

# CN6 MATIÈRE NOIRE

## 6.1 Indications

→ Toutes les indications actuelles de matière noire sont d'ordre gravitationnelles.

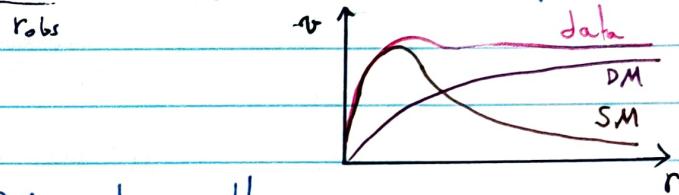
### 6.1.1 Courbes de rotation des galaxies

→ En première approximation, on s'attend à ce que

$$\frac{GMm}{r^2} = m \frac{v^2}{r} \Leftrightarrow v^2 = \frac{GM}{r}$$

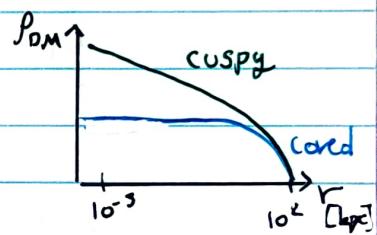
Cependant, on observe  $v_{\text{obs}}^2 \gg \frac{GM_{\text{obs}}}{r_{\text{obs}}}$ . Il faudrait  $\sim 10$  fois plus de

masse que la masse visible.



→ Deux profils de répartition du DM sont possibles :

- 1) Cored : issue des observations
- 2) Cuspy : issue des simulations



→ Plusieurs questions ouvertes :

→ cuspy ou cored : problème de concentration du halo

→ le nombre de galaxies satellites (simu : beaucoup, obs : quelques)

→ la taille des galaxies satellites devrait être suffisamment grande pour attirer de la matière baryonique.

L) Des solutions possibles sont l'inclusion des baryons dans la simulation, et l'inclusion d'auto-interaction pour la DM.

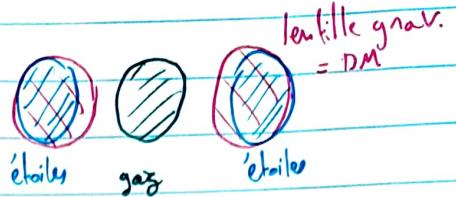
### 6.1.2 Vitesse relative des galaxies :

→ En 1933 mesuré les vitesses des galaxies dans l'amas COMA.

La vitesse observée est à nouveau trop importante.

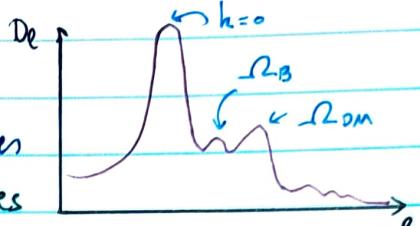
### 6.1.3 Amas de la Balle:

- Il y a dans cet amas  $\sim 5$  fois plus de matière noire que ordinaire.
- Ne s'explique pas avec des théories MOND.



### 6.1.4 Anisotropies du CMB:

- On peut décomposer le CMB en harmoniques sphériques. Sa structure en pics acoustiques règne sur beaucoup de grandeurs (forme de l'univers,  $\Omega_B, \dots$ )
- Ces pics résultent de l'interaction entre la pression et la gravité au moment de la recombinaison, créant des oscillations dans le plasma.
- On trouve  $\Omega_{DM} \sim 26\%$  et  $\Omega_B \sim 5\%$ .



### 6.1.5 Structures à grande échelle de l'Univers:

- La formation de structures à grande échelle à partir de distribution d'énergie du CMB dépendent de la quantité de matière noire, et de si elle est relativiste (DM chaude) ou non relativiste (DM froide).
- Si DM chaude : rend l'univers homogène et tend à gommer les petites structures.
- Si DM froide : il y a plus de structures à petite échelle.

## 6.2 Nature de la matière noire

→ On connaît plusieurs propriétés sur la matière noire (en tant que particule):

1) sombre et neutre

2) son paramètre de densité est  $\Omega_{DM} \approx 26\%$

3) froide

4) stable:  $Z_{DM} > Z_{univers}$

5) faible réaction efficace  $DM - SM \rightarrow SM$    $\sigma_{DM-SM \rightarrow DM-SM} \ll 1$

6) ne produit pas (ou très peu) de matière ordinaire lors d'annihilation  $DM - DM \rightarrow SM + SM$  ou de désintégration  $DM \rightarrow SM + SM'$

→ on peut mettre une borne supérieure sur  $\sigma(DM - DM \rightarrow SM - SM')$  et sur  $\Gamma(DM \rightarrow SM - SM')$ . Le nombre de particules produites via ces processus sont  $\propto n_{DM}^2 \sigma$  et  $\propto n_{DM} \Gamma$ . Cela dépend donc du profil du halo de DM

→ On ne connaît pas plusieurs propriétés:

1) sa masse : peut aller de  $10^{-2}$  eV (axions) jusqu'à  $10^{15}$  eV (échelle GUT)

2) son spin

3) ses interactions bien qu'on puisse poser des contraintes.

## 6.3 Densité relique de la matière noire

→ Le mécanisme le plus direct est le thermal freeze-out :

catastrophe d'annihilation sans asymétrie particule-antiparticule.

avec  $\Gamma > H$

① On suppose un interaction  $DM \rightleftharpoons SM$ : la DM est thermalisée cinétiquement et chimiquement à  $T > m_{DM}$ . On a alors une densité  $n_{DM}^{EQ}(T) = n_{DM}^{EQ}(T, m_{DM}, \mu_{DM})$

② On suppose  $n_{DM} = n_{\bar{DM}} \Leftrightarrow \mu_{DM} = \mu_{\bar{DM}}$ . Si en plus, on a  $\mu_{DM} + \mu_{\bar{DM}} = \mu_{SM} + \mu_{\bar{SM}} = 0$ , alors on trouve  $\mu_{DM} = \mu_{\bar{DM}} = 0$

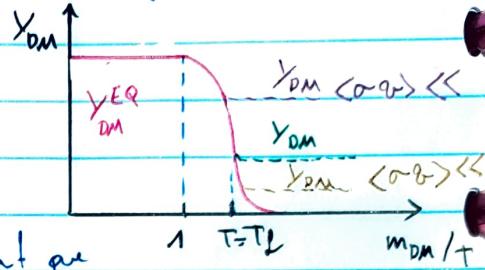
③ Lorsque  $T \lesssim m_{DM}$ , la densité du DM  $n_{DM}^{EQ}$  subit une suppression de Boltzmann. Alors:

$\Gamma = n_{DM}^{EQ} \langle \sigma v \rangle \ll N \propto T^e$ . A ce moment, la DM n'a pas d'être en équilibre thermique et chimique, et donc n'a pas de s'annihiler  $\rightarrow n_{DM} = \text{cste}$

→ Regardons le yield (rappel  $Y_{DM} \equiv n_{DM}/s$ ) en fonction du paramètre  $\beta \equiv m_{DM}/T$

→ Lorsque  $T \gg m_{DM}$ , on a

$$Y_{DM} = \frac{n_{DM}}{s} = \frac{n_{DM}^{EQ}}{s} \sim \frac{T^3}{\beta^3} = \text{cste}$$



→ Lorsque  $T \lesssim m_{DM}$ , on a suppression tant que  $\Gamma > N$ . En effet, dans ce cas, la densité est en équilibre et

$$Y_{DM} = \frac{n_{DM}^{EQ}}{s} \sim \frac{T^{3/2} e^{-m_{DM}/T}}{\beta^3}$$

Cependant, en  $T \approx T_f$ , il y a découplage ( $\Gamma = N$ ). Alors

$$\frac{n_{DM}}{s/T_f} = \frac{n_{DM}^{EQ}}{s/T_f}. \text{Après cela, l'annihilation s'arrête} \\ \leftarrow \text{freeze out}$$

$$\text{On a alors: } Q_{DM}^0 = \frac{P_{DM}^0}{P_c^0} = \frac{n_{DM}^0 \cdot m_{DM}}{P_c^0} = \frac{n_{DM}^{EQ}(T_f)}{s(T_f)} \cdot \frac{m_{DM}}{P_c^0}$$

→ Déterminer le yield au freeze out :

$$\rightarrow \text{On sait que } \Gamma(T_f) = N(T_f) = n_{DM}^{EQ}(T_f) \langle \sigma v \rangle$$

$$\rightarrow \beta_f = \frac{m_{DM}}{T_f} = \ln \left[ 0,038 \cdot \frac{g_{DM}^s m_{DM} m_{PL}}{\sqrt{g_*}} \langle \sigma v \rangle \right] + \frac{1}{2} \ln [\beta_f] \sim 0$$

$$\Rightarrow Y_{DM}(T_f) = N(T_f) \frac{1}{\langle \sigma v \rangle s(T_f)} = \frac{1}{4} \frac{\pi^2}{g_*^s} \frac{\sqrt{2\pi}}{m_{PL} m_{DM}} \frac{\beta_f}{\langle \sigma v \rangle}$$

↳ Si  $\langle \sigma v \rangle \nearrow$ , alors  $Y_{DM}(T_f) \downarrow$

→ Pour des couplages d'ordre 1, on trouve :

$$Q_{DM}^0 = \text{cste. } \beta_f / \langle \sigma v \rangle \sim \text{cste.} / \langle \sigma v \rangle \stackrel{!}{=} 26\% \Leftrightarrow \langle \sigma v \rangle \approx 10^{-9} \text{ GeV}^{-2}$$

$$\text{et } \langle \sigma v \rangle = 1/m_{DM}^2 \Rightarrow m_{DM} \approx 100 \text{ GeV}$$

DEF

La matière noire pourrait être un WIMP (Weakly interacting massive particle), de manie accessible par le LHC.

## 5.4 Densité relique et équation de Boltzmann

### ③ Sans interaction :

→ Si la matière noire n'a pas d'interaction, alors

$$\frac{\dot{n}_{DM}}{n} = \text{cst} \Leftrightarrow n_{DM} = \text{cst}' \cdot \frac{1}{a^3} \text{ et } \dot{n}_{DM} = -\frac{3}{a} \frac{\dot{a}}{a^3} \cdot \text{cst}' . \text{ On a}$$

$$\dot{n}_{DM} = -3 H n_{DM}$$

### ④ Avec interaction :

→ Si la DM peut s'annihiler, on aurait

$$\dot{n}_{DM} + 3H n_{DM} = (\gamma_{SM SM \rightarrow DM DM} - \gamma_{DM DM \rightarrow SM SM}) \cdot 2$$

Ainsi, on aurait:

$\Delta n_{DM} = \# \text{ de part. par réaction}$

$$\begin{aligned} \dot{n}_{DM} + 3H n_{DM} &= \int \frac{d^3 p_{DM_1}}{(2\pi)^3 E_{DM_1}} \frac{d^3 p_{DM_2}}{(2\pi)^3 E_{DM_2}} \frac{d^3 p_{SM_1}}{(2\pi)^3 E_{SM_1}} \frac{d^3 p_{SM_2}}{(2\pi)^3 E_{SM_2}} \times \\ &\quad \times \frac{1}{(2\pi)^4} \delta^4(p_{DM_1} + p_{DM_2} - p_{SM_1} - p_{SM_2}) \\ &\quad \times 2 \cdot \left( f_{SM_1} f_{SM_2} |CM(SM_1, SM_2 \rightarrow DM_1, DM_2)|^2 \right. \\ &\quad \left. - f_{DM_1} f_{DM_2} |CM(DM_1, DM_2 \rightarrow SM_1, SM_2)|^2 \right) \end{aligned}$$

↳ Si la DM est un fermion,  $f_{DM}^{EQ} = f_{DM}^{FD}$ . Sinon,  $f_{DM}^{EQ} = f_{DM}^{BE}$

### ⑤ 6 étapes :

① Pour  $SM_1$  et  $SM_2$  en équilibre thermique :

$$f_{SM_{1,2}} = f_{SM_{1,2}}^{EQ} \text{ toujours le cas pour } T \sim \text{TeV pour tout SM}$$

② Approximation: statistique de Maxwell-Boltzmann :

$$f^{EQ} = \frac{1}{e^{ET} + 1} \approx e^{-ET/T} \text{ valable pour } E \gg T$$

$$\begin{aligned} \text{Alors } f_{SM_1}^{EQ} f_{SM_2}^{EQ} &= \exp\{-E_{SM_1} - E_{SM_2}\}/T^2 = \exp\{-E_{DM_1} - E_{DM_2}\}/T^2 \\ &= f_{DM_1}^{EQ} f_{DM_2}^{EQ}. \end{aligned}$$

③ On suppose pas de violation CP :

$$|\mathcal{M}(DM_1, DM_2 \rightarrow SM_1, SM_2)|^2 = |\mathcal{M}(SM_1, SM_2 \rightarrow DM_1, DM_2)|^2 \equiv |\mathcal{M}|^2$$

$\rightarrow ① + ② + ③ :$

$$\begin{aligned} \dot{n}_{DM} + 3Hn_{DM} &= 2 \int d^3p_{DM_1} d^3p_{DM_2} f_{DM_1}^{EQ} f_{DM_2}^{EQ} \\ &\quad \times \int d^3p_{SM_1} d^3p_{SM_2} (2\pi)^4 \delta^4(\dots) |\mathcal{M}|^2 \left\{ = 2 \gamma^{EQ}(DM_1, DM_2 \rightarrow SM_1, SM_2) \right. \\ &\quad \times \left( 1 - \frac{f_{DM_1} f_{DM_2}}{f_{DM_1}^{EQ} f_{DM_2}^{EQ}} \right) \\ &= 2 \gamma^{EQ}(DM_1, DM_2 \rightarrow SM_1, SM_2) \cdot \left( 1 - \frac{n_{DM}^2}{n_{DM}^{EQ 2}} \right) \end{aligned}$$

$$\text{On trouve : } \frac{\dot{L}_{DM}}{L_{DM}^{EQ}} = \frac{n_{DM}}{n_{DM}^{EQ}}$$

④ Exprimer les résultats en terme de quantités comobiles :

$$\begin{aligned} \rightarrow \frac{dY_{DM}}{dt} &= \frac{1}{5} \frac{dn_{DM}}{dt} - \frac{n_{DM}}{5^2} \frac{ds}{dt} \quad \text{et on est en époque dominée par} \\ &\quad \text{la radiation: } n_r \propto t^{-3/2} \\ &= \frac{\dot{n}_{DM}}{5} + 3H \frac{n_{DM}}{5} \quad \Rightarrow \dot{y} = -\frac{3}{2} H/t = -3Hs \end{aligned}$$

⑤ Changement de variable  $t \mapsto z \equiv m_{DM}/t$  ( $\Delta z$  = redshift !)

$$\rightarrow t = \frac{1}{2} 1/H(z) = \frac{1}{2} \frac{z^2}{H(T=m_{DM})} \quad H \propto t^2 \propto z^{-2}$$

$$\Rightarrow z H(z) dt = dz$$

DEF On trouve l'équation de Boltzmann pour  $Y_{DM}$ :

$$1z H(z) \frac{dY_{DM}}{dz} = 2 \gamma^{EQ}(DM_1, DM_2 \rightarrow SM_1, SM_2) \cdot \left( 1 - \frac{Y_{DM}^2}{Y_{DM}^{EQ 2}} \right)$$

⑥ Reexpression pour la densité du naction:

$$\begin{aligned} \gamma_{ab \rightarrow 12}^{EQ} &= \int \frac{d^3p_a}{(2\pi)^3} \frac{d^3p_b}{(2\pi)^3} f_a^{EQ} f_b^{EQ} \\ &\quad \times 4 \sqrt{(p_a \cdot p_b)^2 - m_a^2 m_b^2} \frac{1}{2E_a} \frac{1}{2E_b} \quad \leftarrow = \sigma_{rel} \end{aligned}$$

$$\times \frac{\int d^3p_1}{(2\pi)^3 2E_1} \frac{d^3p_2}{(2\pi)^3 2E_2} \frac{\delta^4(\dots) |\mathcal{M}_{ab \rightarrow 12}|^2}{4 \sqrt{(p_a \cdot p_b)^2 - m_a^2 m_b^2}} \leftarrow \sigma_{ab \rightarrow 12}$$

$$= n_a^{EQ} n_b^{EQ} \langle \sigma \nu_{rel} \rangle$$

→ En écrivant

$$\hat{\sigma}(s) \equiv \frac{2(1-m_a^2-m_b^2)^2 - 4m_a^2 m_b^2}{s} \cdot \sigma(ab \rightarrow 12) \cdot \frac{g_a \cdot g_b}{C_{ab}}$$

où:  $\sigma(ab \rightarrow 12)$  est la section efficace moyennée sur les spins

$$C_{ab} = \begin{cases} 1 & \text{si } a \neq b \\ 2 & \text{si } a = b \end{cases}$$

Il est possible de montrer que

$$\gamma_{ab \rightarrow 12}^{EQ} = n_a^{EQ} n_b^{EQ} \langle \sigma v_{nl} \rangle = \frac{T}{\sigma_0 \pi^4} \int_{s_{min}}^{\infty} ds \sqrt{s} \hat{\sigma}(s) K_1(\sqrt{s}/T)$$

où  $K_1$  est la fonction de Bessel, et  $s_{min} = \max\{(m_a+m_b)^2, (m_1+m_2)^2\}$

→ Dans la limite non relativiste, (puisque  $T \ll m_{DM}$ )

$$v_{rel} \ll 1$$

$$v_{nl} = \frac{1}{m_{DM}} \sqrt{n - \frac{L(L+1)}{m_{DM}}}$$

On peut développer:

$$\langle \sigma v_{nl} \rangle = \underbrace{\langle \sigma v_{nl} \rangle}_{v=0} + \underbrace{v_{nl}^1}_{L=1, \text{ onde s}} \dots + \underbrace{v_{nl}^L}_{\text{onde p}} \dots + \underbrace{v_{nl}^D}_{\text{onde d}} \dots$$

↳ Le terme dominant est l'onde 1:  $\langle \sigma v \rangle = \langle \sigma v_{nl} \rangle \Big|_{L=1} = 4m_{DM}^2$

→ NB: on a supposé pas d'asymétrie DM- $\bar{DM}$  par simplicité, mais n'en empêche pas d'en avoir une.