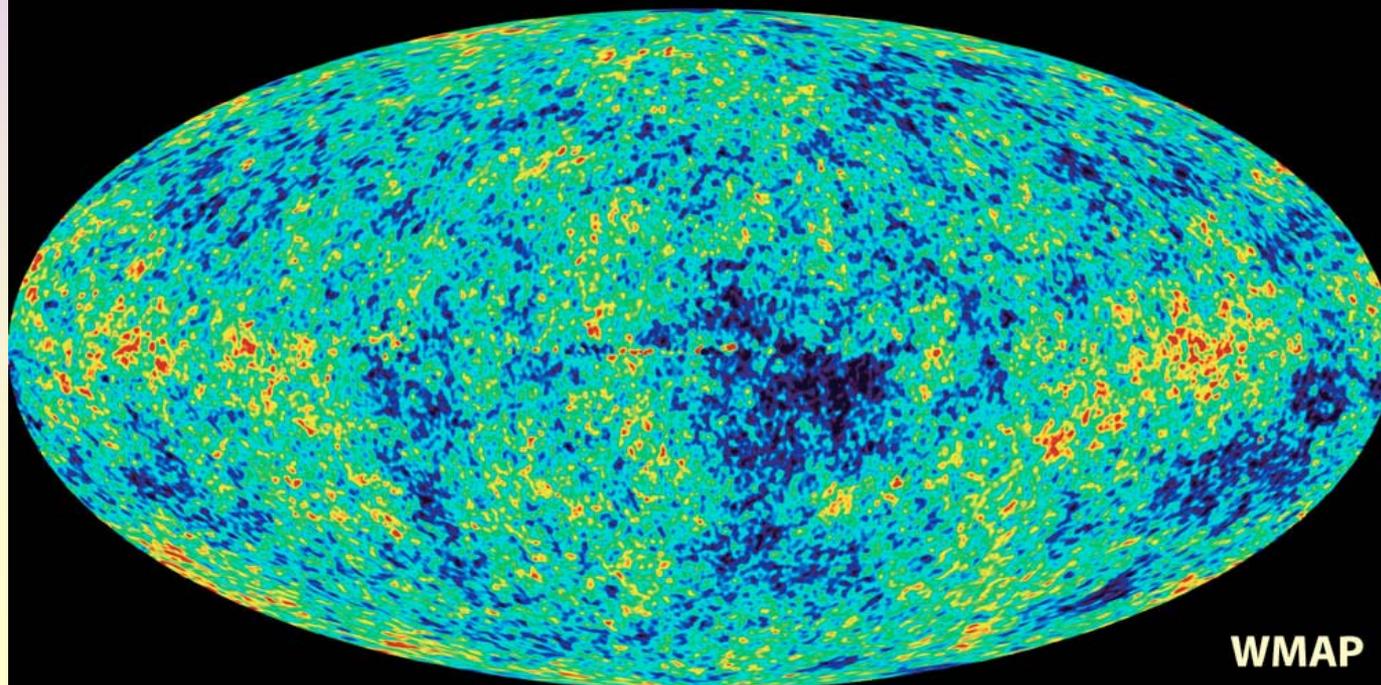
Difficultés:

contaminations du signal cosmologique
nettoyage pas l'analyse multi-longueur d'onde

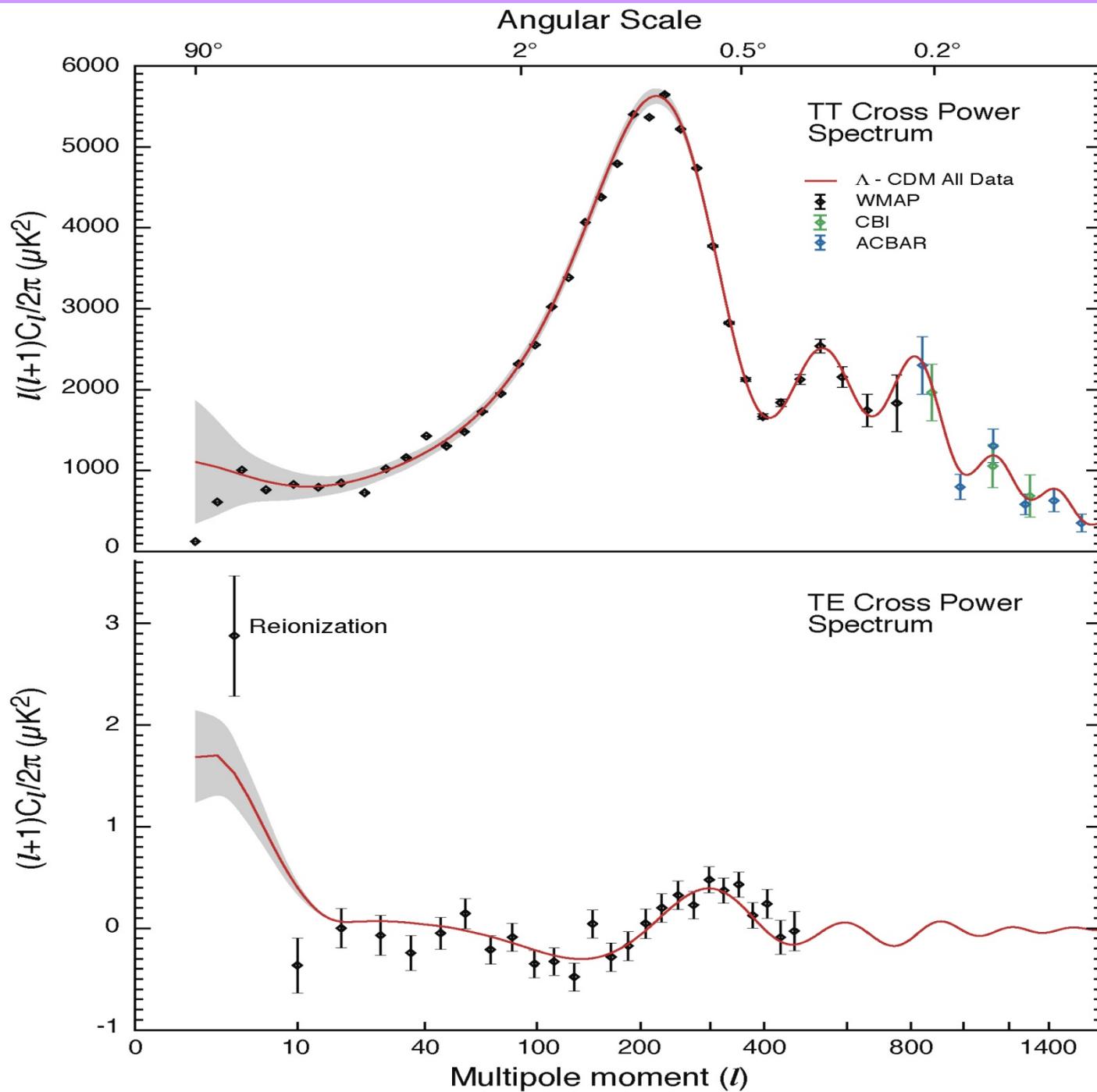




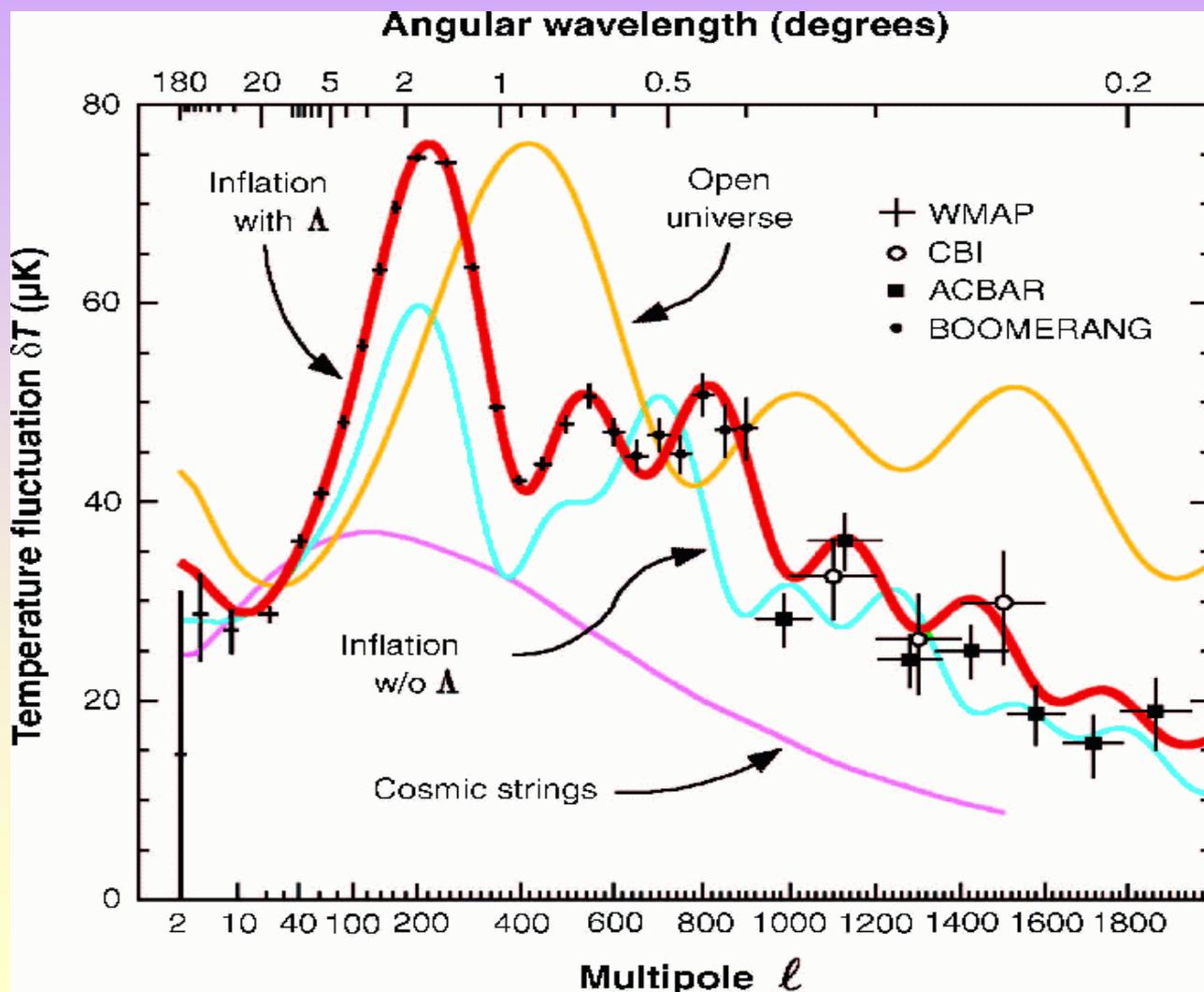
COBE



WMAP



Les observations CMB éliminent un grand nombre de modèles cosmologiques!



Description	Symbole	Valeur
Paramètre de Hubble	h	$0.73^{+0.04}_{-0.03}$
Densité totale	Ω_{tot}	$1.003^{+0.013}_{-0.017}$
Equation d'état de l'énergie sombre	w	$-0.97^{+0.07}_{-0.09}$ (95% CL)
Densité d'énergie du vide	Ω_{Λ}	$0.76^{+0.04}_{-0.06}$
Densité de baryon	$\Omega_b h^2$	$0.0223^{+0.007}_{-0.009}$
Densité de baryon	Ω_b	$0.042^{+0.003}_{-0.005}$
Densité de matière	$\Omega_m h^2$	$0.127^{+0.007}_{-0.009}$
Densité de matière	Ω_m	$0.24^{+0.03}_{-0.04}$
Densité de matière noire	$\Omega_{dm} h^2$	$0.105^{+0.007}_{-0.010}$
Densité de matière noire	Ω_{dm}	$0.20^{+0.02}_{-0.04}$
Densité de neutrino légers	$\Omega_{\nu} h^2$	< 0.007 (95% CL)
Densité de neutrino légers	Ω_{ν}	< 0.014 (95% CL)
Temperature du CMB (K) (de COBE)	T_{cmb}	2.725 ± 0.001
Densité de photons CMB (cm^{-3}) (de COBE)	n_{γ}	410.5 ± 0.5
Densité de rayonnement	$\Omega_{\gamma} h^2$	$(2.471 \pm 0.004) \times 10^{-5}$
Densité de rayonnement	Ω_{γ}	$(4.6 \pm 0.5) \times 10^{-5}$
Rapport baryon-sur-photon	$\eta = n_b/n_{\gamma}$	$4.7 \times 10^{-10} < \eta < 6.5 \times 10^{-10}$
Densité de baryon (cm^{-3})	n_b	$1.9 \times 10^{-7} < n_b < 2.5 \times 10^{-7}$
Fluctuation d'amplitude dans $8h^{-1}$ Mpc	σ_8	$0.74^{+0.05}_{-0.05}$
Normalisation du spectre de puissance (à $k_0 = 0.05 \text{ Mpc}^{-1}$)	A	$0.68^{+0.04}_{-0.06}$
Indice spectral scalaire (à $k_0 = 0.05 \text{ Mpc}^{-1}$)	n_s	$0.951^{+0.015}_{-0.019}$
Pente de l'indice spectral (à $k_0 = 0.05 \text{ Mpc}^{-1}$)	$dn_s/d \ln k$	$-0.055^{+0.029}_{-0.035}$
Rapport tenseur-sur-scalaire (à $k_0 = 0.002 \text{ Mpc}^{-1}$)	$r = T/S$	< 0.55 (95% CL)
Redshift du découplage	z_{dec}	1089 ± 1
Epaisseur du découplage (FWHM)	Δz_{dec}	195 ± 2
Age de l'univers (Gyr)	t_0	$13.7^{+0.1}_{-0.2}$
Age au découplage (kyr)	t_{dec}	379^{+8}_{-7}
Age à la réionisation (Myr, 95% CL))	t_r	-
Durée du découplage (kyr)	Δt_{dec}	118^{+3}_{-2}
Redshift de l'égalité matière-énergie	z_{eq}	3233^{+194}_{-210}
Profondeur optique à la réionisation	τ	0.09 ± 0.03
Redshift de la réionisation (95% CL)	z_r	≈ 11
Horizon acoustique au découplage ($^{\circ}$)	θ_A	0.598 ± 0.002
Distance diamètre angulaire du découplage (Gpc)	d_A	$14.0^{+0.2}_{-0.3}$
Echelle acoustique ($l_A \approx \pi/\theta_A$)	l_A	301 ± 1
Horizon acoustique au découplage (Mpc) ($l_A \approx \pi/\theta_A$)	r_s	147 ± 2

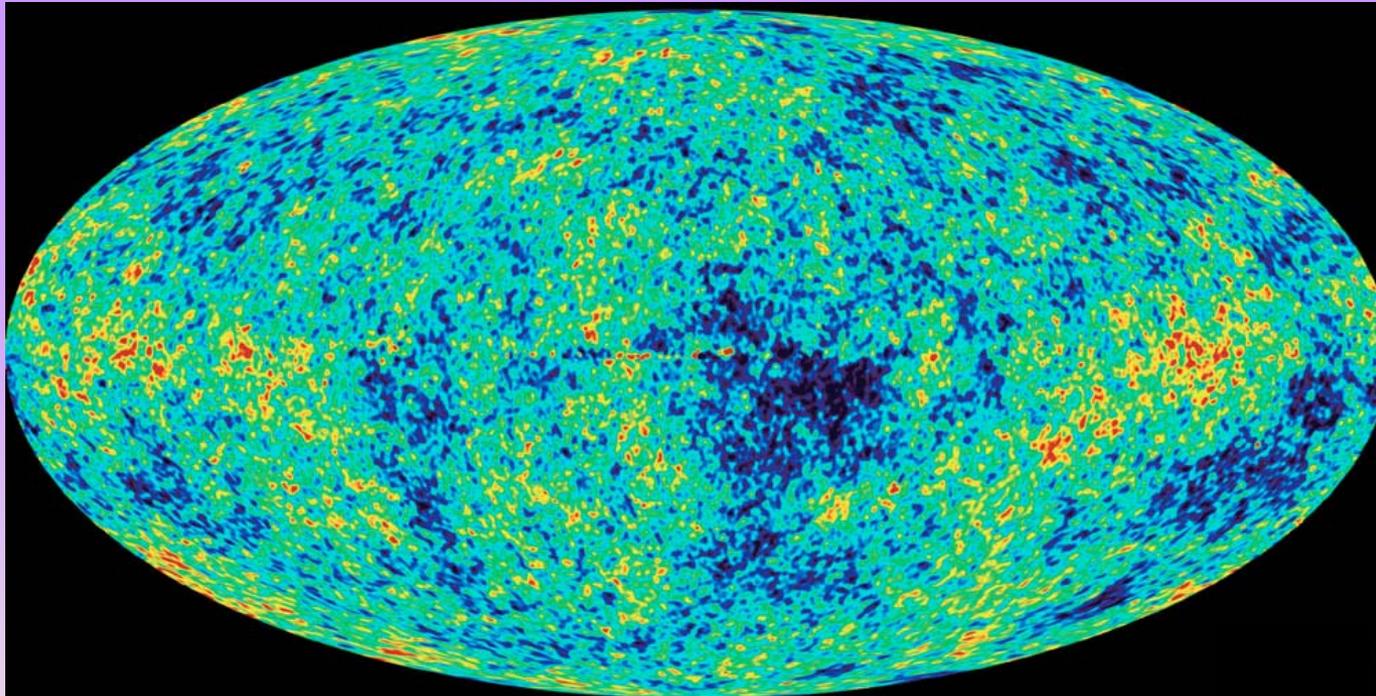
Paramètres cosmologiques avec WMAP3+COBE

Description	Symbole	Valeur
Paramètre de Hubble	h	$0.73^{+0.04}_{-0.03}$
Densité totale	Ω_{tot}	$1.003^{+0.013}_{-0.017}$
Equation d'état de l'énergie sombre	w	$-0.97^{+0.07}_{-0.09}$ (95% CL)
Densité d'énergie du vide	Ω_Λ	$0.76^{+0.04}_{-0.06}$
Densité de baryon	$\Omega_b h^2$	$0.0223^{+0.007}_{-0.009}$
Densité de baryon	Ω_b	$0.042^{+0.003}_{-0.005}$
Densité de matière	$\Omega_m h^2$	$0.127^{+0.007}_{-0.009}$
Densité de matière	Ω_m	$0.24^{+0.03}_{-0.04}$
Densité de matière noire	$\Omega_{dm} h^2$	$0.105^{+0.007}_{-0.010}$
Densité de matière noire	Ω_{dm}	$0.20^{+0.02}_{-0.04}$
Densité de neutrino légers	$\Omega_\nu h^2$	< 0.007 (95% CL)
Densité de neutrino légers	Ω_ν	< 0.014 (95% CL)
Temperature du CMB (K) (de COBE)	T_{cmb}	2.725 ± 0.001
Densité de photons CMB (cm^{-3}) (de COBE)	n_γ	410.5 ± 0.5
Densité de rayonnement	$\Omega_\gamma h^2$	$(2.471 \pm 0.004) \times 10^{-5}$
Densité de rayonnement	Ω_γ	$(4.6 \pm 0.5) \times 10^{-5}$
Rapport baryon-sur-photon	$\eta = n_b/n_\gamma$	$4.7 \times 10^{-10} < \eta < 6.5 \times 10^{-10}$
Densité de baryon (cm^{-3})	n_b	$1.9 \times 10^{-7} < n_b < 2.5 \times 10^{-7}$
Fluctuation d'amplitude dans $8h^{-1}$ Mpc	σ_8	$0.74^{+0.05}_{-0.05}$
Normalisation du spectre de puissance (à $k_0 = 0.05 \text{ Mpc}^{-1}$)	A	$0.68^{+0.04}_{-0.06}$
Indice spectral scalaire (à $k_0 = 0.05 \text{ Mpc}^{-1}$)	n_s	$0.951^{+0.015}_{-0.019}$
Pente de l'indice spectral (à $k_0 = 0.05 \text{ Mpc}^{-1}$)	$dn_s/d \ln k$	$-0.055^{+0.029}_{-0.035}$
Rapport tenseur-sur-scalaire (à $k_0 = 0.002 \text{ Mpc}^{-1}$)	$r = T/S$	< 0.55 (95% CL)
Redshift du découplage	z_{dec}	1089 ± 1
Epaisseur du découplage (FWHM)	Δz_{dec}	195 ± 2
Age de l'univers (Gyr)	t_0	$13.7^{+0.1}_{-0.2}$
Age au découplage (kyr)	t_{dec}	379^{+8}_{-7}
Age à la réionisation (Myr, 95% CL))	t_r	-
Durée du découplage (kyr)	Δt_{dec}	118^{+3}_{-2}
Redshift de l'égalité matière-énergie	z_{eq}	3233^{+194}_{-210}
Profondeur optique à la réionisation	τ	0.09 ± 0.03
Redshift de la réionisation (95% CL)	z_r	≈ 11
Horizon acoustique au découplage ($^\circ$)	θ_A	0.598 ± 0.002
Distance diamètre angulaire du découplage (Gpc)	d_A	$14.0^{+0.2}_{-0.3}$
Echelle acoustique ($l_A \approx \pi/\theta_A$)	l_A	301 ± 1
Horizon acoustique au découplage (Mpc) ($l_A \approx \pi/\theta_A$)	r_s	147 ± 2



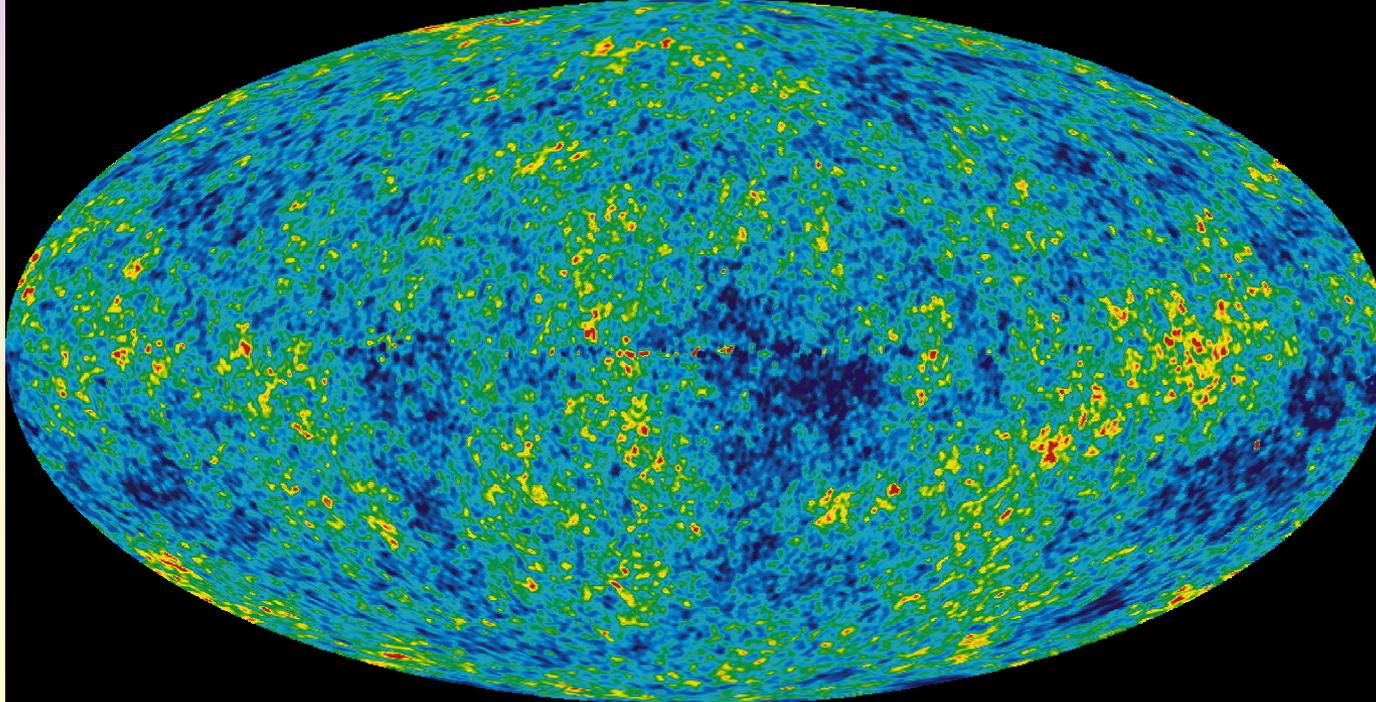
Totalement indépendant des analyses par la nucléosynthèse primordiale

Paramètres cosmologiques avec WMAP3+COBE



WMAP-1

et



WMAP-5

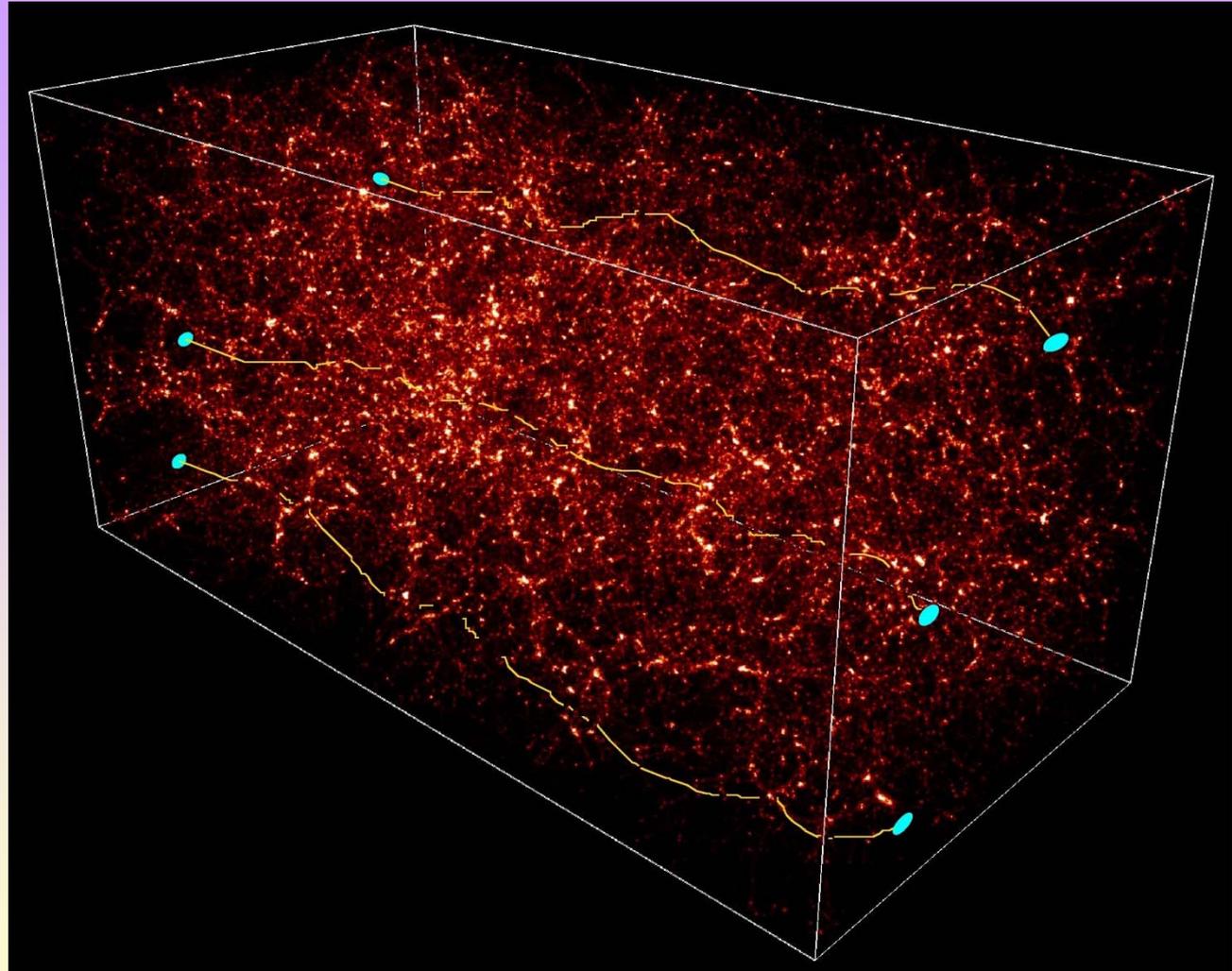
WMAP-3				WMAP-5	
Description	Symbole	Valeur	Symbole	Valeur WMAP-5 seul	
Paramètre de Hubble	h	$0.73^{+0.04}_{-0.03}$	h	$0.719^{+0.026}_{-0.027}$	
Densité totale	Ω_{tot}	$1.003^{+0.013}_{-0.017}$	Ω_{tot}	$1.099^{+0.100}_{-0.085}$	
Equation d'état de l'énergie sombre	w	$-0.97^{+0.07}_{-0.09}$ (95% CL)	w (supposé constant)	$-1.06^{+0.41}_{-0.42}$	
Densité d'énergie du vide	Ω_Λ	$0.76^{+0.04}_{-0.06}$	$\Omega_b h^2$	0.02273 ± 0.00062	
Densité de baryon	$\Omega_b h^2$	$0.0223^{+0.007}_{-0.009}$	Ω_b	0.0441 ± 0.0030	
Densité de baryon	Ω_b	$0.042^{+0.003}_{-0.005}$	$\Omega_{dm} h^2$	0.1099 ± 0.0062	
Densité de matière	$\Omega_m h^2$	$0.127^{+0.007}_{-0.009}$	Ω_{dm}	0.214 ± 0.027	
Densité de matière	Ω_m	$0.24^{+0.03}_{-0.04}$	Ω_Λ	0.742 ± 0.030	
Densité de matière noire	$\Omega_{dm} h^2$	$0.105^{+0.007}_{-0.010}$	σ_8	0.796 ± 0.036	
Densité de matière noire	Ω_{dm}	$0.20^{+0.02}_{-0.04}$	n_s	$0.963^{+0.014}_{-0.015}$	
Densité de neutrino légers	$\Omega_\nu h^2$	< 0.007 (95% CL)	t_0	$13.69 \pm 0.13 \times 10^9$ ans	
Densité de neutrino légers	Ω_ν	< 0.014 (95% CL)	z_{eq}	3176^{+151}_{-150}	
Température du CMB (K) (de COBE)	T_{cmb}	2.725 ± 0.001	$d_A(z_{eq})$	14279^{+188}_{-191} Mpc	
Densité de photons CMB (cm^{-3}) (de COBE)	n_γ	410.5 ± 0.5	z_{dec}	1090.51 ± 0.95	
Densité de rayonnement	$\Omega_\gamma h^2$	$(2.471 \pm 0.004) \times 10^{-5}$	$d_A(z_{dec})$	14115^{+188}_{-191} Mpc	
Densité de rayonnement	Ω_γ	$(4.6 \pm 0.5) \times 10^{-5}$	t_{dec}	380081^{+5843}_{-5841} ans	
Rapport baryon-sur-photon	$\eta = n_b/n_\gamma$	$4.7 \times 10^{-10} < \eta < 6.5 \times 10^{-10}$	$t_{reionis}$	$427^{+88}_{-65} \times 10^6$ ans	
Densité de baryon (cm^{-3})	n_b	$1.9 \times 10^{-7} < n_b < 2.5 \times 10^{-7}$	$r = T/S$ (à $k_0 = 0.002 \text{ Mpc}^{-1}$)	< 0.43 (95% C.L.)	
Fluctuation d'amplitude dans $8h^{-1}$ Mpc	σ_8	$0.74^{+0.05}_{-0.05}$	$dn_s/d \ln k$ (à $k_0 = 0.002 \text{ Mpc}^{-1}$)	-0.037 ± 0.028	
Normalisation du spectre de puissance (à $k_0 = 0.05 \text{ Mpc}^{-1}$)	A	$0.68^{+0.04}_{-0.06}$	$\Omega_\nu h^2$	< 0.014 (95% CL)	
Indice spectral scalaire (à $k_0 = 0.05 \text{ Mpc}^{-1}$)	n_s	$0.951^{+0.015}_{-0.019}$	$\sum m_\nu$ (masses neutrinos)	1.3 eV (95% CL)	
Pente de l'indice spectral (à $k_0 = 0.05 \text{ Mpc}^{-1}$)	$dn_s/d \ln k$	$-0.055^{+0.029}_{-0.035}$	$N_{\nu_{eff}}$	> 2.3	
Rapport tenseur-sur-scalaire (à $k_0 = 0.002 \text{ Mpc}^{-1}$)	$r = T/S$	< 0.55 (95% CL)	$\tau(reionis)$	0.087 ± 0.017	
Redshift du découplage	z_{dec}	1089 ± 1	$z(reionis)$	11.0 ± 1.4	
Epaisseur du découplage (FWHM)	Δz_{dec}	195 ± 2			
Age de l'univers (Gyr)	t_0	$13.7^{+0.1}_{-0.2}$			
Age au découplage (kyr)	t_{dec}	379^{+8}_{-7}			
Age à la réionisation (Myr, 95% CL))	t_r	-			
Durée du découplage (kyr)	Δt_{dec}	118^{+3}_{-2}			
Redshift de l'égalité matière-énergie	z_{eq}	3233^{+194}_{-210}			
Profondeur optique à la réionisation	τ	0.09 ± 0.03			
Redshift de la réionisation (95% CL)	z_r	≈ 11			
Horizon acoustique au découplage ($^\circ$)	θ_A	0.598 ± 0.002			
Distance diamètre angulaire du découplage (Gpc)	d_A	$14.0^{+0.2}_{-0.3}$			
Echelle acoustique ($l_A \approx \pi/\theta_A$)	ℓ_A	301 ± 1			
Horizon acoustique au découplage (Mpc) ($l_A \approx \pi/\theta_A$)	r_s	147 ± 2			

Détermination des paramètres cosmologiques

Forme et évolution du spectre de puissance de la matière noire:

Effets de distorsion gravitationnelle faible cosmologique (cosmic shear)

- Sondage et reconstruction des halos de matière noire à toutes les échelles;
- Détection et mesure de masse des amas de galaxies;
- Mesure du spectre:
 $P(k)=A$ (ou σ_8) k^n

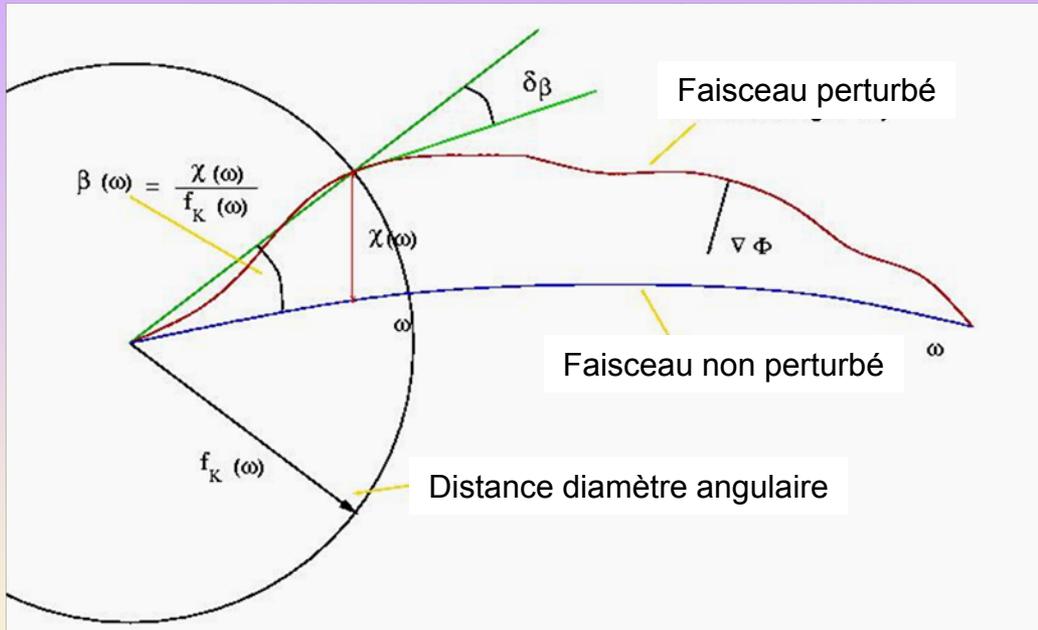


$$\alpha(\boldsymbol{\theta}, w) = \frac{\delta \mathbf{x}(\boldsymbol{\theta}, w)}{r_k(w)} = \frac{2}{c^2} \int_0^w dw' \frac{r_k(w-w')}{r_k(w)} \nabla_{\perp} \Phi[r_k(w') \boldsymbol{\theta}, w']$$

Détermination des paramètres cosmologiques

Effets de distorsion gravitationnelle faible cosmologique (cosmic shear)

$$\alpha(\boldsymbol{\theta}, w) = \frac{\delta \mathbf{x}(\boldsymbol{\theta}, w)}{r_k(w)} = \frac{2}{c^2} \int_0^w dw' \frac{r_k(w-w')}{r_k(w)} \nabla_{\perp} \Phi [r_k(w') \boldsymbol{\theta}, w'] .$$



$$\kappa(\boldsymbol{\theta}) = \frac{1}{2} \nabla_{\boldsymbol{\theta}} \cdot \alpha(\boldsymbol{\theta}) = \frac{1}{2} \frac{\partial \alpha_i}{\partial \theta_i}$$

$$\kappa(\boldsymbol{\theta}, w) = \frac{1}{c^2} \int_0^w dw' \frac{r_k(w-w') r_k(w')}{r_k(w)} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \Phi [r_k(w') \boldsymbol{\theta}, w']$$

$$\Delta \Phi = 4\pi G R^2(t) \bar{\rho} \delta = 4\pi G R^2(t) \frac{\bar{\rho}_0}{R^3(t) \rho_c} \rho_c \delta = 4\pi G R^2(t) \Omega_0 \frac{3H_0^2}{8\pi G} \frac{1}{R(t)} \delta \quad \text{)2}$$

Détermination des paramètres cosmologiques

Effets de distorsion gravitationnelle faible cosmologique (cosmic shear)

$$\Delta\Phi = 4\pi GR^2(t)\bar{\rho} \delta = 4\pi GR^2(t) \frac{\bar{\rho}_0}{R^3(t)\rho_c} \rho_c \delta = 4\pi GR^2(t)\Omega_0 \frac{3H_0^2}{8\pi G} \frac{1}{R(t)} \delta$$

$$\Delta\Phi = \frac{3H_0^2}{R(t)} \Omega_0 \delta$$

$$\kappa^{(1)}(\boldsymbol{\theta}, z) = \frac{3}{2} \left(\frac{H_0}{c} \right)^2 \Omega_0 \int_0^z \frac{dz}{(1+z)H(z)} \frac{d_A(z', z) d_A(z')}{d_A(z)} \delta_{mass}^{(1)}(\boldsymbol{\theta}, z)$$

Propriétés statistiques de la convergence et du cisaillement engendrés par les grandes structures:

Effets de distorsion gravitationnelle faible cosmologique (cosmic shear)

relations avec les paramètres cosmologiques

- $\langle \kappa^2(\theta) \rangle^{1/2} \approx 0.01 \sigma_8 \Omega^{0.8} \left(\frac{\theta}{1 \text{deg.}} \right)^{-\frac{n+2}{2}} z_s^{0.75}$

- $\langle \kappa^2(\theta) \rangle = \langle \gamma^2(\theta) \rangle$

- $S_3(\kappa) \approx 40 \Omega^{-0.8} z_s^{-1.35}$

$$\sigma_8^2 = \int d^3k P(k) W^2(kR_8)$$

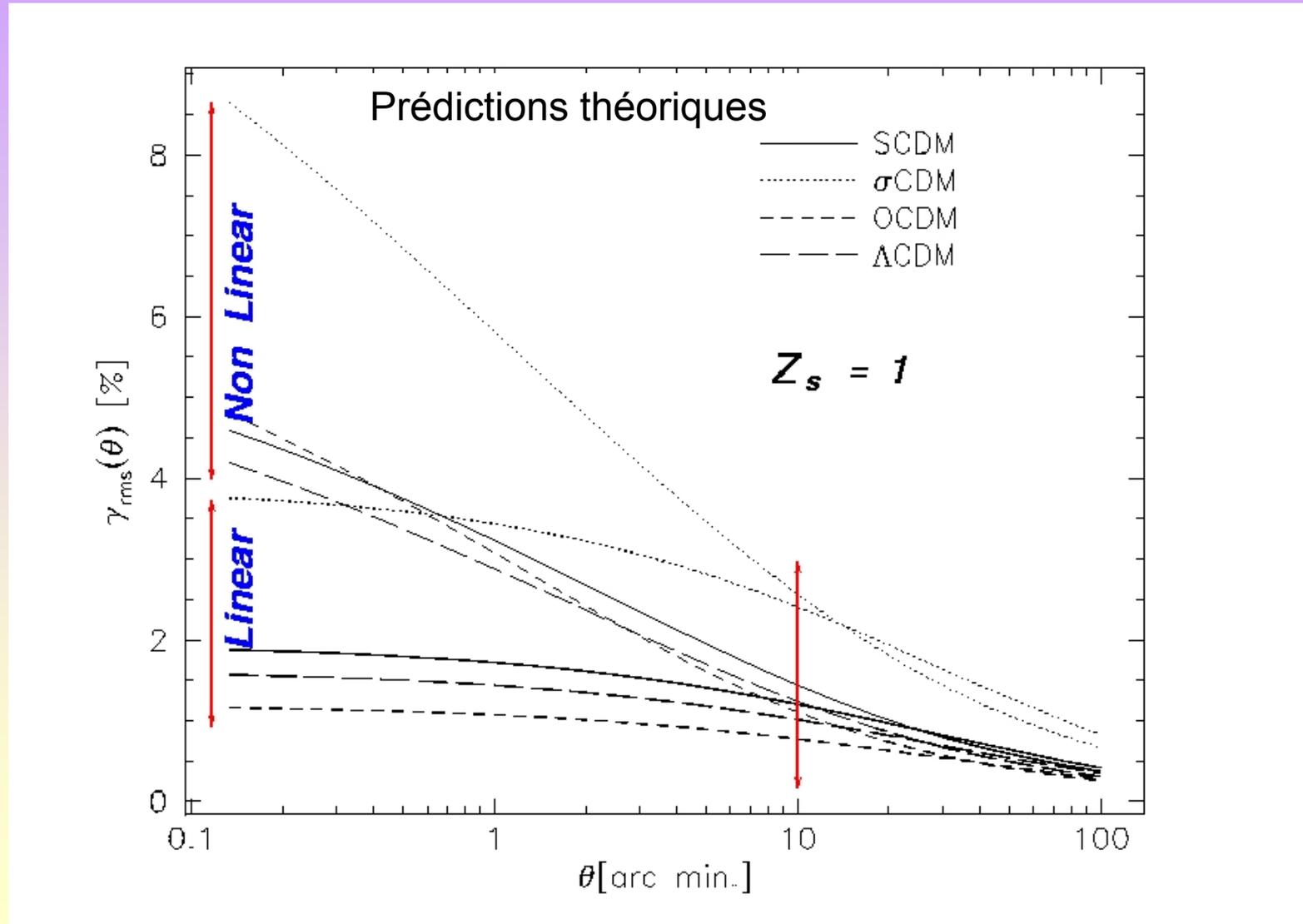
Ecart à la Gaussianité

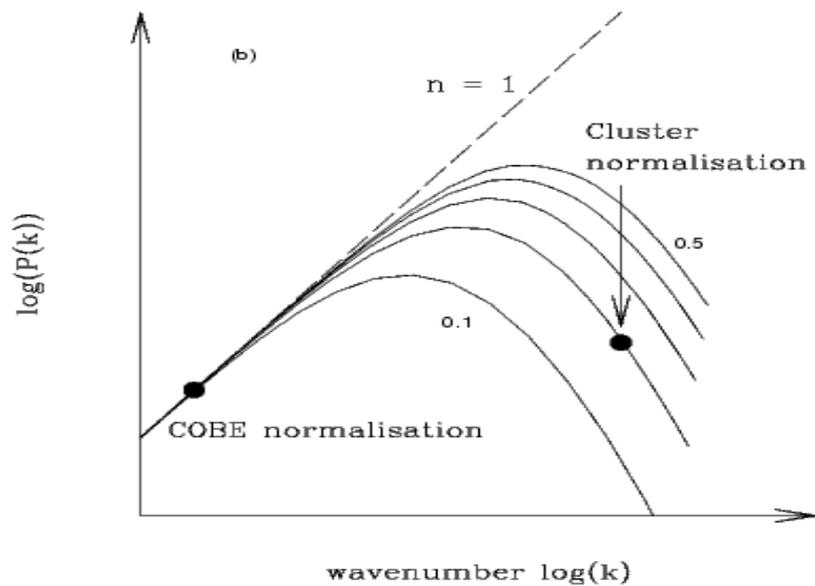
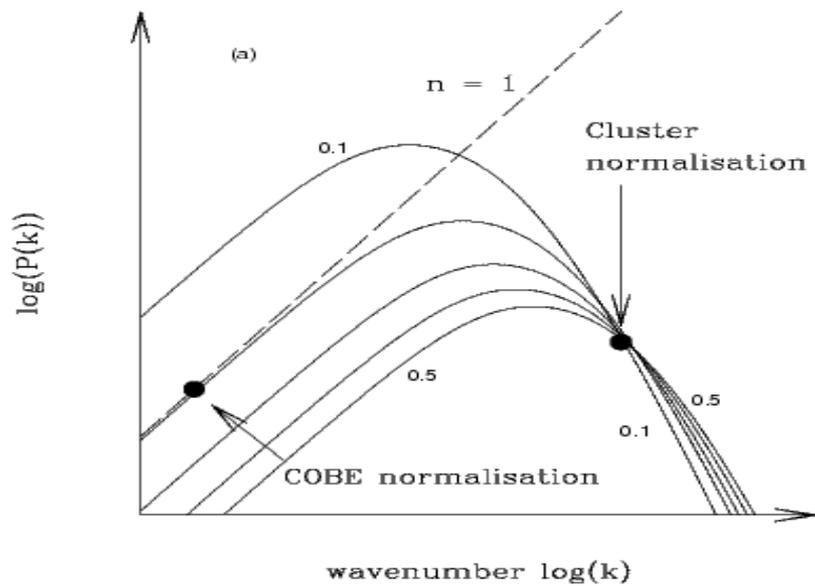
$$P(k) \sim \sigma_8 k^n$$

σ_8 = carré de la moyenne d'une perturbation de densité (contraste) dans une sphère de $R_8 = 8 h^{-1} \text{ Mpc}$

Propriétés statistiques de la convergence:

Effets de distorsion gravitationnelle faible cosmologique (cosmic shear)

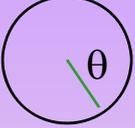




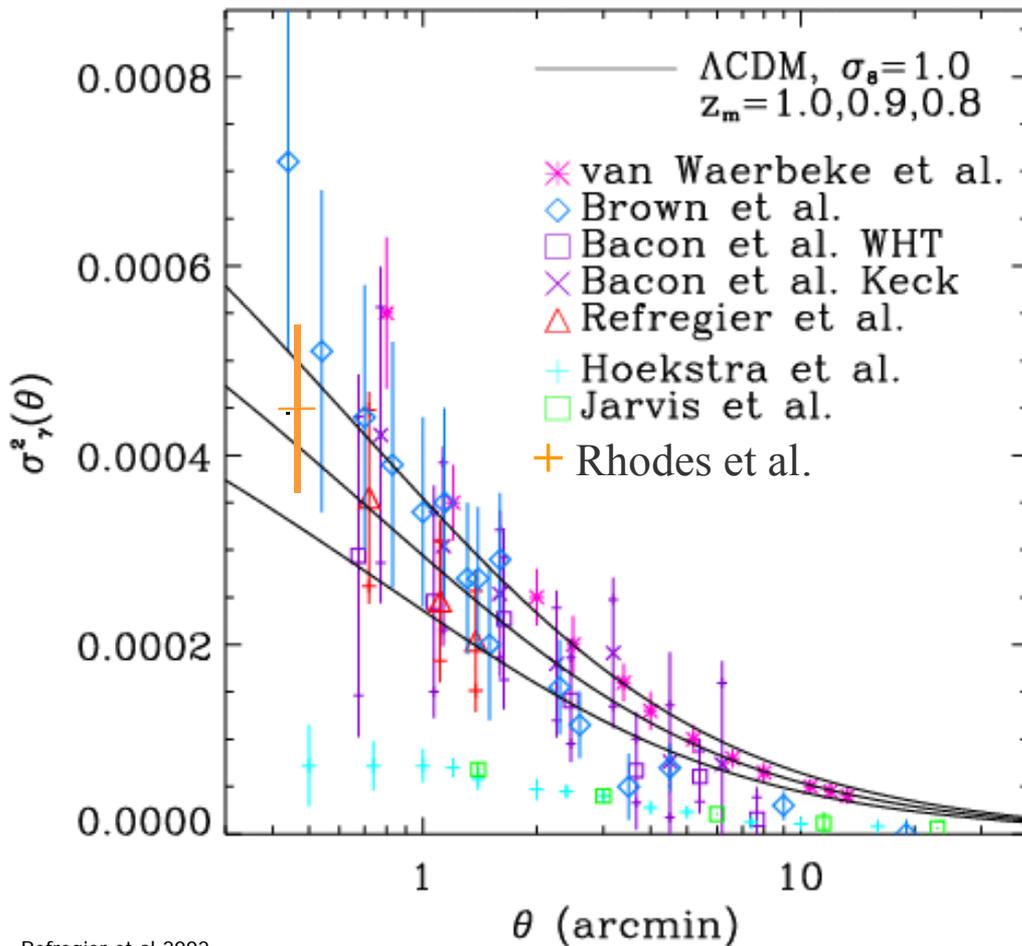
σ_8 :

la normalisation
du spectre de
puissance
à partir des
observables

Propriétés statistiques de la convergence et du cisaillement engendrés par les grandes structures: l'instabilité gravitationnelle semble une hypothèse solide



$$\sigma_{\gamma}^2(\theta) = \langle \gamma^2 \rangle$$



Refregier et al 2002

Courbes noires:

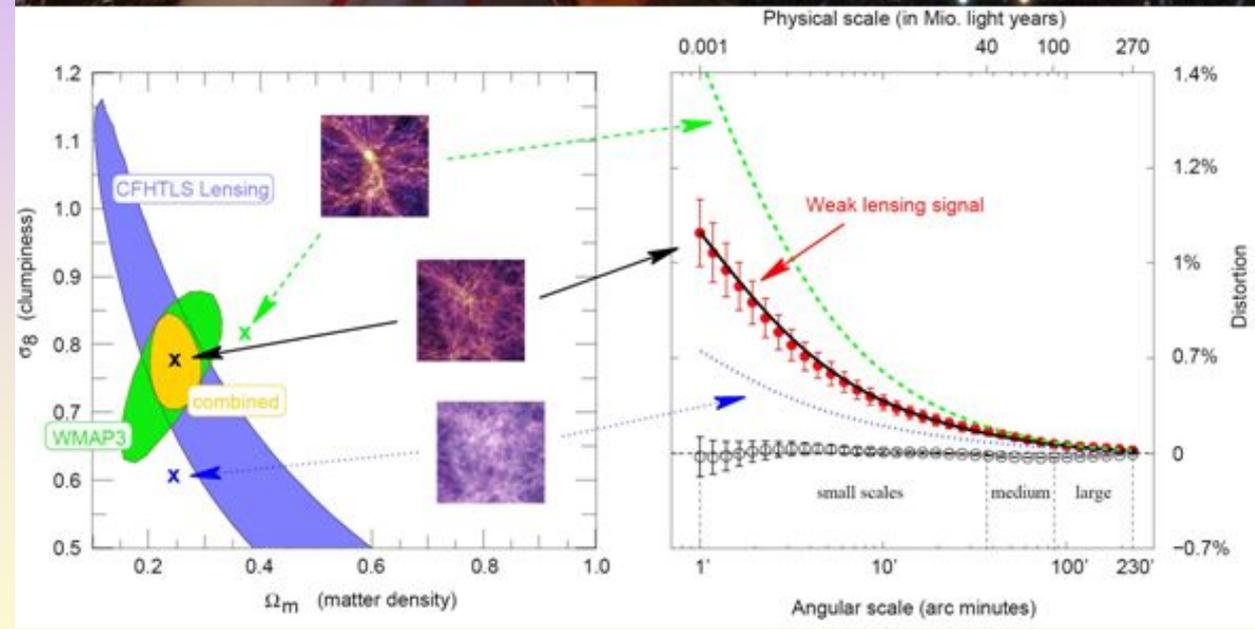
Prédictions théoriques pour un modèle d'univers dominé par de la matière noire et où les structures croissent par instabilité gravitationnelle

CFHTLS: contraintes sur $\Omega_m - \sigma_8$

Wide avec WMAP3

$$\Omega_m = 0.248 \pm 0.019$$

$$\sigma_8 = 0.771 \pm 0.029$$

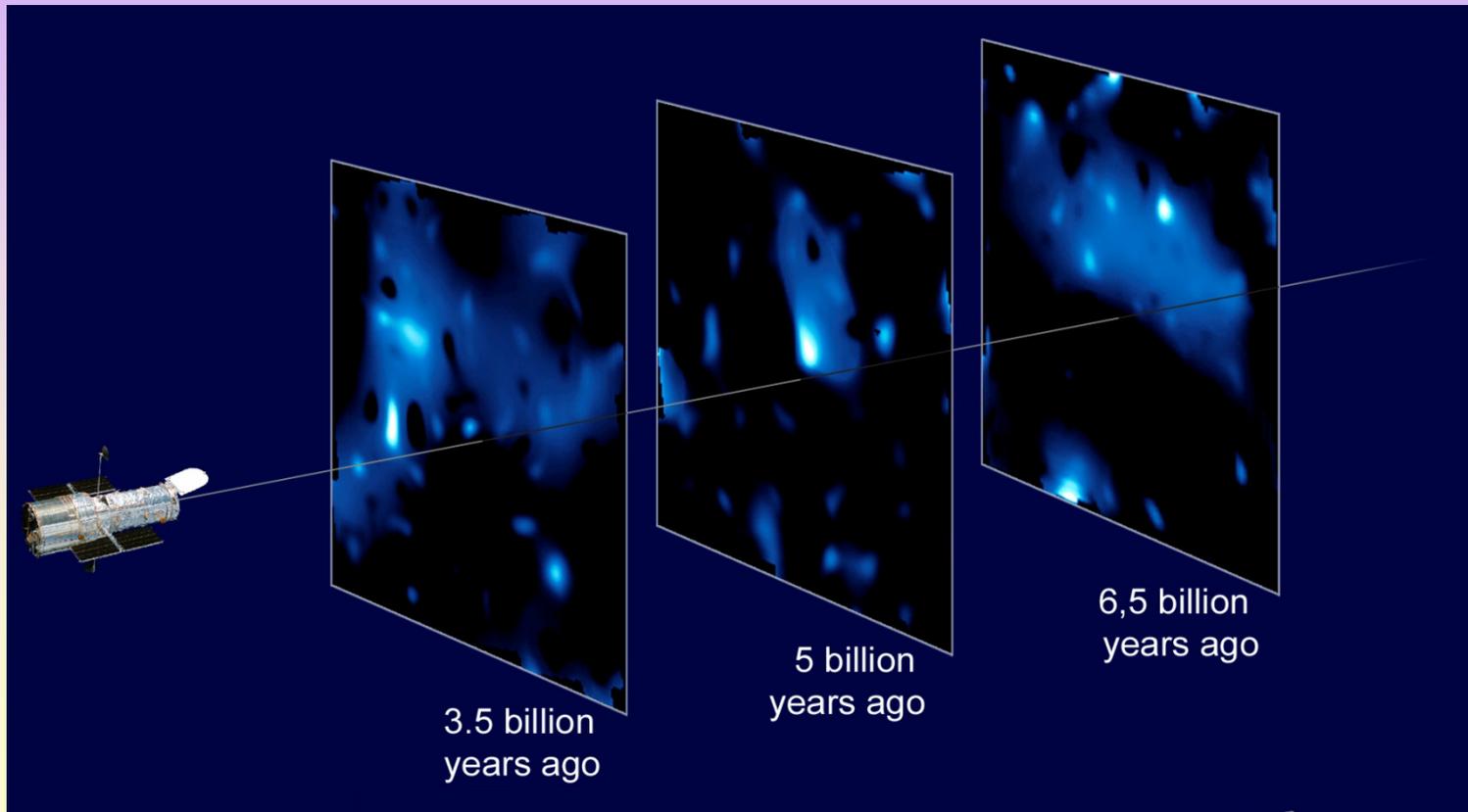


- $\langle \kappa^2(\theta) \rangle^{1/2} \approx 0.01 \sigma_8 \Omega^{0.8} \left(\frac{\theta}{1 \text{ deg.}} \right)^{-\frac{n+2}{2}} z_s^{0.75}$
- $\langle \kappa^2(\theta) \rangle = \langle \gamma^2(\theta) \rangle$

Wide surface effective : 37₉₈ deg²

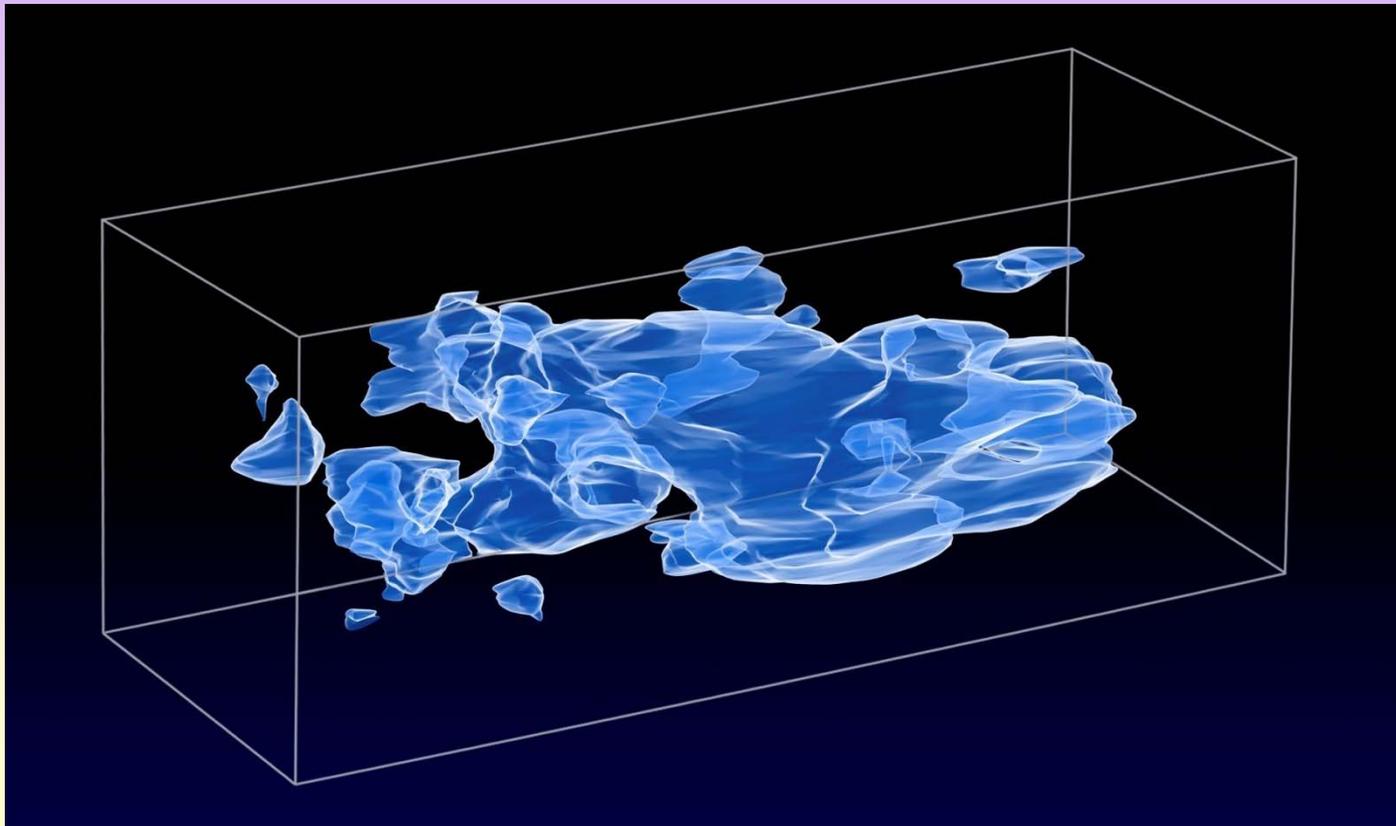
Le relevé HST COSMOS

cosmic shear sur différents plans en
redshift : $P(k,z)$



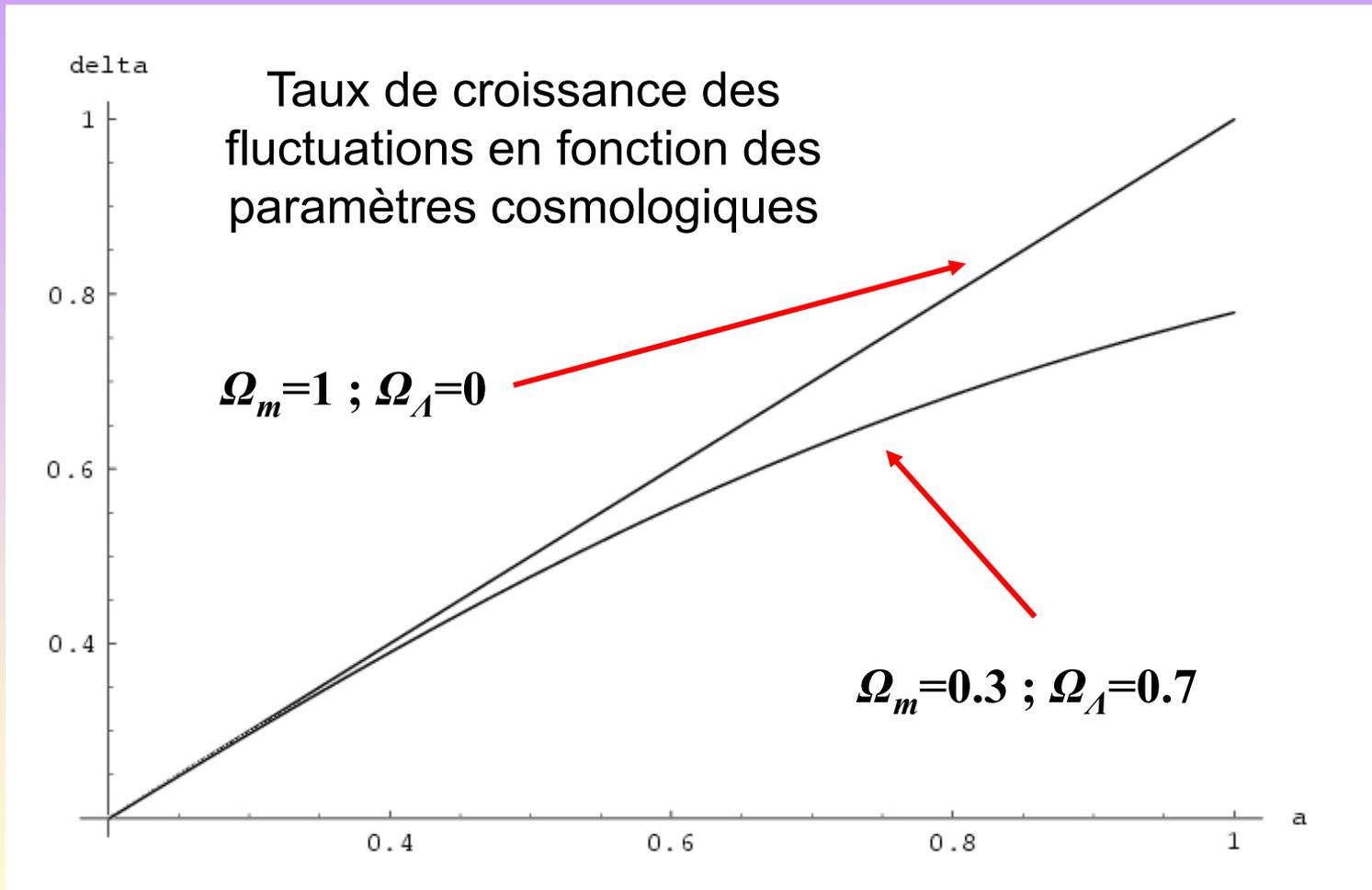
Le relevé HST COSMOS

La structuration 3D de la matière noire



Détermination des paramètres cosmologiques

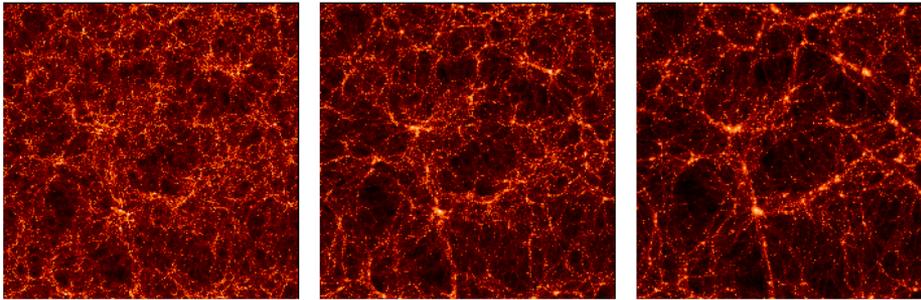
Abondance des amas de galaxies



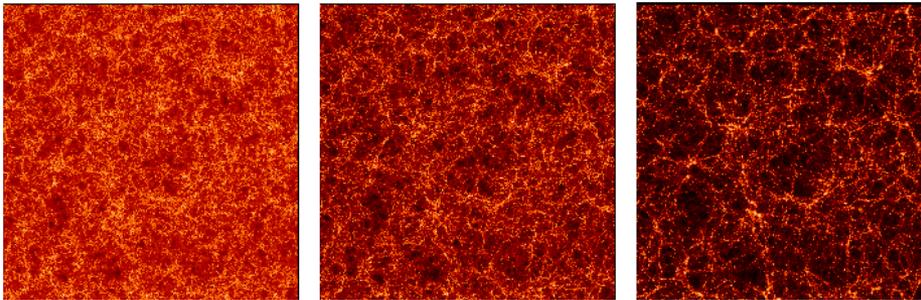
Les fluctuations croissent moins vite dans un univers plat à constante cosmologique non nulle

← z=3 z=1 z=0 (today)

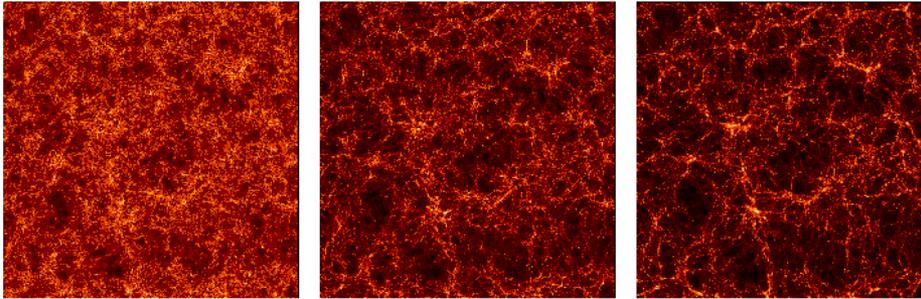
$H_0 = 70$
 $\Omega_m = 0.3, \Omega_\chi = 0.7$
 $W = -1 (\Lambda)$, Λ CDM
 $\sigma_8 = 0.9$



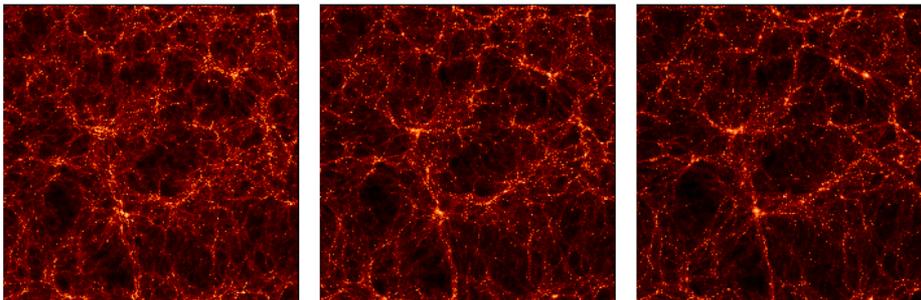
$H_0 = 50$
 $\Omega_m = 1.0, \Omega_\chi = 0.0$
 $W = 0$, SCDM
 $\sigma_8 = 0.51$



$H_0 = 70$
 $\Omega_m = 1.0, \Omega_\chi = 0.0$
 $W = 0$, τ CDM
 $\sigma_8 = 0.51$



$H_0 = 70$
 $\Omega_m = 0.3, \Omega_\chi = 0.7$
 $W = 0$, OCDM
 $\sigma_8 = 0.85$



Formation des structures et normalisation du spectre

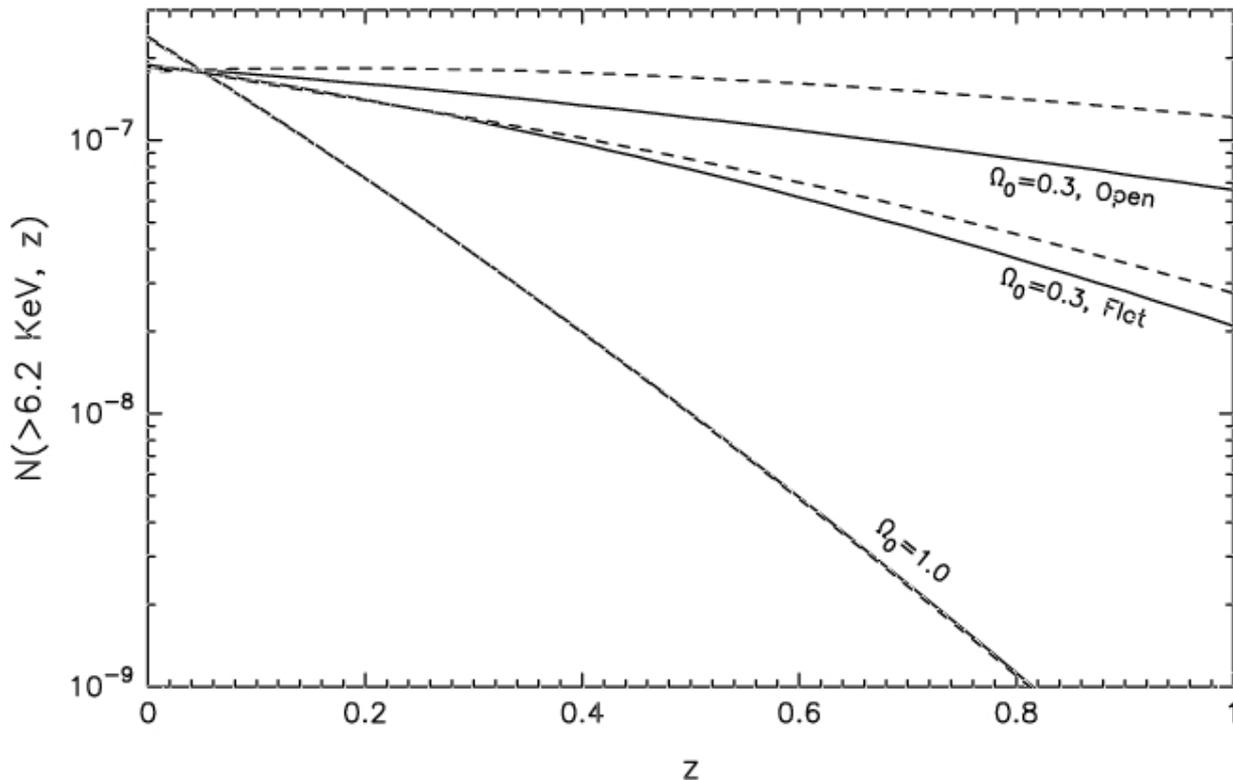
Détermination des paramètres cosmologiques

Abondance des amas de galaxies

Les fluctuations croissent moins vite dans un univers à constante cosmologique positive

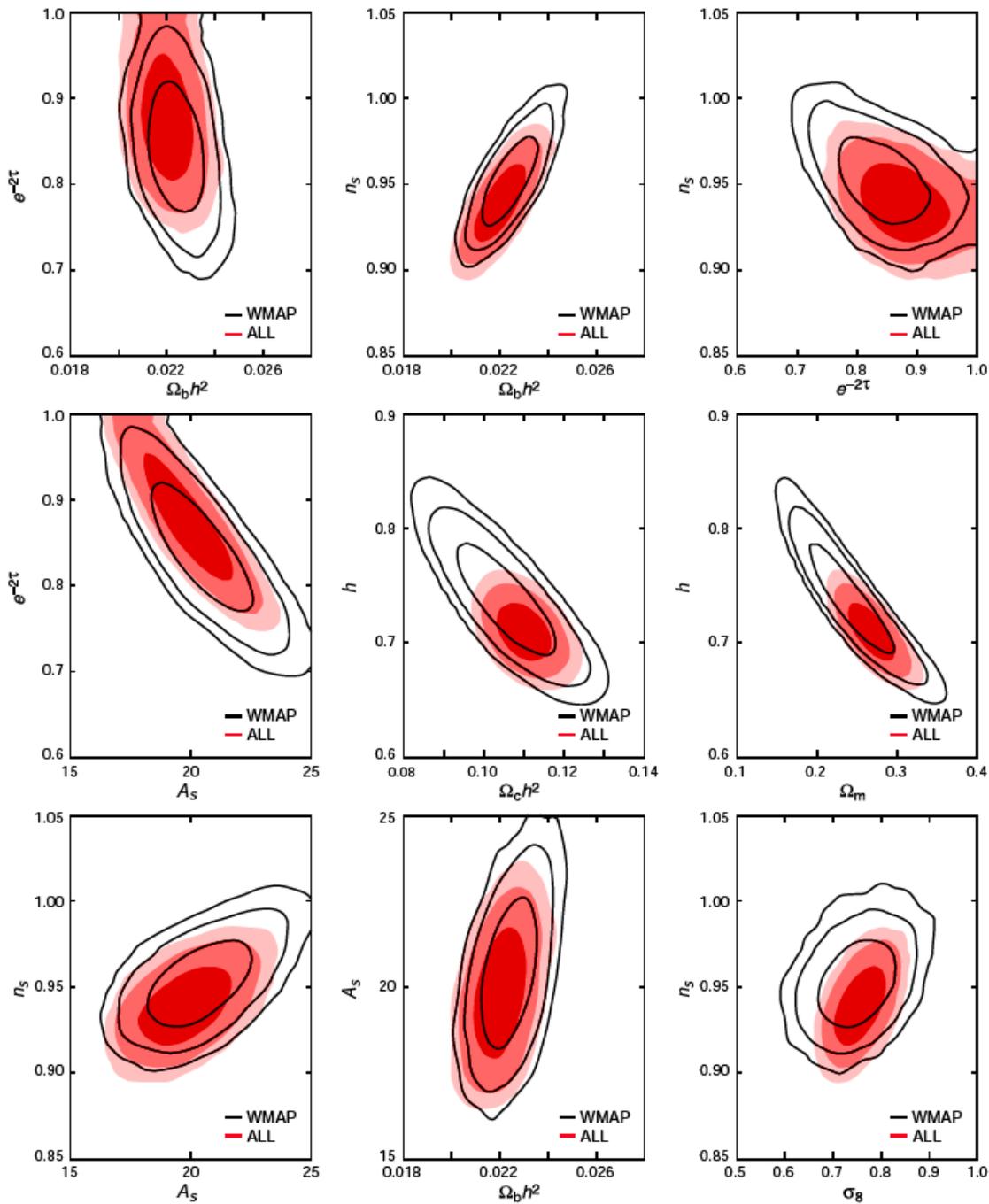


Pour un nombre d'amas fixé aujourd'hui, on prédit donc plus d'amas à grand z pour un univers plat à constante cosmologique non nulle



Méthode utile pour mesurer σ_8

→ $\Omega < 0.4$



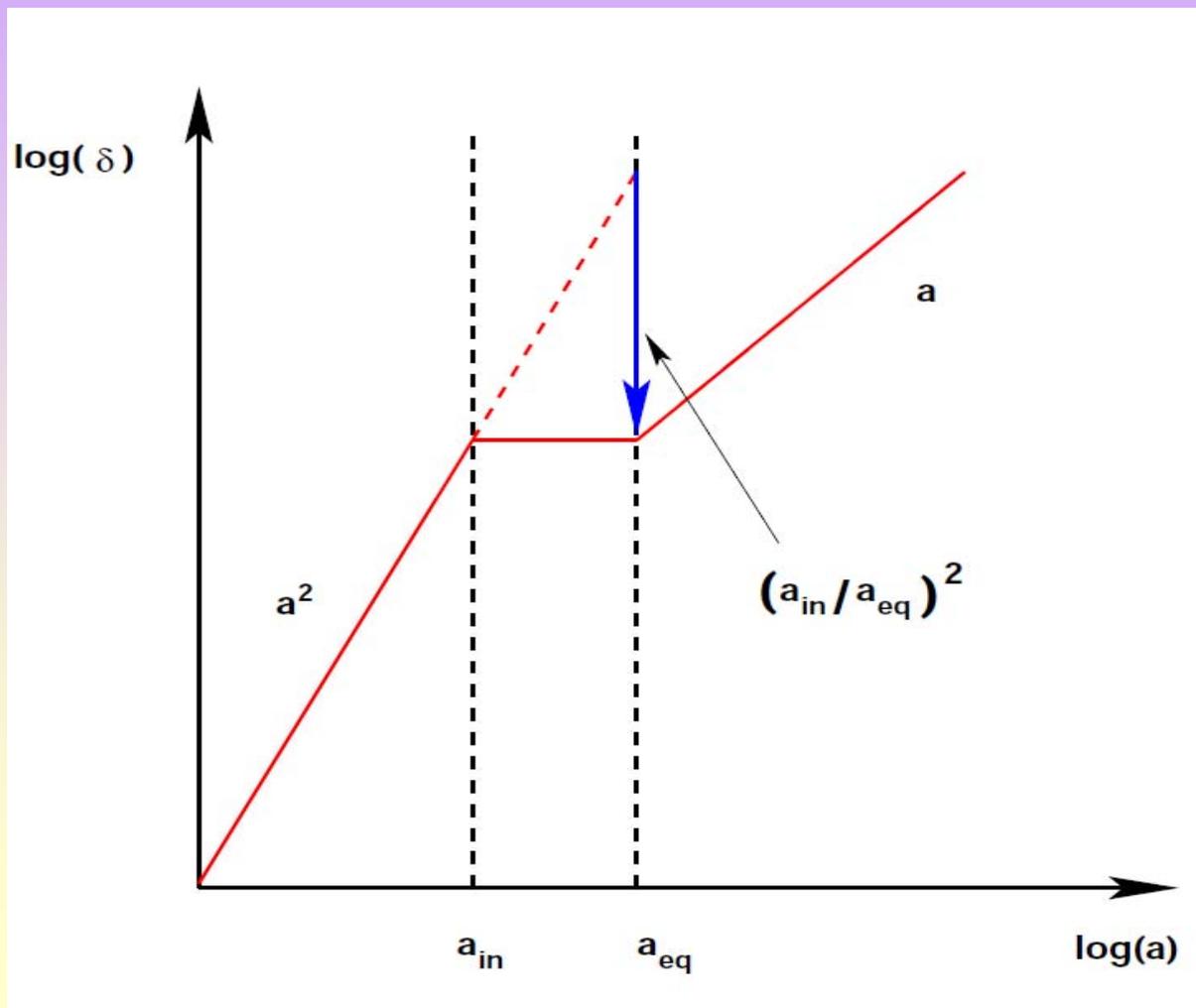
Paramètres cosmologiques :

Analyse multi-sondes et synthèses

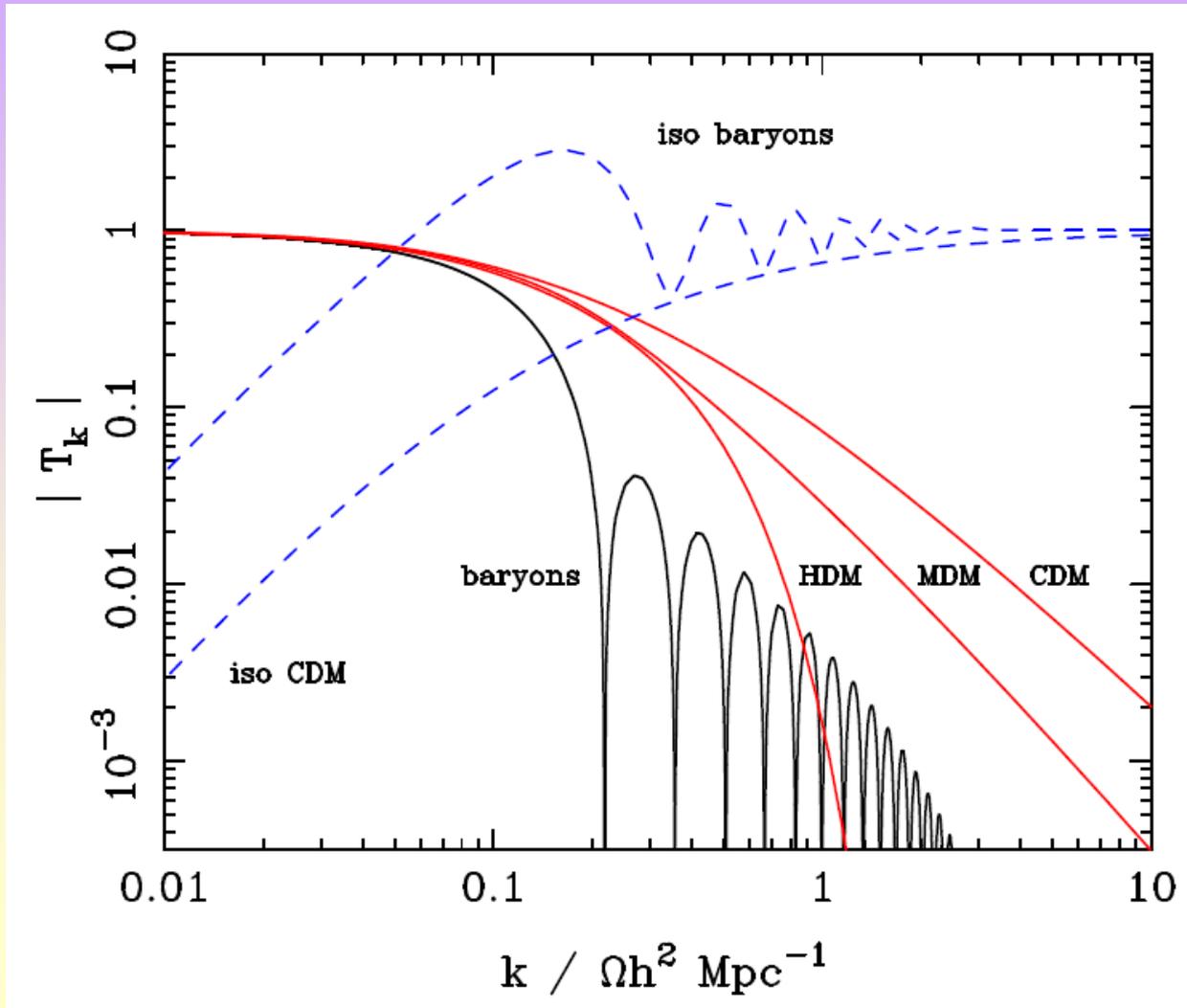
Paramètres cosmologiques : Analyse multi-sondes et synthèses

Symbole	Valeur WMAP-5 seul	Valeur WMAP-5+BAO+SN
h	$0.719^{+0.026}_{-0.027}$	0.701 ± 0.013
Ω_{tot}	$1.099^{+0.100}_{-0.085}$	1.0052 ± 0.064
w (supposé constant)	$-1.06^{+0.41}_{-0.42}$	$-0.972^{+0.061}_{-0.060}$
$\Omega_b h^2$	0.02273 ± 0.00062	0.02265 ± 0.00059
Ω_b	0.0441 ± 0.0030	0.0462 ± 0.0015
$\Omega_{dm} h^2$	0.1099 ± 0.0062	0.1143 ± 0.0034
Ω_{dm}	0.214 ± 0.027	0.233 ± 0.013
Ω_Λ	0.742 ± 0.030	0.721 ± 0.015
σ_8	0.796 ± 0.036	0.817 ± 0.026
n_s	$0.963^{+0.014}_{-0.015}$	$0.960^{+0.014}_{-0.015}$
t_0	$13.69 \pm 0.13 \times 10^9$ ans	$13.73 \pm 0.12 \times 10^9$ ans
z_{eq}	3176^{+151}_{-150}	3280^{+88}_{-89}
$d_A(z_{eq})$	14279^{+188}_{-191} Mpc	14172^{+141}_{-139} Mpc
z_{dec}	1090.51 ± 0.95	$1091.00^{+0.72}_{-139}$
$d_A(z_{dec})$	14115^{+188}_{-191} Mpc	14006^{+142}_{-141} Mpc
t_{dec}	380081^{+5843}_{-5841} ans	375938^{+3148}_{-3115} ans
$t_{reionis}$	$427^{+88}_{-65} \times 10^6$ ans	$432^{+90}_{-67} \times 10^6$ ans
$r = T/S$ (à $k_0 = 0.002 \text{ Mpc}^{-1}$)	< 0.43 (95% C.L.)	< 0.20 (95% C.L.)
$dn_s/d \ln k$ (à $k_0 = 0.002 \text{ Mpc}^{-1}$)	-0.037 ± 0.028	$-0.032^{+0.021}_{-0.020}$
$\Omega_\nu h^2$	< 0.014 (95% CL)	< 0.0065 (95% CL)
$\sum m_\nu$ (masses neutrinos)	1.3 eV (95% CL)	0.61 eV (95% CL)
$N_{\nu eff}$	> 2.3	4.4 ± 1.5
$\tau(reionis)$	0.087 ± 0.017	0.084 ± 0.016
$z(reionis)$	11.0 ± 1.4	10.8 ± 1.4

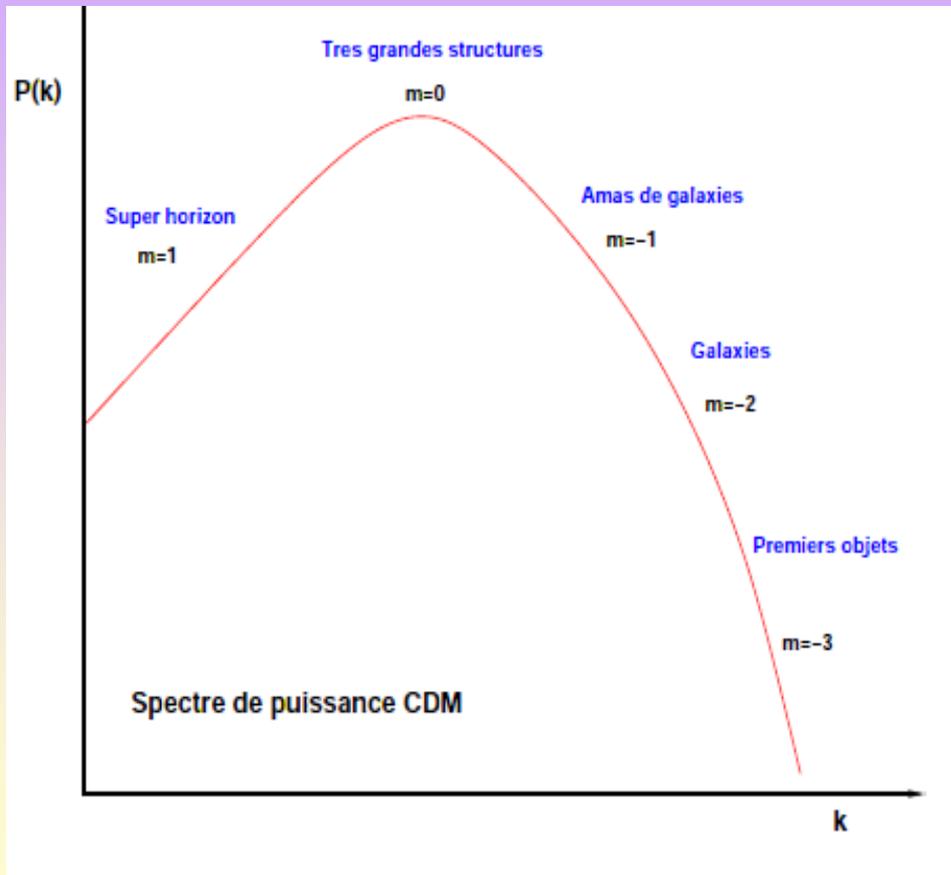
Forme du spectre de fluctuation de densité et paramètres cosmologiques: histoire de la formation des structures



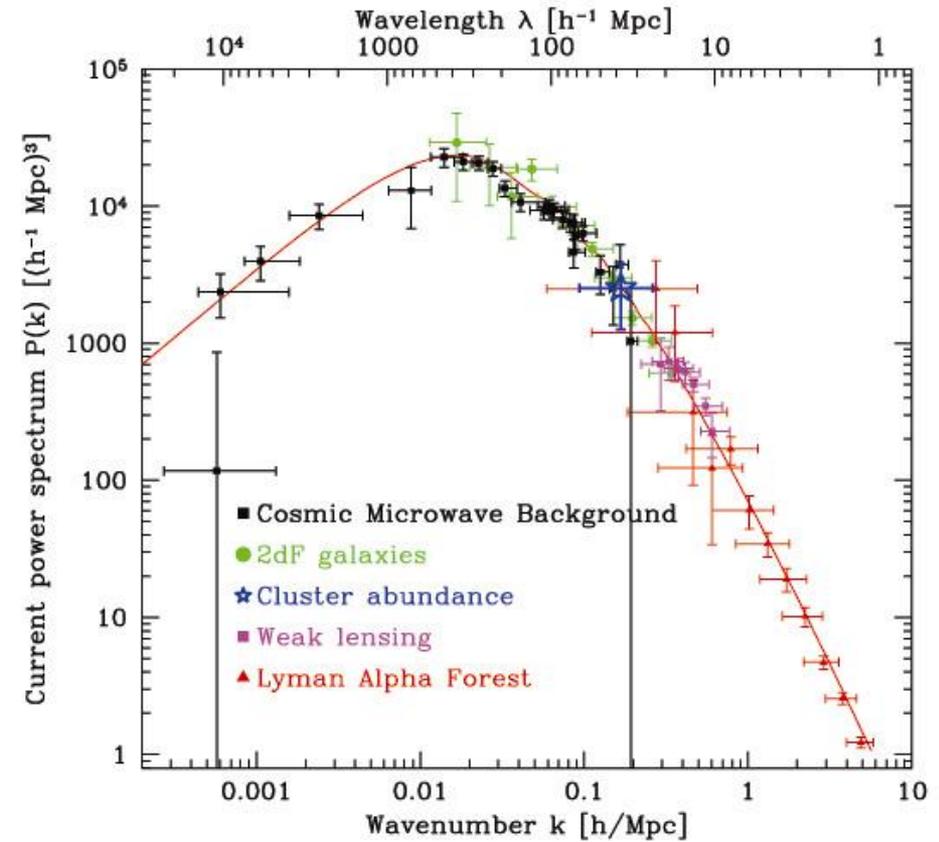
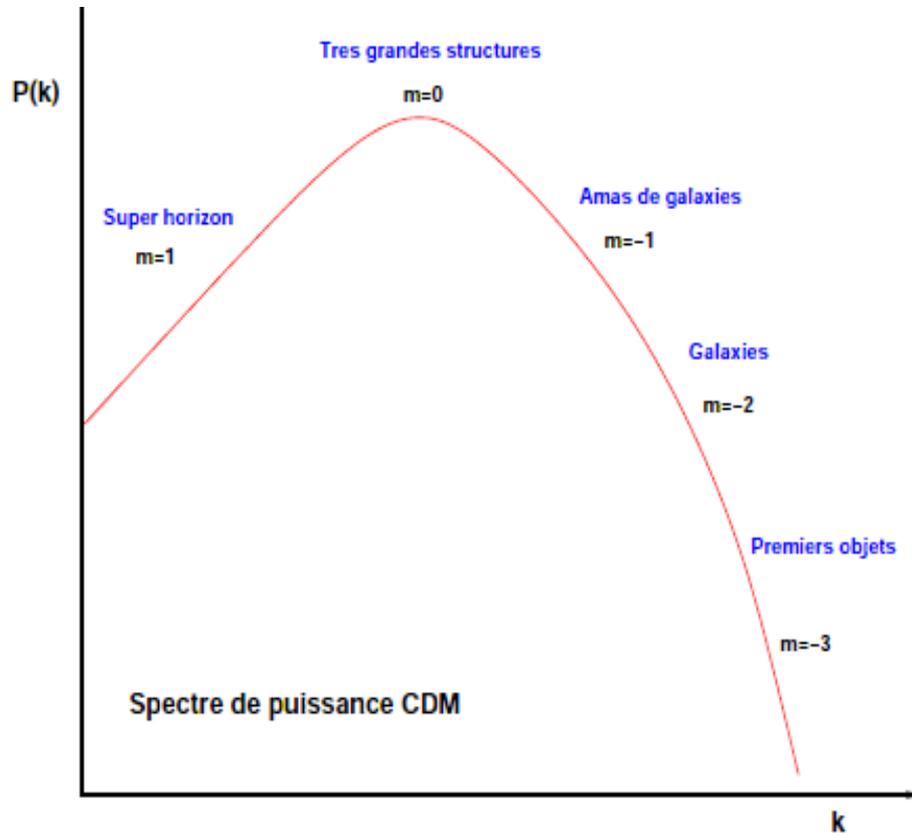
Forme du spectre et paramètres cosmologiques: histoire de la formation des structures



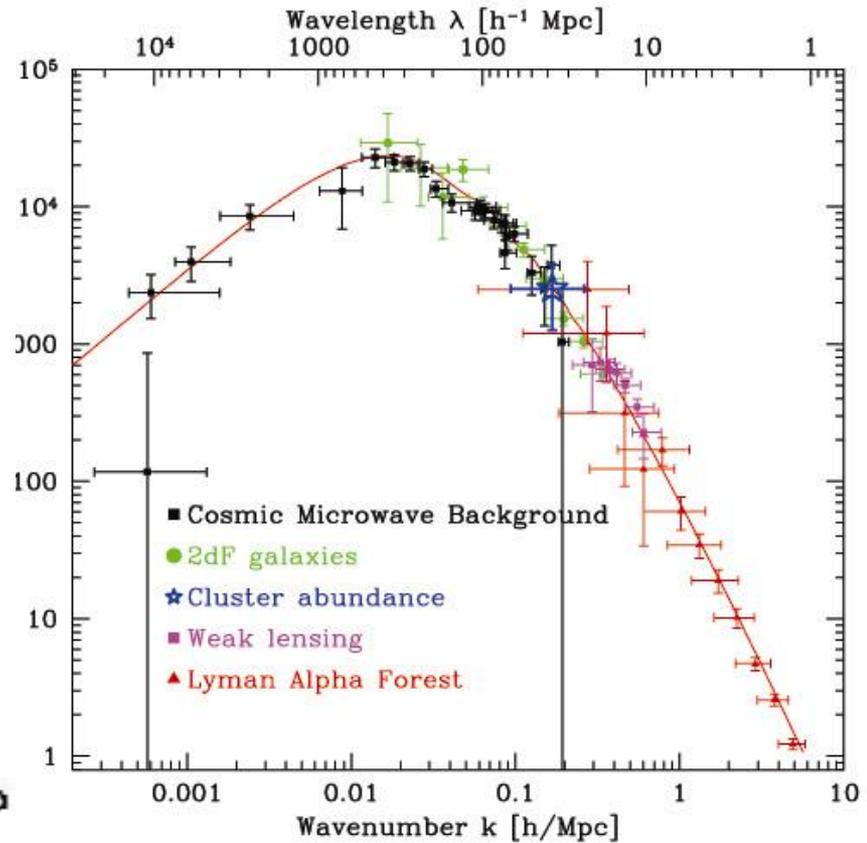
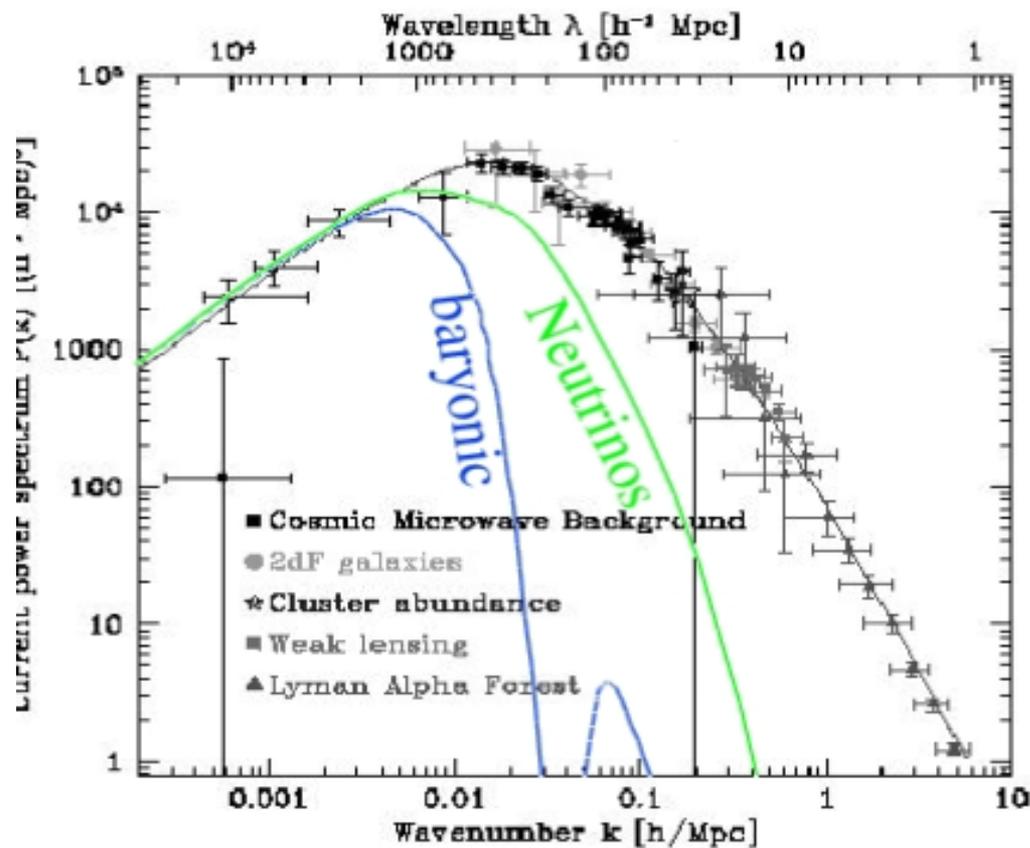
Reconstruction 3-D du spectre



Reconstruction 3-D du spectre



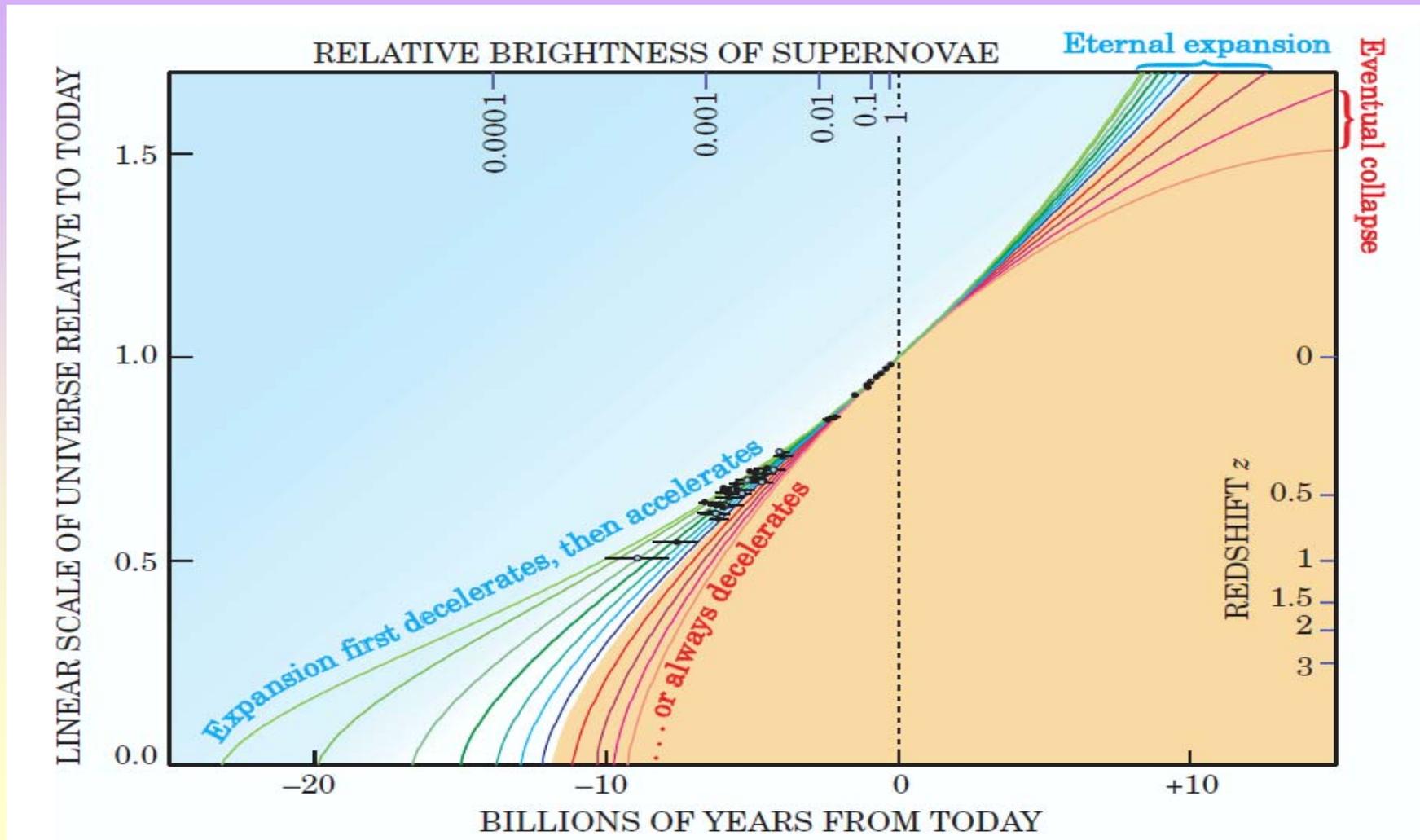
Reconstruction 3-D du spectre et nature de la matière noire



Propriété de l'énergie sombre

Origine du problème: l'accélération de l'expansion de l'univers

Inexplicable sans évoquer une nouvelle composante



L'univers avec énergie sombre

- Modifie le taux d'expansion de l'univers

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} (\rho_m + \rho_X)$$

$$H^2(z) = H_0^2 \left[\Omega_m (1+z)^3 + \Omega_X \exp \left[3 \int_0^z (1+w(z)) d\ln(1+z) \right] \right]$$

L'univers avec énergie sombre

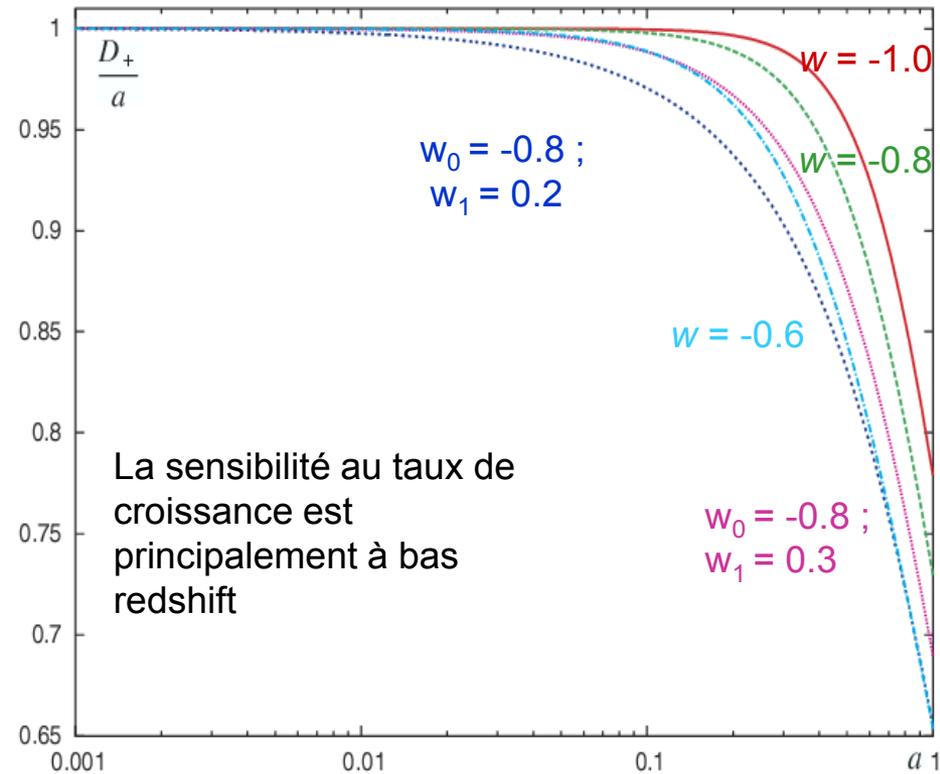
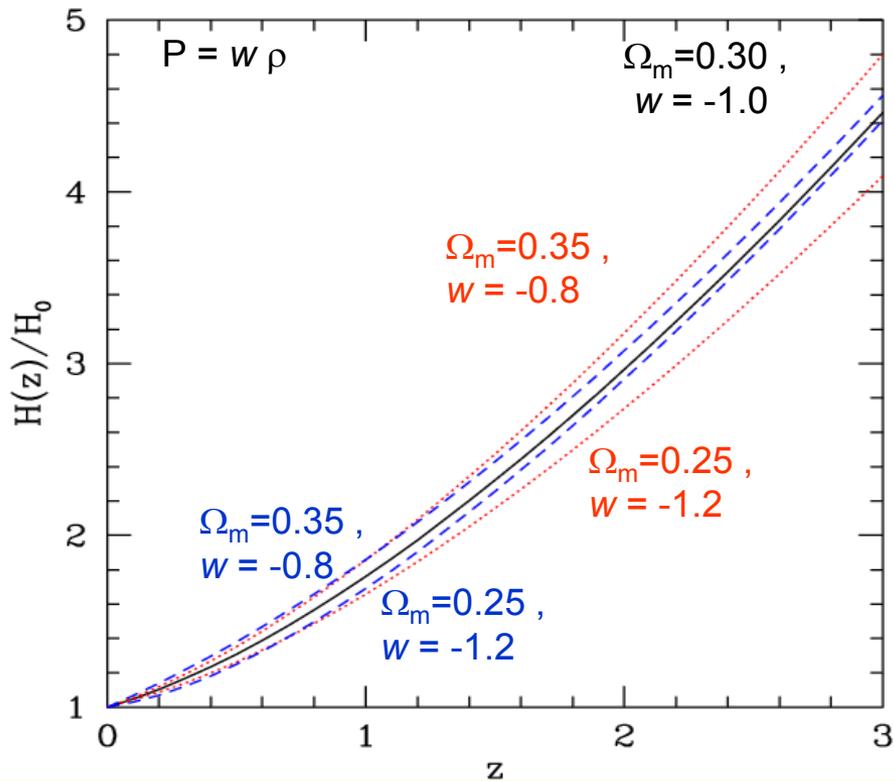
- Modifie le taux de croissance des structures

$$a = \frac{1}{1+z} ; \quad g(a) = \frac{D(a)}{a}$$

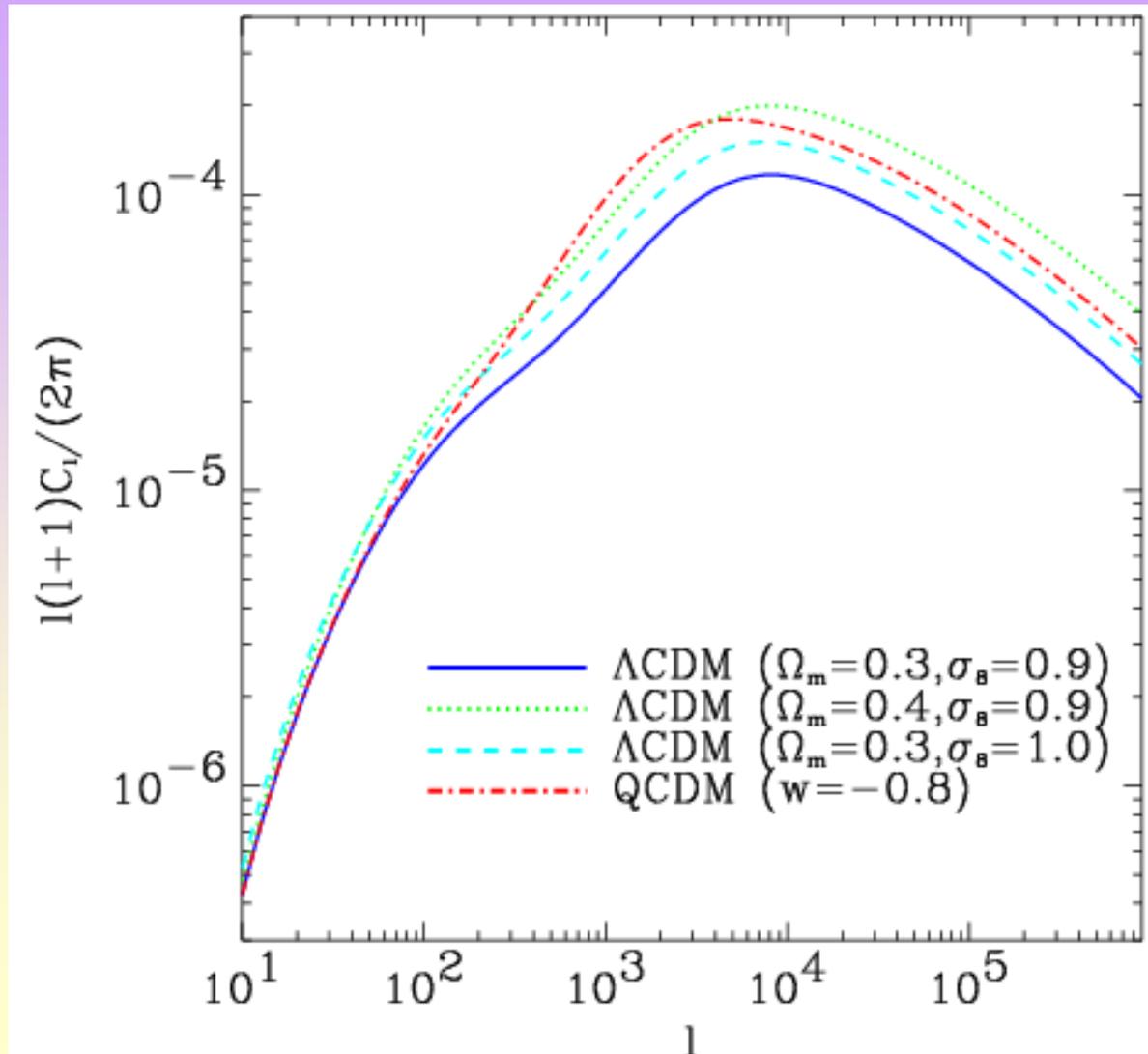
$D(a)$ est le taux de croissance normalisé à l'unité aujourd'hui. Pour la période dominée par la matière $D(a)=a$

$$\frac{d^2 g}{d \ln a^2} + \frac{1}{2} [5 - 3w(a) \Omega_X(a)] \frac{d g}{d \ln a} + \frac{3}{2} [1 - w(a)] \Omega_X(a) g = 0$$

Un univers avec énergie sombre



Effet de l'énergie sur le spectre de puissance



Nature et caractérisation

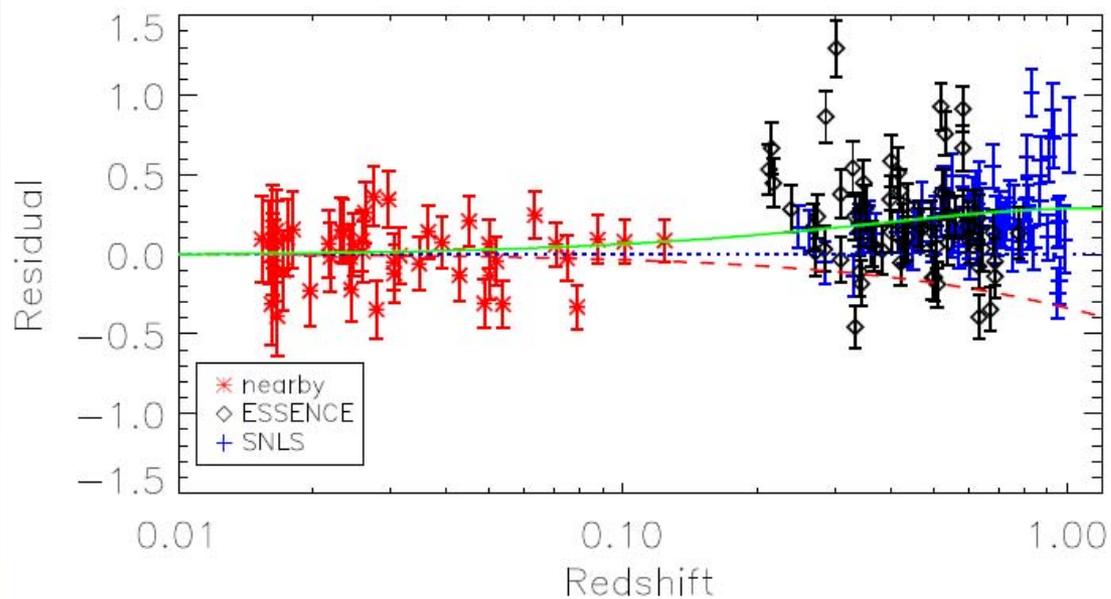
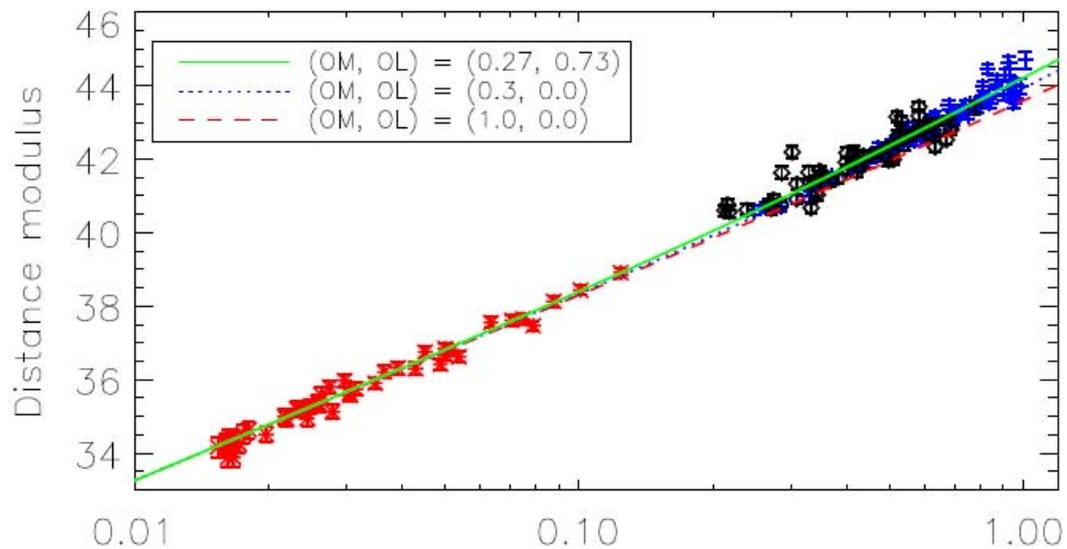
- Une description simple $P=w \rho$
Constante cosmologique $w = -1$
- Une nouvelle physique:
 - nouvelle composante de nature inconnue: équation d'état (effective) à déterminer, pouvant dépendre du temps :
 - $w(z) = P(z) / \rho(z) ?$
 - e.g. quintessence, k-essence,
 - ou bien la relativité générale est incorrecte?
- Comment sonder ses propriétés et sa nature?

Sondes de l'énergie sombre

- Expansion $H(z)$
 - Chandelles standards
 - Supernovae SNIa : *distance et luminosité*
 - Echelles standards
 - Position des pics acoustiques dans le CMB : *distances angulaires*
 - Oscillations acoustiques des baryons (BAO) : *distances angulaires*
 - Tomographie par corrélation croisée des effets de lentille gravitationnelle : *distances angulaires*
 - Tests d'Alcock et Paczynski : *longueur transverse = longueur radiale*
 - « Atomes standards »
 - dz/dt (déplacement des raies atomiques): *variation temporelle*
- Taux de croissance des structures $g(z)$
 - Comptage des amas de galaxies : *volumes + taux de croissance*
 - Cosmic shear simple ou avec tomographie (WL) : *distances angulaires + taux de croissances*
 - CMB polarisation et effet Sachs Wolfe intégré (ISW) : *taux de croissance*
 - Corrélation croisée de l'effet Sachs Wolfe intégré avec les grandes structures: *taux de croissance*

Sondes de l'énergie sombre: Supernovae SNIa

- Principe : la luminosité au maximum et la forme de la courbe de décroissance de la luminosité sont identiques pour toutes les SNIa
 - La différence de luminosité apparente entre les SNIa n'est qu'un effet de distance:
 - La distance d'une SNIa dépend de l'expansion de l'univers
 - $D_{\text{SNIa}}(z) \rightarrow H(z)$

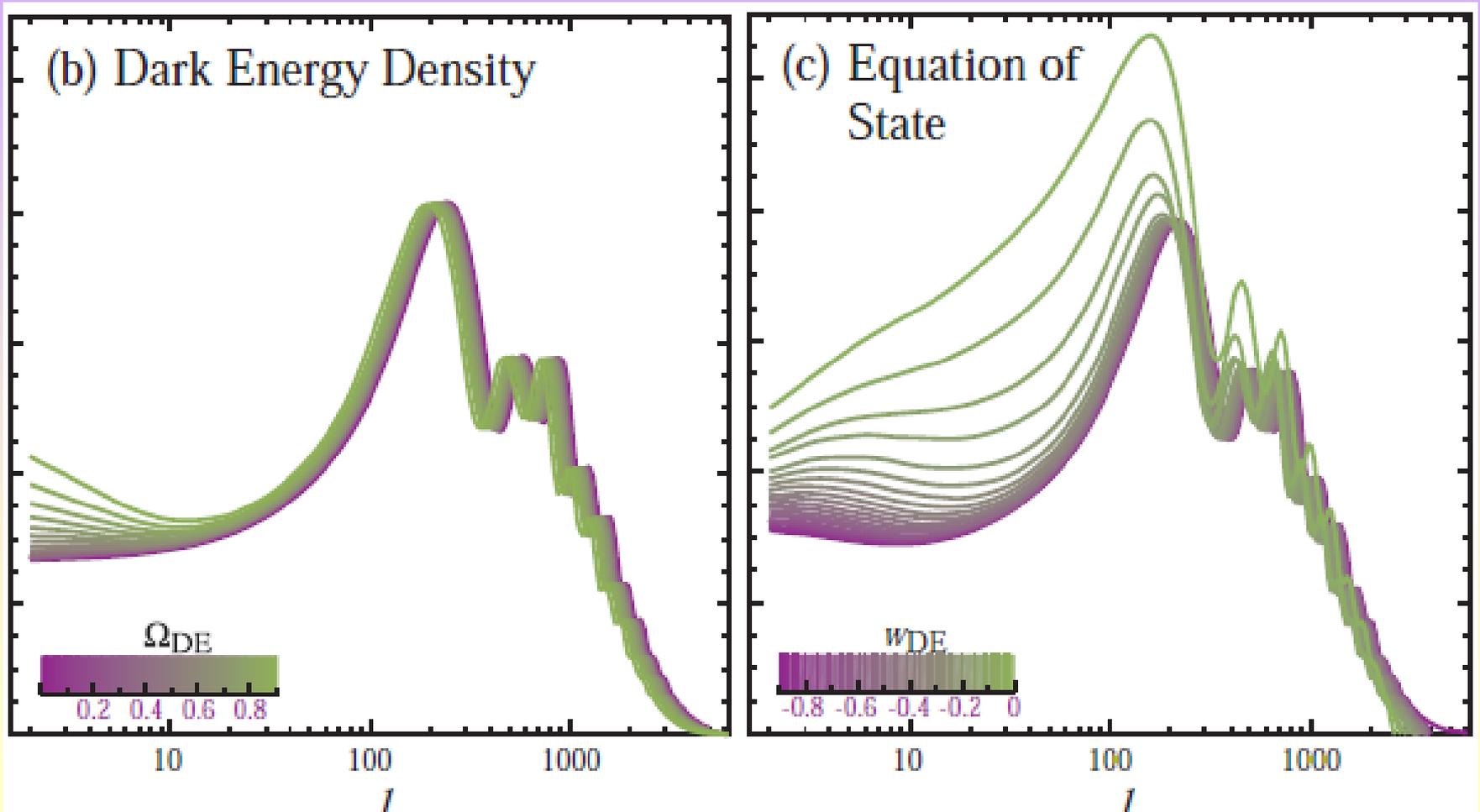


Accélération et
énergie sombre
avec les relevés
SNIa:

SNLS (2006)
+
ESSENCE (2007)

Le CMB

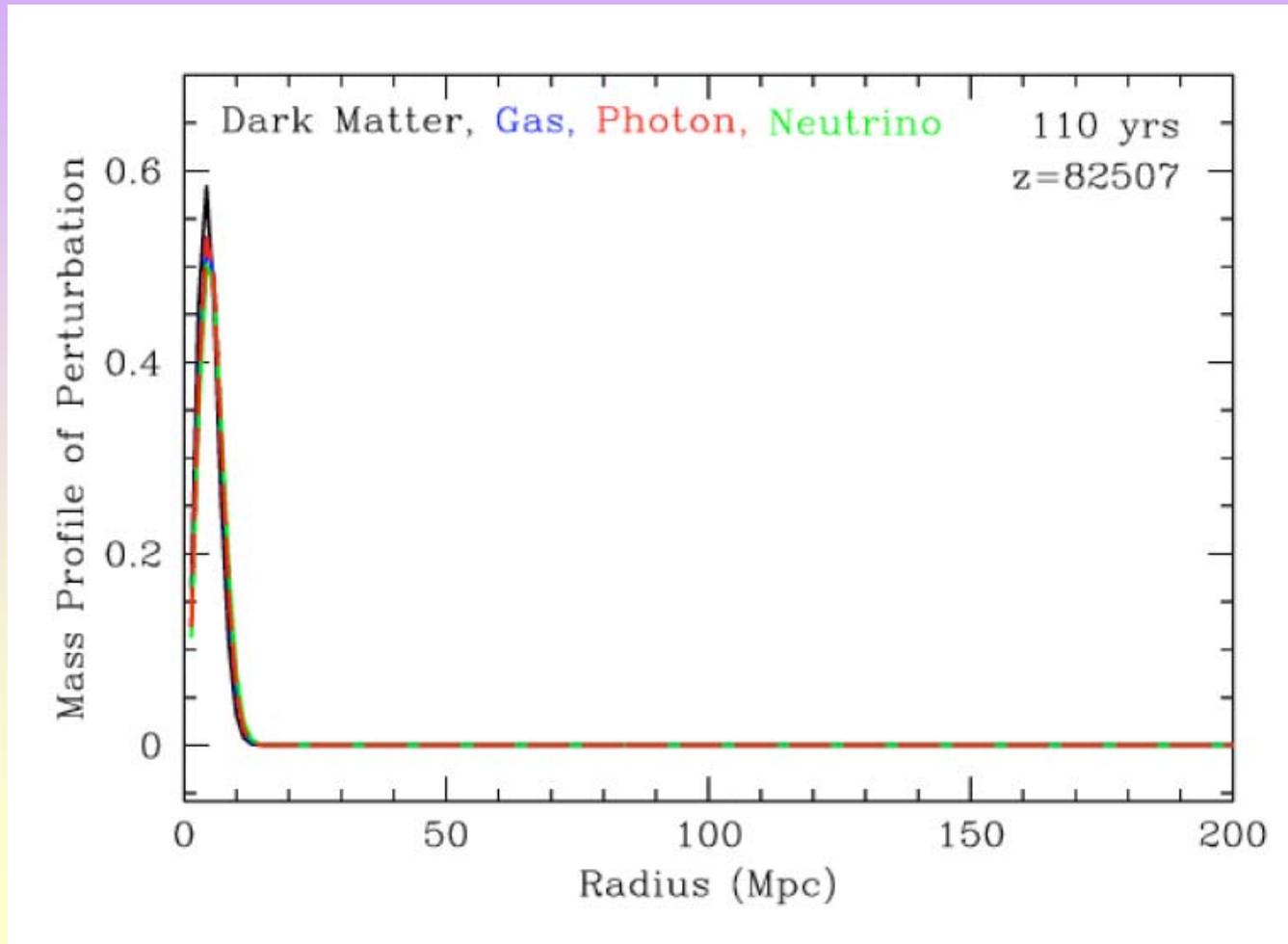
distance angulaire



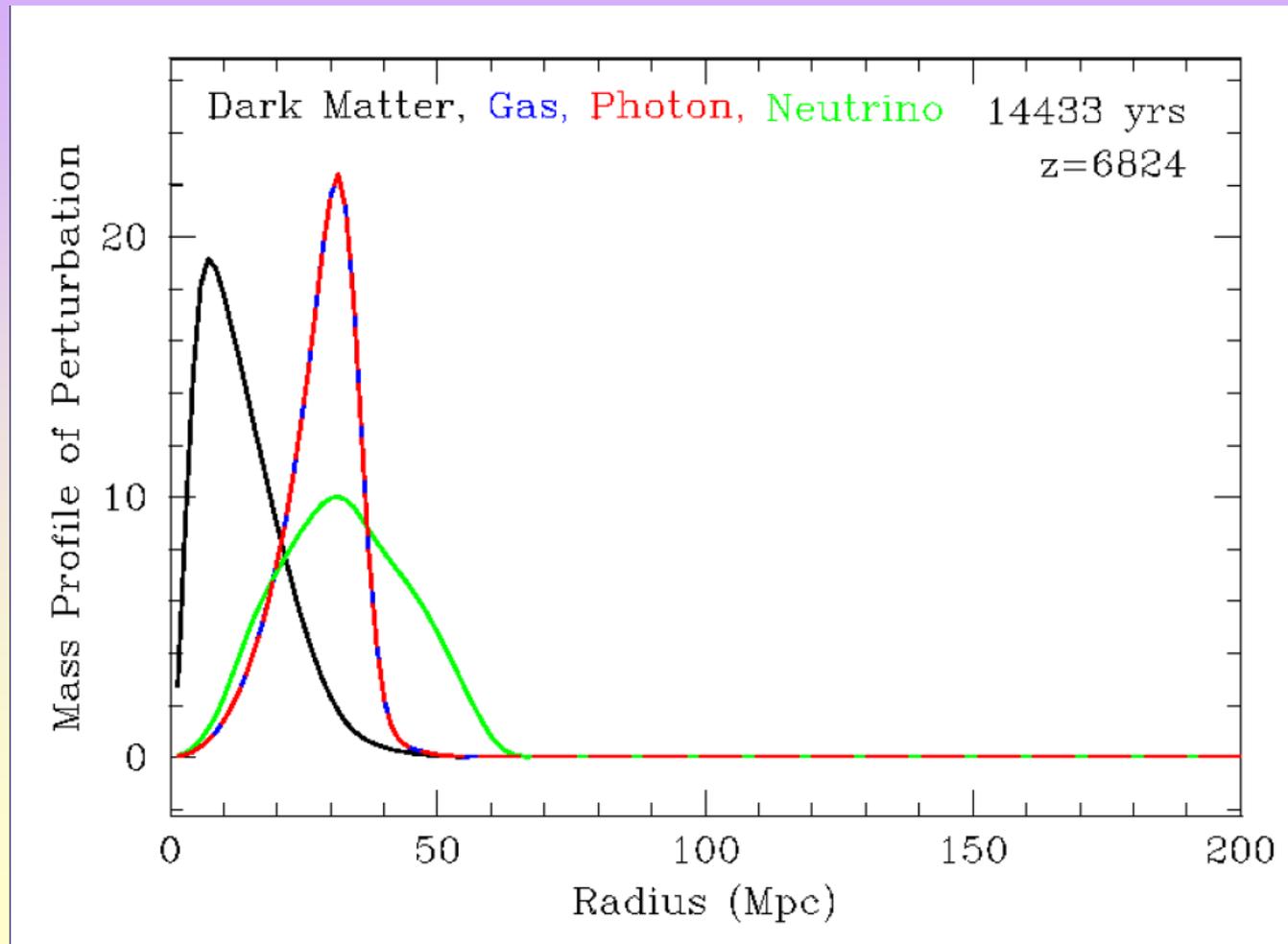
Sondes de l'énergie sombre: les oscillations acoustiques des baryons

- Principe : comportements des fluctuations de densité de la matière noire et des baryons+photons
 - Matière noire: avant et après la recombinaison:
 - Pics de fluctuations de densité de matière noire croissent: gravité
 - Baryons + Photons: avant la recombinaison
 - Les baryons et les photons restent couplés
 - Univers ionisé: la pression des photons compense la gravitation.
 - Perturbations oscillent sous la forme d'ondes acoustiques
 - Les ondes de densité se propagent et atteignent une distance maximale au moment où la pression s'effondre à la recombinaison
 - Taille maximale prédite par la théorie: 150 Mpc; horizon acoustique
 - Baryons après la recombinaison
 - Les baryons se découplent des photons, la pression est nulle dans la fluctuation de baryons, elle reprend sa croissance.
 - Baryons attirent alors la matière noire: pics de densité de matière lumineuse en excès projetée sur le ciel (galaxies).

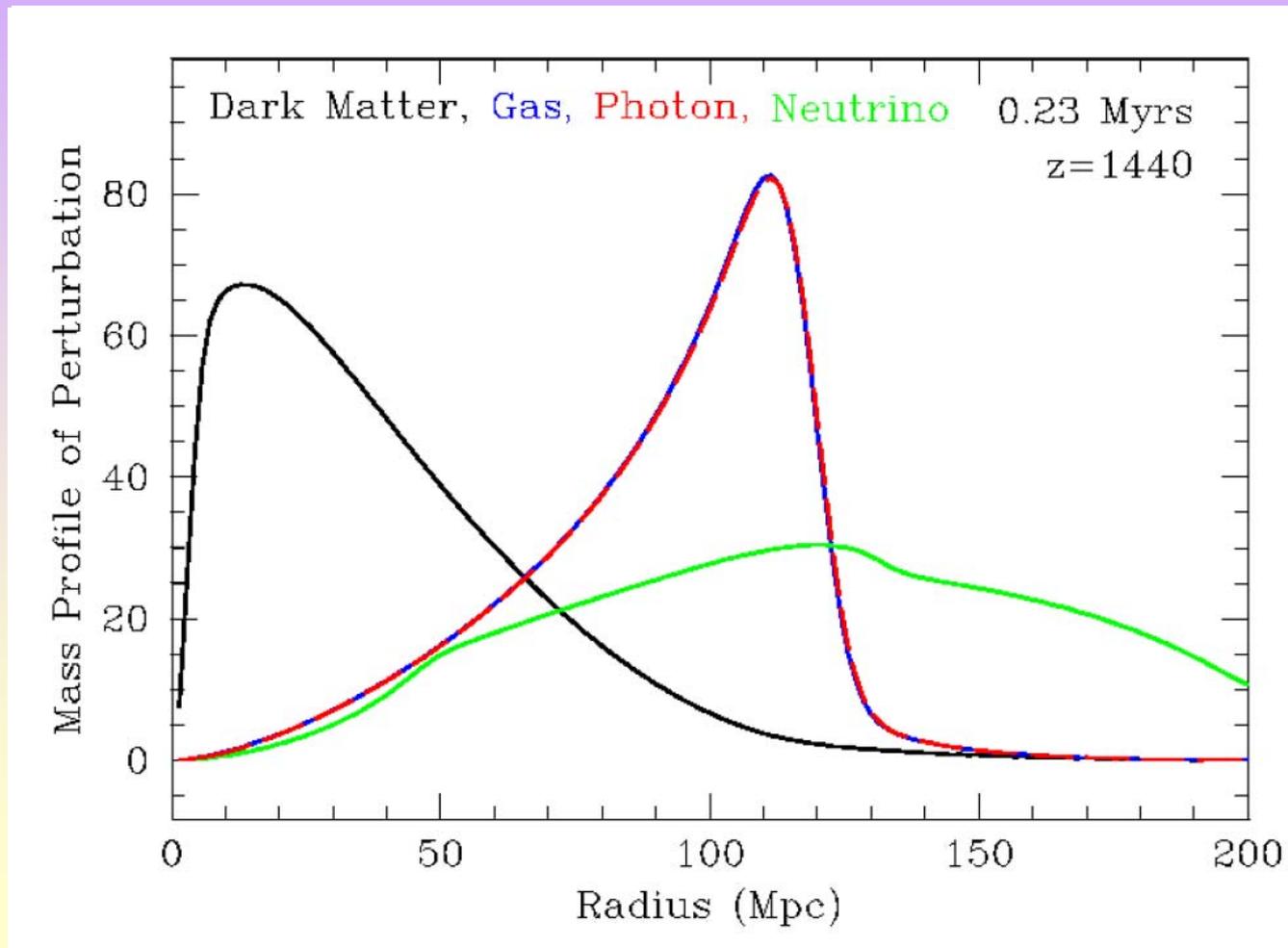
Sondes de l'énergie sombre: les oscillations acoustiques des baryons



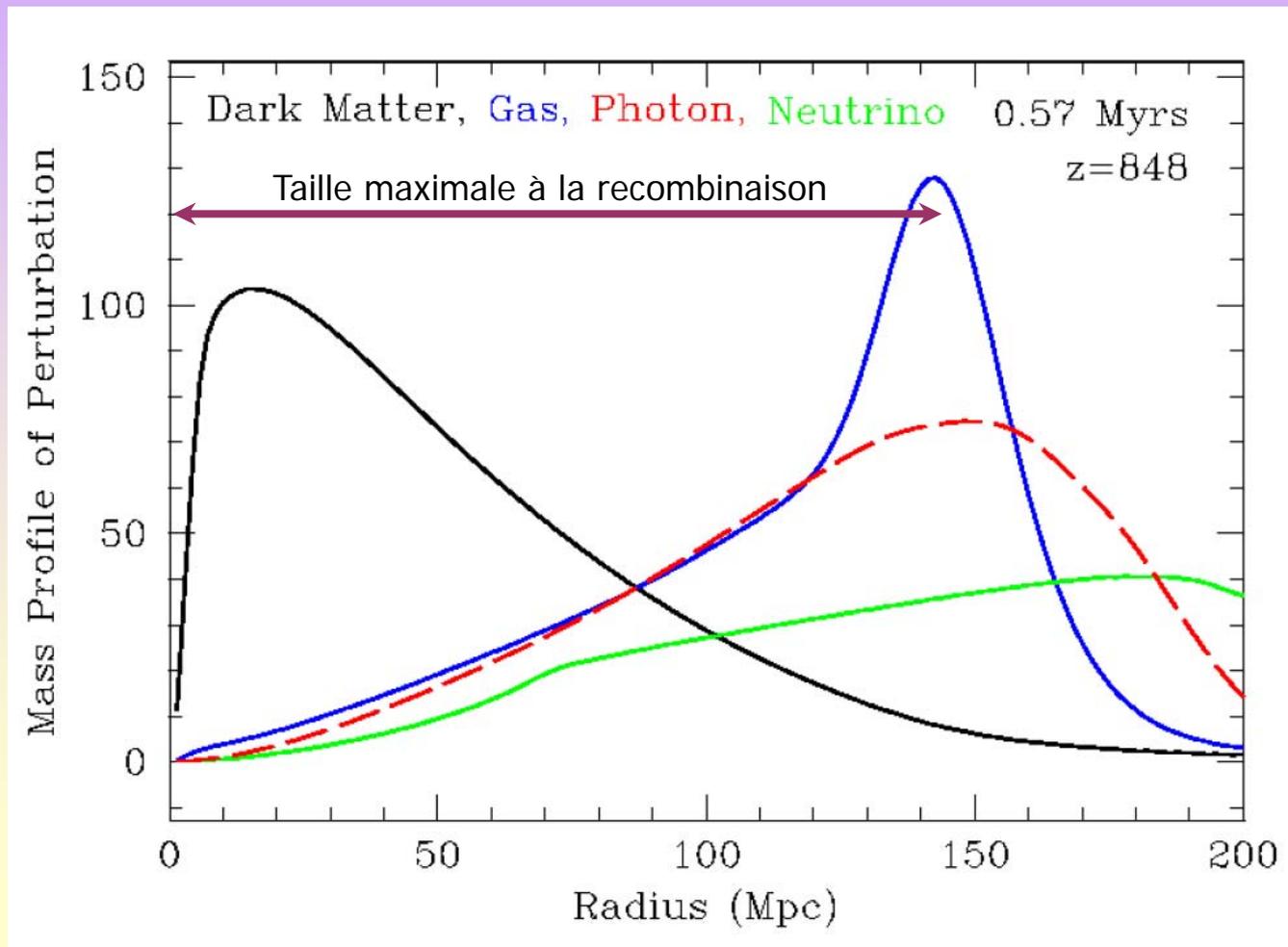
Sondes de l'énergie sombre: les oscillations acoustiques des baryons



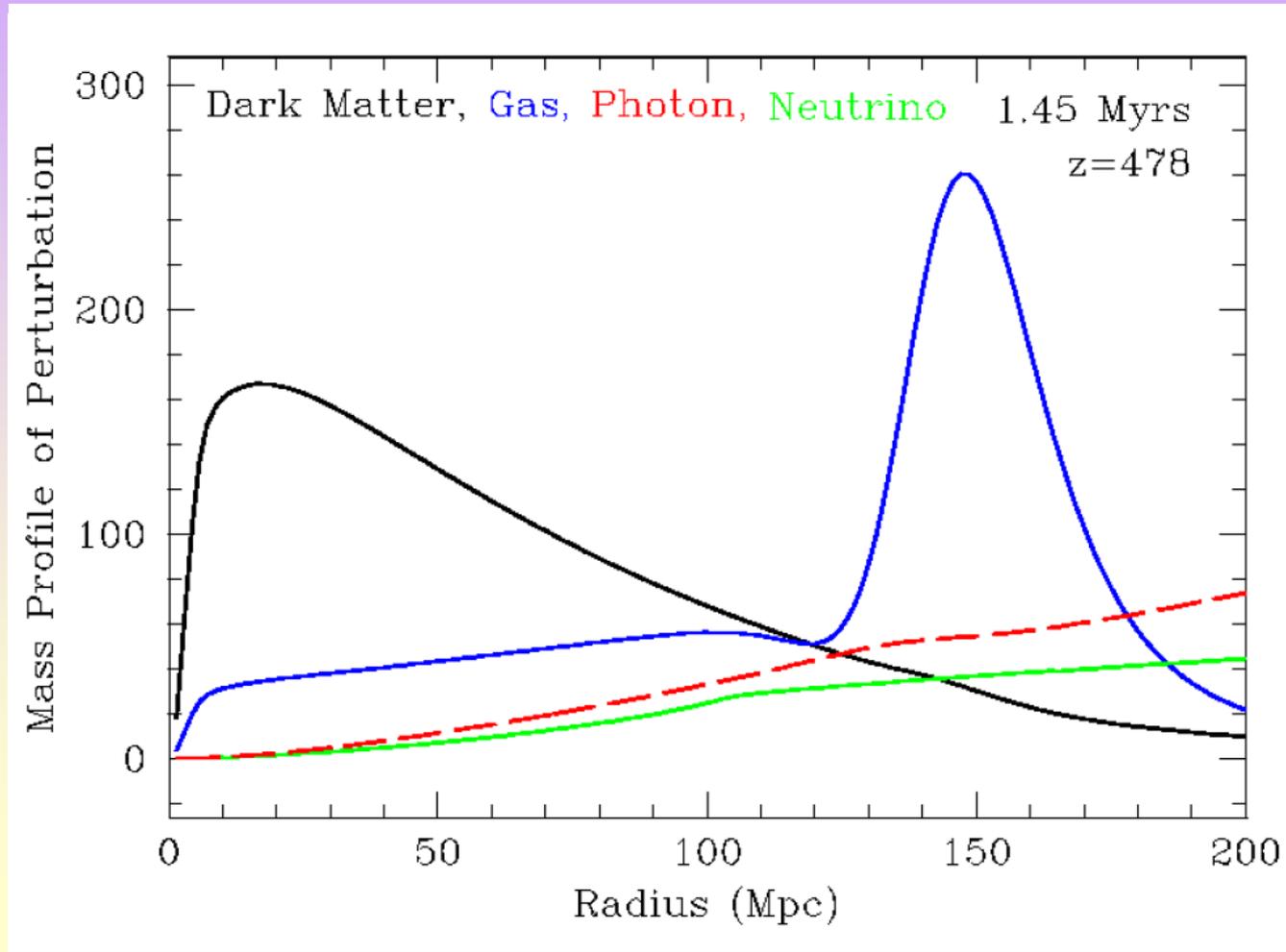
Sondes de l'énergie sombre: les oscillations acoustiques des baryons



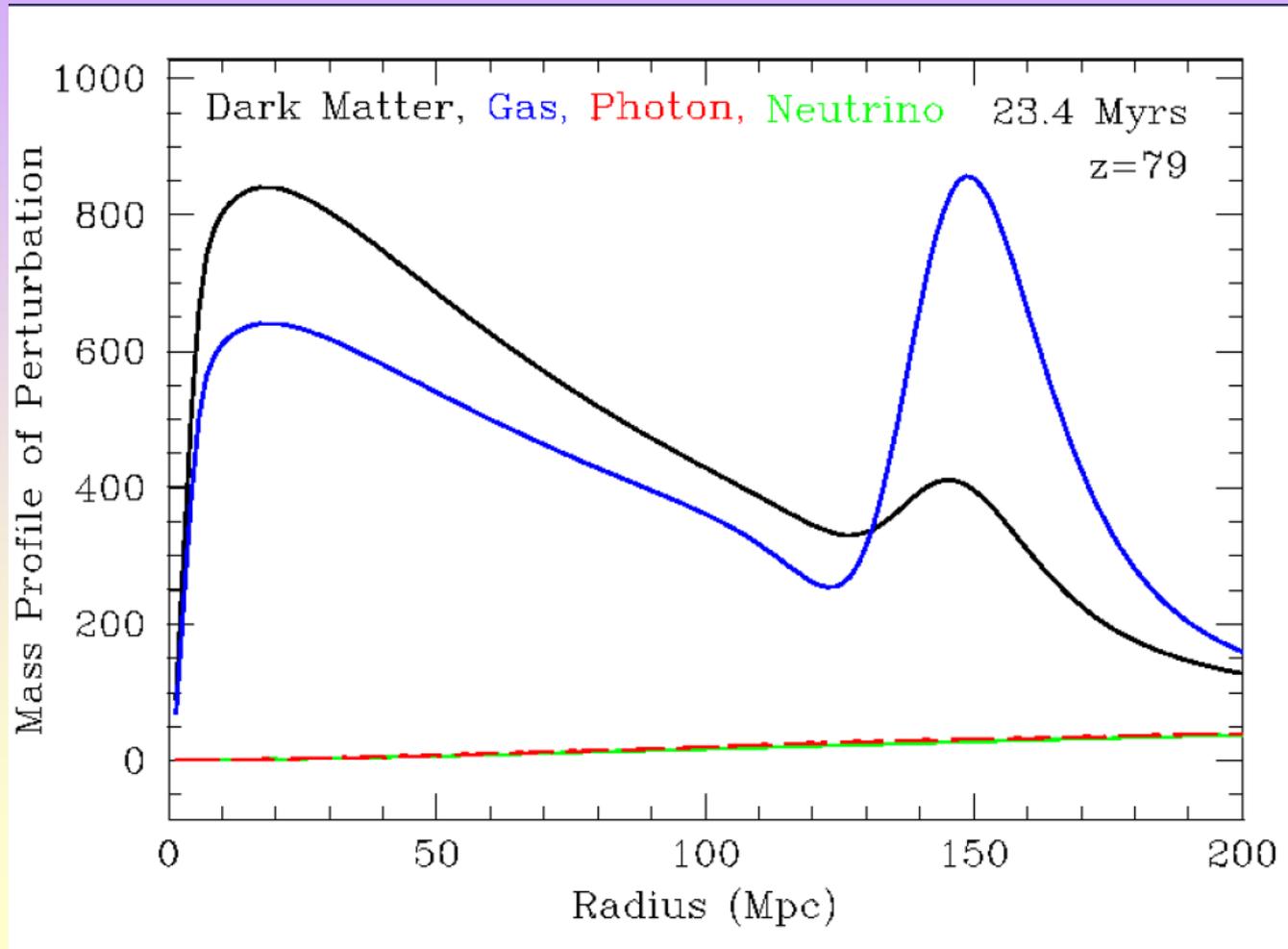
Sondes de l'énergie sombre: les oscillations acoustiques des baryons



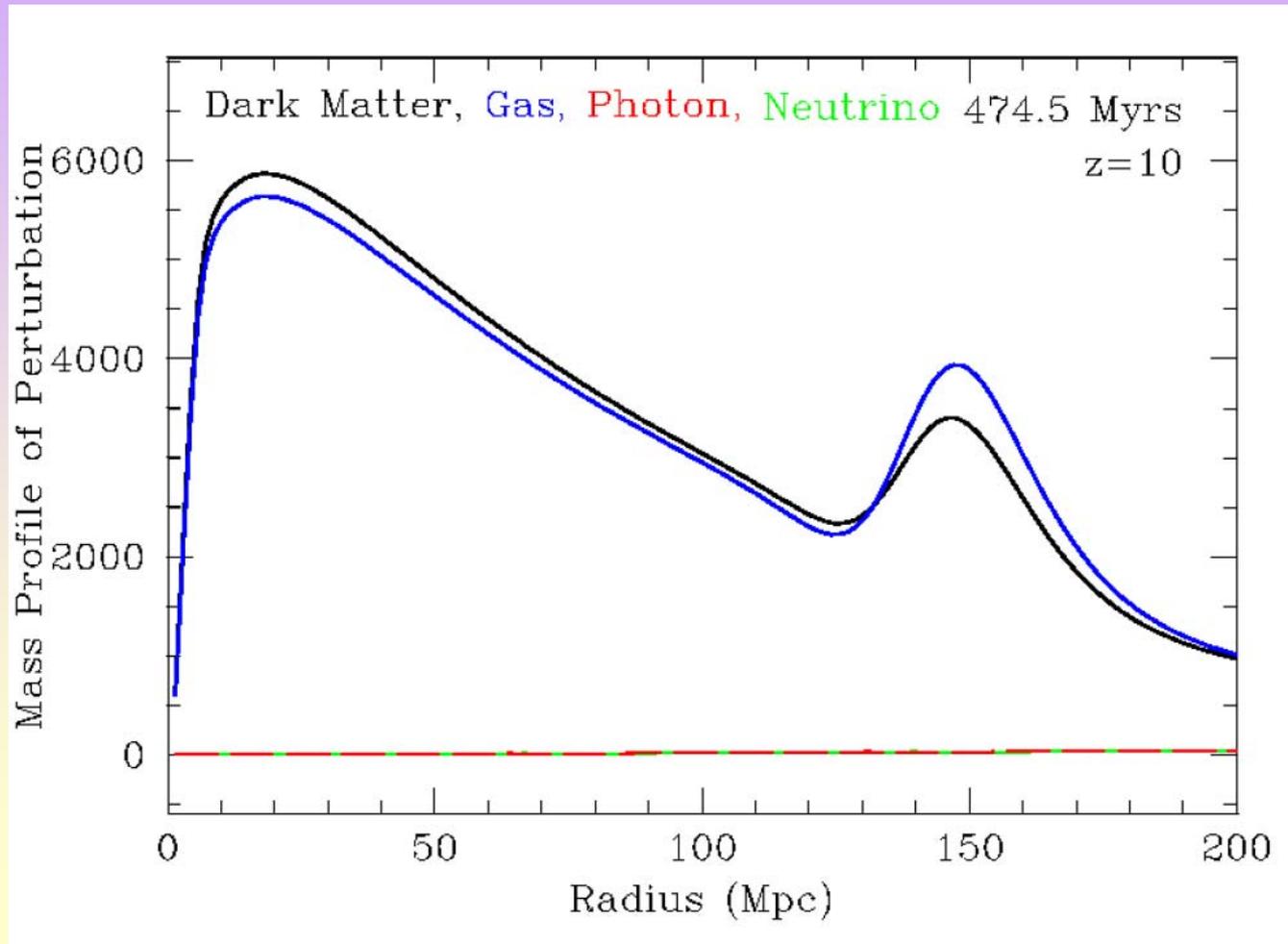
Sondes de l'énergie sombre: les oscillations acoustiques des baryons



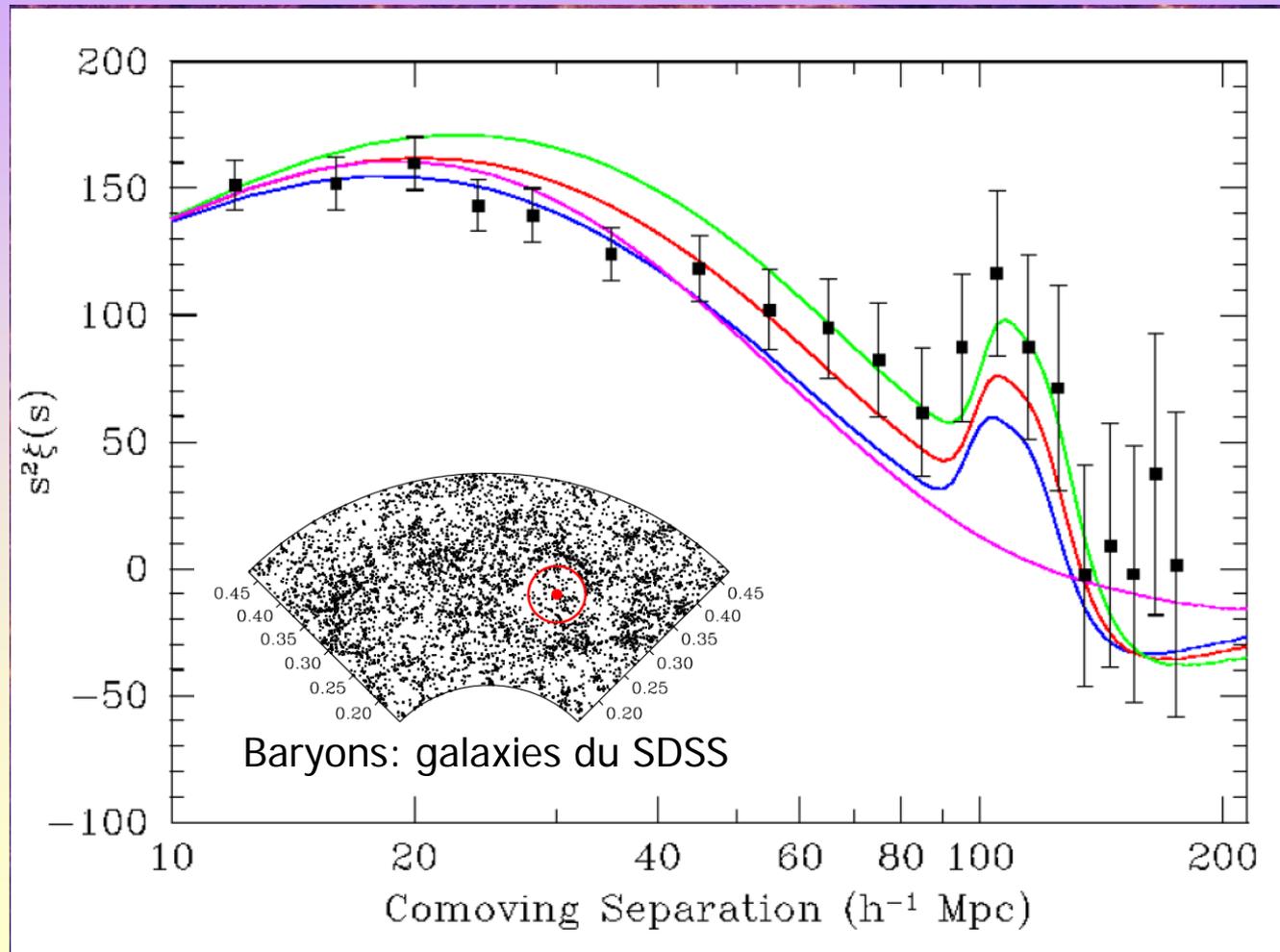
Sondes de l'énergie sombre: les oscillations acoustiques des baryons



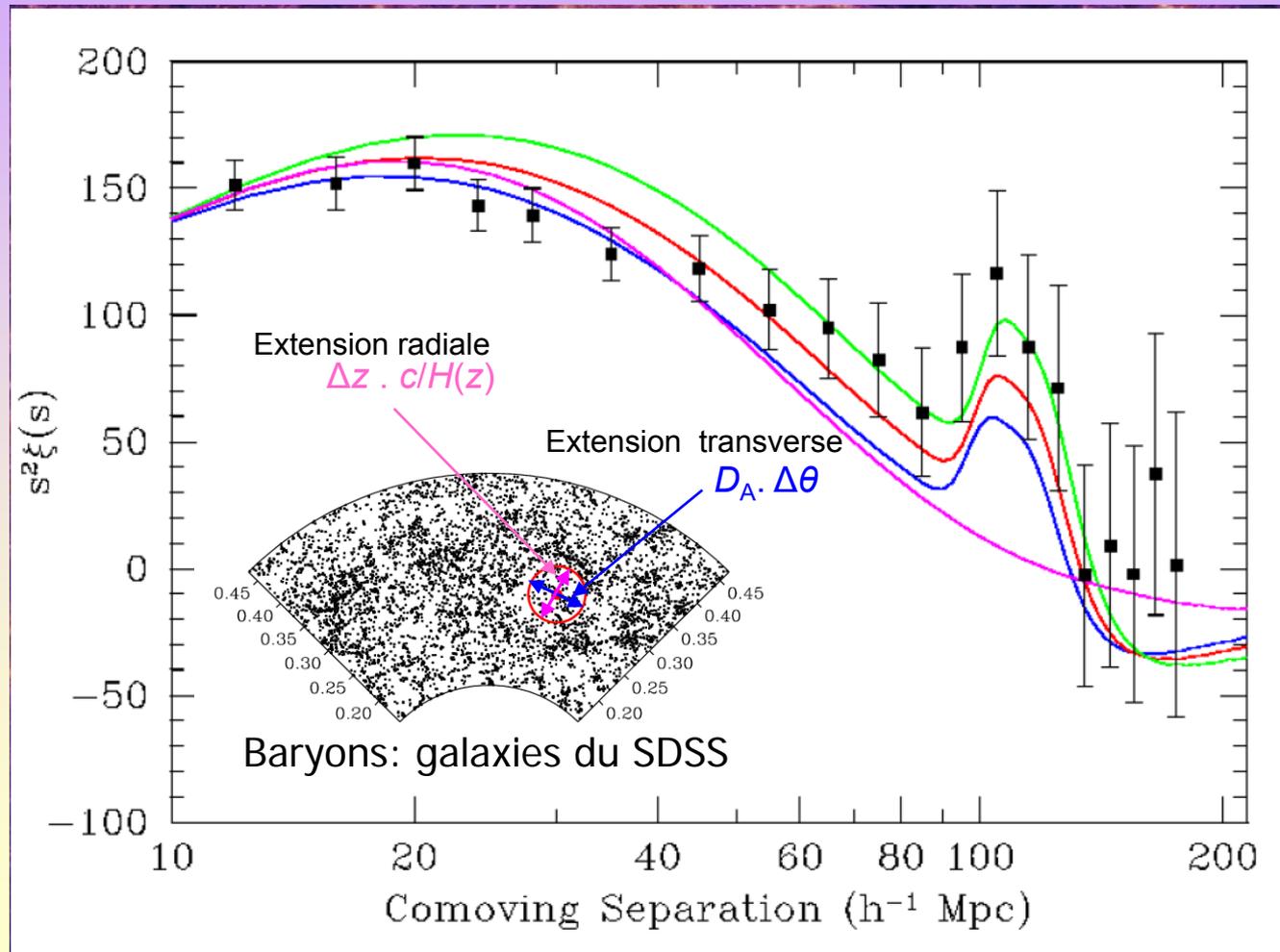
Sondes de l'énergie sombre: les oscillations acoustiques des baryons



Sondes de l'énergie sombre: les oscillations acoustiques des baryons



Sondes de l'énergie sombre: les oscillations acoustiques des baryons

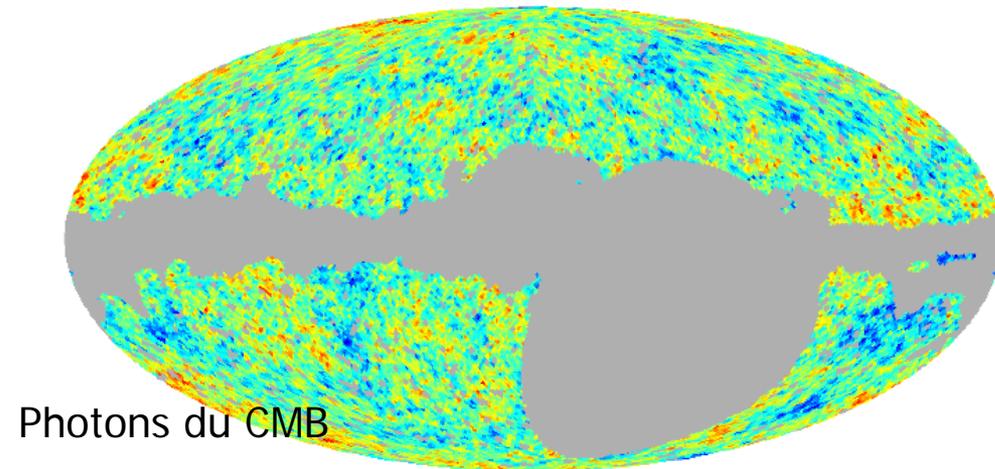


Sondes de l'énergie sombre: l'effet Sachs-Wolfe intégré

- Principe : un photon qui traverse un puits de potentiel gagne de l'énergie en « tombant » et en perd en « s'échappant »
 - **Mais si la profondeur du puits varie sur une échelle de temps plus courte que le temps de traversée:**
 - Les photons peuvent perdre ou gagner: blue shift ou red shift
 - Photons du CMB : effet Sachs-Wolfe intégré (ISW)
 - **Cas des fluctuations de densité**
 - Fluctuations de densité croissent selon le contenu en matière-énergie
 - Taux de croissance : amortie par l'expansion: l'effet peut donc être nul.
Univers Λ : expansion est plus rapide que taux de croissance: blue shift
 - ISW présent que dans univers non-plats ou plats avec énergie sombre
 - Donc si l'univers est plat: détecter un ISW = il y a de l'énergie sombre
 - **Corrélation CMB + structures d'avant-plan**
 - La corrélation entre les anisotropies du CMB et les pics de densité de matière d'avant-plan: voir l'ISW = mesure de l'énergie sombre

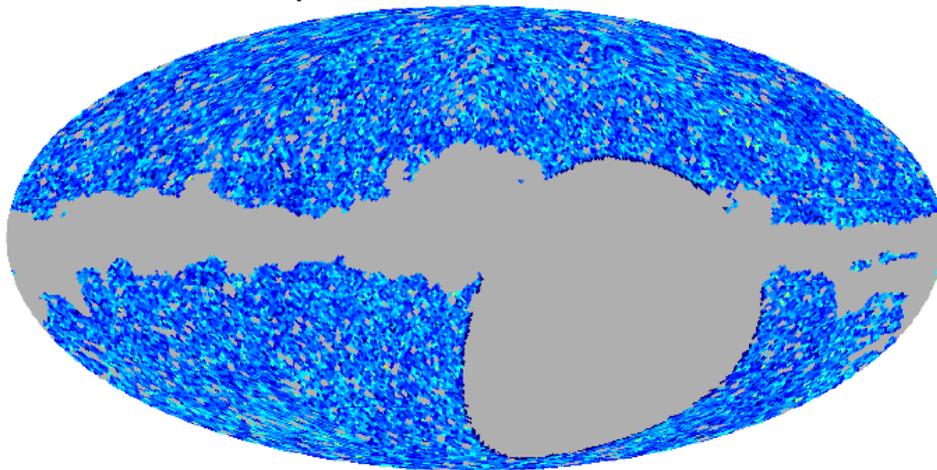
Sondes de l'énergie sombre:

l'effet Sachs-Wolfe intégré



(a) WMAP

Potentiels d'avant plans



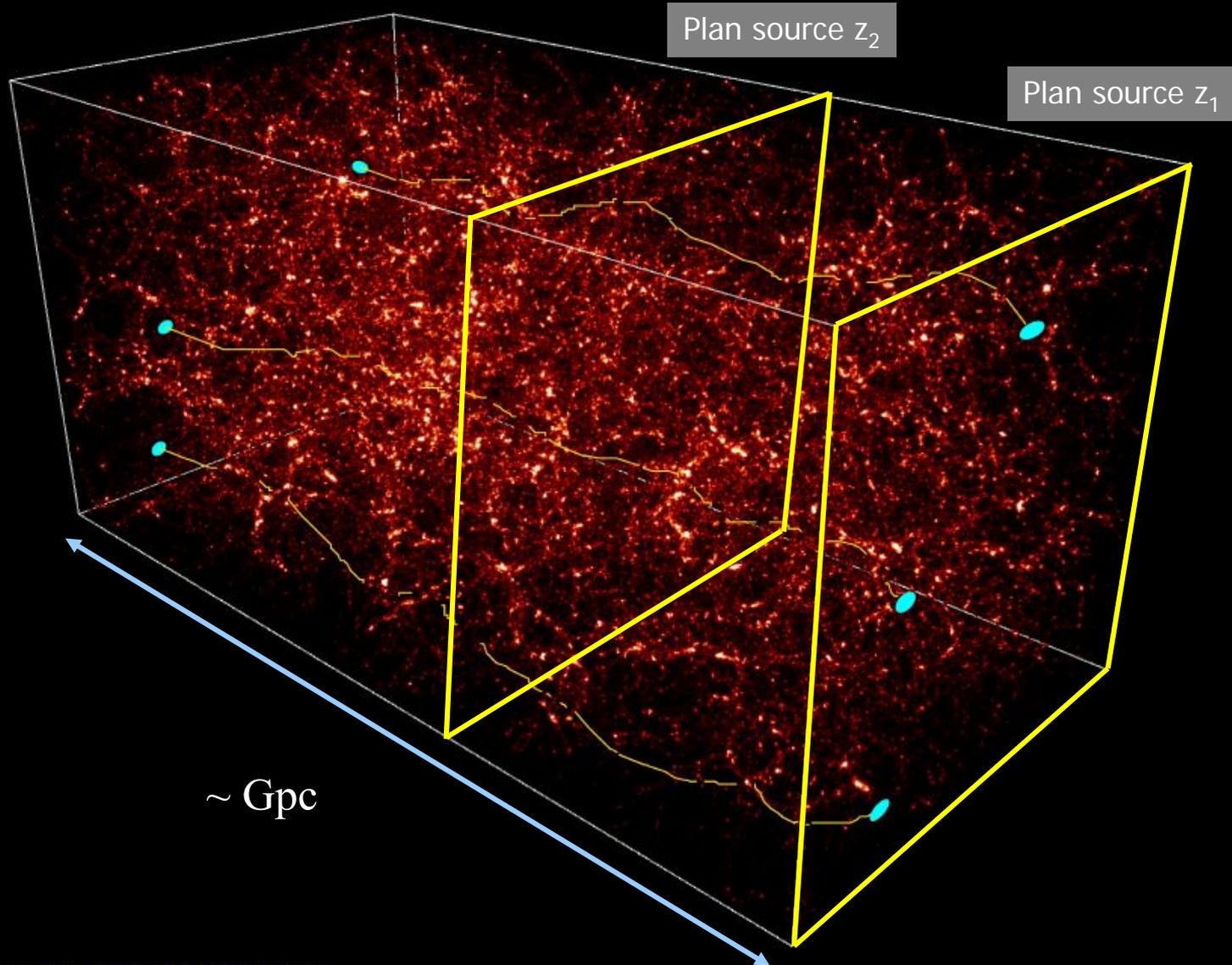
(b) NVSS (galaxies)

Corrélations CMB et distribution des potentiels: ISW détecté à 3-sigmas dans 3 analyses indépendantes.

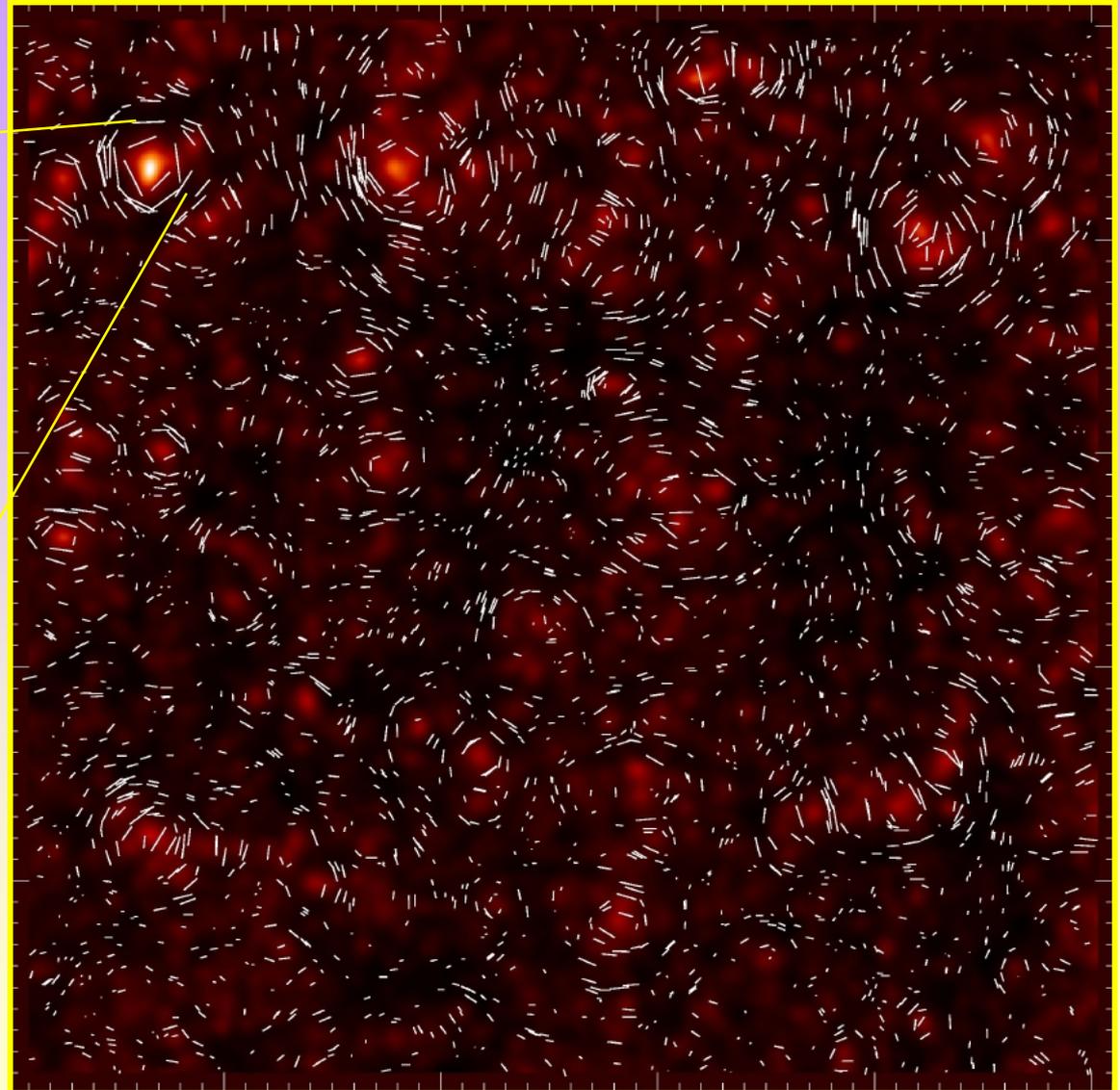
Sondes de l'énergie sombre: distorsions gravitationnelles cosmologiques

- Principe : les grandes structures de l'univers créent des effets de lentille gravitationnelle qui s'accumulent et déforment les galaxies lointaines
 - L'amplitude et la forme de la déformation des galaxies en fonction de l'échelle angulaire tracent la distribution de la matière:
 - La forme dépend du taux de croissance
 - L'observation à plusieurs redshifts (multi-plans source) montre directement le taux de croissance
 - L'effet de lentille voit la matière: aucune hypothèse n'est nécessaire sur les relations entre lumière et matière
 - L'effet dépend aussi des distances angulaires observateur-source et source-deflecteur, et de la gravitation
 - Porte donc trois informations: taux de croissance, distance et nature de la gravitation. Gros potentiel de découverte, mais dégénérescences.

Cosmic shear : propagation des faisceaux dans un univers hétérogène



Effet statistique: carte de distorsion



Ces cartes peuvent être
construites en sélectionnant
plusieurs « plans sources »:

champ de distorsion
gravitationnelle =

carte de la distribution de la
matière noire à différents
redshifts:

= Exactement $g(z)$

Plan source z_1

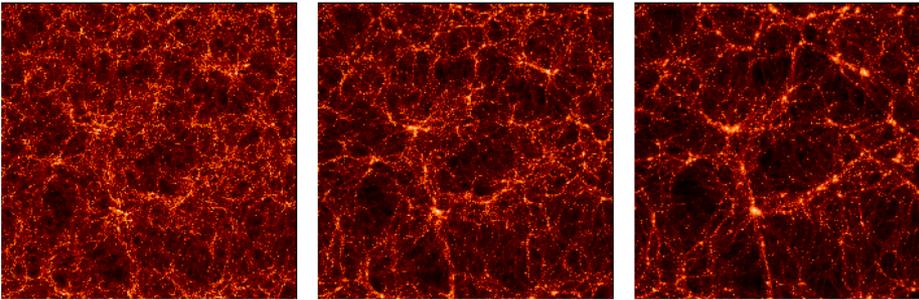
Sondes de l'énergie sombre: amas de galaxies

- Principe : les amas sont des structures dynamiques très massives mais très jeunes. En remontant le temps, le nombre d'amas doit fortement varier
 - Le nombre d'amas en fonction du redshift trace le taux de croissance des structures:
 - Il suffit de compter les amas de masse supérieure à une masse donnée et de répéter ces comptages en fonction du redshift
 - Il existe trois méthodes pour mesurer ces masses
 - Dynamique des particules-galaxies dans un amas (viriel, par exemple)
 - Dynamique du gaz « X » chaud ionisé intra-amas en équilibre hydrostatique dans le potentiel de la matière noire,
 - Mesure de masse par effet de lentille gravitationnelle.

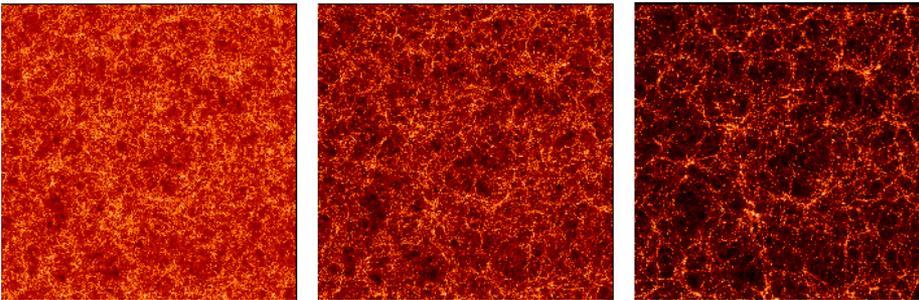
Look-back time (redshift)

← $z=3$ $z=1$ $z=0$ (today)

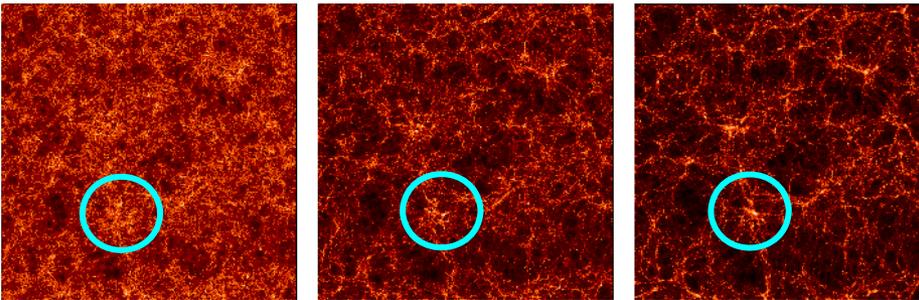
$H_0 = 70$
 $\Omega_m = 0.3, \Omega_\chi = 0.7$
 $W = -1 (\Lambda)$, Λ CDM
 $\sigma_8 = 0.9$



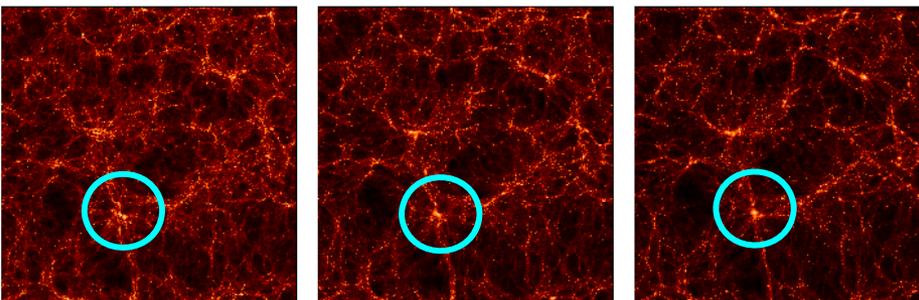
$H_0 = 50$
 $\Omega_m = 1.0, \Omega_\chi = 0.0$
 $W = 0$, SCDM
 $\sigma_8 = 0.51$



$H_0 = 70$
 $\Omega_m = 1.0, \Omega_\chi = 0.0$
 $W = 0$, τ CDM
 $\sigma_8 = 0.51$

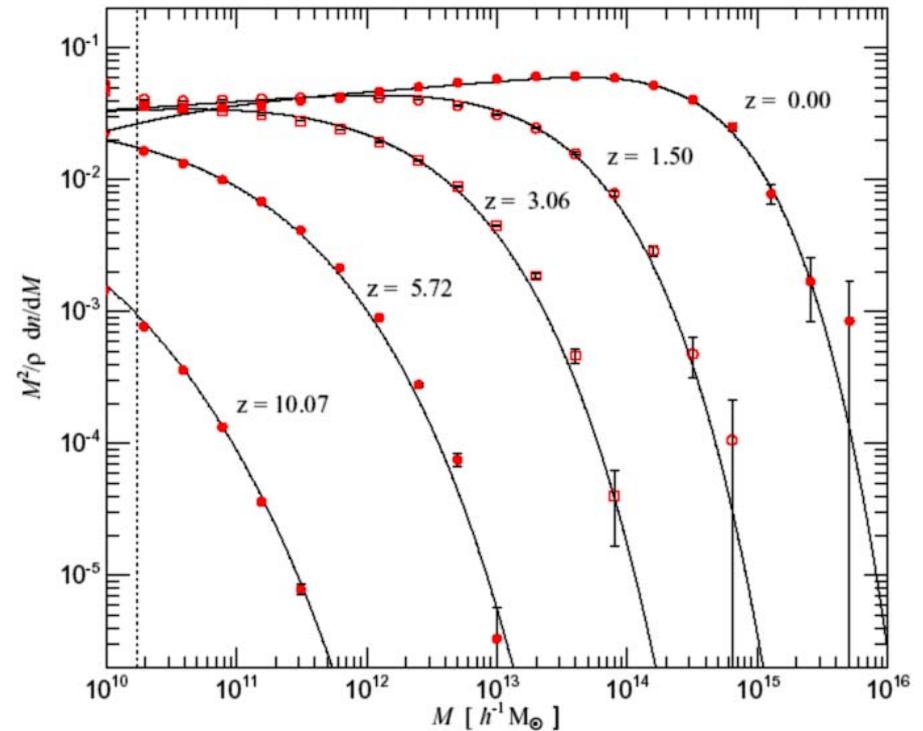
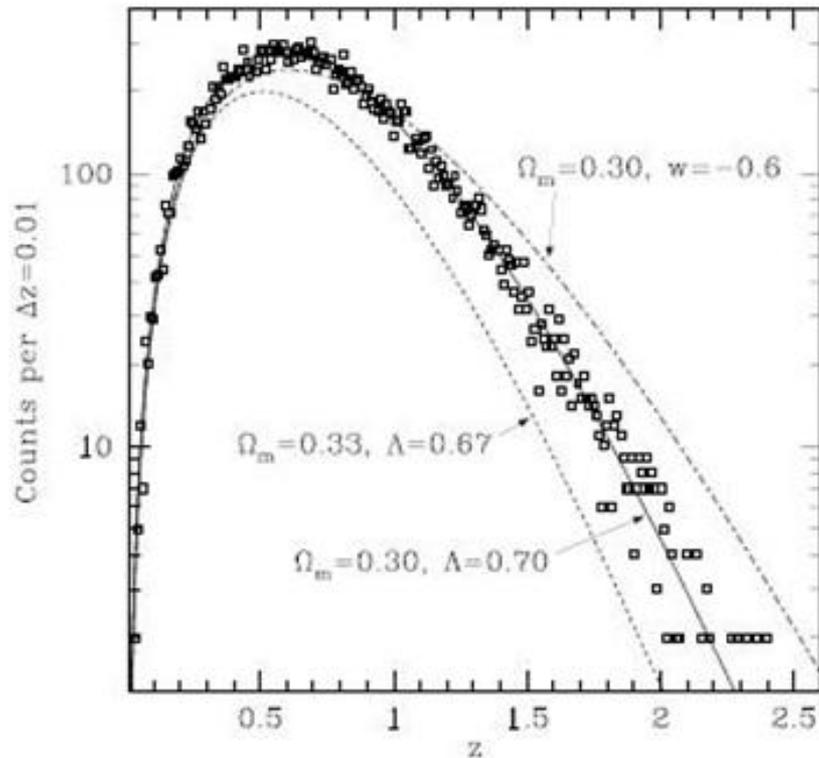


$H_0 = 70$
 $\Omega_m = 0.3, \Omega_\chi = 0.7$
 $W = 0$, OCDM
 $\sigma_8 = 0.85$



La fraction
d'amas très
massifs = noeuds
des systèmes
filamentaires:
très fortement
dépendante du
modèle
cosmologique et
du redshift

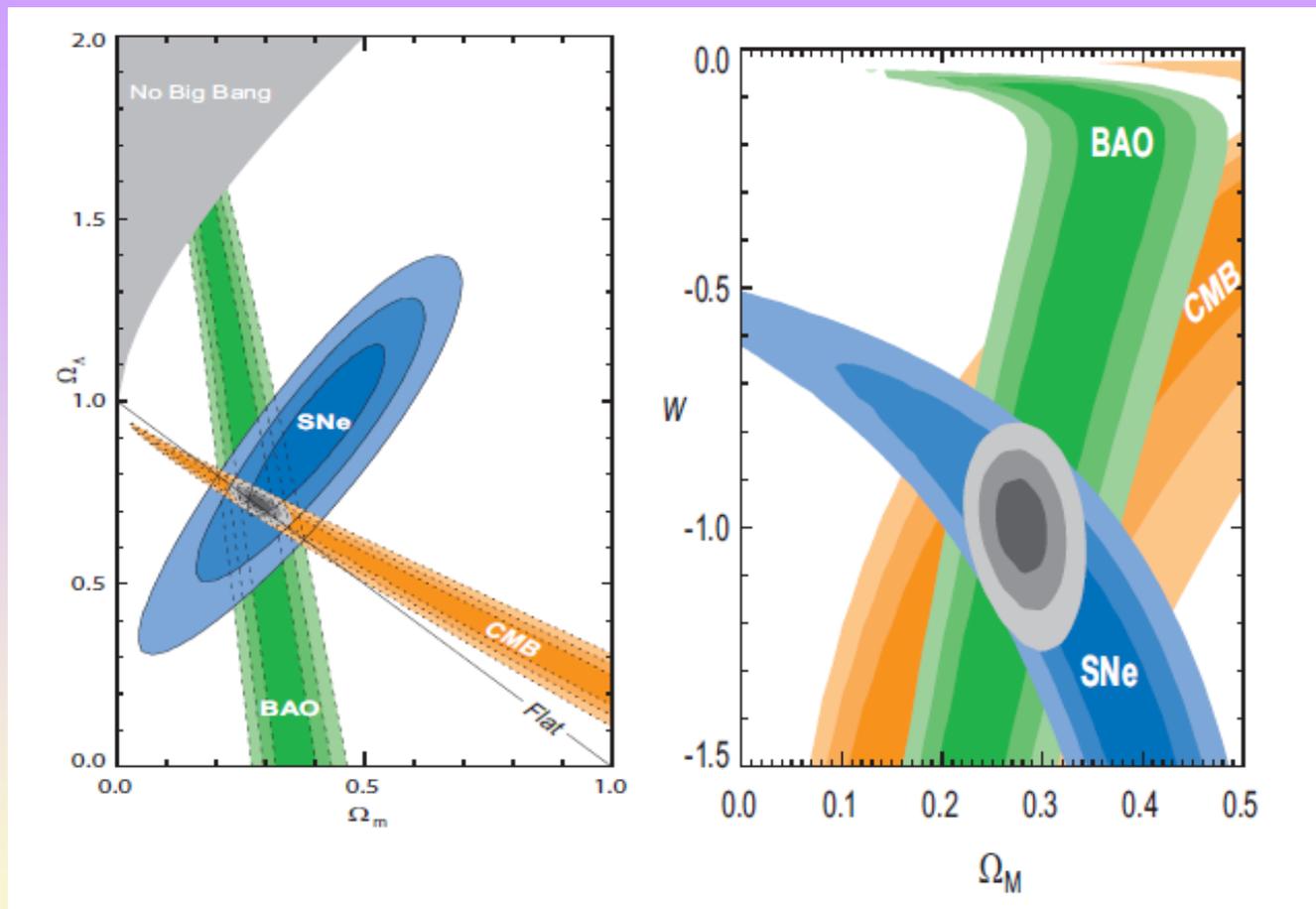
Sondes de l'énergie sombre: amas de galaxies



L'évolution de la fonction de masse dépend de $g(z)$

La fraction de baryon apparente dépend de $D(z)$

Les meilleures sondes actuelles



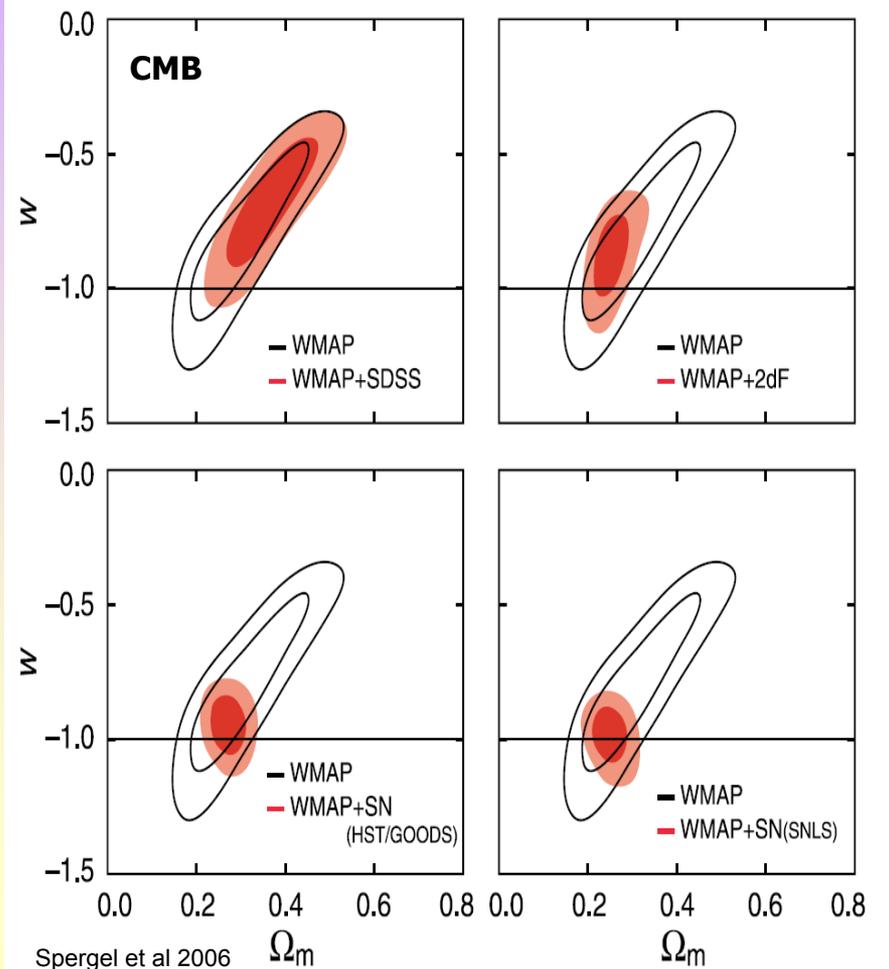
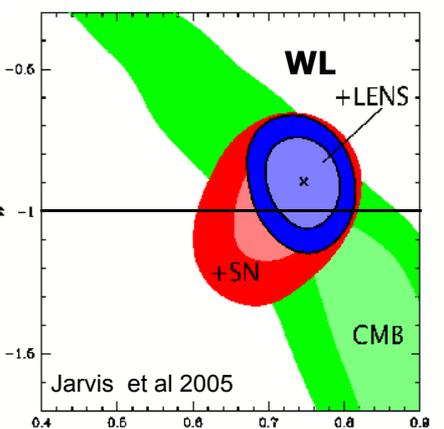
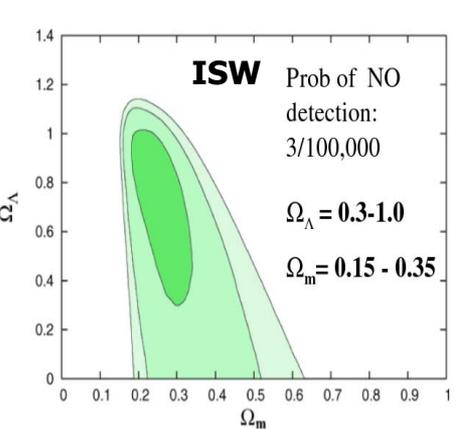
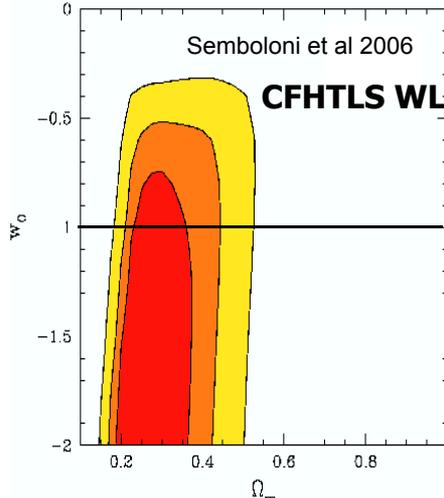
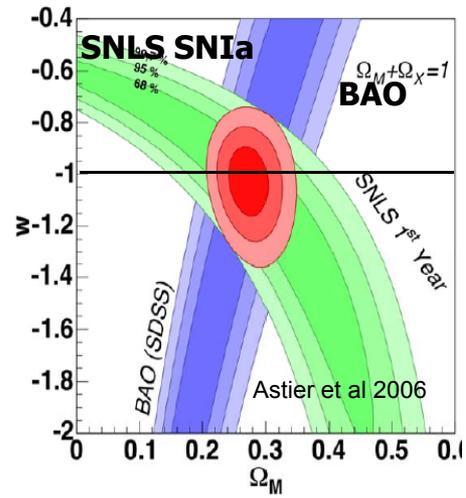
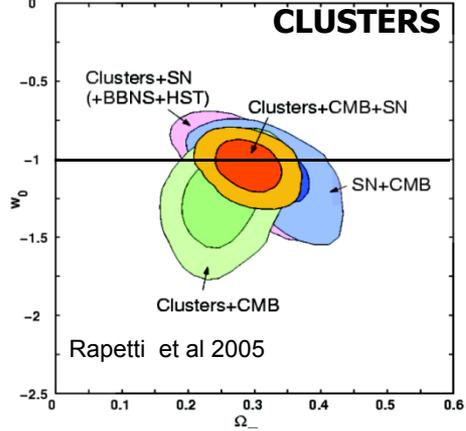
- Les BAO ont définitivement convaincus les plus sceptiques qu'il est pour le moment impossible d'interpréter toutes les données observationnelles sans une composante qui engendre une accélération: énergie sombre, gravitation modifié ou autre

OU

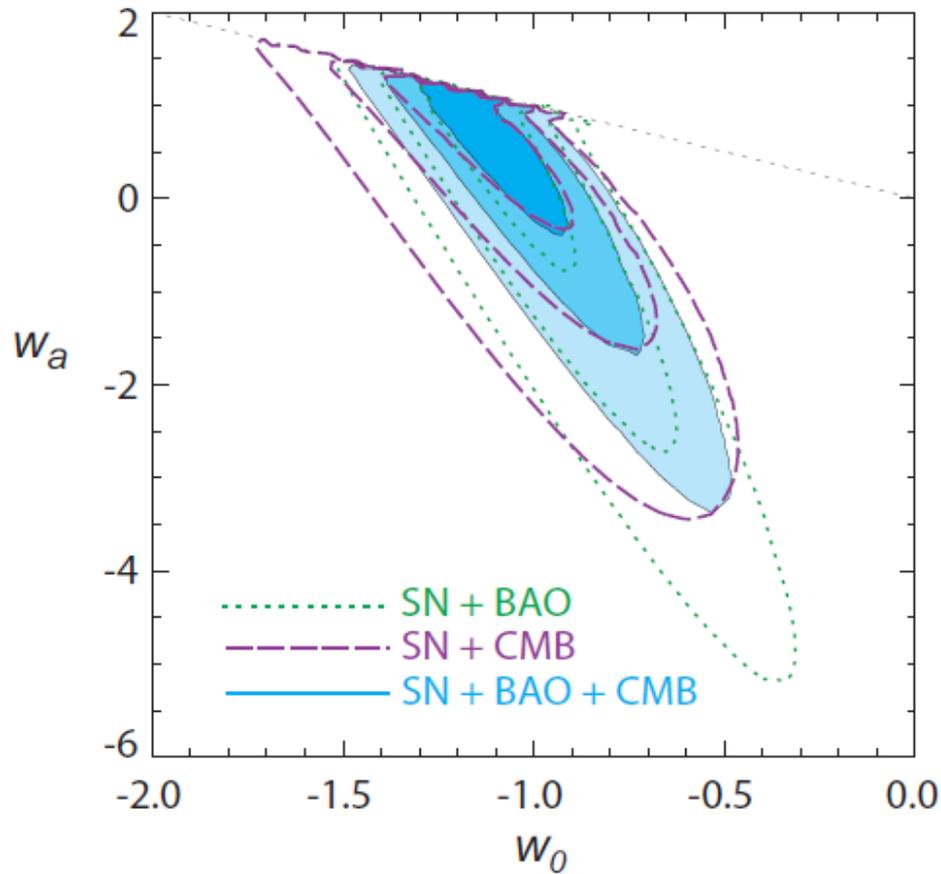
- Toutes les mesures sont fausses: systématiques?

Status aujourd'hui:

$w = -1$ en accord avec l'ensemble des données
 Mais largement trop imprécis pour tester les modèles
 d'énergie sombre en détail



Mais encore beaucoup d'incertitudes si $w(z)$



Comprendre et modéliser l'énergie sombre

- Quantité ? : Ω_x
- Nature : équation d'état (w), potentiel,
- Evolution?

- Deux approches:
 - **Empirique**, modèle indépendant avec une équation d'état effective mais une représentation en fonction du temps limitée et arbitraire
 - **Physique**, dépendant des modèles et donc plus limitée. Mais permet de suivre exactement l'évolution temporelle des toutes les quantités physiques

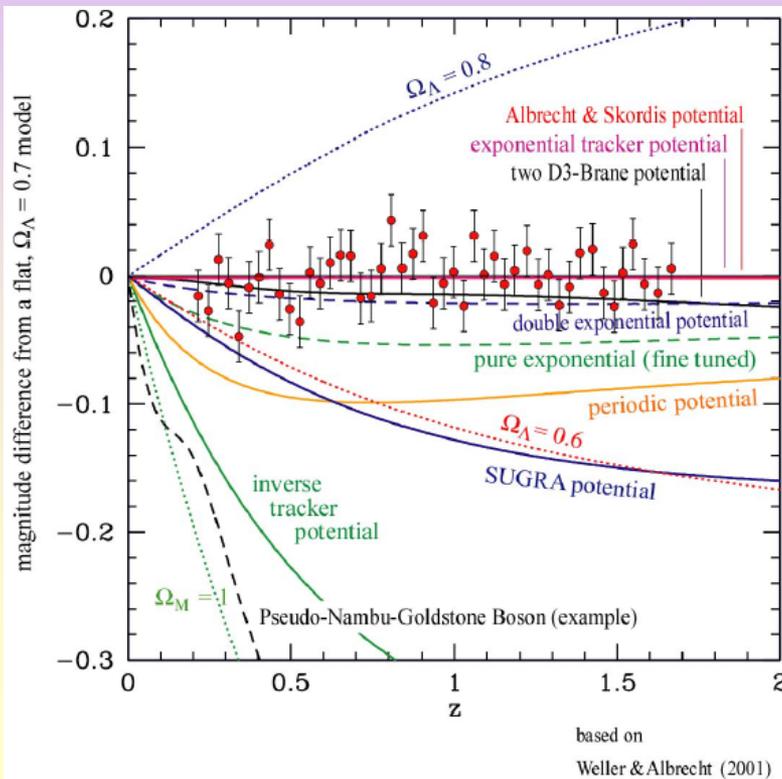
Modèle	Nature	Equation d'état/ w	Effets sur l'expansion	Paramètres sensibles
Plat + Ω_λ	Constante cosmologique	$w = -1$	$\frac{H^2}{H_0^2} = \frac{\Omega_m}{a^3} + (1 - \Omega_m)$	Ω_m
Ω_λ	Constante cosmologique	$w = -1$	$\frac{H^2}{H_0^2} = \frac{\Omega_m}{a^3} + \frac{(1 - \Omega_m - \Omega_\lambda)}{a^2} + \Omega_\lambda$	Ω_m, Ω_λ
Plat + w	Energie sombre	$P = w\rho$	$\frac{H^2}{H_0^2} = \frac{\Omega_m}{a^3} + \frac{(1 - \Omega_m)}{a^{3(1+w)}}$	Ω_m, w
w	Energie sombre	$P = w\rho$	$\frac{H^2}{H_0^2} = \frac{\Omega_m}{a^3} + \frac{\Omega_x}{a^{3(1+w)}}$	Ω_m, Ω_x, w
Plat + $w(z)$	Energie sombre	$P = w(a)\rho,$ $w(a) = w_0 + w_a(1 - a)$	$\frac{H^2}{H_0^2} = \frac{\Omega_m}{a^3} + \frac{(1 - \Omega_m)}{\exp\left(3 \int_a^1 \frac{1+w(a')}{a'} da'\right)}$	Ω_m, w_0, w_a
DGP	Brane gravitation	-	$\frac{H^2}{H_0^2} = \frac{\Omega_k}{a^2} + \left(\sqrt{\frac{\Omega_m}{a^3} + \Omega_{rc}} + \sqrt{\Omega_{rc}}\right)^2$ $\Omega_m = 1 - \Omega_k - 2\sqrt{\Omega_{rc}(1 - \Omega_k)}$	Ω_k, Ω_{rc}
Cardassien polytropique modifié (plat)	Brane ou Matière noire en self-interaction	-	$\frac{H^2}{H_0^2} = \frac{\Omega_m}{a^3} \times \left(1 + \frac{(\Omega_m^{-q} - 1)}{a^{3q(n-1)}}\right)^{\frac{1}{q}}$	Ω_m, q, n
Gaz de Chaplygin	Gaz de Chaplygin généralisé	$P = -A\rho^{-\alpha}$ $A > 0, P > 0$	$\frac{H^2}{H_0^2} = \frac{\Omega_k}{a^2} + (1 - \Omega_k) \times \left(A + \frac{(1 - A)}{a^{3(1+\alpha)}}\right)^{\frac{1}{1+\alpha}}$	Ω_k, A, α

Les modèles d'univers avec de l'énergie sombre

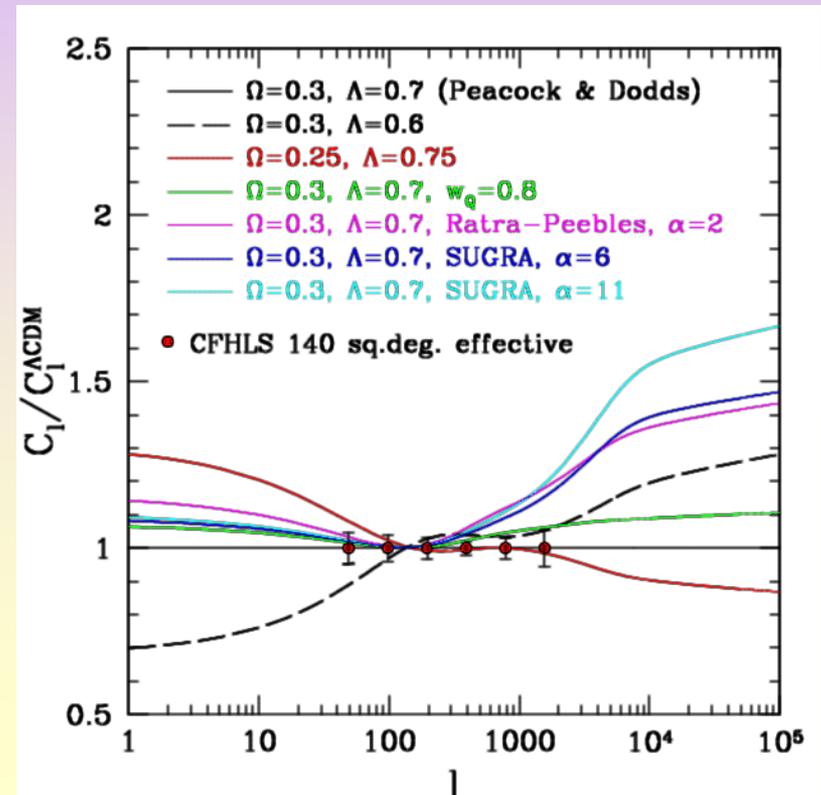
Les sondes de l'énergie sombre et les modèles possibles:

des familles de modèles peuvent déjà être exclues

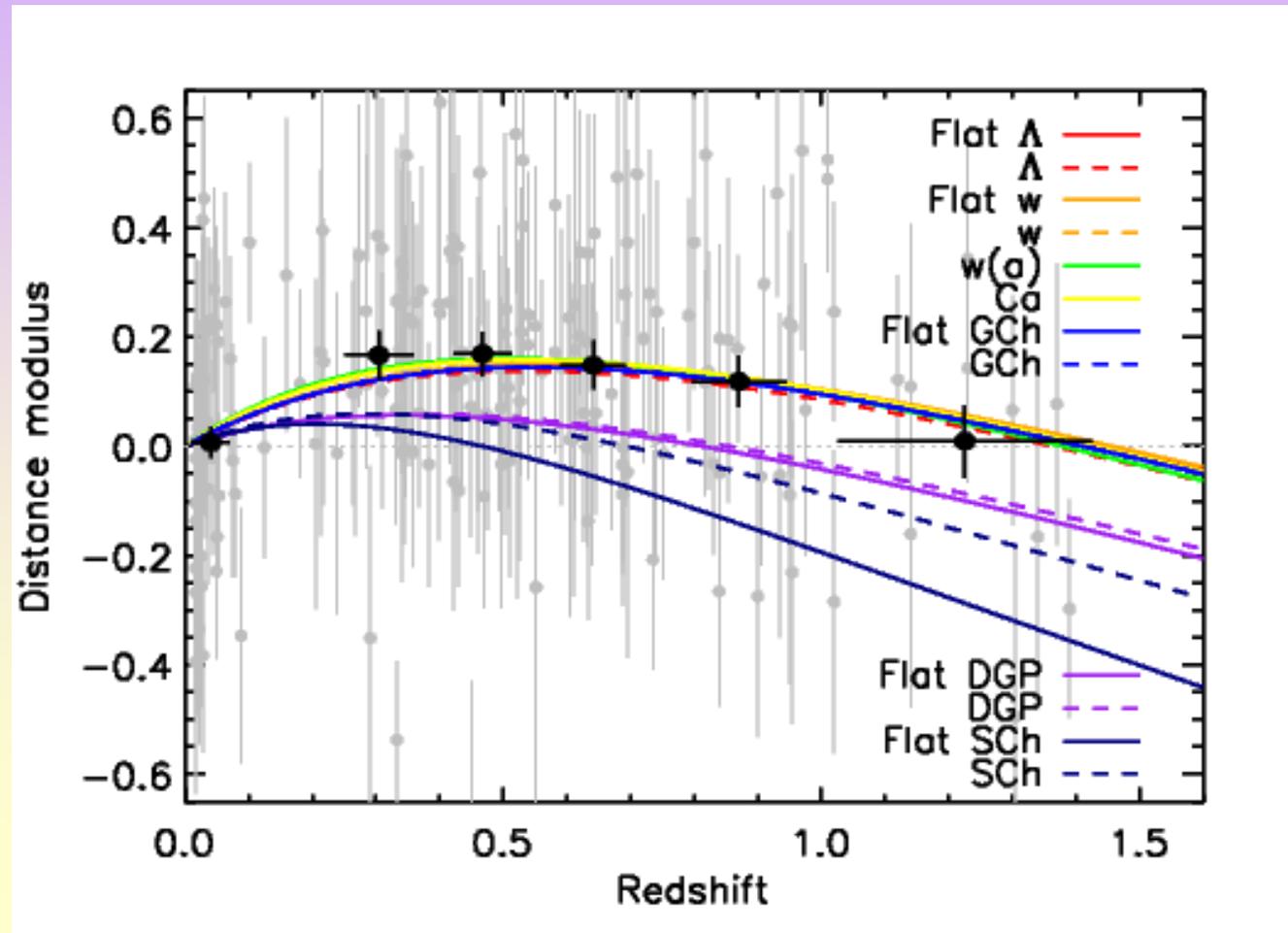
SN Ia



Cosmic shear



Les contraintes actuelles au-delà de $w=-1$: Supernovae seules

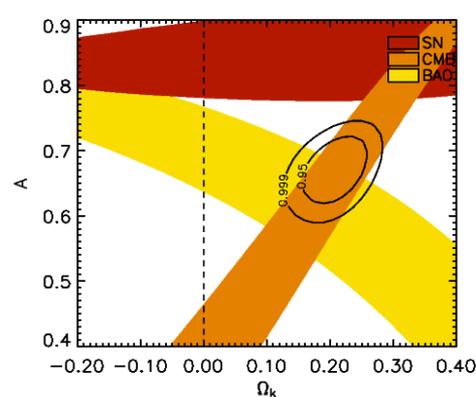
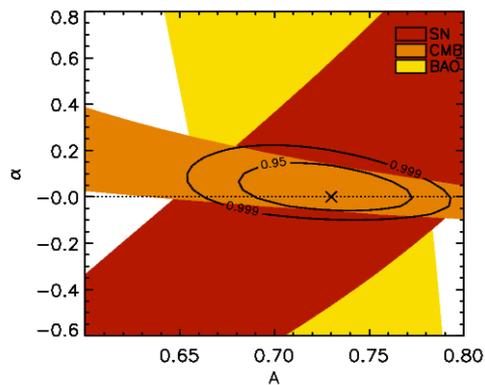
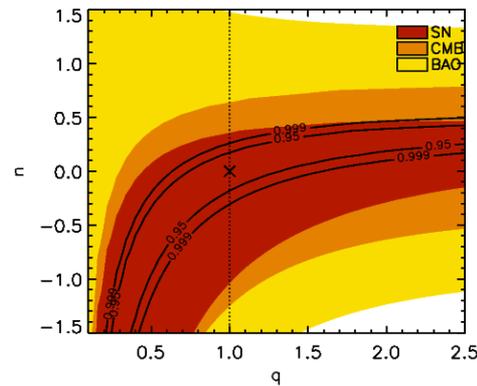
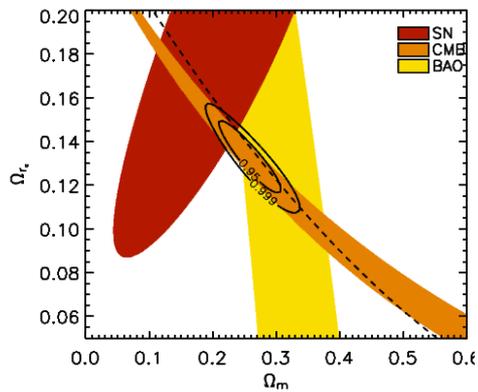
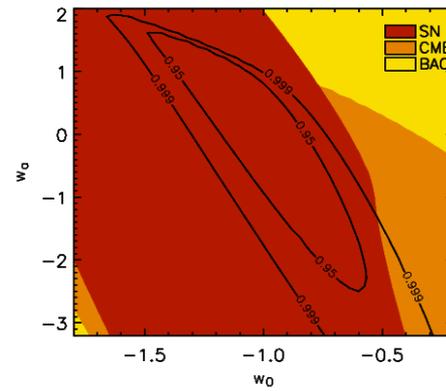
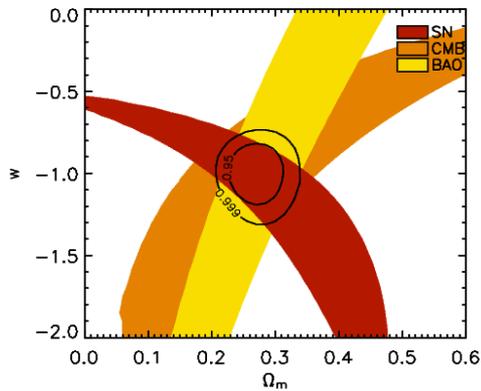


- Λ = constante cosmologique
- $w = w$ constante
- $w(a) = w_0 + (1-a)w_1$
- Ca = Cardassien
- GCh = gaz de Chaplygin

Les contraintes actuelles au-delà de $w=-1$

Un vaste domaine encore possible.

L'exploration de l'énergie sombre n'en est qu'à ses débuts.



Une approche plus physique

- Modèle de quintessence : deux familles de potentiel prédits:

Ratra-Peebles

$$V(Q) = M^4(Q/M_p)^{-\alpha},$$

Super GRAvité

$$V(Q) = M^4(Q/M_p)^{-\alpha} \exp(Q^2/2M_p^2).$$

- Le champ scalaire Q évolue lentement dans le potentiel de l'inflation
- α et M sont deux paramètres libres

Une approche plus physique

Avantage:

On peut suivre l'évolution dynamique du champ sous-jacent

Klein-Gordon

$$\ddot{Q} + 3H\dot{Q} + \frac{dV}{dQ} = 0,$$

Friedmann

$$\left(H^2 + \frac{K}{a^2}\right) = \frac{8\pi G}{3} \left[\rho_m + \rho_r + \frac{\dot{Q}^2}{2} + V(Q)\right]$$

Et des perturbations

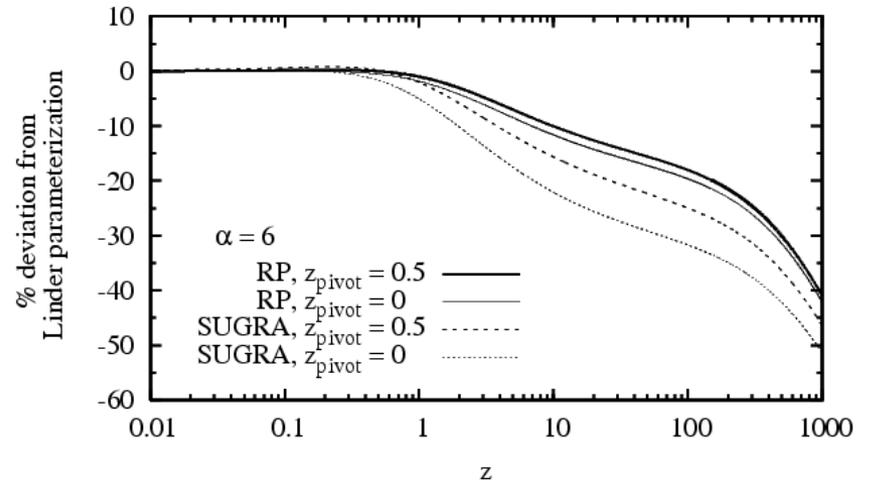
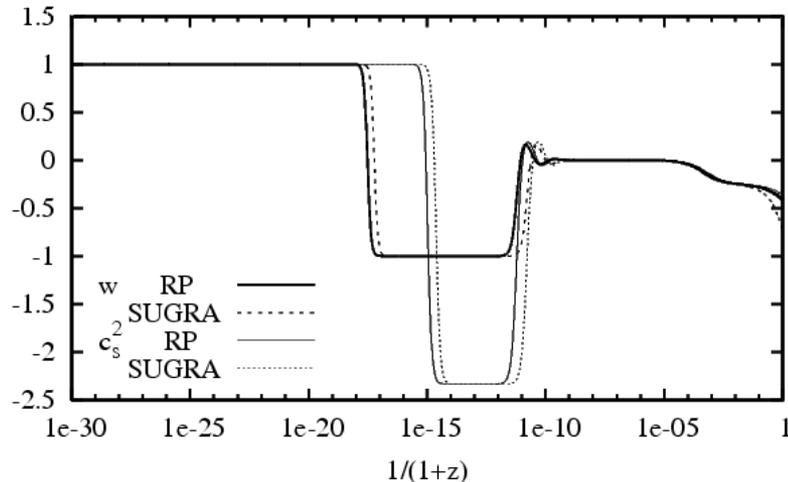
$$\delta\ddot{Q} + 3H\delta\dot{Q} + \left(\frac{k^2}{a^2} + \frac{d^2V}{dQ^2}\right)\delta Q + \mathcal{S} = 0$$

Une approche plus physique

Avantage:

On évite une équation d'état arbitraire et une évolution temporelle très approximative, voire inappropriée

Exemple de paramétrisation inadaptée: $w(a) = w_{\text{pivot}} + w_a(a_{\text{pivot}} - a).$

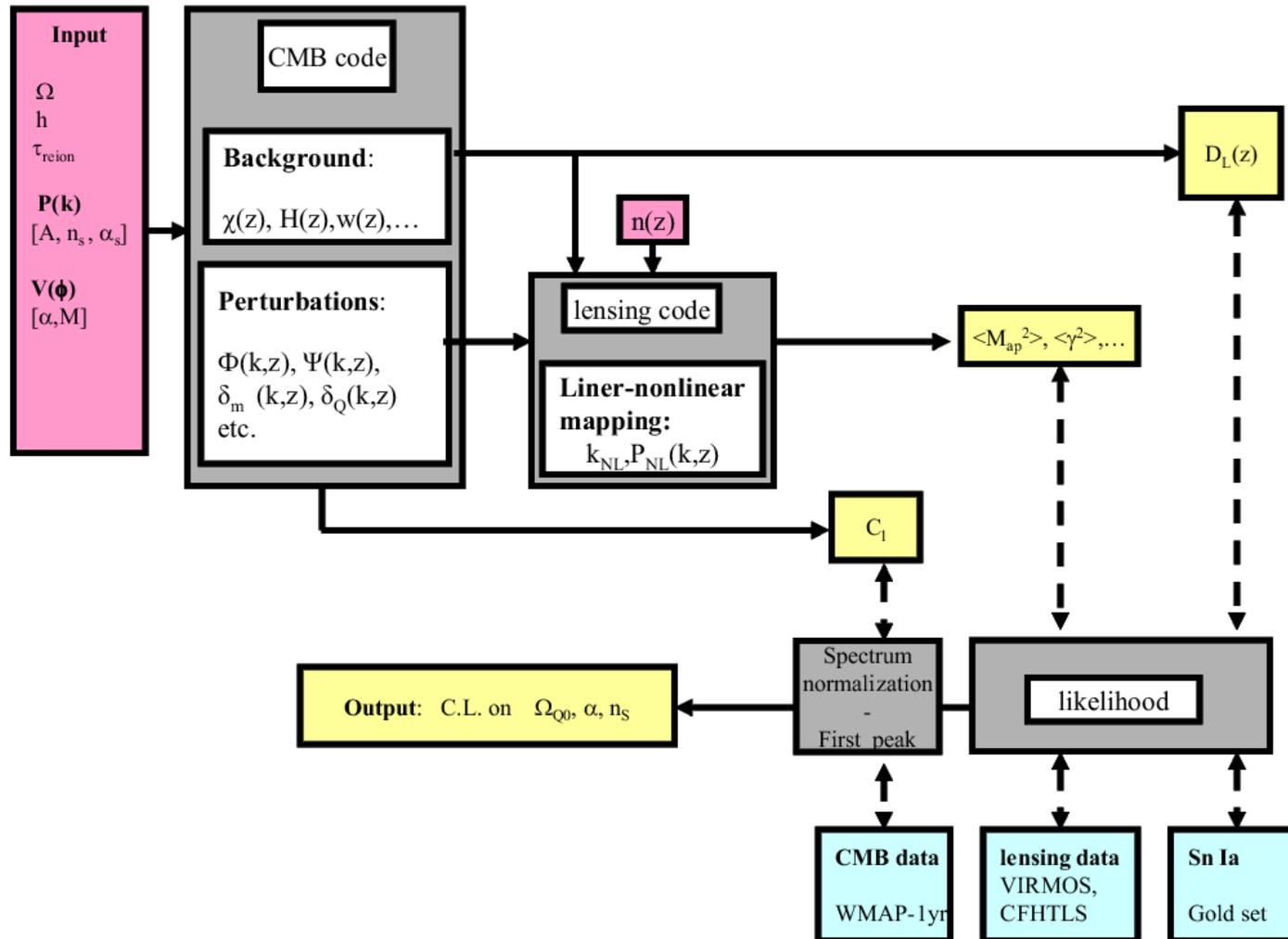


Une approche plus physique

Inconvénient:

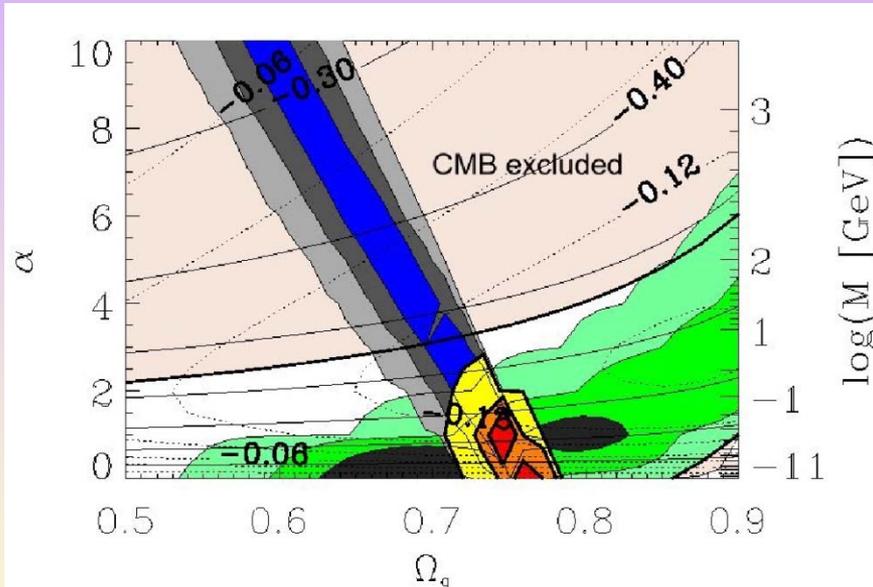
- Très difficile de falsifier un grand nombre de modèles car ce nombre est quasi-illimité.
- Il faut suivre l'évolution des perturbations de chaque modèle ce qui n'est pas possible actuellement pour toutes les classes de modèles (théorie des perturbations parfois inexistantes)
- En plus des perturbations in faut déterminer à tous pas de temps le CMB + d'autres quantité (comme le champ de convergence gravitationnel)... très long numériquement

Tester les modèles physiques

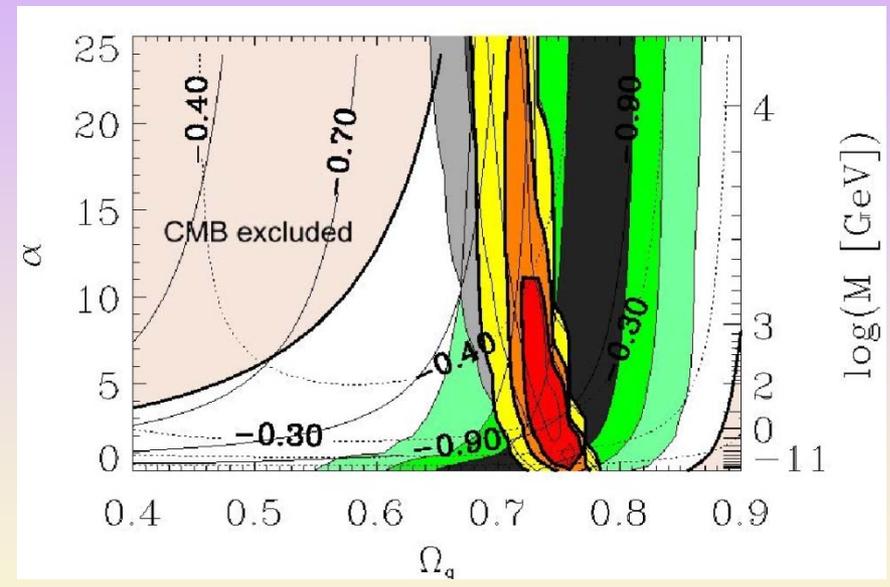


Une approche plus physique

Contraintes: cosmic shear du CFHTLS, SNIa+CMB WMAP-1



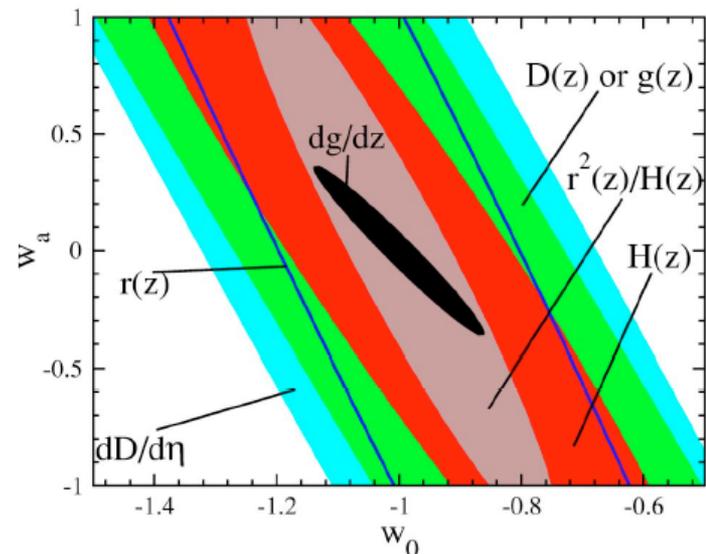
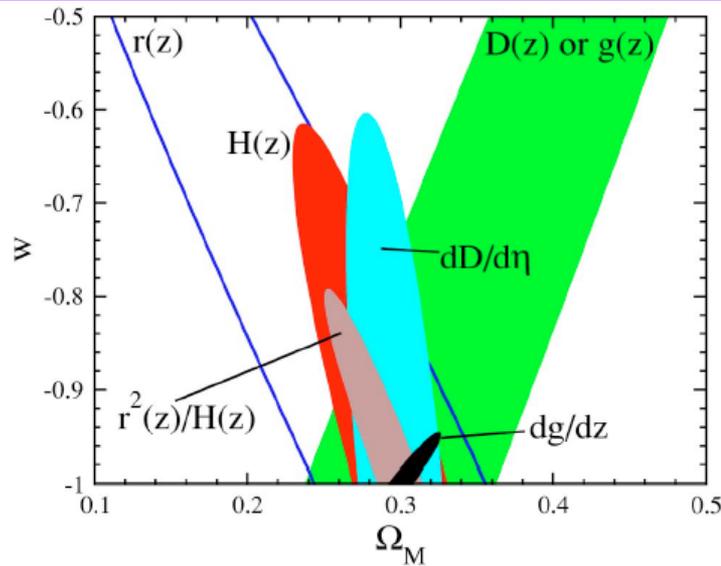
Ratra-Peebles



SUGRA

Le futur :

quelles sont les meilleures sondes observationnelles de l'énergie sombre?



Sensibilité à l'énergie sombre:

$$w(z) = w_0 + w_a z / (1+z)$$

$r(z)$ = distance comobile

$r(z) (1+z)$ = distance lumineuse

$r(z)/(1+z)$ = distance diamètre angulaire

$r(z)^2 H(z)$ = élément de volume comobile

$D(z), g(z)$ = taux de croissance

Pour w

- Taux de croissance et taux d'expansion sont complémentaires.
- dg/dz semble le meilleur test

Pour w_0/w_a :

- dg/dz le meilleur test: cosmic shear, amas de galaxies ?

MAIS:

- Systématiques = points critiques;
- dg/dz : erreurs plus grandes que les distances.
- dg/dz lensing dégénéré avec les distances.

Les meilleures sondes observationnelles de l'énergie sombre

- **SN Ia :**

La mieux testée, une mesure quasi-pure de $H(z)$. Semble avoir atteint ses limites sans des procédures très fines de calibration, d'analyse des systématiques et de modèles d'explosion de SN.

- **BAO:**

La moins critique en termes de systématiques, sensible aux effets du biais et les effets non-linéaires. w au pourcent : des centaines de millions de redshifts.

- **Cisaillement gravitationnel (WL):**

La plus prometteuse et celle qui a le plus grand potentiel exploratoire (test gravitation, multi-plan). Contrôle des effets systématiques difficile (correction distorsions non gravitationnelles, redshift des sources). Redshifts nécessaires.

- **Amas de galaxies:**

Incertaine : à quel point les effets non-linéaires et la physique interne des amas affectent les mesures? Problème: précision des mesures de masse des amas.

- **ISW:**

Encore incertaine sur sa précision potentielle et ses contaminations (poussières galactiques, sources ponctuelles, effet SZ). La cross-corrélation Planck+grands relevés semble prometteuse.

Les relevés énergie sombre 2008-2025

2000	2010		2020
Imag./WL		Pan-STARRS-I	Pan-STARRS-IV
DLS	CFHTLS	KIDS/ VIKING	Hyper-SUPRIME
SDSS		ATLAS	DES/ VISTA
		Pan-STARRS-I	LSST
BAO		LAMOST	HSHS
		Hyper-SUPRIME	DUNE
		SKA	
	SDSS-I	Subaru-FMOS	DES/WFMO
	2d-F	WiggleZ	ATLAS/VISTA
		SDSS-III/BOSS	LSST
SN		HETEX	JDEM
	ESSENCE	CFHTLS-II??	SPACE
		ALPACA?	
	CFHTLS/SNLS	SDSS-II	JDEM
		Pan-STARRS-I	LSST
Amas	SPT	e-ROSITA	DUNE
			XEUS
	SZA	APEX	ACT
	AMI	AMIBA	DES/VISTA
CMB/ISW	WMAP3	PLANCK-I	ISW: WMAP3+DESS
WMAP1	WMAP6	PLANCK-IV	
ISW: WMAP3+SDSS	ISW: WMAP3+NVSS		ISW: Planck+LSST

dz/dt???

Composante	Sous-composante	$\Omega_{\text{sous-total}}$	Ω_{total}
Energie sombre			0.72 ± 0.03
Matière noire			0.23 ± 0.03
Ondes gravitationnelles primordiales			$\leq 10^{-10}$
Baryons			0.045 ± 0.003
	Gaz intergalactique tiède	0.040 ± 0.003	
	Dont:		
	1. Gaz des halos galactiques	0.024 ± 0.005	
	2. Gaz intergalactique	0.016 ± 0.005	
	Gaz intra-amas	0.0018 ± 0.0007	
	Etoiles de la séquence principale	0.00165 ± 0.00080	
	Naines blanches	0.00036 ± 0.00008	
	Etoiles à neutrons	0.00005 ± 0.00002	
	Trous noirs	0.00007 ± 0.00002	
	Objets sub-stellaires	0.00014 ± 0.00007	
	Gaz HI+HeI	0.00062 ± 0.00010	
	Gaz moléculaire	0.00016 ± 0.00006	
Résidus primordiaux			0.0010 ± 0.0005
	Rayonnement radio/micro-onde cosmologique	$10^{-4.3 \pm 0.0}$	
	Neutrinos	$10^{-2.9 \pm 0.1}$	
Rayonnement secondaire			$10^{-5.7 \pm 0.1}$
	Rayonnement radio/micro-onde des sources résolues	$10^{-10.3 \pm 0.3}$	
	Rayonnement infrarouge lointain	$10^{-6.1}$	
	Rayonnement optique	$10^{-5.8 \pm 0.2}$	
	Rayonnement X- γ	$10^{-7.9 \pm 0.2}$	
	Rayonnement gravitationnel des objets compacts	$10^{-7.6 \pm 0.7}$	
Neutrinos stellaires			$10^{-5.5 \pm 0.5}$
Rayons cosmiques et champs magnétiques			$10^{-8.3 \pm 0.5}$

Bilan et inventaire:

le contenu en matière-énergie de l'univers

Nature de la matière noire

- Second pic des fluctuations du fond diffus cosmologique compatible avec Ω_B de la BBN: $\Omega_B \sim 0.044$
- D'après les observations : $\Omega_{\text{étoile}} + \Omega_{\text{hydrogène}} = 0.007$
- Masse des structures + cosmic shear compatible avec $\Omega_0 \sim 0.3$

Donc:

- Une partie des baryons pourrait être invisible
- Comme $\Omega_0 = 0.3$, l'essentiel de la matière est invisible ET non baryonique.

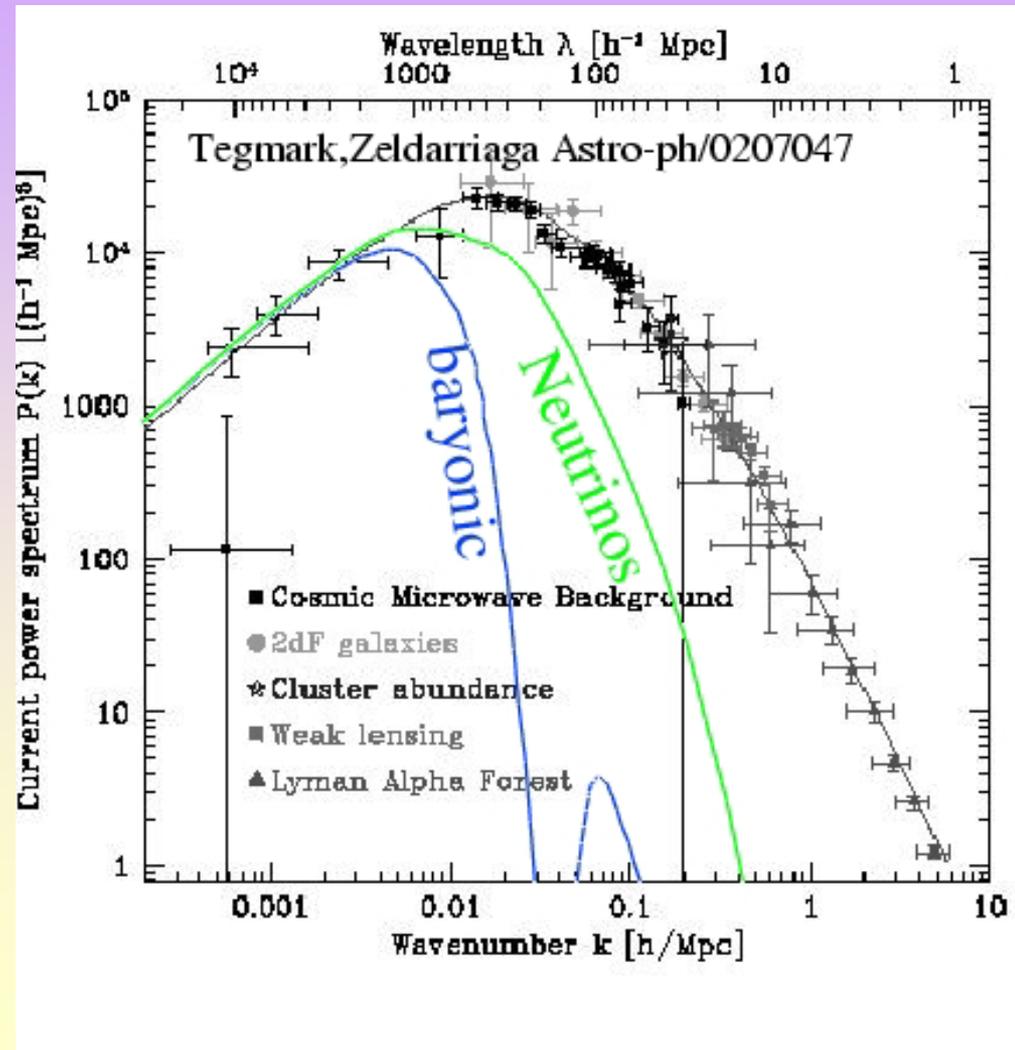
Existence et nature de la matière noire:

le spectre de puissance des fluctuations de densité

Les propriétés des grandes structures

- Imposent le besoin d'une autre composante de matière que les bayons
- Ne reflètent pas celles attendues par un univers dominé des baryons ou par de la matière noire chaude.

...

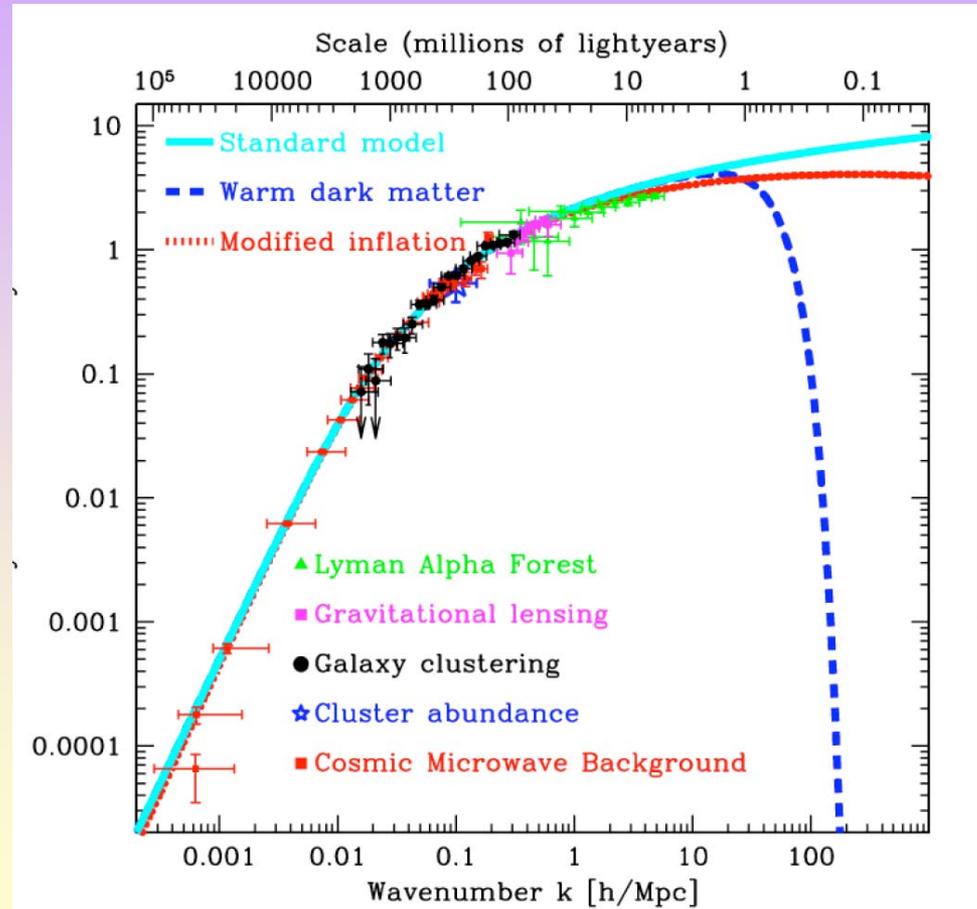


Existence et nature de la matière noire:

le spectre de puissance des fluctuations de densité

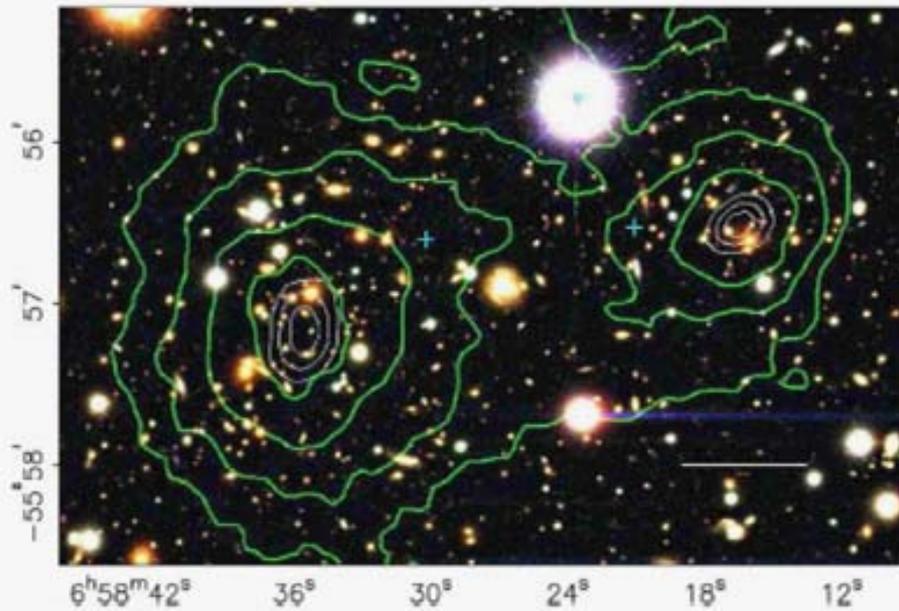
Les propriétés des grandes structures

- Mais sont compatibles avec une composante de matière noire froide et/ou tiède

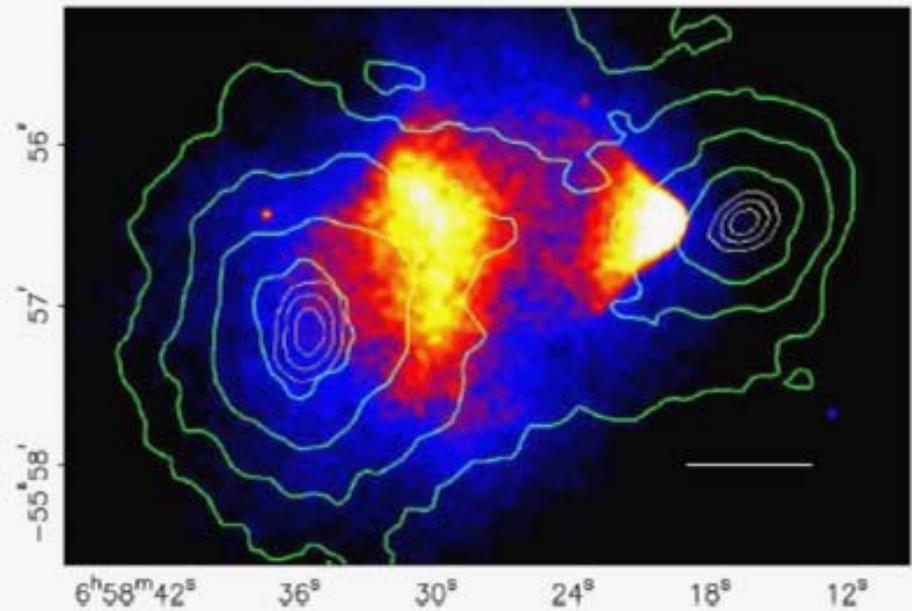


Une preuve de l'existence de la matière noire?

Weak lensing + analyse X avec Chandra de deux amas de galaxies en collision



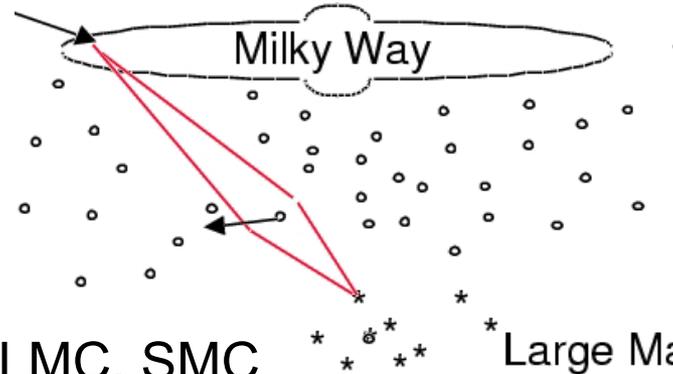
Weak lensing (contours verts)
= matière noire



Carte émissivité X (zones colorées)
= baryons

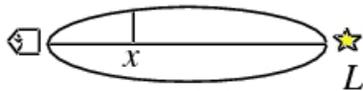
Nature de la matière noire

Massive Compact Halo Objects: MACHOs

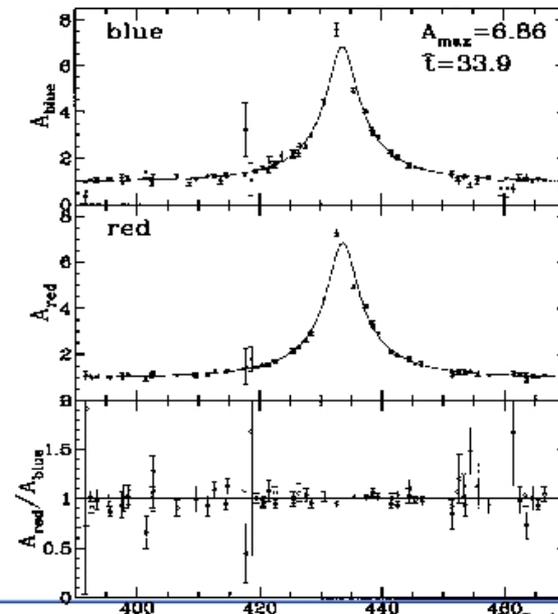


- 2 expériences sur LMC, SMC
- 1 expérience vers le bulbe de la Galaxie
- 2 expériences sur M31

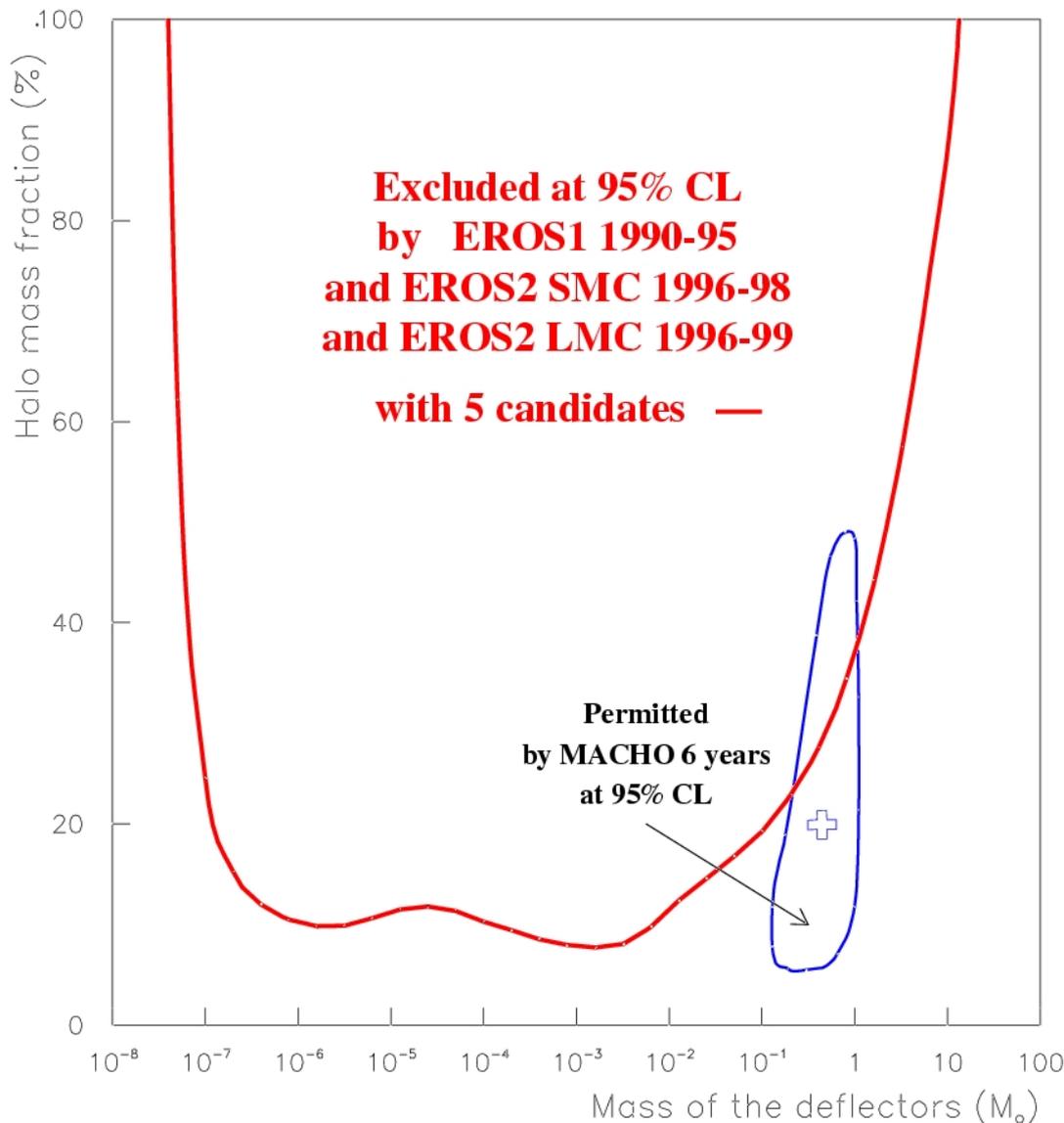
Dégénérescence M-distance-vitesse



$$\tau \propto \int \rho(x) \frac{x(L-x)}{L} dx \quad \Delta t \propto \sqrt{\frac{mx(L-x)}{v_{\perp}^2 L}}$$



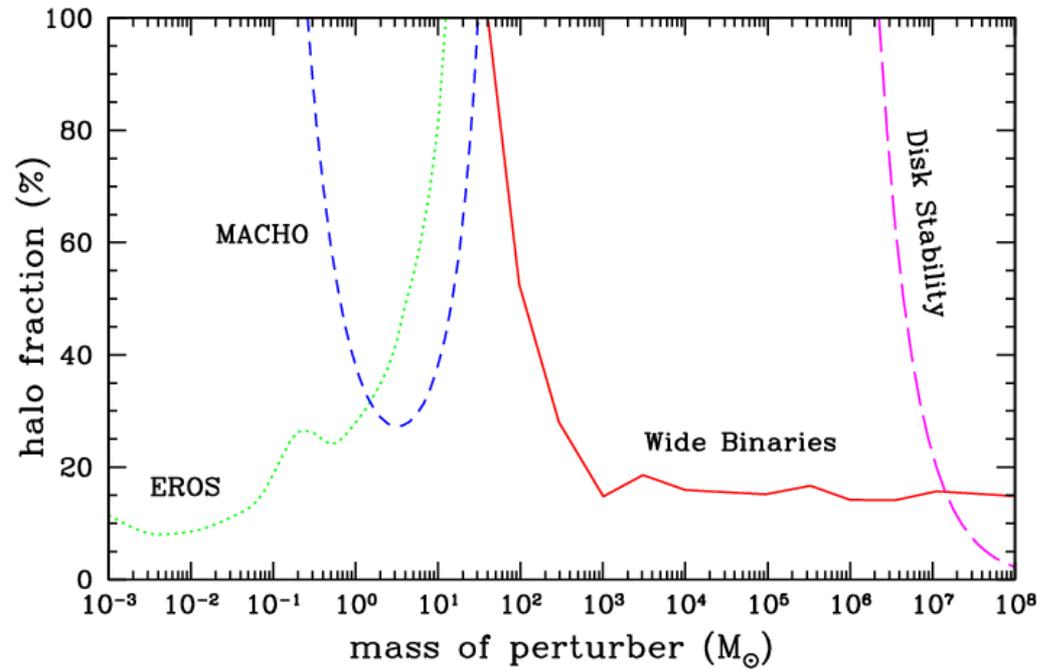
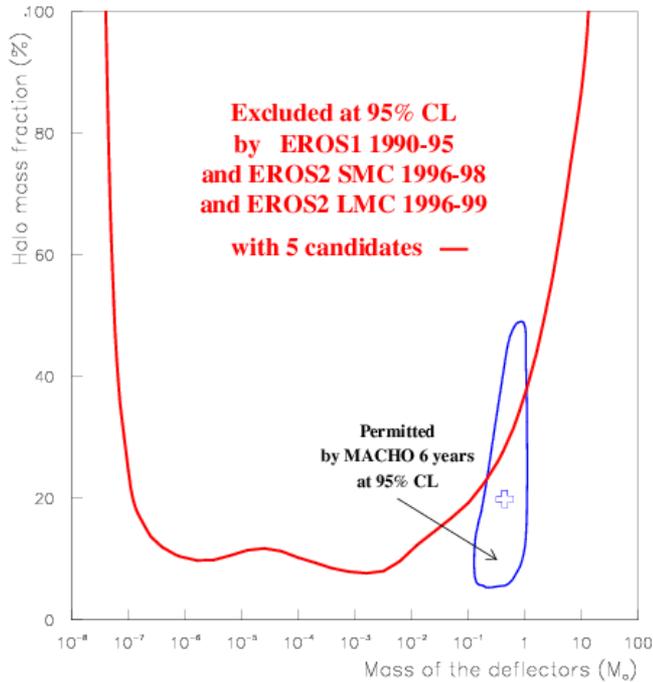
Nature de la matière noire



MACHO/EROS:

- Contribution négligeable à la masse du halo de la Galaxie.
- Contribution négligeable à la matière noire

Nature de la matière noire



MACHO/EROS:

- Contribution négligeable à la masse du halo de la Galaxie.
- Contribution négligeable à la matière noire

Nature de la matière noire

Baryonique

Non baryonique

H2
en clump?

Gaz Chaud
intergalactique?

Poussières?

VMO?

MACHOs?

Trous noirs
Primordiaux?

Branes?

Particules exotiques

Thermique

Non thermique

Neutrinos légers?

WIMPs

Wimpzillas

Axions

Les neutrinos:

ils existent !

candidats matière noire chaude...

Combien, combien de familles ? Quelles masses?

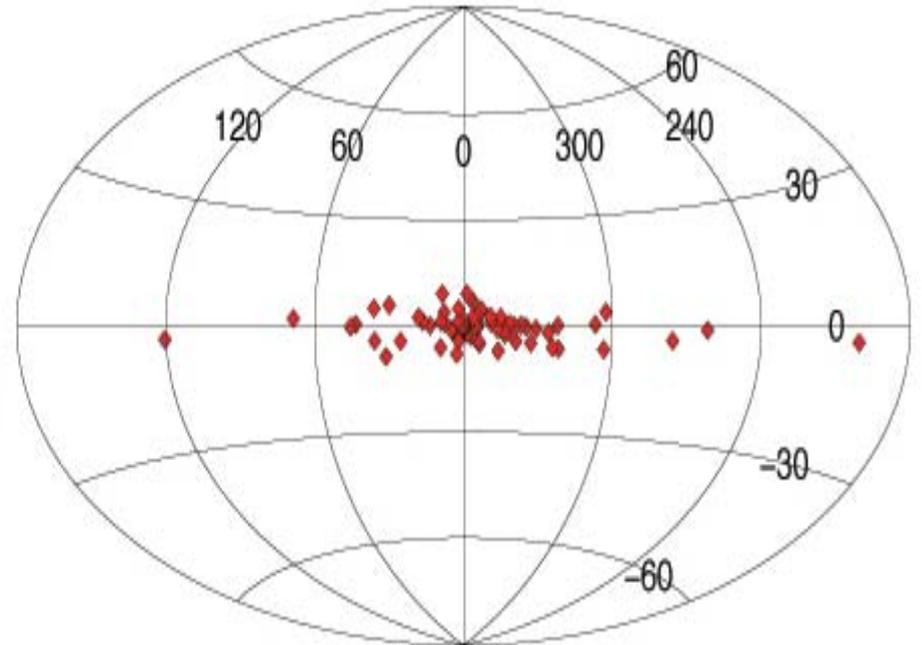
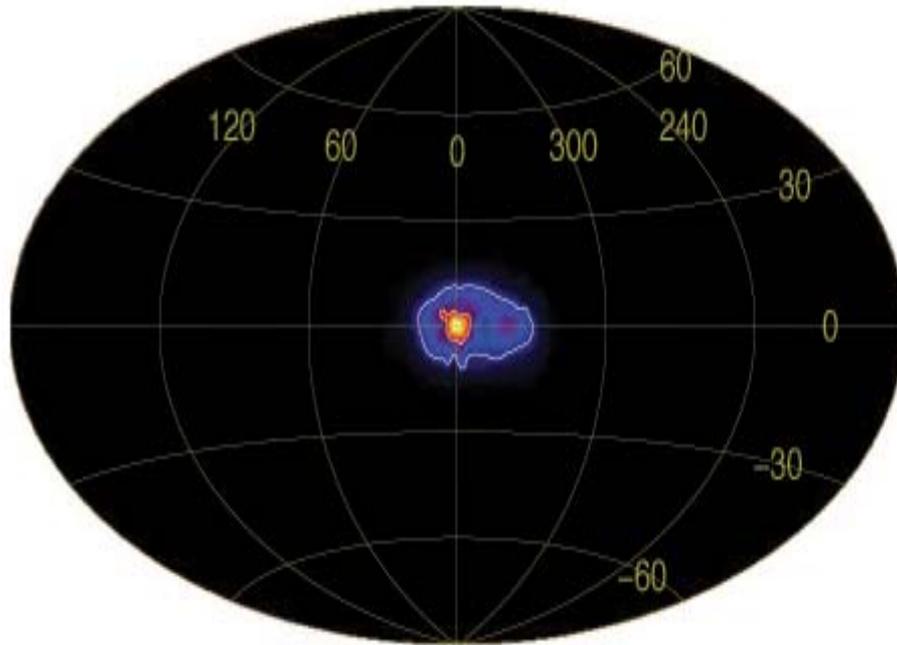
Contraintes actuelles: $0.0001 < \Omega_\nu < 0.04$

Données	Auteur	Masse des neutrinos
2dF	Elgaroy et al (2002)	$\sum m_\nu < 1.8 \text{ eV}$
WMAP-3+Ly α +SDSS	Seljak et al (2004)	$\sum m_\nu < 0.17 \text{ eV}$
WMAP-3 +BAO+SNIa	Komatsu et al (2005)	$\sum m_\nu < 0.67 \text{ eV}$
WMAP-3 seul	Fukugita et al (2006)	$\sum m_\nu < 2.0 \text{ eV}$
CMB + 2dF	Sanchez et al (2005)	$\sum m_\nu < 1.2 \text{ eV}$
CMB+BAO+LSS+SNIa	Goobar et al (2006)	$\sum m_\nu < 0.62 \text{ eV}$
WL[CFHTLS-T01+autre]+WMAP-5+SNIa	Li et al (2008)	$\sum m_\nu < 0.47 \text{ eV}$
WL[CFHTLS-T03]+WMAP5+SNIa	Tereno et al (2008)	$0.03 < \sum m_\nu < 0.54 \text{ eV}$
WL[CFHTLS-T01+autre]+SNIa+BAO+ RAG	Gong et al (2008)	$\sum m_\nu < 0.80 \text{ eV}$
WMAP-5 +BAO+SNIa	Komatsu et al (2008)	$\sum m_\nu < 0.61 \text{ eV}$
WL[CFHTLS-T03]+WMAP5+SNIa+BAO	Ichiki et al (2009)	$\sum m_\nu < 0.54 \text{ eV}$

Candidats matière noire froide

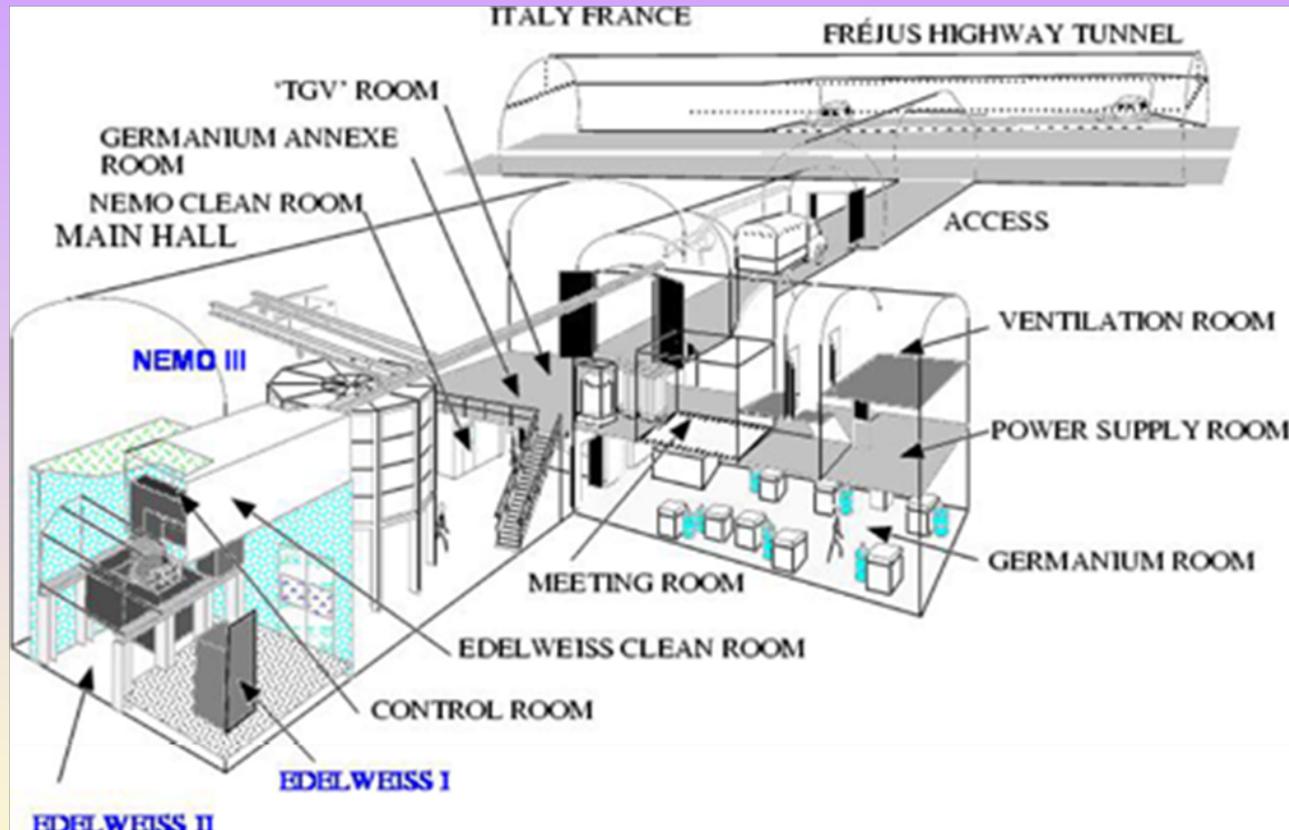
Candidat	Nature	catégorie	masse approximative
Jupiters	baryonique	matière noire froide	$0.001 M_{\odot}$
Naines brunes	baryonique	matière noire froide	$0.08-0.01 M_{\odot}$
Naines blanches	baryonique	matière noire froide	$0.1-0.5 M_{\odot}$
Étoiles à neutrons	baryonique	matière noire froide	$0.1 M_{\odot}$
Trous noirs stellaires	baryonique	matière noire froide	$\approx 1. M_{\odot}$
Trous noirs massifs	baryonique	matière noire froide	$10^{5-6} M_{\odot}$
Trous noirs primordiaux	baryonique	matière noire froide	?
Axion	non-baryonique	matière noire froide	$10^{-5}-10^{-3} \text{ eV}$
LSP-WIMP (e.g. neutralino)	non-baryonique	matière noire froide	$50 \text{ GeV}-1 \text{ TeV}$
gravitino	non-baryonique	matière noire tiède	500 eV
neutrinos	non-baryonique	matière noire chaude	keV
majorons	non-baryonique	matière noire chaude	10^{-5} eV

Détection indirecte de WIMPS: annihilation dans le centre galactique improbable



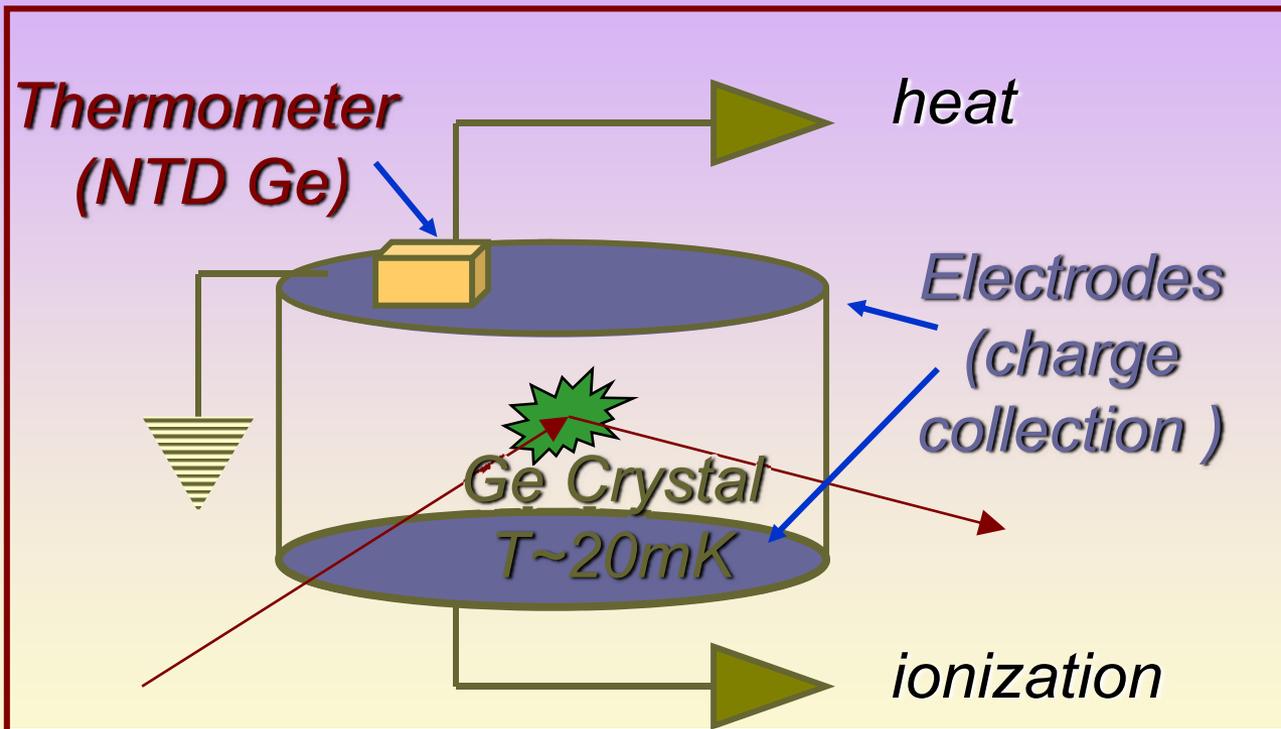
Observations du satellite INTEGRAL janvier 2008: le centre d'émission gamma est résolu en sources multiples. Rejette l'émission par des WIMPS

Détection directe de la matière noire avec Edelweiss



- 1600 m de profondeur sous le tunnel de Fréjus
- $4\text{m}/\text{m}^2/\text{jour}$ (10^6 fois moins qu'à la surface)
- 1500 neutrons ($>1\text{MeV}$) $/\text{m}^2/\text{d}$ (activité rocheuse)

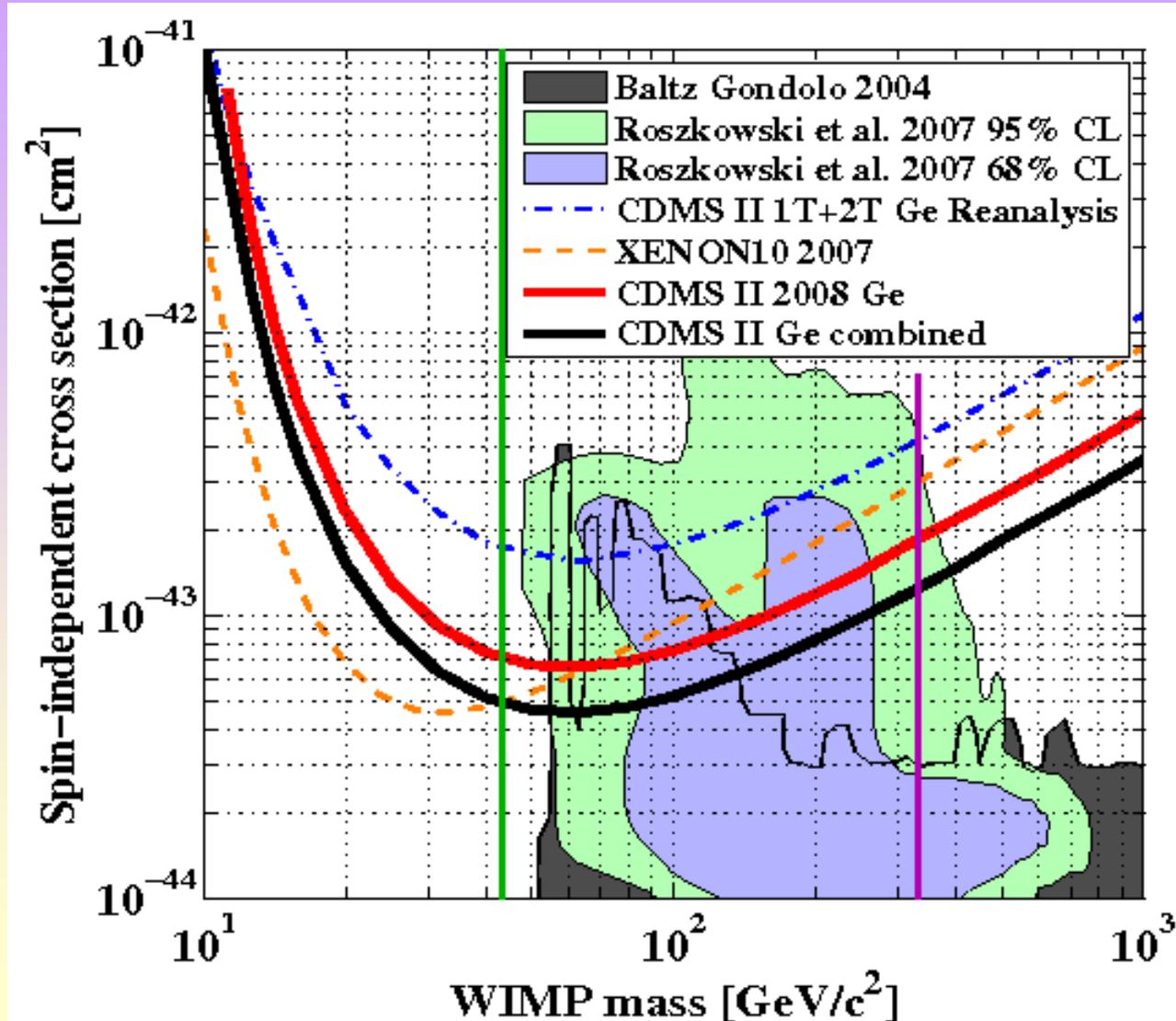
Détection directe de la matière noire avec Edelweiss



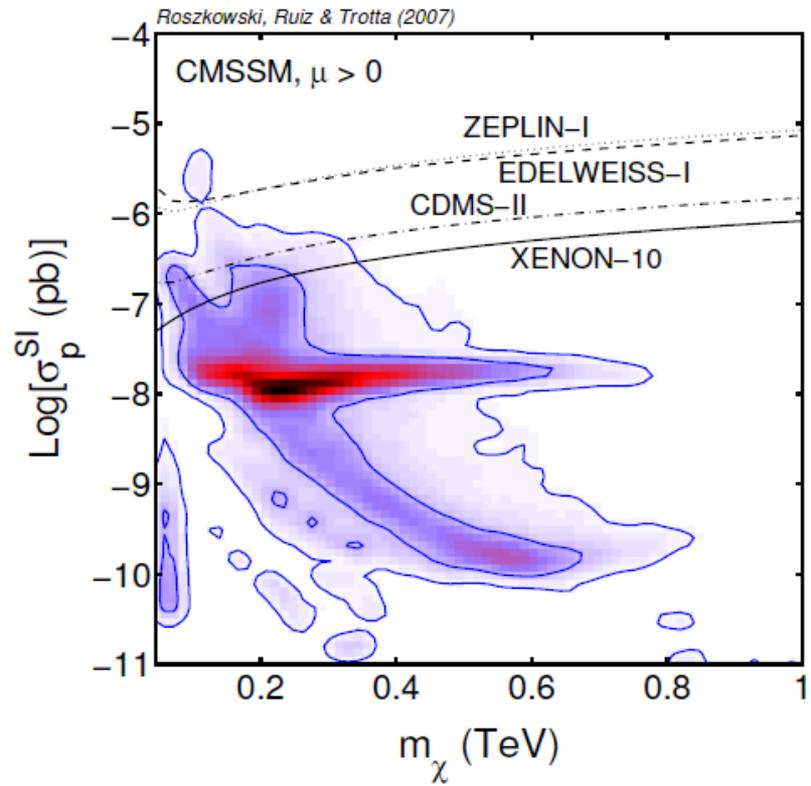
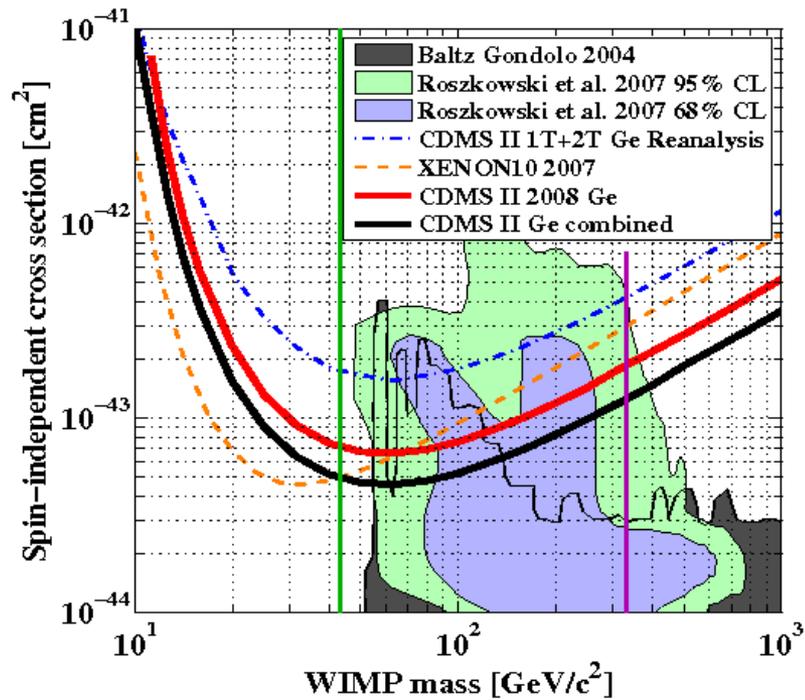
- Mesure simultanée de la charge et de la chaleur pour chaque interaction.
 - Rapport Charge/chaleur différent pour les reculs nucléaires et électroniques
- ⇒ **Discrimination événement par événement.**

Détection directe de la matière noire: la recherche des WIMPS avance

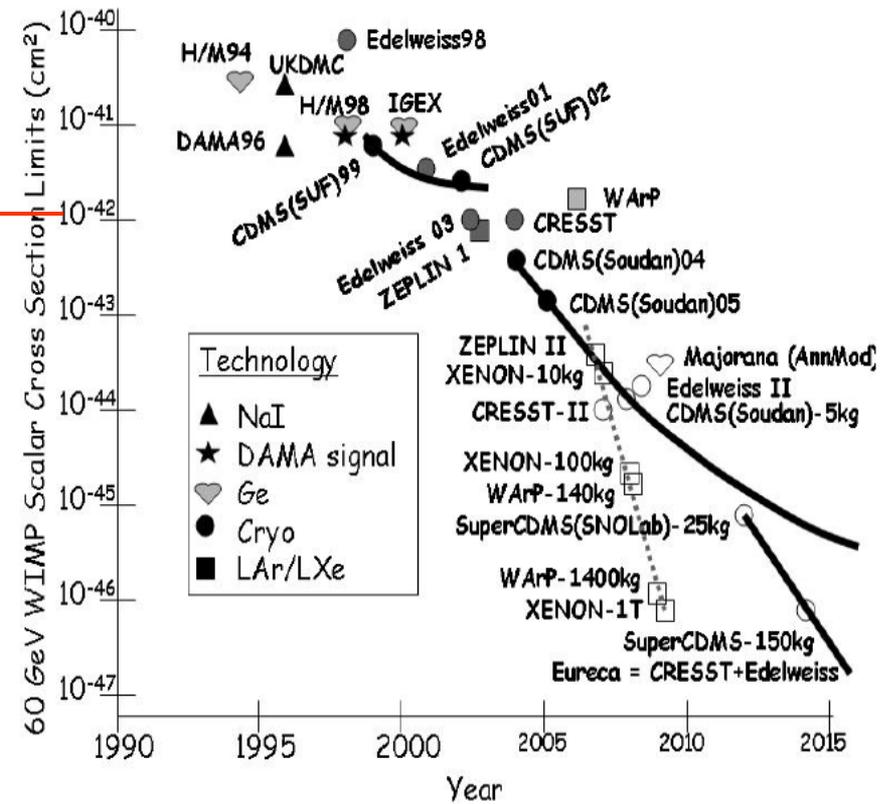
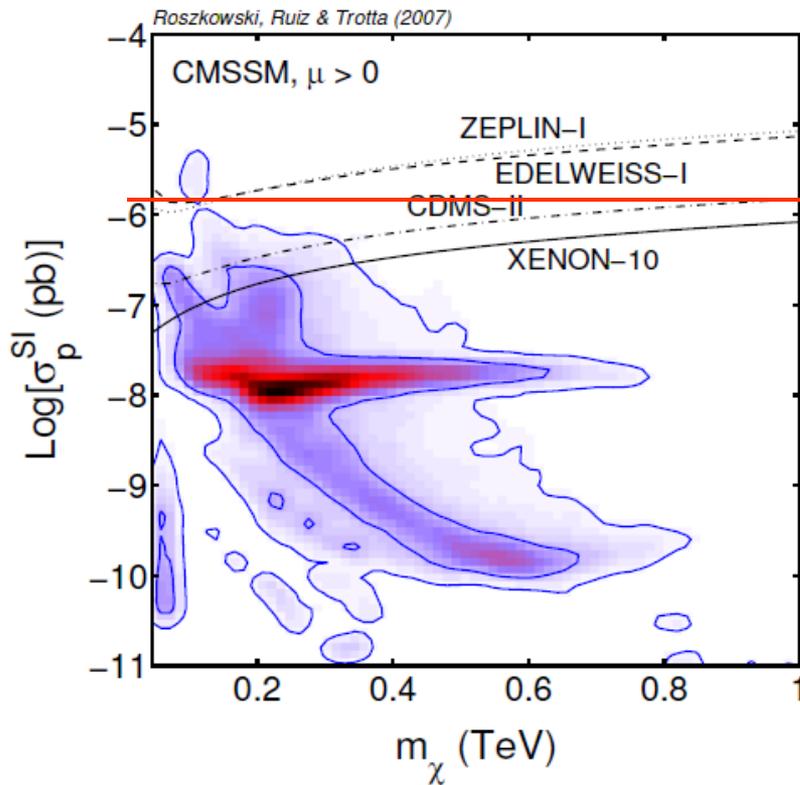
XENON,
janvier
2008



Détection directe de la matière noire: mais on est encore loin....



Détection directe de la matière noire: les projets....



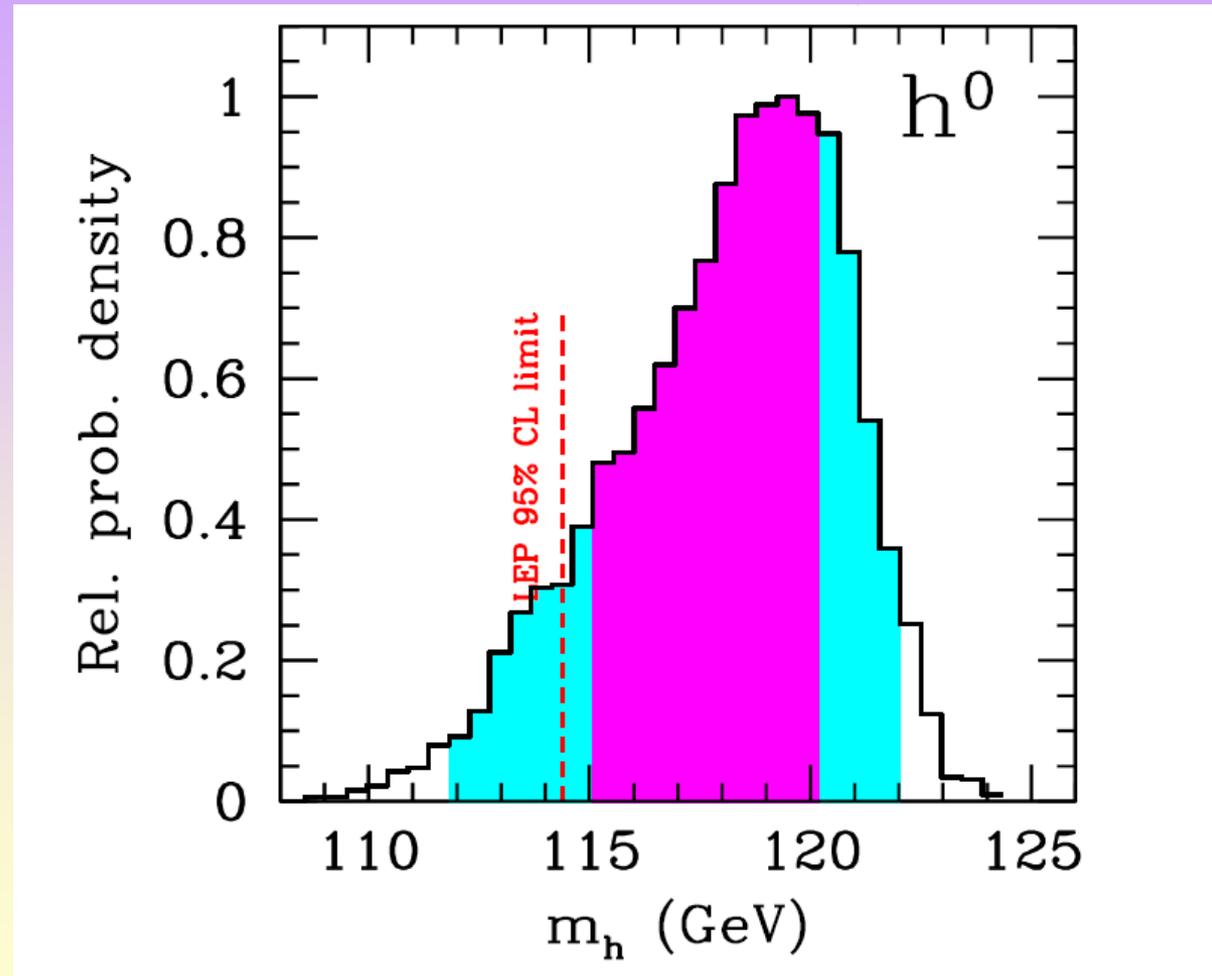
Détection directe de la matière noire:

Les particules du modèle standard

Standard Model particles and fields		Supersymmetric partners			
Symbol	Name	Interaction eigenstates Symbol	Interaction eigenstates Name	Mass eigenstates Symbol	Mass eigenstates Name
$q = d, c, b, u, s, t$	quark	\tilde{q}_L, \tilde{q}_R	squark	\tilde{q}_1, \tilde{q}_2	squark
$l = e, \mu, \tau$	lepton	\tilde{l}_L, \tilde{l}_R	slepton	\tilde{l}_1, \tilde{l}_2	slepton
$\nu = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	neutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino
g	gluon	\tilde{g}	gluino	\tilde{g}	gluino
W^\pm	W -boson	\tilde{W}^\pm	wino	} $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$	chargino
H^-	Higgs boson	\tilde{H}_1^-	higgsino		
H^+	Higgs boson	\tilde{H}_2^+	higgsino		
B	B -field	\tilde{B}	bino	} $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$	neutralino
W^3	W^3 -field	\tilde{W}^3	wino		
H_1^0	Higgs boson	\tilde{H}_1^0	higgsino		
H_2^0	Higgs boson	\tilde{H}_2^0	higgsino		
H_3^0	Higgs boson				

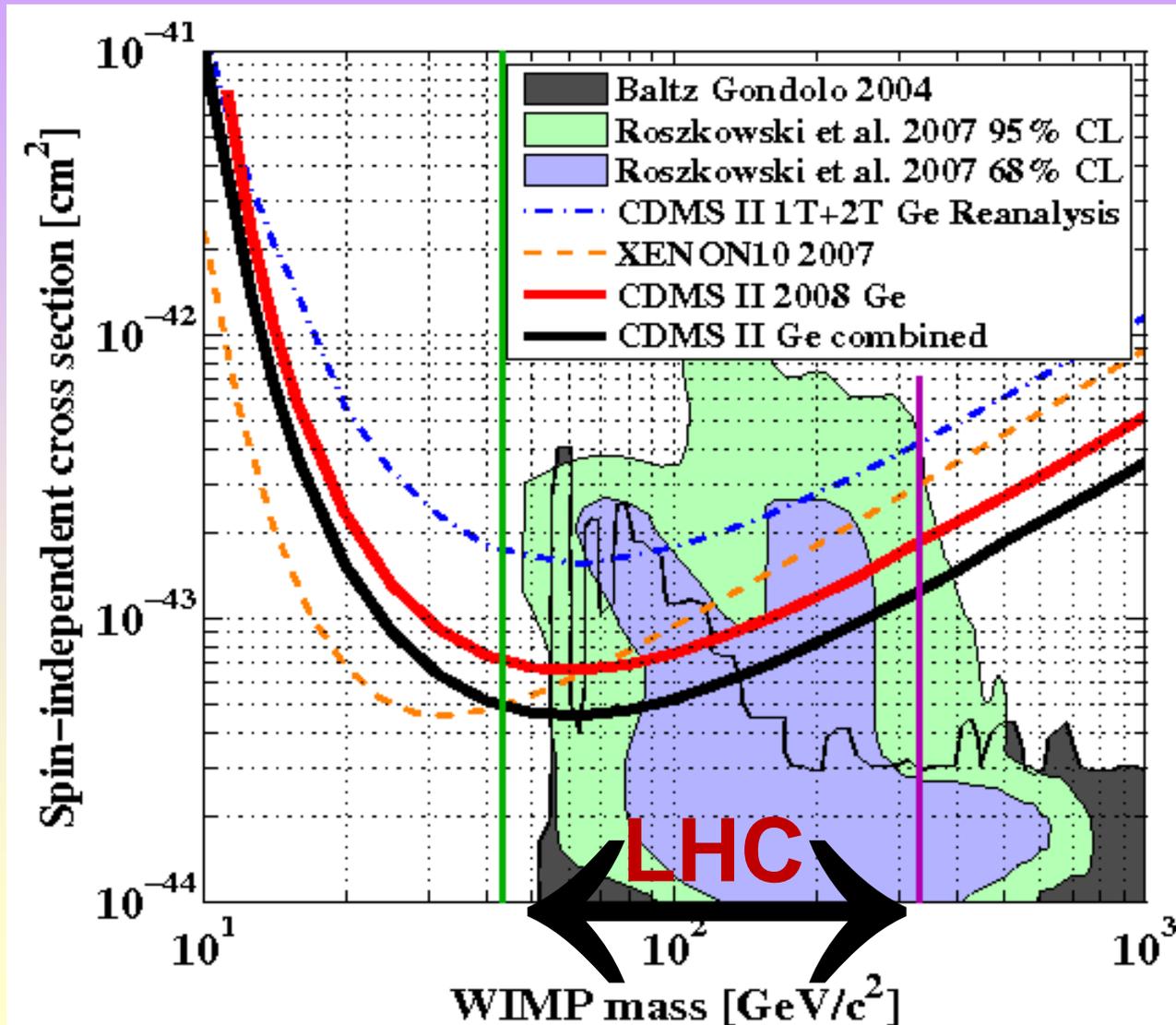
Détection directe de la matière noire: l'alternative vers le LHC et la recherche du Higgs

Exploration du
Higgs le plus
léger par le
LHC



Détection directe de la matière noire:

La recherche des WIMPS avec le LHC



L'histoire thermique de l'Univers

- Puisque $T = T_0 (1+z)$, l'univers était plus chaud au début de son histoire
- La physique des particules élémentaires est bien connue jusqu'aux échelles d'énergie de $\sim 1\text{GeV}$. On peut donc au moins décrire l'histoire thermique jusqu'à cette période
- La physique statistique et la thermodynamique des particules élémentaires pourront être décrites par la mécanique quantique. On aura donc 2 types de particules: les bosons et les fermions
- Si les particules sont en équilibres thermodynamique et chimique, leur densité numérique et leur distribution d'énergie sont uniquement déterminées par la température (e.g. distribution de Planck). Donc en particulier la densité de rayonnement est uniquement une fonction de T .

L'histoire thermique de l'Univers

- Puisque $T = T_0 (1+z)$, l'univers était plus chaud au début de son histoire
- Comme $\rho_r = \rho_{0r}(1+z)^{-4}$ et $\rho_m = \rho_{0m}(1+z)^{-3}$, l'univers a eu une période dominée par le rayonnement
- Plus généralement on aura, à partir d'un certain temps:

$$\Lambda < k/R^2 < \rho_m/R^3 < \rho_r/R^4$$

Et donc les équations de Friedmann peuvent se simplifier pour ne considérer que le terme radiatif.

- Un phénomène physique peut être caractérisé par une échelle de temps physique: $\tau \sim 1/n\sigma v$.

Pendant la période radiative: $R(t) \sim t^{1/2}$ alors que $n \sim R^{-3}$

Donc $t/\tau \sim R/\sigma$

Les interactions ne seront efficaces que pour $t/\tau \ll 1$

L'histoire thermique de l'Univers

- Un phénomène physique peut être caractérisé par une échelle de temps physique: $\tau \sim 1/n\sigma v$.
- Les interactions ne seront efficaces que pour $t/\tau \ll 1$
- Mais comme R croît, l'univers passera nécessairement par une période où cette interaction sera négligeable.
- Donc en particulier l'univers va passer par une suite d'états d'équilibre et de déséquilibre.
- Ces étapes décrivent et construisent l'histoire thermique de l'univers et de la formation des particules et des éléments chimiques dans l'univers

La transition matière-rayonnement

Si ρ_m est la densité pendant la phase dominée par la matière et ρ_r est la densité pendant la phase dominée par le rayonnement, on a

$$\rho_m = \rho_c \Omega_m (1+z)^3$$

et

$$\rho_r = \rho_c \Omega_r (1+z)^4$$

La transition entre ces deux périodes se produit donc à

$$1 + z_{eq} = \frac{R_0}{R_{eq}} = \frac{\Omega_r}{\Omega_m}$$

Les observations donnent les valeurs actuelles: $\Omega_m \geq 0.2$ et $\Omega_r h^2 = 2.56 \cdot 10^{-5}$. Donc

$$1 + z_{eq} = 3.9 \times 10^4 (\Omega h^2)$$

correspondant à une température T_{eq}

$$T_{eq} = (1 + z_{eq}) = 1.07 \times 10^5 (\Omega h^2) K = 9.24 (\Omega h^2) eV$$

et au temps t_{eq}

$$t_{eq} = 0.4 \frac{1}{H_0} \frac{1}{\Omega^{1/2}} (1+z)^{-3/2}$$

soit

$$t_{eq} = 1.57 \times 10^{10} (\Omega h^2)^{-1/2} \text{ sec} = 500 (\Omega h^2)^{-1/2} \text{ ans}$$

Recombinaison et découplage

- Au fur et à mesure de l'expansion, le libre parcours moyen des photons s'accroît et donc les interactions matière-rayonnement diminuent progressivement.
- Ce découplage se produit lorsque le libre parcours moyen de photons dépasse le rayon de Hubble, $c/H(t)$

Recombinaison et découplage

Le taux d'interaction photons=électrons est donné par

$$\tau_\gamma = n_e \sigma_T c$$

où n_e est la densité numérique d'électrons libres et σ_T la section efficace de Thomson ($=6.65 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$).

L'équilibre des abondances des électrons libres est déterminé par l'équation de Saha. Si n_H est la densité numérique d'Hydrogène, n_p la densité numérique de protons libres et n_e la densité numérique d'électrons libres (on néglige les noyaux d'Hélium), la neutralité de charge de l'univers implique

$$n_e = n_p$$

La conservation du nombre de baryons, n_B , implique

$$n_B = n_p + n_H$$

À l'équilibre thermique, pour des températures inférieures à $m_i c^2$, la densité du constituant i est

$$n_i = g_i \left(\frac{m_i T}{2\pi} \right)^{3/2} \exp \left[\frac{\mu_i - m_i}{T} \right]$$

où $i = e, p, H$ et μ_i est le potentiel chimique.

L'équilibre chimique



garantit que

$$\mu_e + \mu_p = \mu_H$$

et donc

$$n_H = \frac{g_H}{g_p g_e} n_p n_e \left(\frac{m_e T}{2\pi} \right)^{3/2} \exp \left[\frac{B}{T} \right]$$

où B est l'énergie de liaison de l'Hydrogène: $B = (m_p + m_e - m_H)c^2 = 13.6 \text{ eV}$.

On appelle *fraction d'ionisation*, la quantité

$$X_e = \frac{n_p}{n_B}$$

Recombinaison et découplage

On appelle *fraction d'ionisation*, la quantité

$$X_e = \frac{n_p}{n_B} \quad (431)$$

Sachant que $g_p = g_e = 2$ et $g_H = 4$ et en posant $n_B = \eta n_\gamma$, on peut déterminer la fraction d'ionisation à l'équilibre, X_e^{eq} et l'exprimer sous la forme

$$\frac{1 - X_e^{eq}}{(X_e^{eq})^2} = \frac{4\sqrt{2}\zeta(3)}{\sqrt{\pi}} \eta \left(\frac{T}{m_e}\right)^{3/2} e^{\frac{B}{T}} \quad (432)$$

qui est l'équation de Saha pour la fraction d'ionisation à l'équilibre. Le rapport baryons sur photons, η , est contraint par les observations:

$$\eta = 2.68 \times 10^{-8} (\Omega_B h^2) \quad (433)$$

Il est clair que l'équation (432) trace l'évolution de la fraction d'ionisation puisque T varie comme $(1+z)$. Par définition, la (re)combinaison est la période où 90% des électrons se sont recombinaisonnés avec les protons. Cette époque se situe à

$$z_{rec} = 1200 - 1400 \quad (434)$$

Par exemple, pour $z_{rec} = 1300$, on a $T_{rec} = T_0(1+z_{rec}) = 3775 \text{ K} = 0.308 \text{ eV}$. Compte tenu du z_{eq} calculé dans la section précédente, on voit que la recombinaison s'est produite pendant la phase dominée par la matière. On peut donc facilement déterminer l'âge auquel s'est déroulée la recombinaison

$$t_{rec} = \frac{2}{3} \frac{1}{H_0} \left(\frac{1}{\Omega}\right)^{1/2} (1+z)^{-3/2} \quad (435)$$

Recombinaison et découplage

soit

$$t_{rec} = 4.39 \times 10^{12} (\Omega h^2)^{-1/2} \text{ sec} = 140000 (\Omega h^2)^{-1/2} \text{ ans}$$

Il peut paraître surprenant que la recombinaison se produise à $\approx 4000 \text{ K}$ et non pas à $\approx 150000 \text{ K}$ correspondant à 13.6 eV . C'est une conséquence de la distribution en énergie des photons qui est très large. En fait, il suffit qu'un photon sur 10^8 ait une énergie supérieure à 13.6 eV pour avoir assez de photons ionisants.

En utilisant l'équilibre d'ionisation et le fait que la densité d'électrons libres est

$$n_e = X_e n_B = X_e \eta n_\gamma \approx 1.13 \times 10^{-5} \text{ cm}^3 (\Omega_B h^2)$$

et que

$$\tau \approx \frac{1}{n_e \sigma_{Te}}$$

et enfin que l'âge de l'univers est

$$t = \left(\frac{2}{3}\right) (1+z)^{-3/2} H_0^{-1} \Omega_0^{-1/2}$$

on peut estimer la période de découplage qui correspond à $t \approx \tau$. Comme le libre parcours moyen des photons dépend de Ω_B et que l'âge de l'univers dépend de Ω , le redshift au découplage dépend donc de ces deux paramètres essentiels.

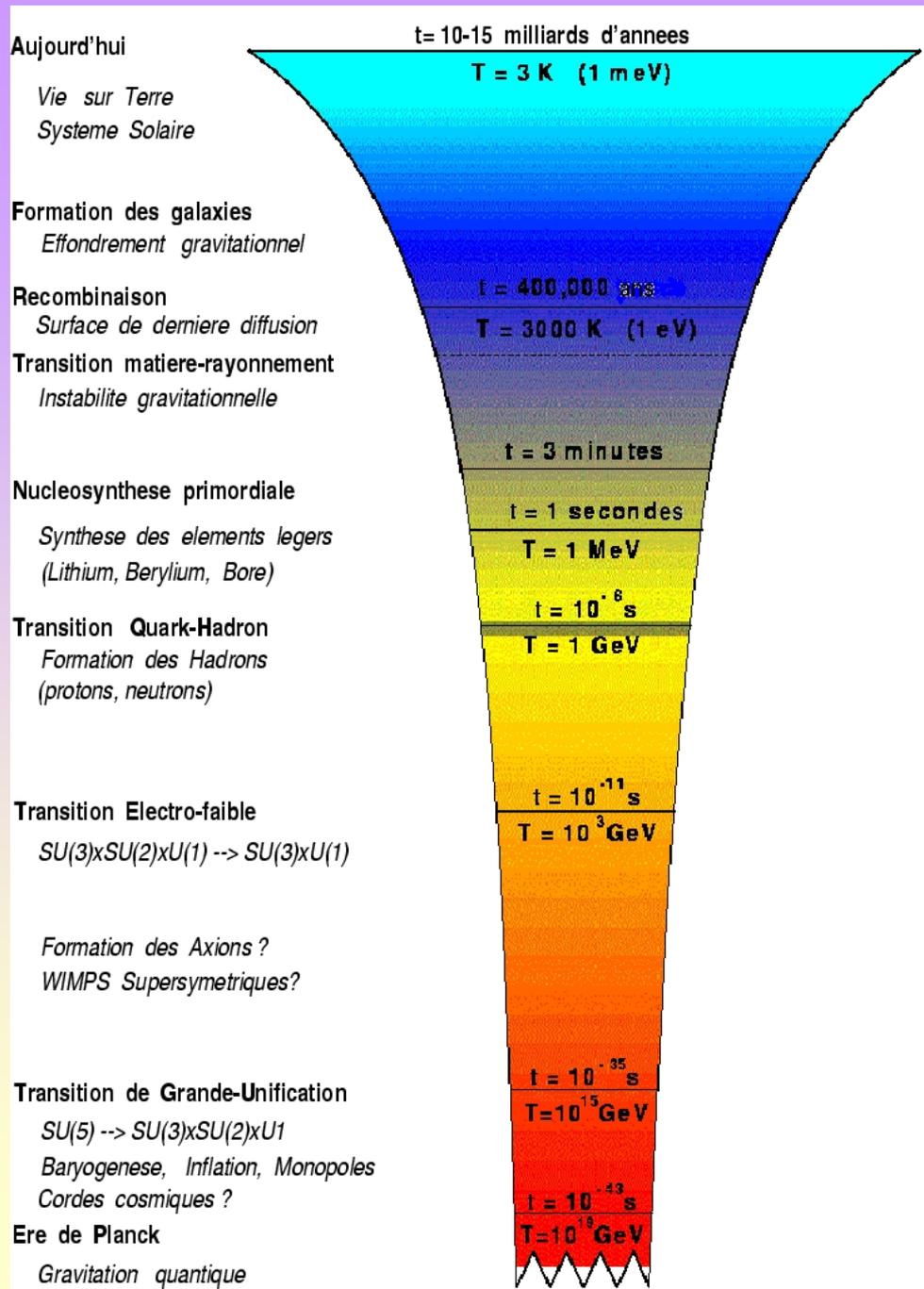
Grossièrement le découplage se produit entre $z = 1100$ et $z = 1200$ et donc

$$t_{dec} = \left(\frac{2}{3}\right) H_0^{-1} \Omega_0^{-1/2} (1+z_{dec})^{-3/2}$$

soit, pour $z = 1100$

$$t_{dec} = 5.64 \times 10^{12} (\Omega_0 h^2)^{-1/2} \text{ sec} = 180000 (\Omega_0 h^2)^{-1/2} \text{ ans}$$

On voit que le découplage se produit après la recombinaison. Remarquablement, il se produit dans un tout petit intervalle en redshift. Ceci est essentiellement un effet de profondeur optique qui dépend très fortement de l'état d'ionisation (voir l'équation (303) qui décrit comment calculer cette profondeur optique). Le $\Delta z \approx 100$ est donc une véritable barrière opaque. On l'appelle la *surface de dernière diffusion*.



L'histoire thermique de l'Univers plus ou moins reconstituée