

CH6 MATIÈRE NOIRE

6.1 Indications

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

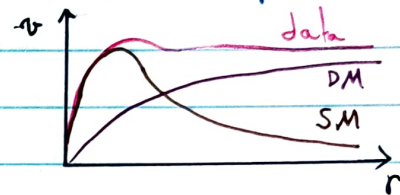
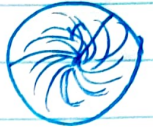
6.1.1 Courbes de rotation des galaxies

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

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

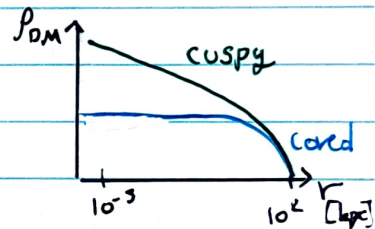
Cependant, on observe $v_{obs}^2 \gg \frac{GM_{obs}}{r_{obs}}$. Il faudrait ~ 10 fois plus de

masse que la masse visible.



→ Deux profils de répartition de 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.

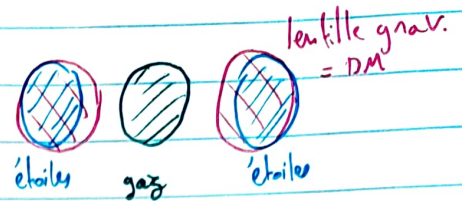
↳ Des solutions possibles sont l'inclusion de baryons dans la simulation, et l'inclusion d'auto-interaction pour la DM.

6.1.2 Vitesse relative des galaxies :

→ En 1933 mesure les vitesses de galaxies dans l'amas COMA.
La vitesse observée est à nouveau trop importante.

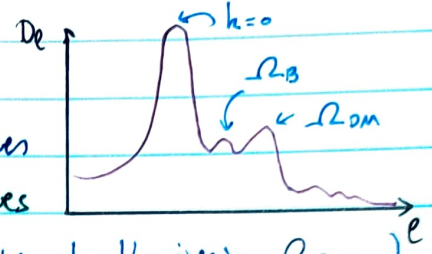
6.1.3 Amas de la Balle :

- Il y a dans cet amas ~ 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 renseigne sur beaucoup de grandeurs (forme de l'univers, Ω_B , ...)
- Ces pics résultent de l'antagonisme 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 la 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

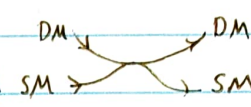
→ On connaît plusieurs propriétés sur la matière noire (en tant que particule):

1) sombre et neutre

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

3) froide

4) stable: $\tau_{DM} > \tau_{univ}$

5) faible section efficace DM-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-antipart.

avec $\Gamma > H$
① On suppose une 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 $\mu_{DM} + \mu_{\bar{DM}} = \mu_{SM} + \mu_{SM'} = 0$, alors on trouve $\mu_{DM} = \mu_{\bar{DM}} = 0$

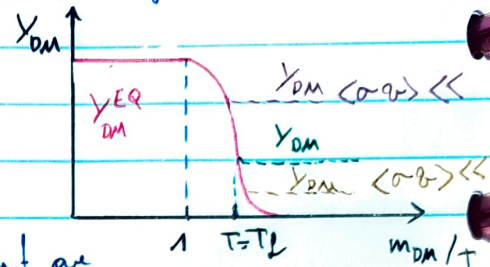
③ Lorsque $T \lesssim m_{DM}$, la densité de DM n_{DM}^{EQ} subit une suppression de Boltzmann. Alors:

$\Gamma = n_{DM}^{EQ} \langle \sigma v \rangle < H \propto T^2$. A ce moment, la DM arrête d'être en équilibre thermique et chimique, et donc arrête de s'annihiler $\rightarrow n_{DM} = \text{cte}$

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

$\rightarrow$ Lorsque $T \gg m_{DM}$, on a

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



$\rightarrow$ Lorsque $T \lesssim m_{DM}$, on a suppression tant que

$\Gamma > H$. En effet, dans ce cas, la densité est en équilibre et

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

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

$$\frac{n_{DM}}{s} \Big|_{T_f} = \frac{n_{DM}^{EQ}}{s} \Big|_{T_f} \leftarrow \text{freeze out}$$

$$\text{On a alors: } \Omega_{DM}^0 = \frac{\rho_{DM}^0}{\rho_c^0} = \frac{n_{DM}^0 \cdot m_{DM}}{\rho_c^0} = \frac{n_{DM}^{EQ}(T_f)}{s(T_f)} \cdot \frac{m_{DM}}{\rho_c^0}$$

$\rightarrow$ Déterminer le yield au freeze out:

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

$$\rightarrow z_f = \frac{m_{DM}}{T_f} = \ln \left[0.038 \cdot \frac{g_{DM} m_{DM} m_{PL} \langle \sigma v \rangle}{\sqrt{g_*}} \right] + \frac{1}{2} \ln [z_f]$$

$$\Rightarrow Y_{DM}(T_f) = \frac{H(T_f)}{\langle \sigma v \rangle s(T_f)} = \frac{1.7 \pi^2}{4} \frac{\sqrt{g_*}}{g_*^s} \frac{z_f}{m_{PL} m_{DM} \langle \sigma v \rangle}$$

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

$\rightarrow$ Pour des couplages d'ordre 1, on trouve:

$$\Omega_{DM}^0 = \text{cte} \cdot z_f / \langle \sigma v \rangle \sim \text{cte} / \langle \sigma v \rangle \stackrel{!}{=} 26\% \Leftrightarrow \langle \sigma v \rangle \approx 10^{-9} \text{ GeV}^{-2}$$

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

DEF

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

5.4 Densité relique et équation de Boltzmann

① Sans interaction :

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

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

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

② 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 :

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

$$\begin{aligned} \dot{n}_{DM} + 3H n_{DM} = & \int \frac{d^3 p_{DM1}}{(2\pi)^3 E_{DM1}} \frac{d^3 p_{DM2}}{(2\pi)^3 E_{DM2}} \frac{d^3 p_{SM1}}{(2\pi)^3 E_{SM1}} \frac{d^3 p_{SM2}}{(2\pi)^3 E_{SM2}} \times \\ & \times \int (2\pi)^4 \delta^4(p_{DM1} + p_{DM2} - p_{SM1} - p_{SM2}) \\ & \times 2 \cdot \left(\int_{SM1} \int_{SM2} |M(SM_1, SM_2 \rightarrow DM_1, DM_2)|^2 \right. \\ & \left. - \int_{DM1} \int_{DM2} |M(DM_1, DM_2 \rightarrow SM_1, SM_2)|^2 \right) \end{aligned}$$

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

③ 6 étapes :

① Pour SM_1 et SM_2 en équilibre thermique :

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

② Approximation : statistique de Maxwell-Boltzmann :

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

$$\begin{aligned} \text{Alors } f_{SM1}^{EQ} f_{SM2}^{EQ} &= \exp\{(-E_{SM1} - E_{SM2})/T\} = \exp\{(-E_{DM1} - E_{DM2})/T\} \\ &= f_{DM1}^{EQ} f_{DM2}^{EQ} \end{aligned}$$

③ On suppose pas de violation CP :

$$|M(DM_1, DM_2 \rightarrow SM, SM_2)|^2 = |M(SM, SM_2 \rightarrow DM_1, DM_2)|^2 \equiv |M|^2$$

→ ① + ② + ③ :

$$\begin{aligned} \dot{n}_{DM} + 3H n_{DM} &= 2 \int d^3 p_{DM_1} d^3 p_{DM_2} f_{DM_1}^{EQ} f_{DM_2}^{EQ} \left\{ = 2 \gamma^{EQ}(DM_1, DM_2 \rightarrow SM, SM_2) \right. \\ &\quad \times \int d^3 p_{SM_1} d^3 p_{SM_2} (2\pi)^4 \delta^4(\dots) |M|^2 \\ &\quad \times \left(1 - \frac{f_{DM_1} f_{DM_2}}{f_{DM_1}^{EQ} f_{DM_2}^{EQ}} \right) \\ &= 2 \gamma^{EQ}(DM_1, DM_2 \rightarrow SM, SM_2) \cdot (1 - n_{DM}^2 / n_{DM}^{EQ2}) \end{aligned}$$

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

④ Exprimer les résultats en terme de quantités comobiles:

→ $\frac{dY_{DM}}{dt} = \frac{1}{s} \frac{dn_{DM}}{dt} - \frac{n_{DM}}{s^2} \frac{ds}{dt}$ et on est en époque dominée par la radiation: $nT^3 \sim t^{-3/2}$

$$= \frac{\dot{n}_{DM}}{s} + 3H \frac{n_{DM}}{s} \quad \Rightarrow \dot{s} = -3/2 \, s/t = -3Hs$$

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

→ $t = \frac{1}{2} 1/H(z) = \frac{1}{2} \frac{z^2}{H(T=m_{DM})}$ $NaT^2 \sim z^{-2}$

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

Def On trace l'équation de Boltzmann pour Y_{DM} :

$$sz H(z) \frac{dY_{DM}}{dz} = 2 \gamma^{EQ}(DM_1, DM_2 \rightarrow SM, SM_2) \cdot \left(1 - \frac{Y_{DM}^2}{Y_{DM}^{EQ2}} \right)$$

⑥ Reexpression pour la densité de réaction:

$$\begin{aligned} \gamma_{ab \rightarrow c}^{EQ} &= \int \frac{d^3 p_a}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p_b}{(2\pi)^3} f_a^{EQ} f_b^{EQ} \\ &\quad \times 4 \sqrt{(p_a \cdot p_b)^2 - m_a^2 m_b^2} \frac{1}{2E_a} \frac{1}{2E_b} \quad \leftarrow = v_{rel} \\ &\quad \times \int \frac{d^3 p_c}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p_d}{(2\pi)^3} \frac{\delta^4(\dots) |M_{ab \rightarrow cd}|^2 (2\pi)^4}{4 \sqrt{(p_a \cdot p_b)^2 - m_a^2 m_b^2}} \quad \leftarrow \sim \sigma_{ab \rightarrow c} \\ &= n_a^{EQ} n_b^{EQ} \langle \sigma v_{rel} \rangle \end{aligned}$$

→ 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

$$y_{ab \rightarrow \pi}^{\text{EQ}} = n_a^{\text{EQ}} n_b^{\text{EQ}} \langle \sigma v_{\text{rel}} \rangle = \frac{T}{84\pi^4} \int_{s_{\text{min}}}^{\infty} ds \sqrt{s} \hat{\sigma}(s) K_1(\sqrt{s}/T)$$

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

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

$$v_{\text{rel}} \ll 1 \quad v_{\text{rel}} = \frac{\sqrt{s - 4m_{\text{DM}}^2}}{m_{\text{DM}}}$$

On peut développer:

$$\langle \sigma v_{\text{rel}} \rangle = \underbrace{\langle \sigma v_{\text{rel}} \rangle}_{L=0, \text{ onde s}} \Big|_{v=0} + \underbrace{v_{\text{rel}}^2}_{L=1, \text{ onde p}} \dots + \underbrace{v_{\text{rel}}^4}_{L=2, \text{ onde d}} \dots$$

↳ Le terme dominant est l'onde s: $\langle \sigma v_{\text{rel}} \rangle = (\sigma v_{\text{rel}}) \Big|_{s=4m_{\text{DM}}^2}$

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