Materia Oscura nell'Universo

Corso di formazione e aggiornamento per docenti di scuole secondarie di secondo grado

Fisica delle particelle e materia oscura nell'Universo

Accademia delle Scienze di Torino
22/27 marzo 2018

Alessandro Bottino
Università di Torino
Accademia delle Scienze di Torino

Il modello comunemente utilizzato per descrivere il nostro Universo (modello standard cosmologico) è quello di un cosmo in espansione descritto da (vedi Approfondimento 1):

- equazioni di relatività generale di Einstein

- principio cosmologico di isotropia e omogeneità a grandi scale [scale maggiori di circa 100 Mpc (1 pc = 3.26 anni luce)]; questo principio consente di rappresentare, mediante la metrica di Lemaître-Friedmann-Robertson-Walker, l'evoluzione dell'Universo attraverso il fattore di scala cosmico R(t)

Dai due punti precedenti si ricavano le equazioni dinamiche per R(t)

$$\boxed{\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 \equiv H^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{k}{R^2}}$$

equazione di Friedmann (A)

$$\boxed{\frac{\ddot{R}}{R} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p)}$$

(B)

notazioni

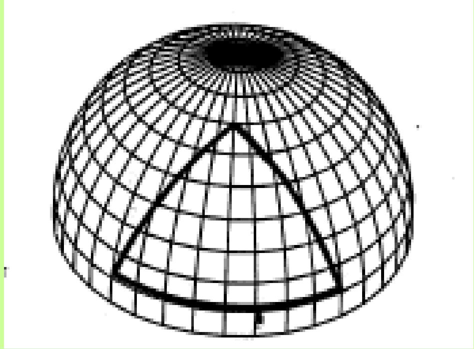
G = costante di Newton

k = +1,0,-1 parametro di curvatura

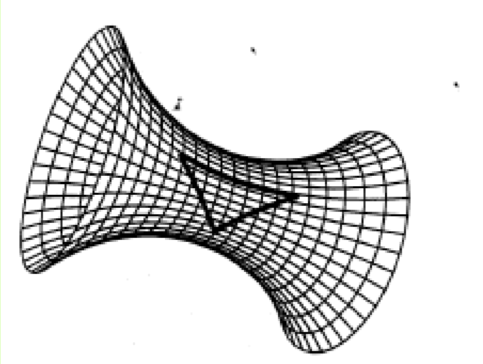
ρ = densità

p = pressione

$H \equiv \dot{R}/R$ = costante di Hubble



superficie con curvatura positiva



superficie con curvatura negativa

Tenuto conto delle varie componenti della densità ρ, l'equazione di Friedmann (A) e l'equazione (B) possono essere riscritte come

$$H^2 \equiv \frac{\dot{R}^2}{R^2} = \frac{8\pi G}{3}\sum_i \rho_i - \frac{k}{R^2} \qquad (\sum_i \rho_i \equiv \rho_m + \rho_{rad} + \rho_\Lambda) \qquad \text{(C)}$$

$$\frac{\ddot{R}}{R} = -\frac{4\pi G}{3}\sum_i (\rho_i + 3p_i)$$

se definiamo una **densità critica** $\rho_{crit} \equiv \frac{3}{8\pi G} H^2$ e $\Omega_i \equiv (\frac{\rho_i}{\rho_{crit}})_0$

dalla (C), dividendo per H^2, si ha (il suffisso o significa al tempo attuale)

$$\Omega_m + \Omega_{rad} + \Omega_\Lambda - \frac{k}{H_0^2 R_0^2} = 1 \quad \Longrightarrow \quad \Omega - 1 = \frac{k}{H_0^2 R_0^2}$$

$$\begin{cases} k = +1 \Rightarrow \Omega > 1 \ \text{Universo chiuso} \\ k = 0 \ \ \Rightarrow \Omega = 1 \ \text{Universo piatto} \\ k = -1 \Rightarrow \Omega < 1 \ \text{Universo aperto} \end{cases}$$

Sia le condizioni iniziali che i dati osservativi attuali indicano un valore **k = 0** (problema della piattezza). Prendendo k = 0 abbiamo

$$\boxed{\Omega_m + \Omega_{rad} + \Omega_\Lambda = 1}$$

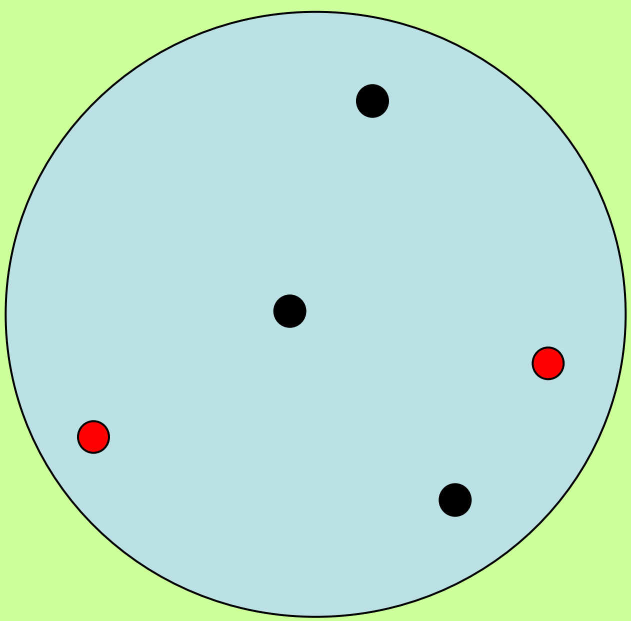
l'Universo si espande:

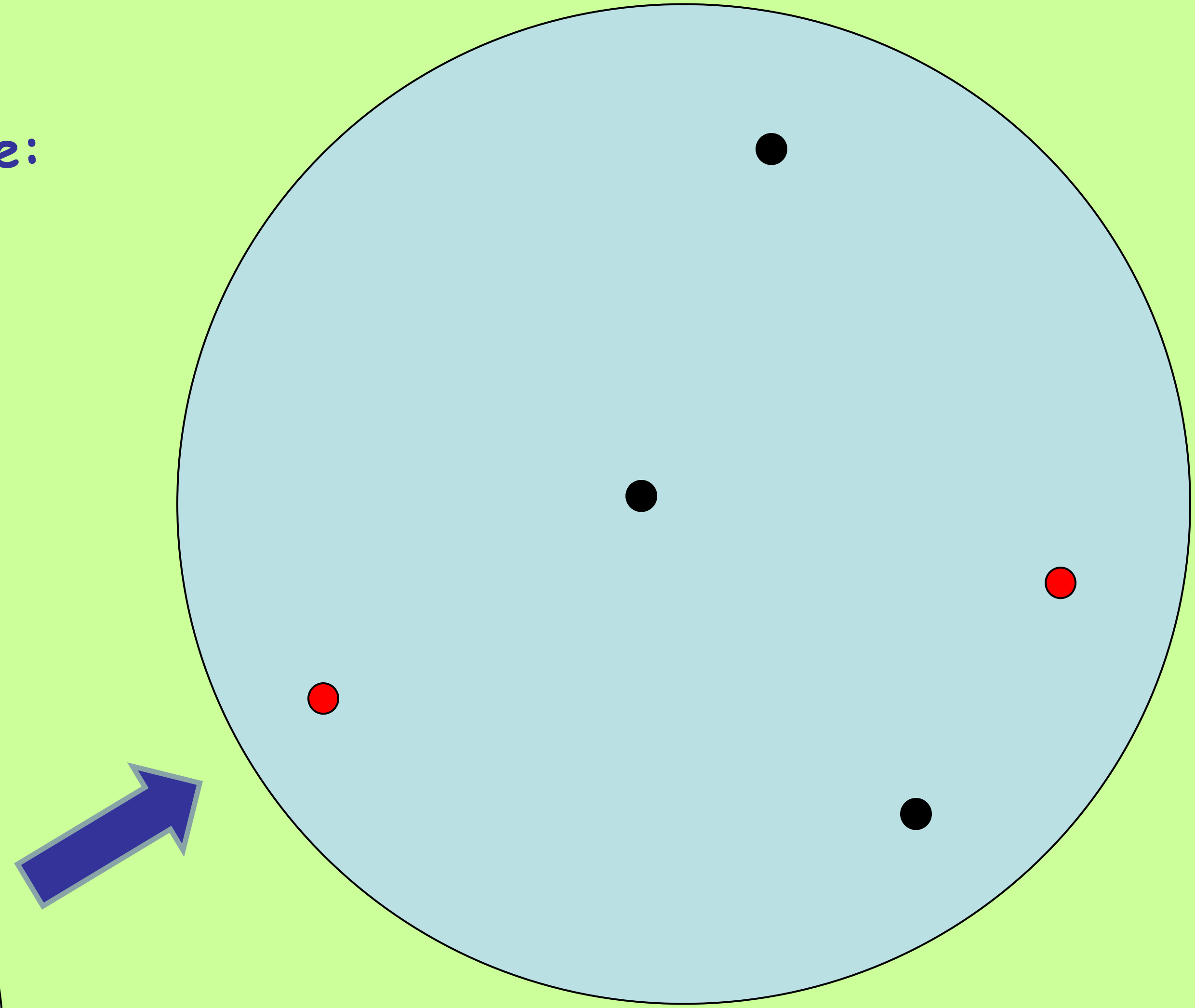
le distanze relative tra

coppie di particelle

aumentano di uno

stesso fattore





il tasso di espansione H segue la legge di Hubble

$v = H\,d$

velocità di recessione   distanza relativa

Effetto Doppler cosmologico

se lo spazio si espande, la frequenza della radiazione diminuisce:
spostamento delle linee spettroscopiche verso il rosso (redshift)

se lo spazio si contrae, la frequenza della radiazione aumenta:
spostamento delle linee spettroscopiche verso il blu (blueshift)

All'evoluzione cosmica contribuiscono 3 componenti:

- radiazione (particelle relativistiche) con densità ρ_{rad}
- materia (particelle non-relativistiche) con densità ρ_{m}
- energia del vuoto (costante cosmologica) con densità $\rho_{\Lambda} = \dfrac{\Lambda}{8\pi G}$

Per ogni componente la pressione è legata alla densità tramite l'equazione di stato

$$\boxed{p = w\,\rho}$$

con
$$\begin{cases} w = 0 & \text{per la materia} \\ w = 1/3 & \text{per la radiazione} \\ w = -1 & \text{per l'energia del vuoto} \end{cases}$$

Dal primo principio della termodinamica (conservazione dell'energia)

$$\boxed{U_f - U_i = -L}$$

U = energia del sistema
-L = lavoro compiuto dalle forze esterne

otteniamo

$$d(\rho R^3) = -p\, d(R^3)$$

variazione di energia in un elemento di volume comovente

pressione x variazione di volume

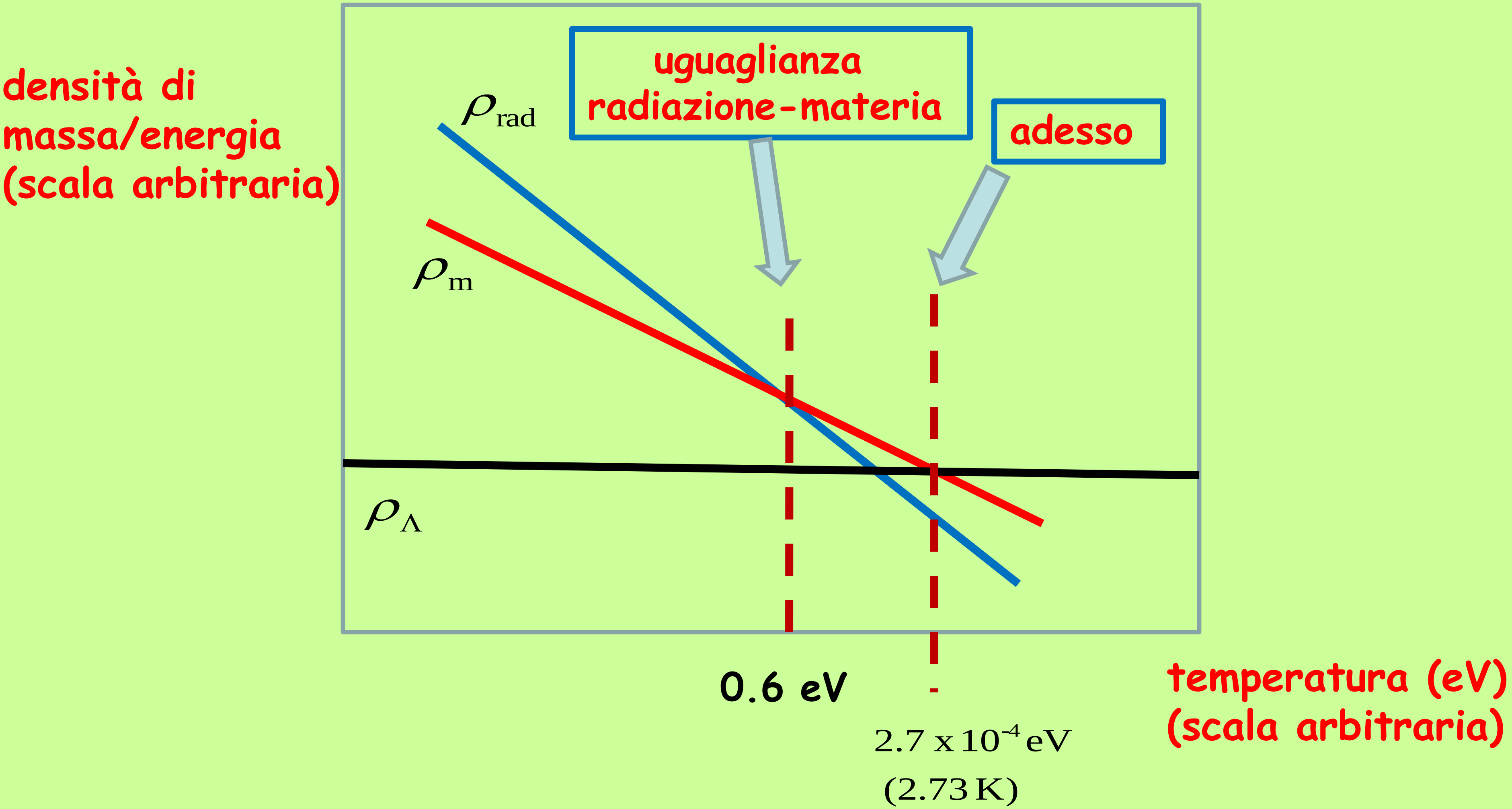
$$R^3\, d\rho = -(\rho + p)\, d(R^3) \quad \Rightarrow \quad \frac{d\rho}{\rho} = -3(1+w)\frac{dR}{R}$$

con soluzione

$$\boxed{\rho = \text{cost } R^{-3(1+w)}}$$

Quindi si ottiene

$\rho_m \propto \frac{1}{R^3}$	materia
$\rho_{rad} \propto \frac{1}{R^4}$	radiazione
$\rho_\Lambda \propto \text{costante}$	energia del vuoto


densità di
massa/energia
(scala arbitraria)
uguaglianza
radiazione-materia
adesso
$\rho_{\rm rad}$
$\rho_{\rm m}$
ρ_{Λ}
0.6 eV
$2.7 \times 10^{-4}\,\rm eV$
$(2.73\,\rm K)$
temperatura (eV)
(scala arbitraria)

Storia termica dell'Universo

Nel corso del processo di espansione, e quindi di progressivo raffreddamento, l'Universo evolve attraverso stati rappresentabili come stati di equilibrio termodinamico

L'equilibrio termodinamico del plasma primordiale è garantito dalle interazioni che si esercitano tra le particelle costituenti il plasma. Ad ogni valore della temperatura T partecipano quelle particelle che, data la loro massa e le loro interazioni, sono compatibili con l'energia $E \approx k\,T$ (k = costante di Boltzmann)

$$\boxed{\begin{array}{l} \chi + A \rightarrow \chi + A \\ \chi + \bar{\chi} \rightarrow A + \bar{A} \end{array}}$$

Particelle di una determinata specie rimangono in equilibrio con il bagno termico fino a quando il loro tasso di interazione Γ_{int} è maggiore o dell'ordine del tasso di espansione H

Se, per una certa particella, ad una data temperatura, il tasso di espansione diventa maggiore del tasso di interazione, quella particella si disaccoppia dal plasma e (se stabile) diviene particella fossile

Un richiamo a proposito di particelle

Nel Modello Standard:

interazione el.magn.
interazione debole $\Big\}$ $E \approx 100\,\mathrm{GeV}$

interazione forte

$E \approx 10^{15}\,\mathrm{GeV}$

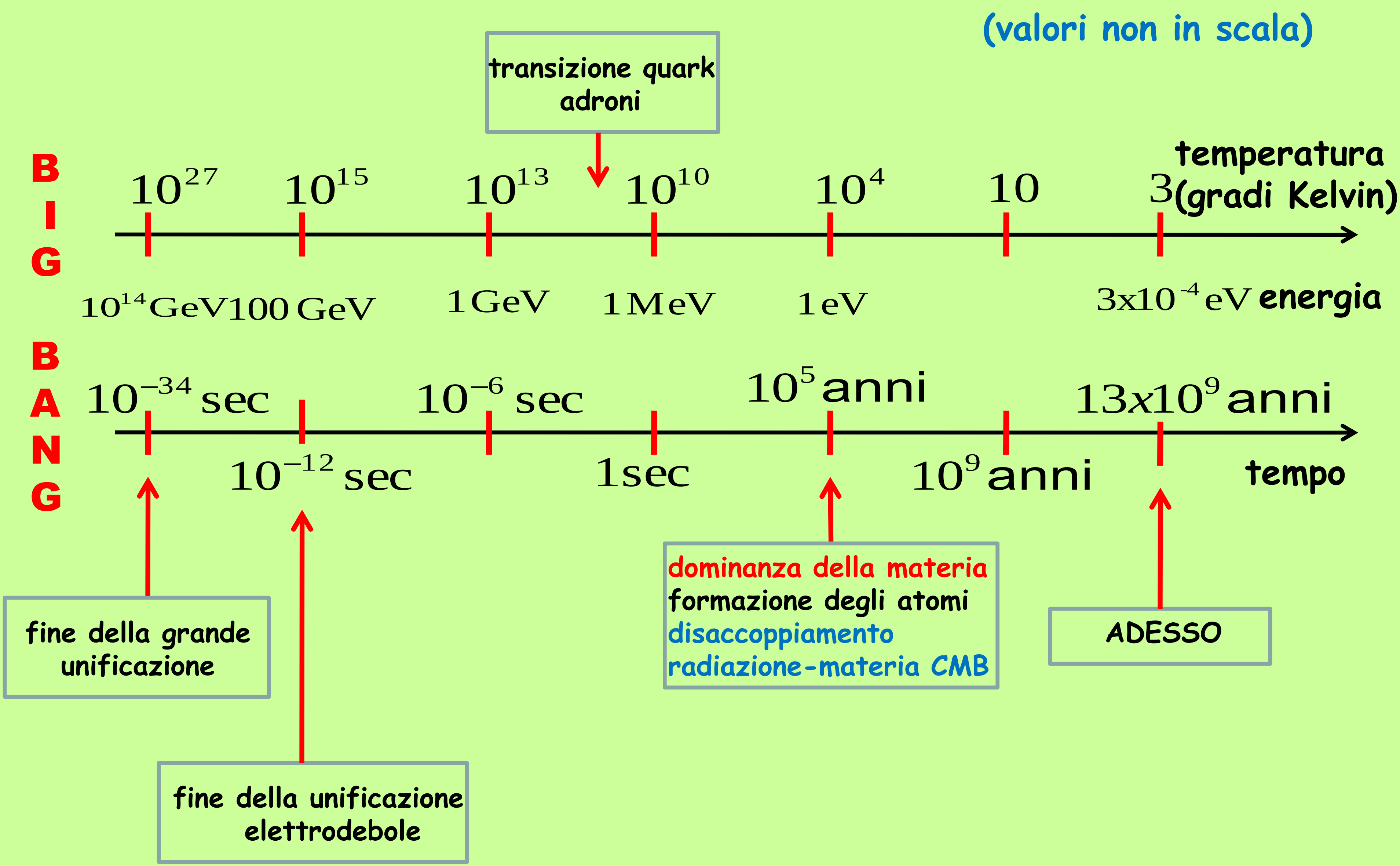
proprietà di confinamento dell'interazione forte ⇒ transizione di fase quark-adroni E ≈ 200 MeV

particelle stabili
- neutrini (mixing)
- elettrone (leptone carico di massa minima)
- protone (barione carico di massa minima)

Possibile estensione supersymmetrica (?)

particelle caratterizzate da R-parità:
- R= +1 particelle ordinarie
- R= -1 particelle susy

la particella susy di massa minore è stabile
se neutra, candidata per materia oscura



1 GeV $\cong$ energia di riposo del protone ⟺ 10^{13} gradi Kelvin

Termodinamica dell'Universo primordiale

Consideriamo un gas di particelle debolmente interagenti con gradi di libertà interni *g* (segno + per distribuzione di Fermi-Dirac, segno – per distribuzione di Bose-Einstein)

densità in numero $$n = \frac{g}{(2\pi)^3}\int d^3p\,\frac{1}{e^{E/T}\pm 1} \qquad (E^2 = \vec{p}^{\,2} + m^2)$$

densità in energia $$\rho = \frac{g}{(2\pi)^3}\int d^3p\,\frac{E}{e^{E/T}\pm 1}$$

pressione $$p = \frac{g}{(2\pi)^3}\int d^3p\,\frac{\vec{p}^{\,2}/3E}{e^{E/T}\pm 1}$$

(in teoria cinetica: $p = \frac{1}{3} n < |\vec{p}|\, v > = \frac{1}{3} < \frac{\vec{p}^{\,2}}{E} > n$**)**

Unità naturali

Stiamo utilizzando unità naturali, definite da

$$\boxed{h/(2\pi) = c = k_B = 1}$$

in queste unità si ha

$$[l] = [t] = [E^{-1}] = [p^{-1}] = [m^{-1}] = [T^{-1}]$$

fattori di conversione utili

$$1\,\mathrm{GeV} \cong 10^{13}\,\mathrm{K}$$

$$1\,\mathrm{MeV} \cong \frac{1}{200\,\mathrm{fm}}$$

Per particelle non-relativistiche ($m/T \gg 1$)

$$n \cong g\left(\frac{mT}{2\pi}\right)^{3/2} e^{-m/T}$$

$$\left.\begin{aligned} \rho &\cong m\,n \\ p &\cong T\,n \end{aligned}\right\} \quad p \ll \rho$$

Per particelle relativistiche ($m/T \ll 1$)

$$\begin{cases} n \cong \dfrac{\zeta(3)}{\pi^2}\, g\, T^3 & \textbf{Bose-Einstein} \\[2ex] n \cong \dfrac{3}{4}\dfrac{\zeta(3)}{\pi^2}\, g\, T^3 & \textbf{Fermi-Dirac} \end{cases}$$

$\zeta(x)$ funzione ζ di Riemann
$\zeta(3) = 1.20$

$$\begin{cases} \rho \cong \dfrac{\pi^2}{30}\, g\, T^4 & \textbf{Bose-Einstein} \\[2ex] \rho \cong \dfrac{7}{8}\dfrac{\pi^2}{30}\, g\, T^4 & \textbf{Fermi-Dirac} \end{cases}$$

$$p \cong \frac{1}{3}\rho$$

Nel caso di più specie di particelle presenti nel plasma i contributi delle particelle relativistiche prevalgono su quelli delle particelle non-relativistiche. Per esempio, la densità di energia totale è data da

$$\rho \cong \frac{\pi^2}{30}[\sum_{\substack{i=bosoni \\ relativ}} g_i \mathrm{T}_\mathrm{i}^4 + \frac{7}{8} \sum_{\substack{i=fermioni \\ relativ}} g_i \mathrm{T}_\mathrm{i}^4]$$

$$\cong \frac{\pi^2}{30}[\sum_{\substack{i=bosoni \\ relativ}} g_i (\frac{\mathrm{T_i}}{\mathrm{T}})^4 + \frac{7}{8} \sum_{\substack{i=fermioni \\ relativ}} g_i (\frac{\mathrm{T_i}}{\mathrm{T}})^4]\mathrm{T}^4$$

ossia

$$\boxed{\rho \cong \rho_{rad} = \frac{\pi^2}{30} g_*(\mathrm{T})\mathrm{T}^4}$$

dove

$$g_*(\mathrm{T}) \equiv \sum_{\substack{i=bosoni \\ relativ}} g_i (\frac{\mathrm{T_i}}{\mathrm{T}})^4 + \frac{7}{8} \sum_{\substack{i=fermioni \\ relativ}} g_i (\frac{\mathrm{T_i}}{\mathrm{T}})^4$$

le sommatorie si estendono a tutte le specie di particelle con massa $\mathrm{m_i} << \mathrm{T}$

T = temperatura dei fotoni

$$\boxed{\mathrm{p} \cong \mathrm{p_{rad}} = \frac{1}{3}\rho_{rad} = \frac{\pi^2}{90} g_*(\mathrm{T})\mathrm{T}^4}$$

Entropia (vedi Approfondimento 2)

Si dimostra che l'entropia nel volume comovente $V = R^3$ **è data da**

$$\boxed{S = \frac{\rho + p}{T} R^3}$$

Questa si conserva per trasformazione adiabatica (ossia reversibile e senza scambio di calore); quindi

$$\frac{\rho + p}{T} R^3 = \text{cost}$$

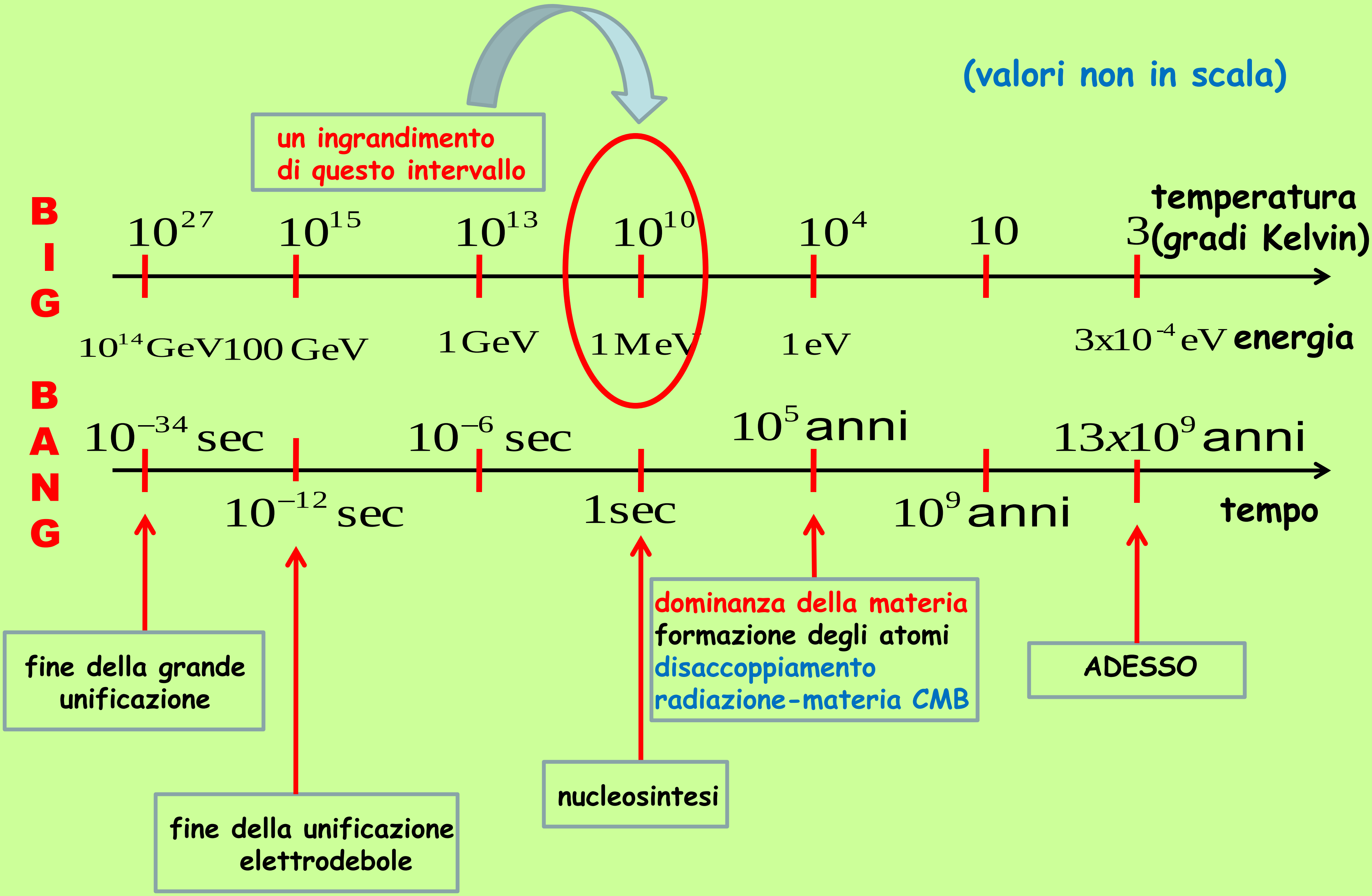
La densità di entropia può essere espressa come

$$s = \sum_i \frac{1}{T_i}(p_i + \rho_i) \cong \frac{2\pi^2}{45} g_{*s}(T)\, T^3$$

$$g_{*s}(T) \equiv \sum_{\substack{i=bosoni \\ relativ}} g_i \left(\frac{T_i}{T}\right)^3 + \frac{7}{8} \sum_{\substack{i=fermioni \\ relativ}} g_i \left(\frac{T_i}{T}\right)^3$$

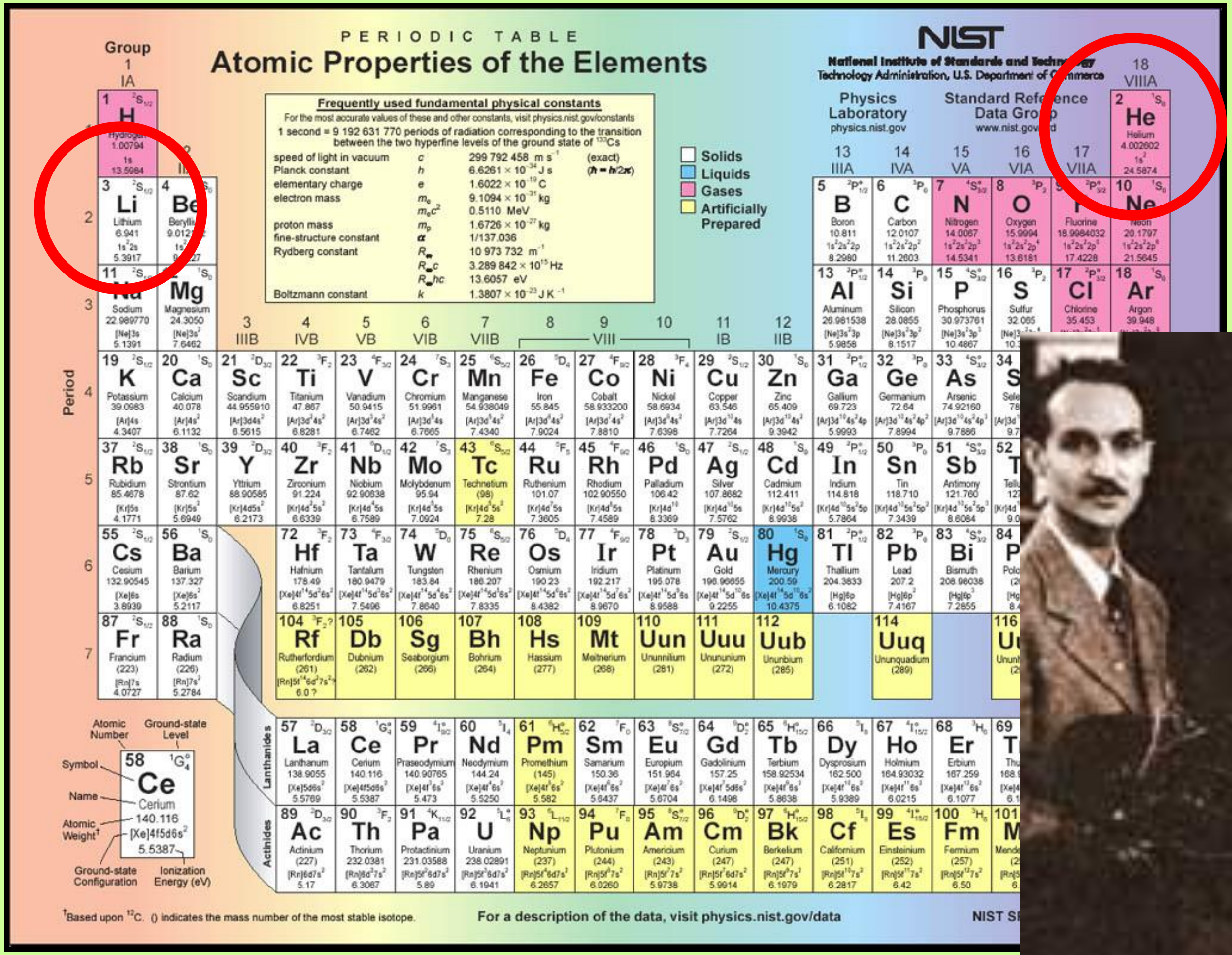
Conservazione dell'entropia

$$\boxed{g_{*s}(T)\, T^3 R^3 = \text{cost}}$$



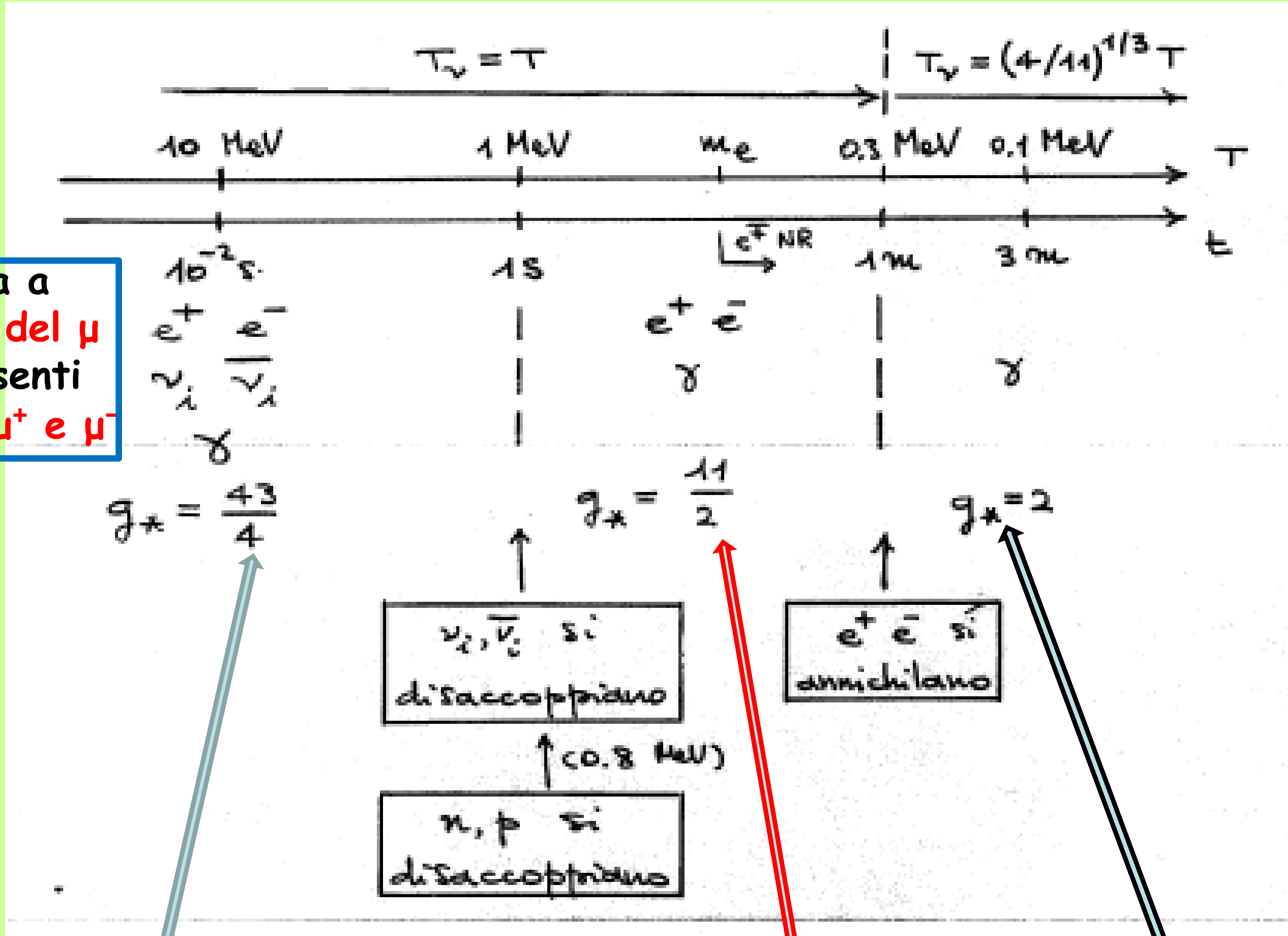
1 GeV $\cong$ energia di riposo del protone $\Longleftrightarrow$ 10^{13} gradi Kelvin

nucleosintesi primordiale degli elementi leggeri



Ralph Alpher, George Gamow e Robert Herman (fine '40)

poco prima a
T≈ massa del μ
erano presenti
coppie di μ^+ e μ^-



$$g_* = g_{*s} = \underbrace{2}_{\gamma} + \frac{7}{8} \times (\underbrace{3\times 2}_{\nu_i, \bar{\nu}_i} + \underbrace{2 \times 2}_{e^+, e^-}) = \frac{43}{4}$$

$$g_* = g_{*s} = \underbrace{2}_{\gamma} + \frac{7}{8} \times (\underbrace{2\times 2}_{e^+, e^-}) = \frac{11}{2}$$

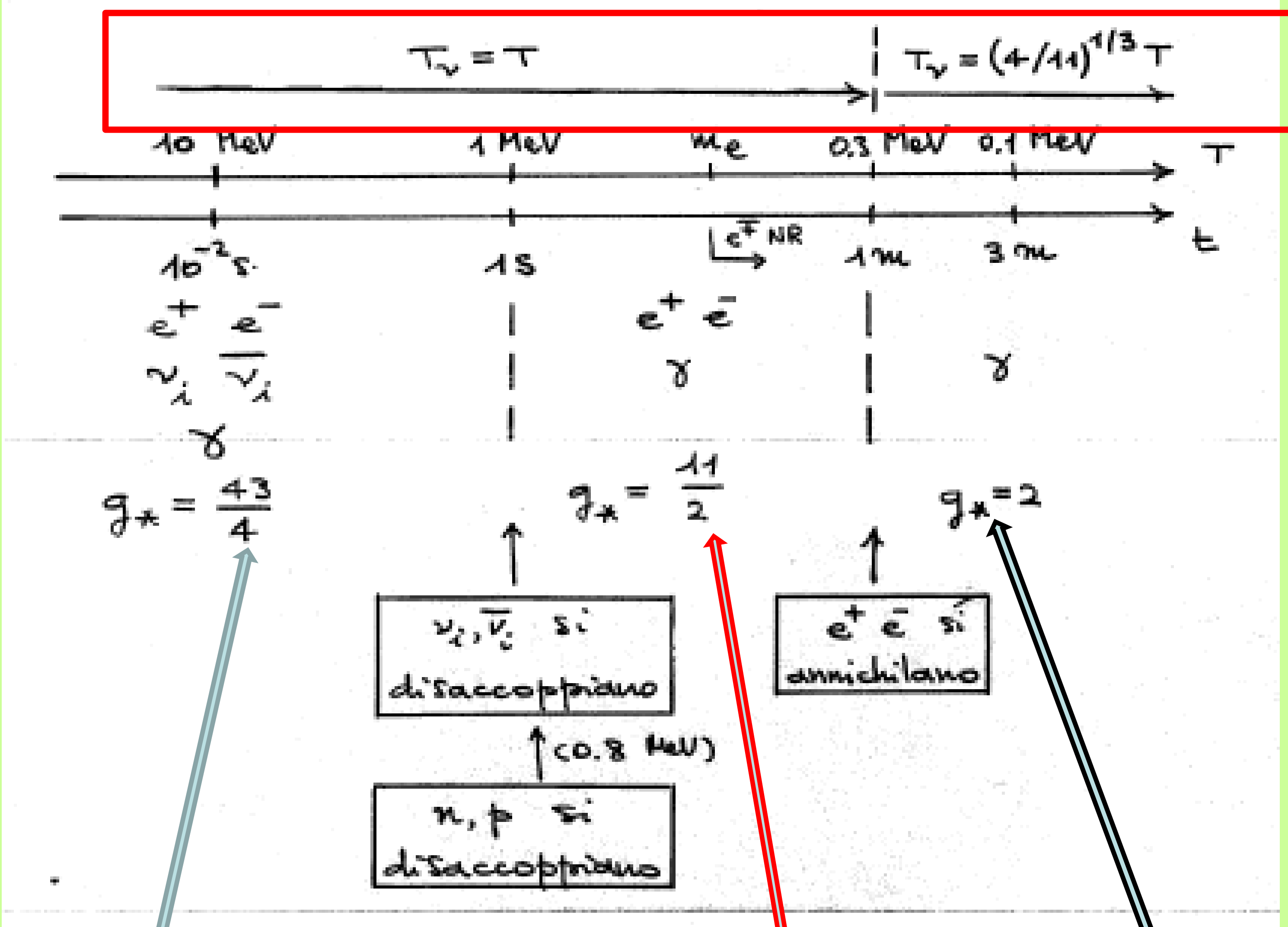
$$g_* = g_{*s} = \underbrace{2}_{\gamma}$$

dalla conservazione dell'entropia

$$\frac{T}{T_\nu} = \left(\frac{g_{*s}(T_\nu)}{g_{*s}(T)}\right)^{\frac{1}{3}} = \left(\frac{11}{4}\right)^{\frac{1}{3}} = 1.4$$

dalla temperatura della radiazione del fondo a microonde $T_0 = 2.73\,\mathrm{K}$
si deduce che il fondo fossile dei neutrini deve avere la temperatura

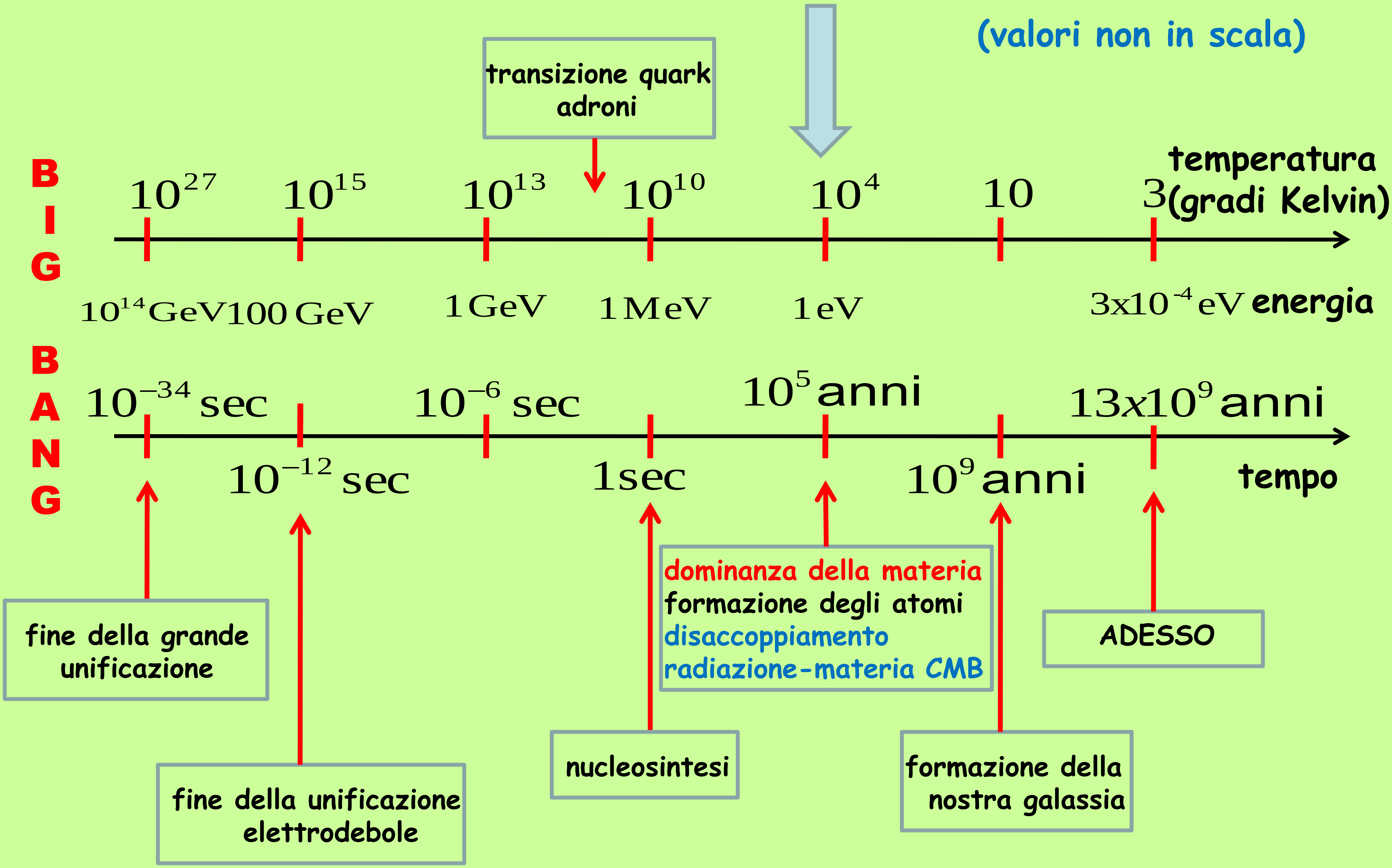
$$T_\nu = 1.95\,\mathrm{K}$$



$$g_* = g_{*s} = \underbrace{2}_{\gamma} + \frac{7}{8} \times (\underbrace{3\times 2}_{\nu_i,\bar{\nu}_i} + \underbrace{2\times 2}_{e^+,e^-}) = \frac{43}{4}$$

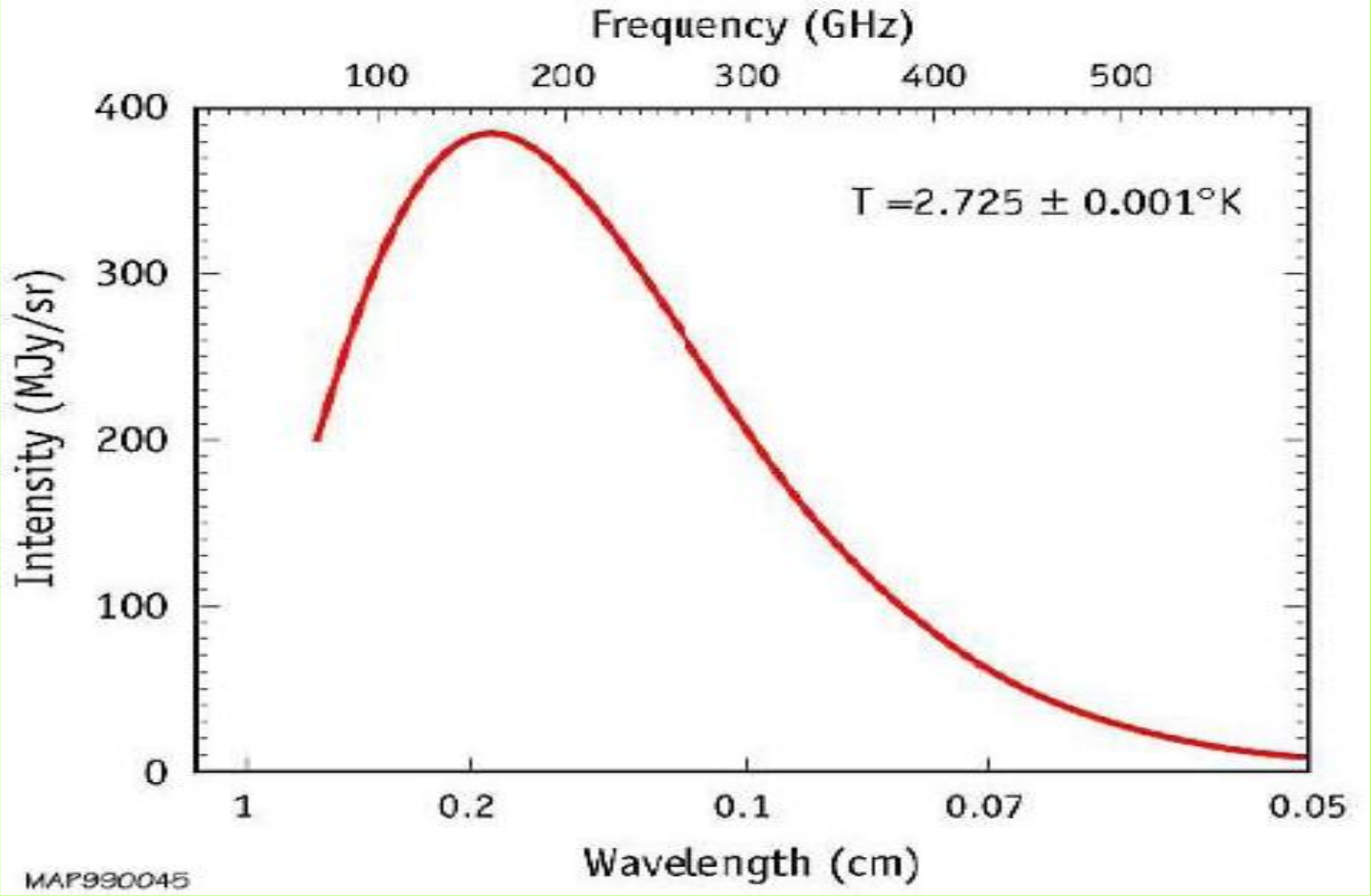
$$g_* = g_{*s} = \underbrace{2}_{\gamma} + \frac{7}{8} \times (\underbrace{2\times 2}_{e^+,e^-}) = \frac{11}{2}$$

$$g_* = g_{*s} = \underbrace{2}_{\gamma}$$



1 GeV ≅ energia di riposo del protone ⟺ 10^{13} gradi Kelvin

La distribuzione in frequenza del fondo cosmico a microonde (CMB) e' quella di un corpo nero alla temperatura di 2.73 gradi Kelvin



Primi segnali della CMB misurati da Arno Penzias e Robert Wilson (1964)

CMB predetta da Ralph Alpher, George Gamow e Robert Herman (fine '40)

tornando indietro, verso temperature superiori, si ha, per esempio, che nell'intervallo di energia

$$m_\pi \geq T \geq m_\mu$$

le particelle relativistiche presenti nel plasma sono

$$\gamma,\ \nu_i\,\overline{\nu}_i\ , e^- \ e^+, \mu^- \ \mu^+$$

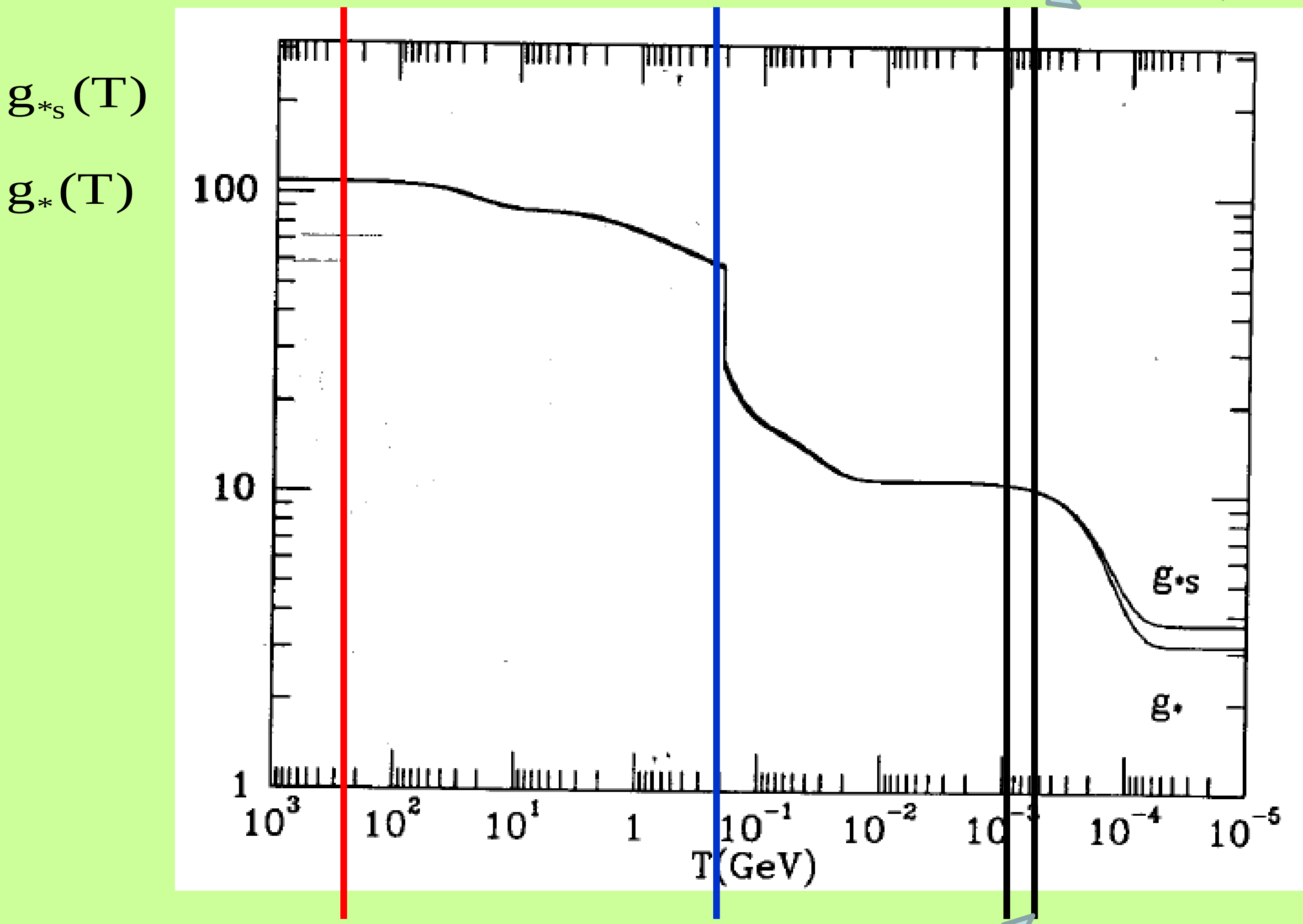
e quindi i gradi di libertà sono

$$g_* = 2 + \frac{7}{8}(3x2 + 2x2 + 2x2) = \frac{57}{4}$$

Temperature	New Particles	$4N(T)$
$T < m_e$	γ's + ν's	29
$m_e < T < m_\mu$	$e^\pm$	43
$m_\mu < T < m_\pi$	$\mu^\pm$	57
$m_\pi < T < T_c{}^\dagger$	π's	69
$T_c < T < m_{\text{strange}}$	π's + $u, \bar{u}, d, \bar{d}$ + gluons	205
$m_s < T < m_{\text{charm}}$	$s, \bar{s}$	247
$m_c < T < m_\tau$	$c, \bar{c}$	289
$m_\tau < T < m_{\text{bottom}}$	$\tau^\pm$	303
$m_b < T < m_{\text{W,Z}}$	$b, \bar{b}$	345
$m_{\text{W,Z}} < T < m_{\text{Higgs}}$	$W^\pm, Z$	381
$m_H < T < m_{\text{top}}$	H^0	385
$m_t < T$	$t, \bar{t}$	427

Gradi di libertà

annichilazione
elettroni
positroni



rottura simmetria
elettrodebole

transizione
quark adroni

disaccoppiamento
neutrini

All’epoca attuale le sole particelle del cosiddetto Modello Standard della fisica delle particelle presenti nell’Universo sono:

elettroni, protoni e neutroni (strutture nucleari e atomiche)

fotoni del fondo cosmico a microonde a 2.73 gradi Kelvin

neutrini di 3 tipi in un fondo cosmico a 1.96 gradi Kelvin
(fondo non ancora misurato)

DATI OSSERVATIVI

Costante di Hubble

Da Hubble Space Telescope: $H_0 = 72.0 \pm 3.0\,\mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}$

Da Planck Collaboration (CMB): $H_0 = 67.8 \pm 0.9\,\mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}$

media approssimata: $H_0 \cong 70\,\mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}$ **ossia**

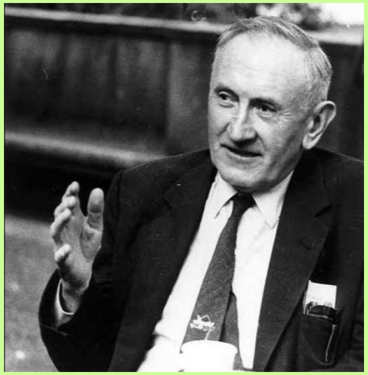
$$\boxed{h \equiv H_0/(100\,\mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}) \cong 0.7; \quad h^2 \cong \frac{1}{2}}$$

Densità frazionarie di energia/materia

(da varie osservazioni, prevalentemente CMB)

$$\boxed{\begin{aligned} &\Omega_\gamma < 10^{-4} \\ &\Omega_\nu \leq 1.3\mathrm{x}10^{-3} \\ &\Omega_b \cong 0.05 \\ &\Omega_m \cong 0.31 \\ &\Omega_\Lambda \cong 0.69 \end{aligned}}$$

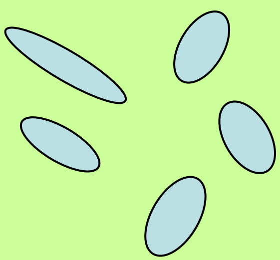
La materia barionica rappresenta solo un sesto della materia presente nell'Universo: un enigma che ha una lunga storia



Fritz Zwicky, 1933

Ammasso galattico COMA

La massa visibile
è insufficiente a
spiegare le velocità
osservate



distribuzione di
velocita' delle galassie

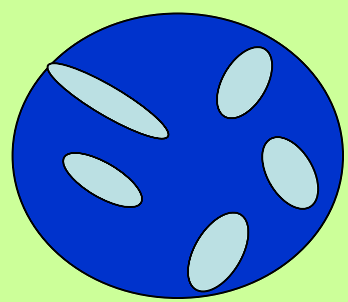
massa totale dell'ammasso -

massa visibile

----

massa mancante

deve esistere della massa associata
alla materia oscura



Ammasso Coma

immagine nell'ottico

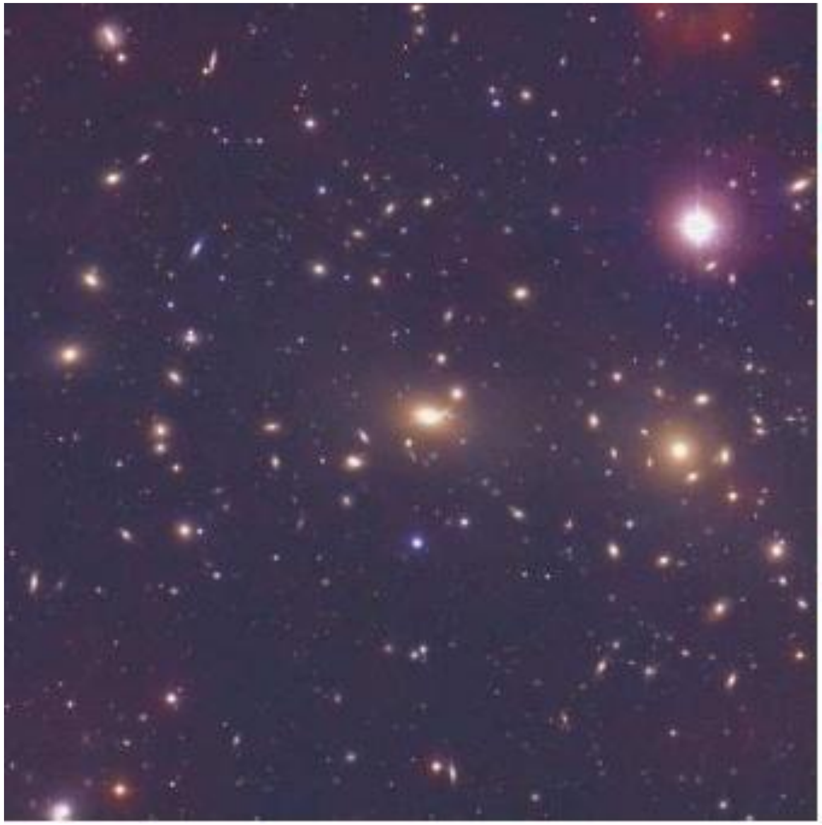
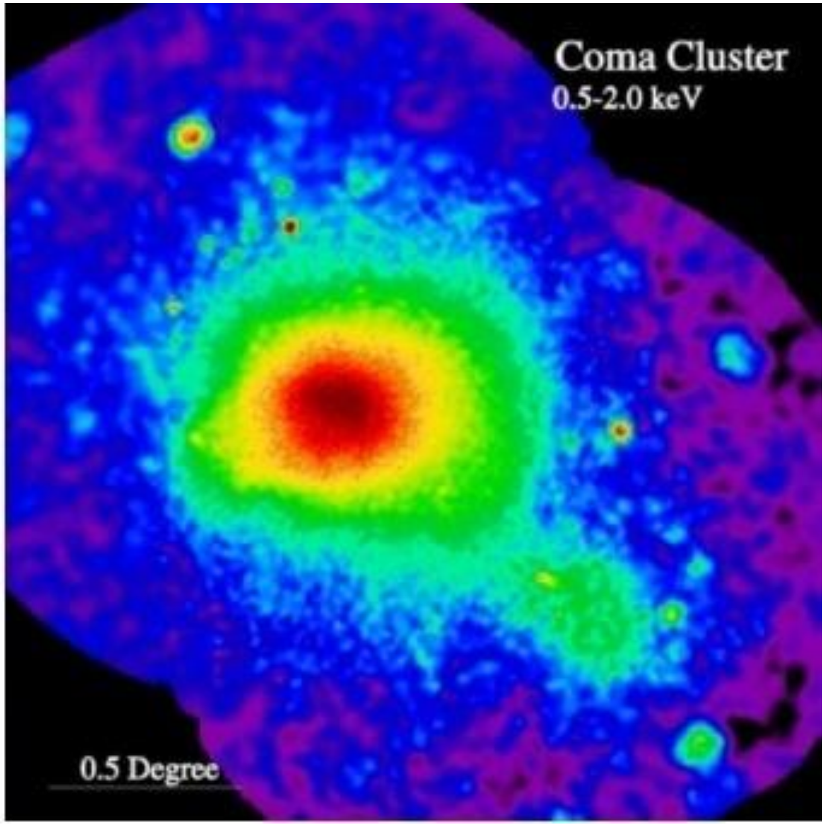
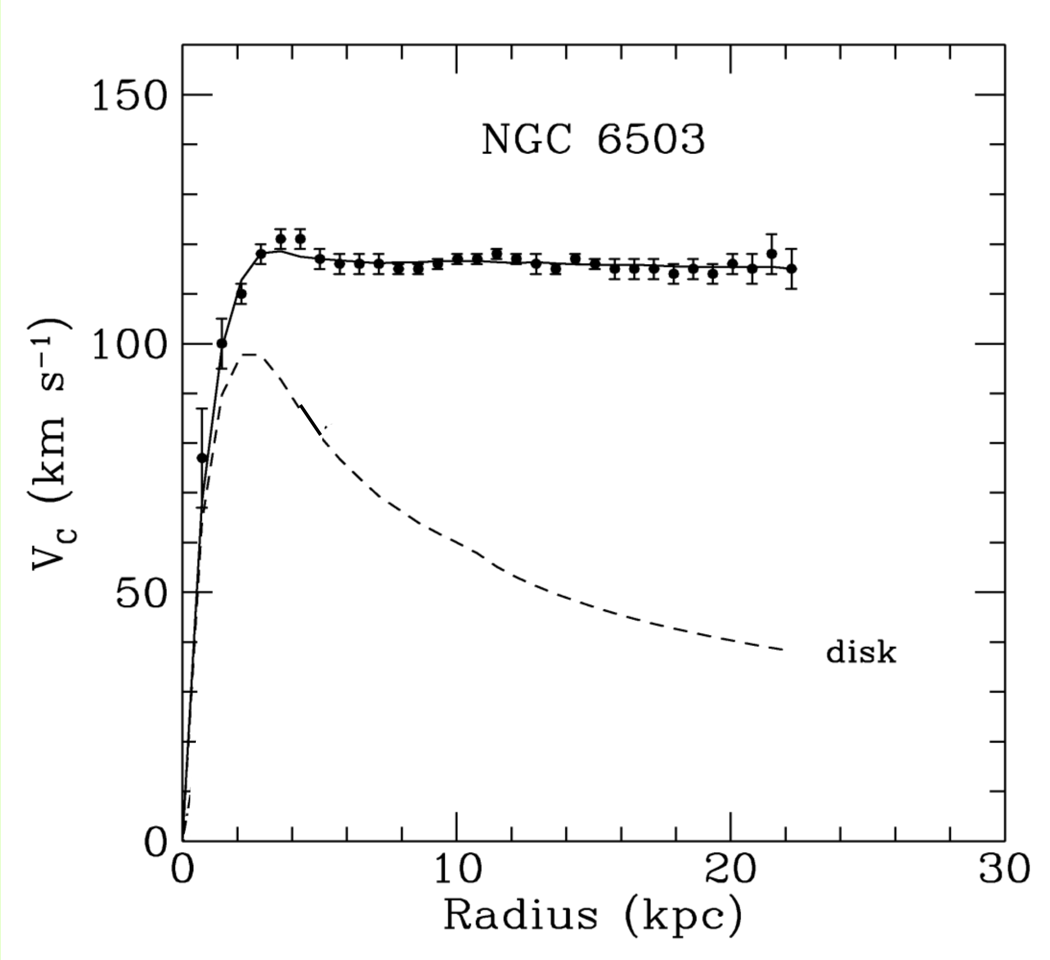


immagine a raggi-X
satellite ROSAT



senza la presenza della materia, il gas caldo evaporerebbe

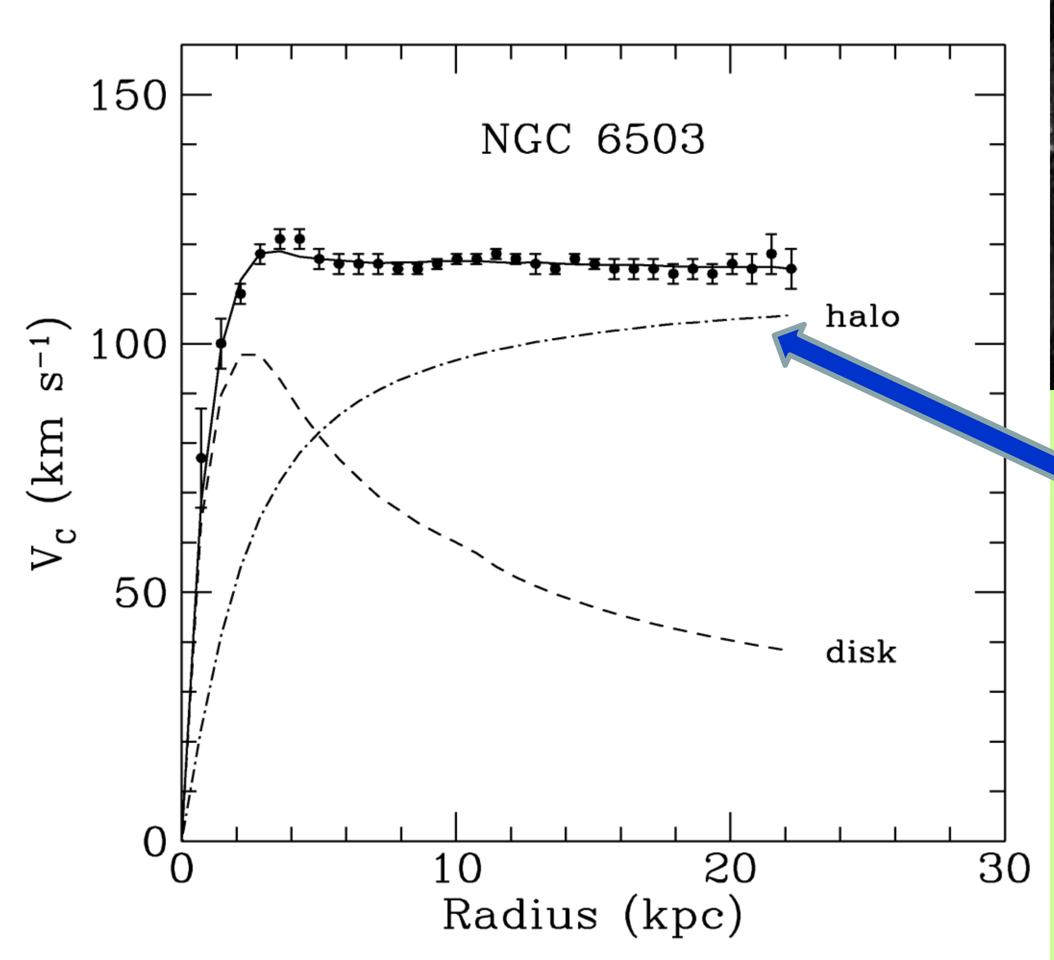
Curve rotazionali delle galassie



Vera Rubin

Curva rotazionale della Galassia NGC 6503

Curve rotazionali delle galassie

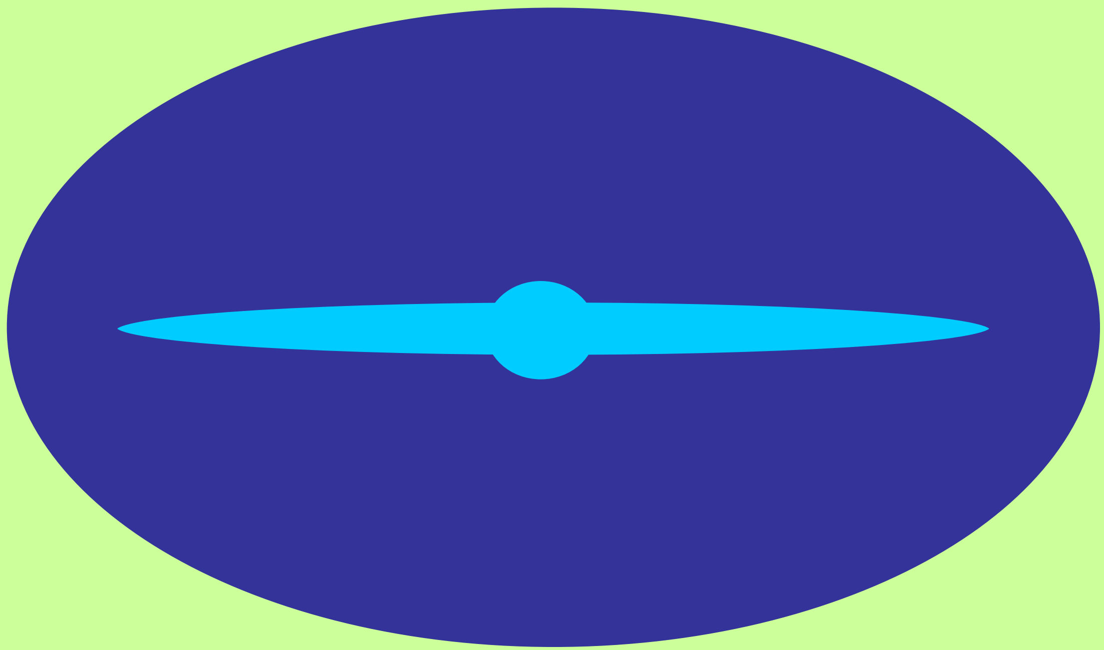


Vera Rubin

alone di materia oscura

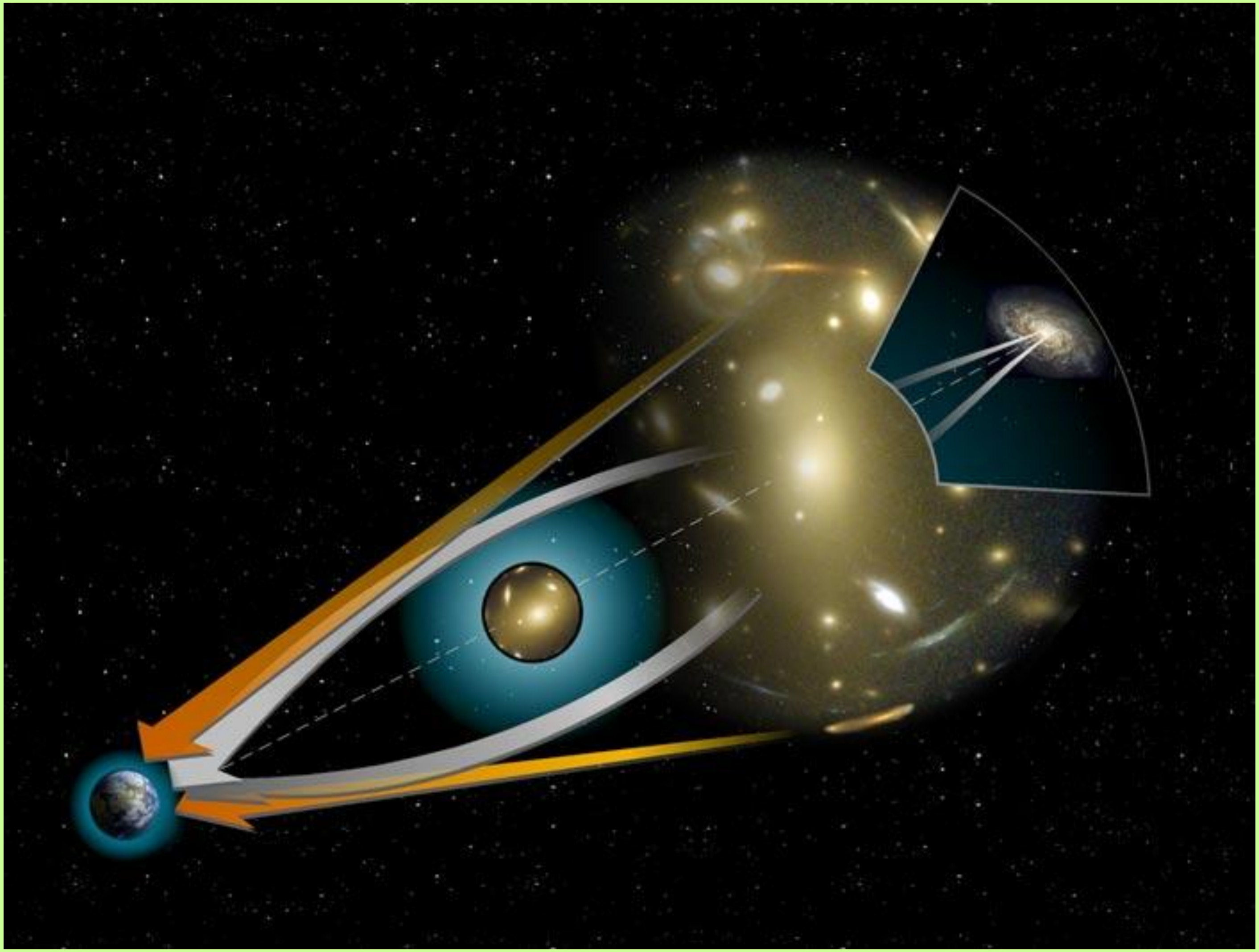
Curva rotazionale della Galassia NGC 6503

Alone di materia oscura



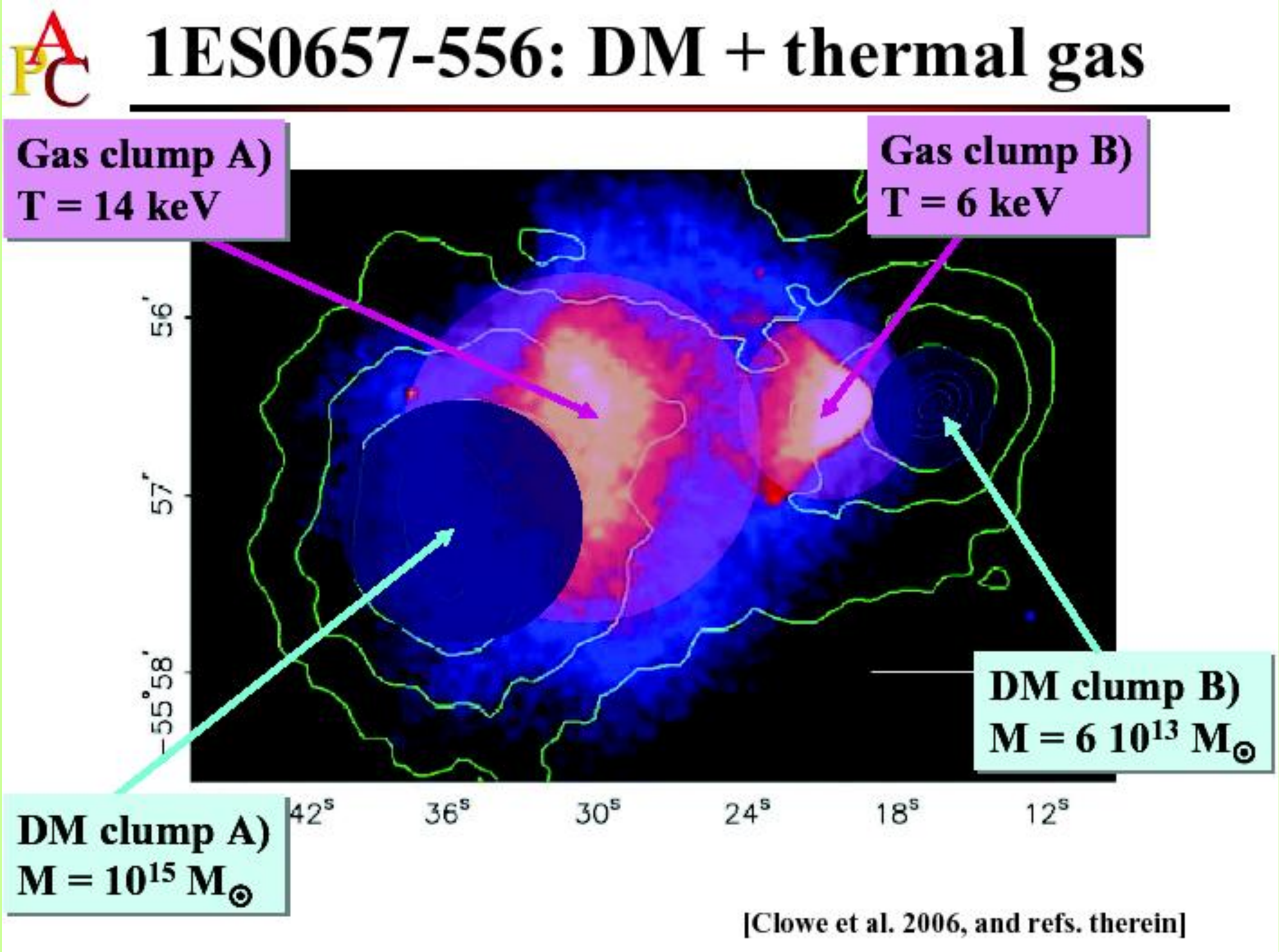
la nostra galassia vista di taglio

Lente gravitazionale



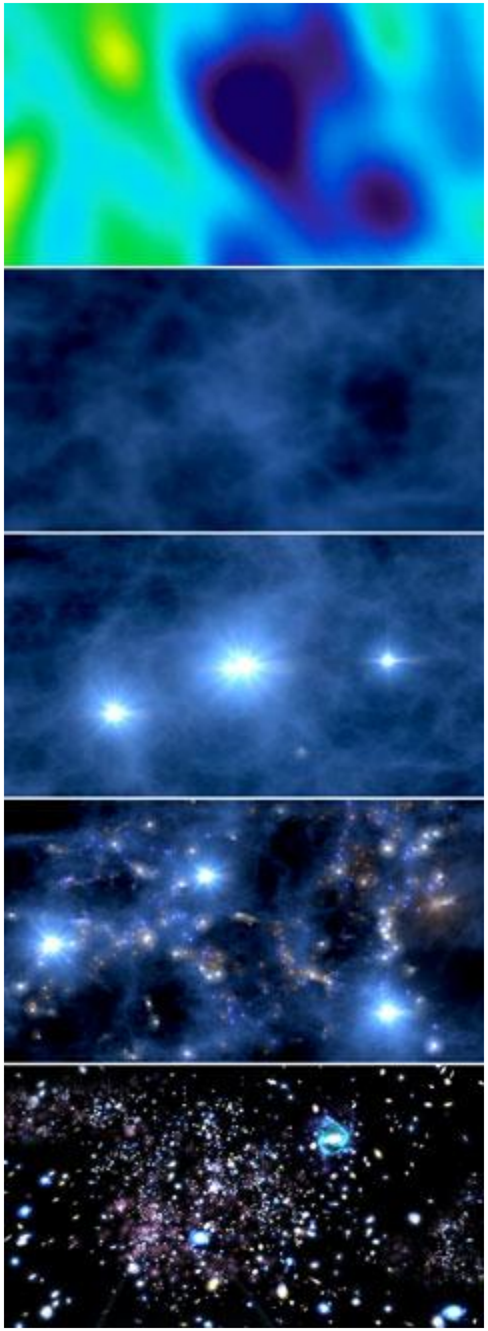
Urto di due ammassi galattici avvenuto circa 100 milioni di anni fa.

Bullet cluster



distanza tra i due centri di circa 720.000 parsec

velocita' relativa 4.700 km al secondo



Fluttuazioni primordiali

Crescita delle fluttuazioni per effetto gravitazionale

Qui e' fondamentale la presenza della materia oscura

Formazione di strutture

(galassie, ammassi di galassie)

come si e' generata la materia oscura ?

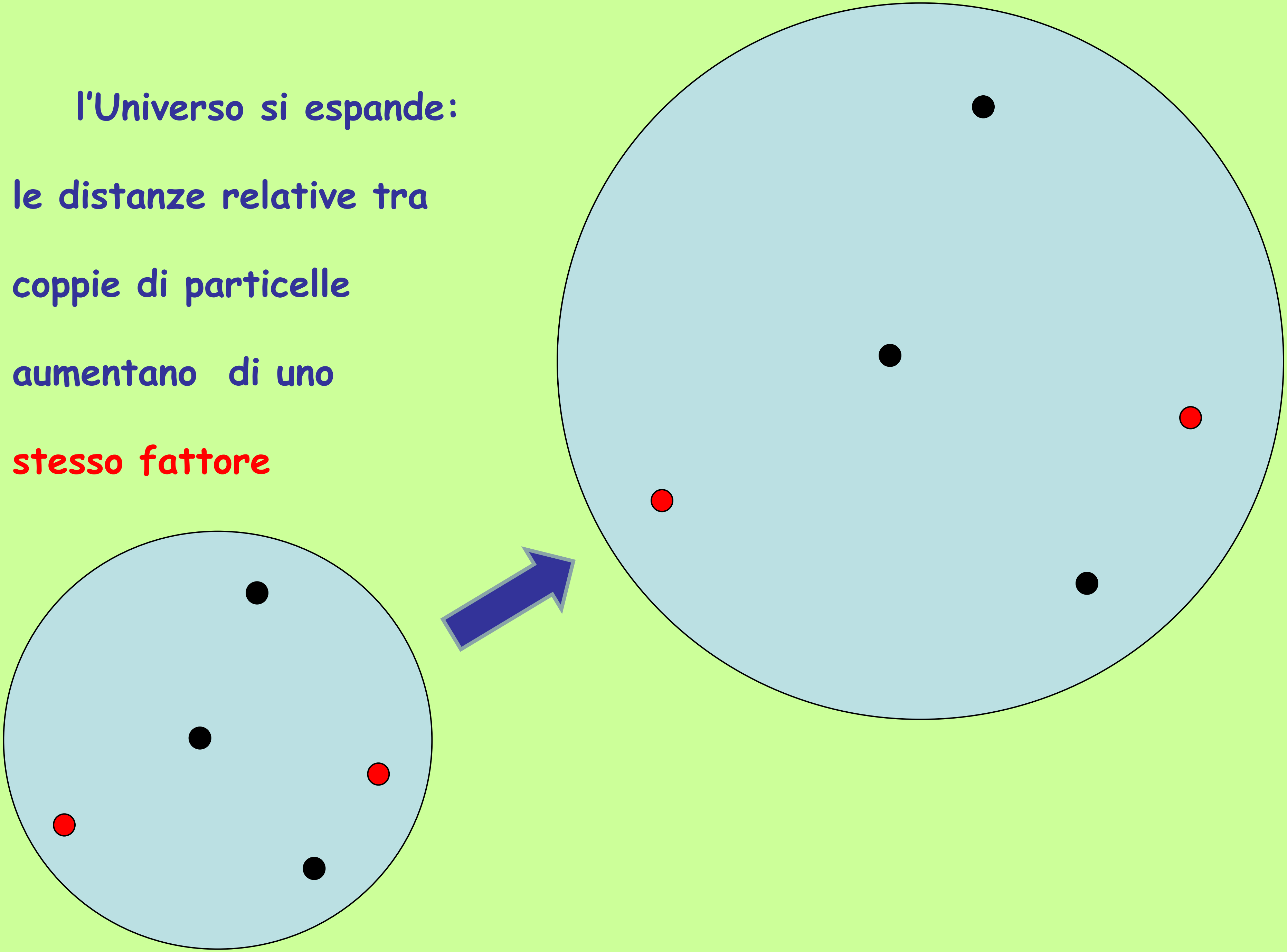
disaccoppiamento delle particelle dal plasma primordiale l'Universo si espande:

le distanze relative tra

coppie di particelle

aumentano di uno

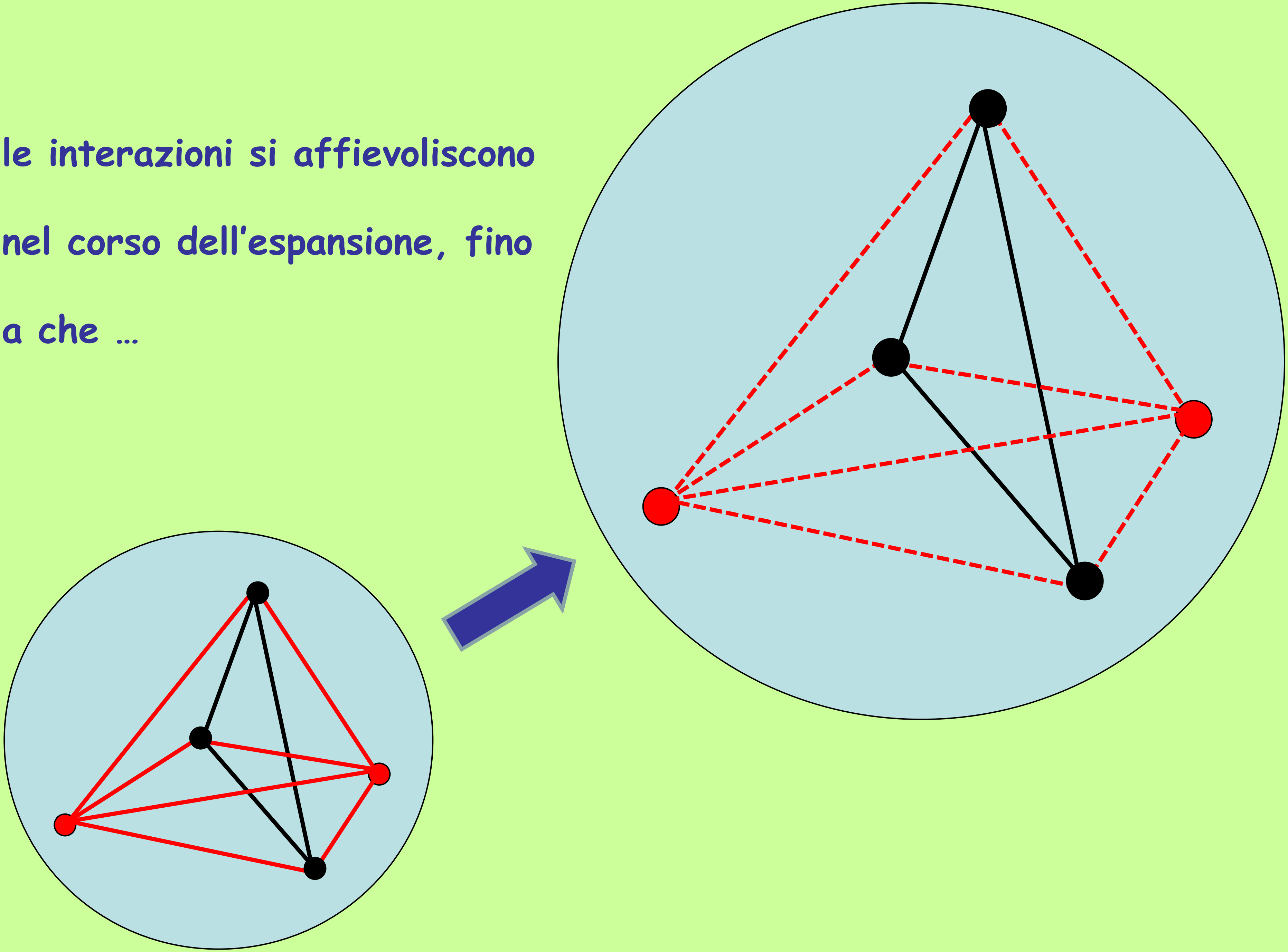
stesso fattore



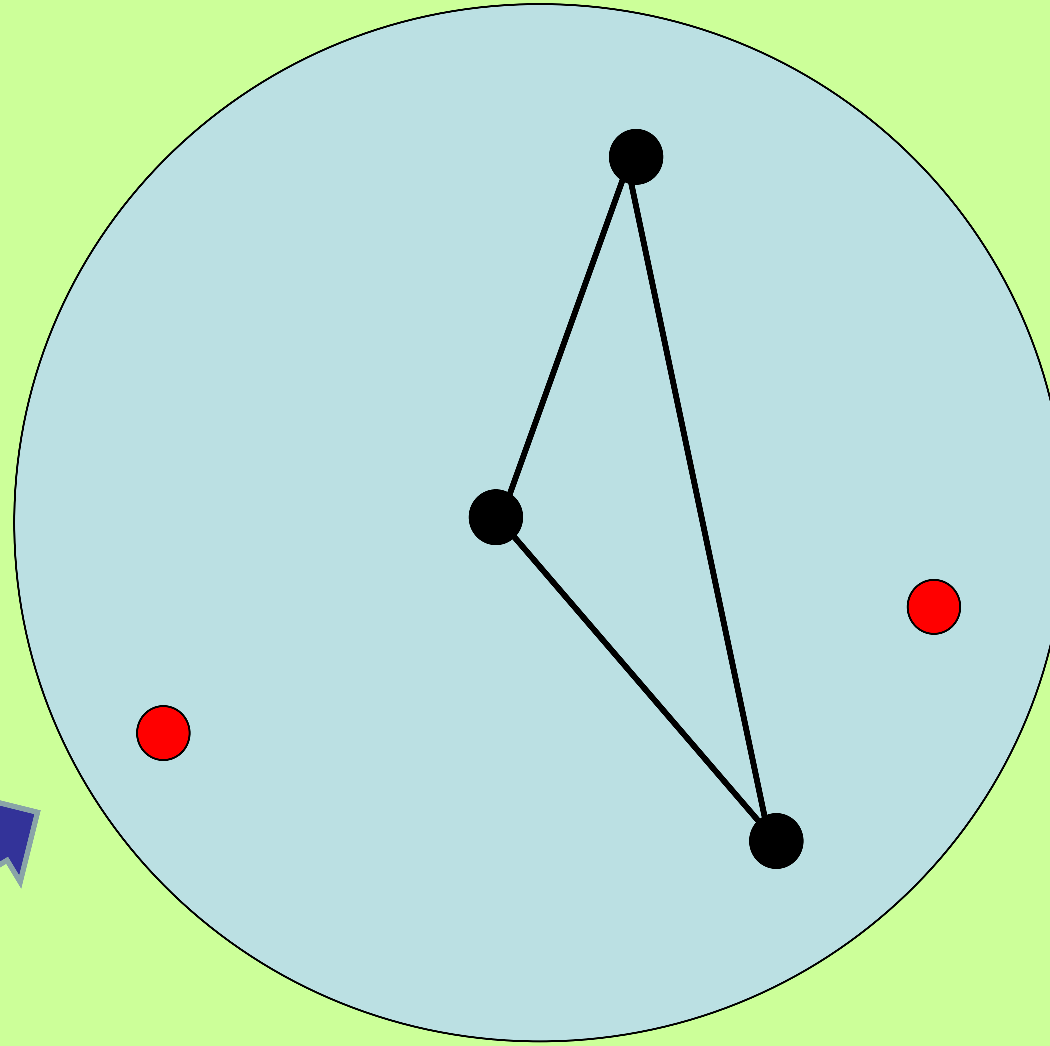
le interazioni si affievoliscono

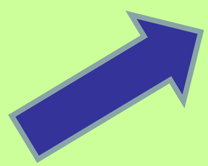
nel corso dell'espansione, fino

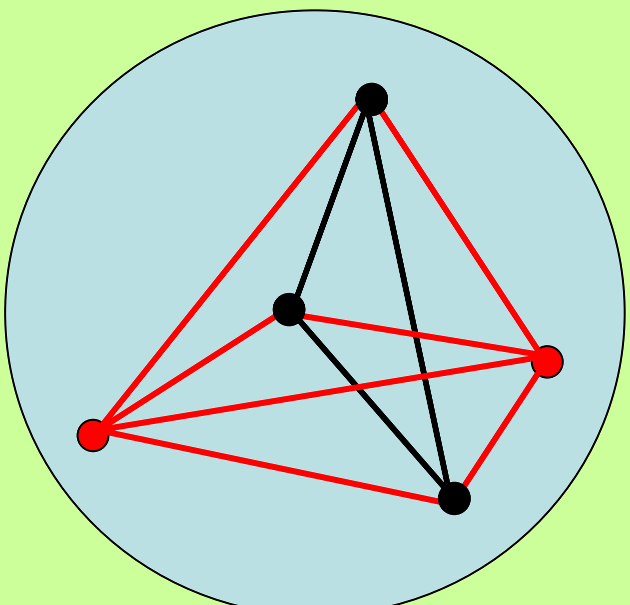
a che …



le interazioni si affievoliscono nel corso dell'espansione, fino a che alcune particelle si disaccoppiano dal plasma







le particelle disaccoppiate non partecipano più all'equilibrio del plasma, pur partecipando all'espansione dell'Universo

Nel plasma primordiale l'equilibrio tra le diverse specie di particelle è mantenuto dalle mutue interazioni tra particelle, per esempio per la specie χ

$$\chi + A \rightarrow \chi + A$$
$$\chi + \overline{\chi} \rightarrow A + \overline{A}$$

★ il tasso di interazione (numero di eventi nell'unità di tempo) è dato da

$$\Gamma_{\text{int}} = \text{n}\sigma\,\text{v}$$

dove v è la velocità relativa della coppia di particelle e σ è la sezione d'urto

$$\sigma = \frac{\text{probabil. per unità di tempo}}{\text{flusso}}$$

★ l'Universo si espande con un tasso dato da H

una specie rimane in equilibrio finchè $\Gamma_{\text{int}} \geq \text{H}$

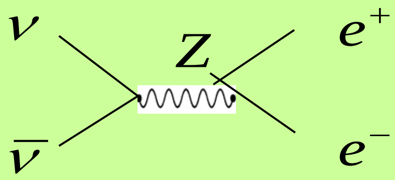
la specie si disaccoppia dal plasma e diventa una particella fossile quando

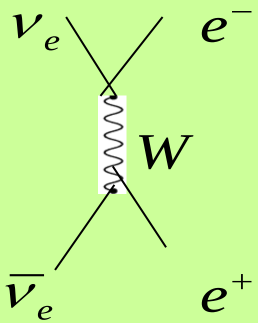
$$\Gamma_{\text{int}} < \text{H}$$

Disaccoppiamento dei neutrini

★ **determinazione di** $\Gamma_{int} = n \sigma v$

processi deboli





$$\frac{f_W^2}{m_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}$$

$$G_F \cong \frac{10^{-5}}{m_p^2}$$

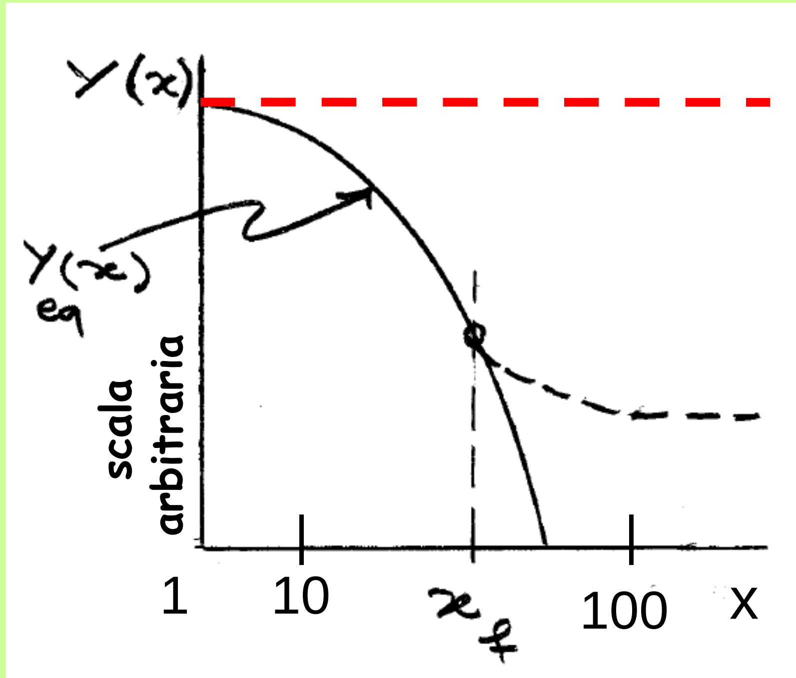
$$\left.\begin{array}{l} n \cong T^3 \\ <\sigma> \cong G_F^2\, E_{CM}^2 \cong G_F^2\, T^2 \end{array}\right\} \Gamma_{int} = n\sigma v \cong G_F^2\, T^5$$

★ **costante di Hubble (con dominanza della radiazione)**

$$H \cong \frac{T^2}{m_{Plack}} \qquad (m_{Planck} = 1.2 \text{ x } 10^{19} \text{GeV})$$

$$\boxed{\frac{\Gamma_{int}}{H} \cong \frac{G_F^2\, T^5}{T^2 / m_{Planck}} = m_{Planck} G_F^2\, T^3 \cong 10^{19} \text{ GeV x } 10^{-10} \text{ GeV}^{-4}\, T^3 \cong (\frac{T}{1 \text{MeV}})^3}$$

quindi i neutrini si disaccoppiano alla temperatura di circa 1 MeV



particella calda

particella fredda

Y(x) = numero di particelle nel volume comovente

$x \equiv \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{T}}$, x_f = valore di x al disaccoppiamento

se al disaccoppiamento x < m/T , la particella è relativistica (calda)

se al disaccoppiamento x > m/T , la particella è non-relativistica (fredda)

Abbondanze fossili per candidati caldi e freddi

abbondanza fossile dei neutrini

$$\boxed{\Omega_\nu h^2 = \frac{\sum_i m_i}{93\,\mathrm{eV}}}$$

dallo studio delle oscillazioni dei neutrini solari e di quelli atmosferici si ha $\sum_i m_i \le 0.06\,\mathrm{eV}$ **e quindi**

$$\Omega_\nu h^2 \le 6.5 \times 10^{-4}$$

Per i candidati freddi dall'equazione di Boltzmann

$$\boxed{\frac{dn_\chi}{dt} + 3Hn_\chi = -<\sigma_{ann} v>(n_\chi^2 - n_{\chi,eq}^2)}$$

si ricava

$$\boxed{\Omega_\chi h^2 \cong \frac{1}{g_*^{1/2}(x_f)} \frac{3.3 \times 10^{-38}\mathrm{cm}^2}{<\sigma v>_{int}}}$$

dove $<\sigma v>_{int} \equiv \frac{1}{m}\int_0^{T_f} dT <\sigma v>$

Il valore di x_f **si ricava numericamente**

Un esempio di candidato freddo (esercizio)

$$m \cong 100\,\mathrm{GeV}, \quad g = 2, \quad <\sigma v>_{x_f} \cong 5 \times 10^{-37}\,\mathrm{cm}^2$$

Dalla condizione di disaccoppiamento

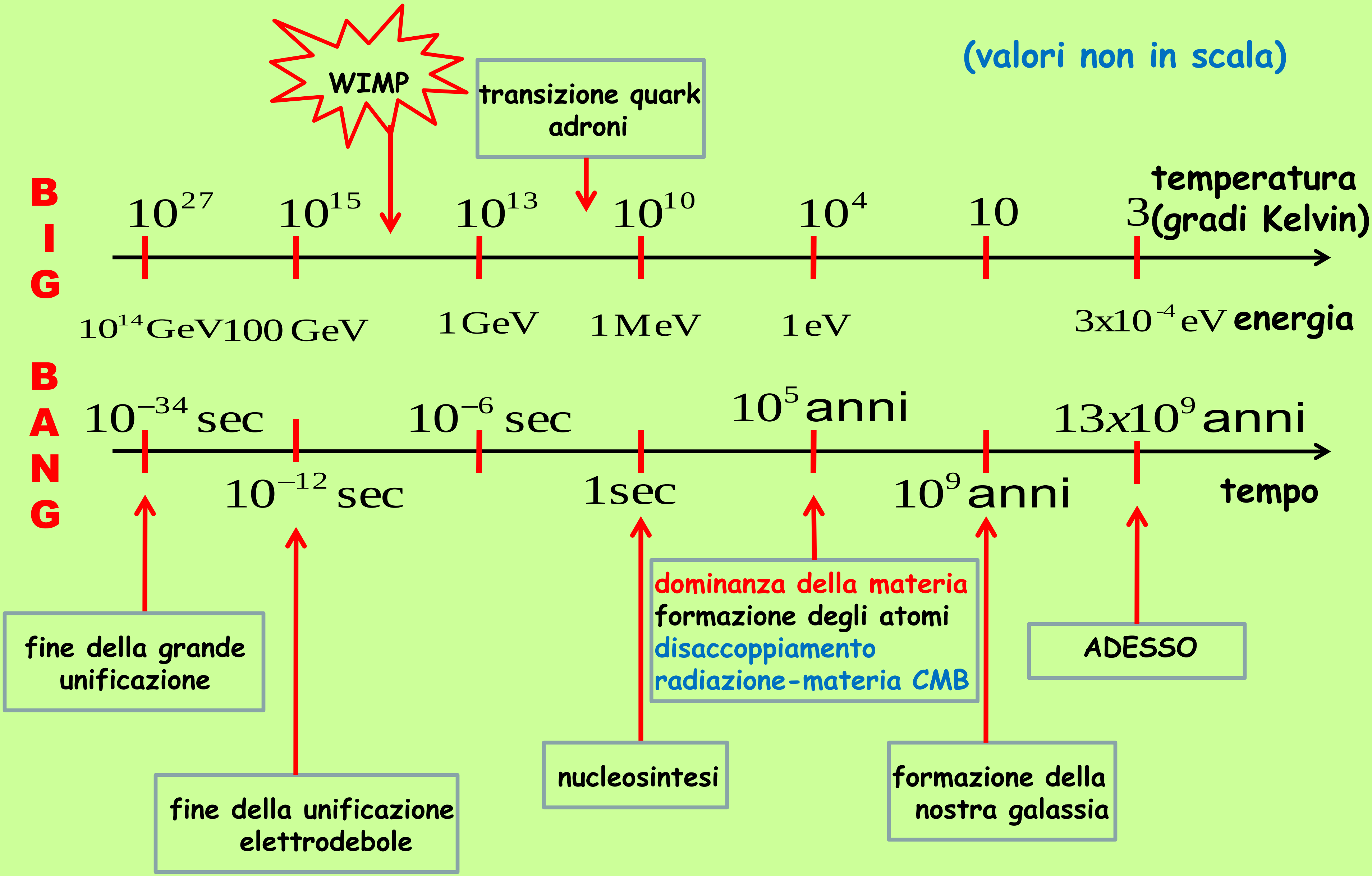
$$\left(\frac{\Gamma_{int}}{H}\right)_{x_f} \cong 1$$

si trova numericamente $x_f \cong 20$ **e quindi**

$$T_f = \frac{m}{x_f} \cong 5\,\mathrm{GeV} \qquad \Rightarrow \qquad g_*(x_f = 20) \cong 80$$

da cui $\Omega_\chi h^2 \cong 0.15$

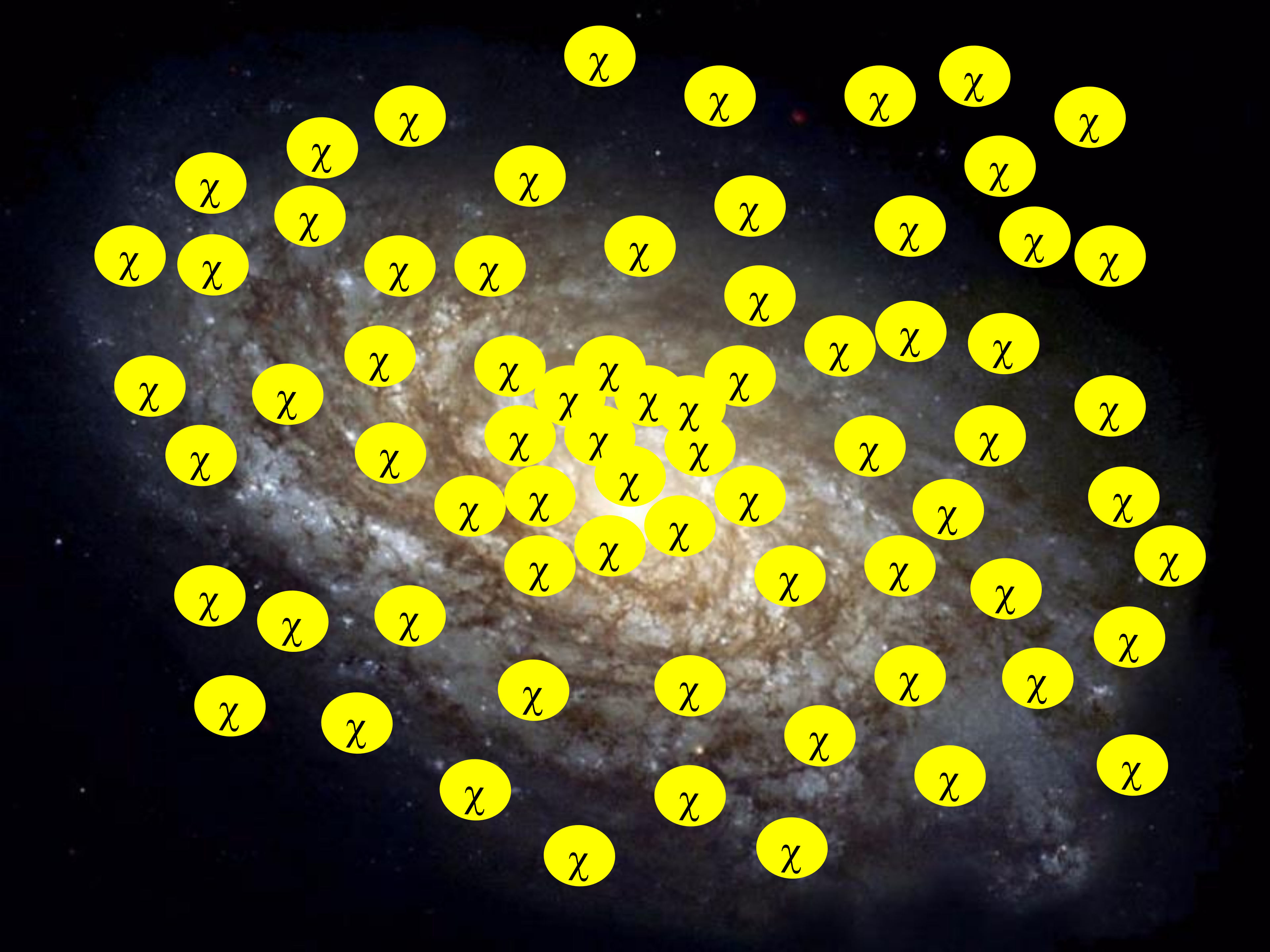
Quindi questo ipotetico candidato fornirebbe una grande abbondanza fossile



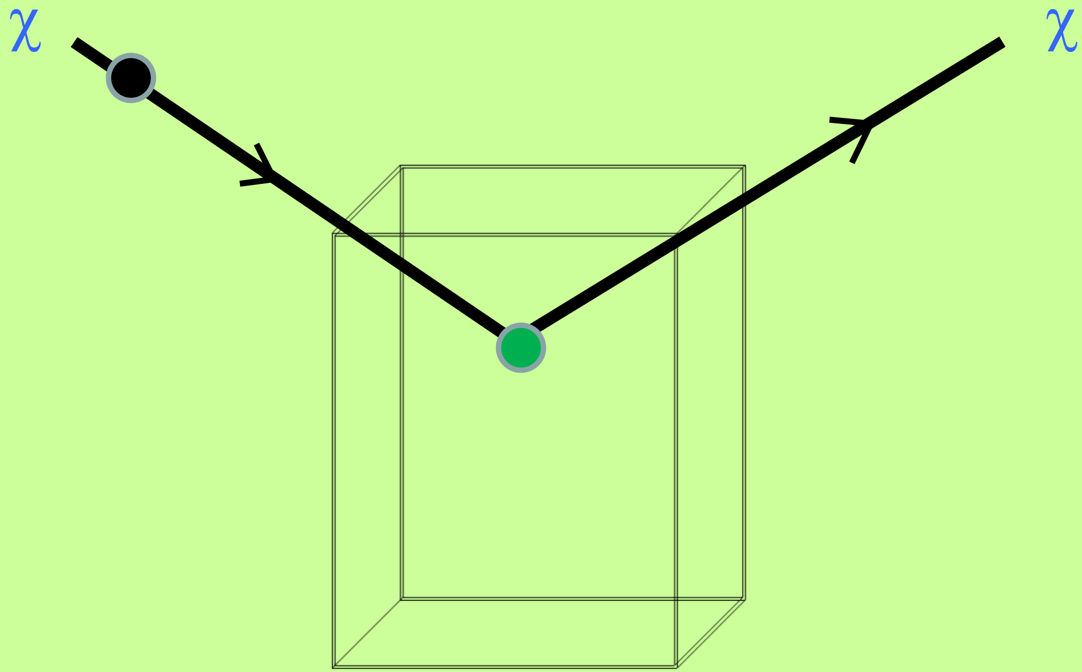
1 GeV $\cong$ energia di riposo del protone ⟷ 10^{13} gradi Kelvin

Misure dirette e misure indirette

di particelle oscure

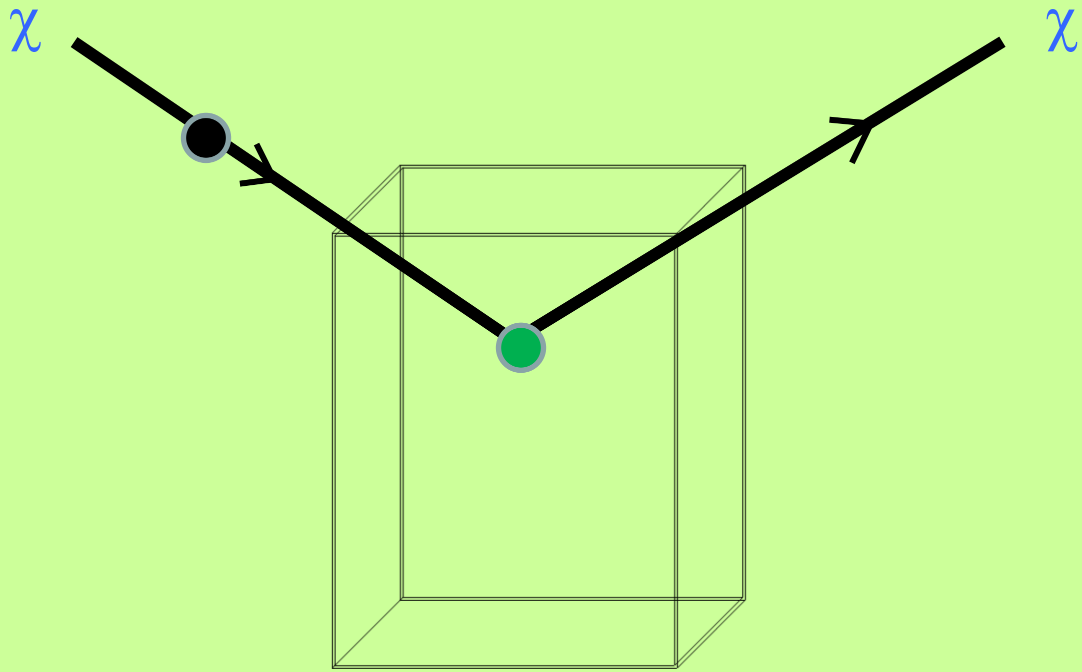


Misure dirette di WIMP



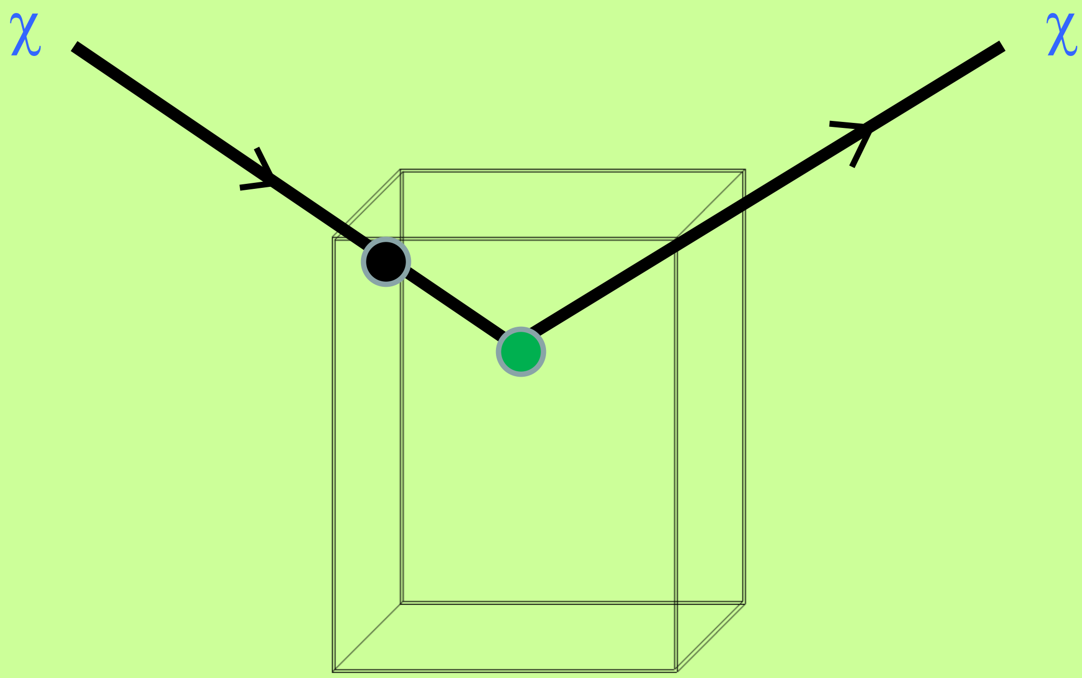
misura di rinculo nucleare

Misure dirette di WIMP



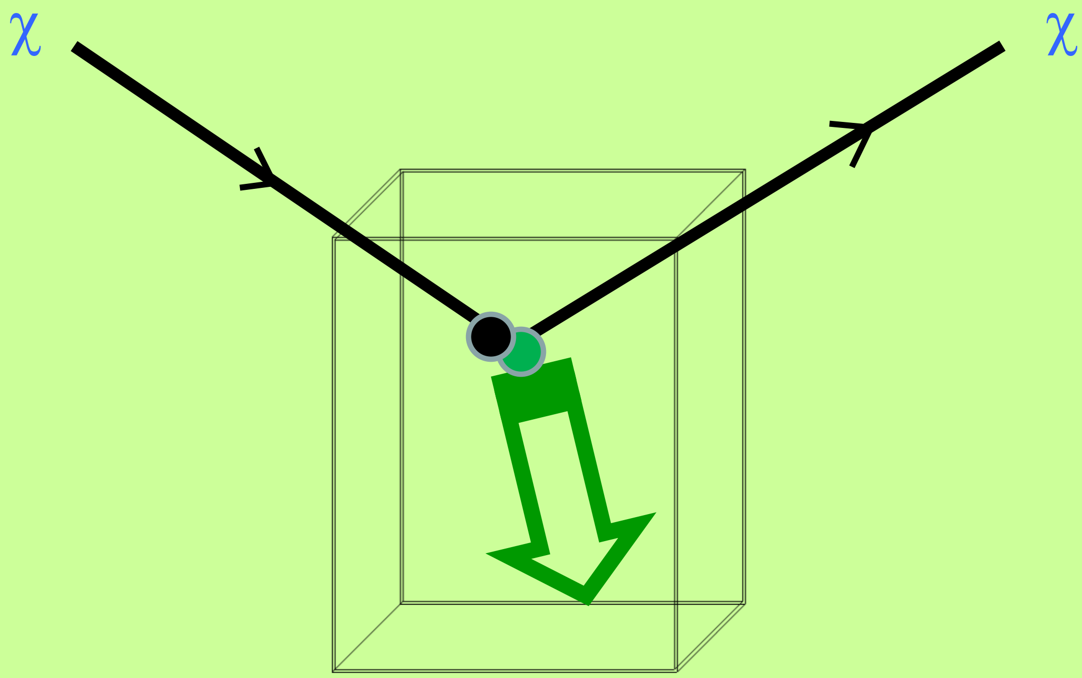
misura di rinculo nucleare

Misure dirette di WIMP



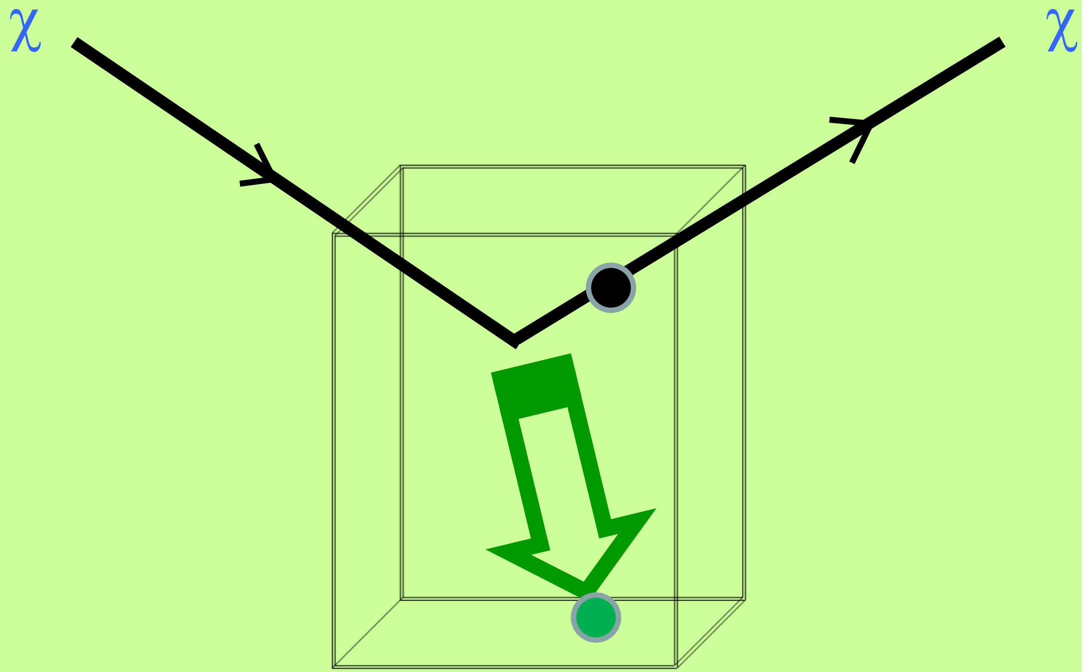
misura di rinculo nucleare

Misure dirette di WIMP



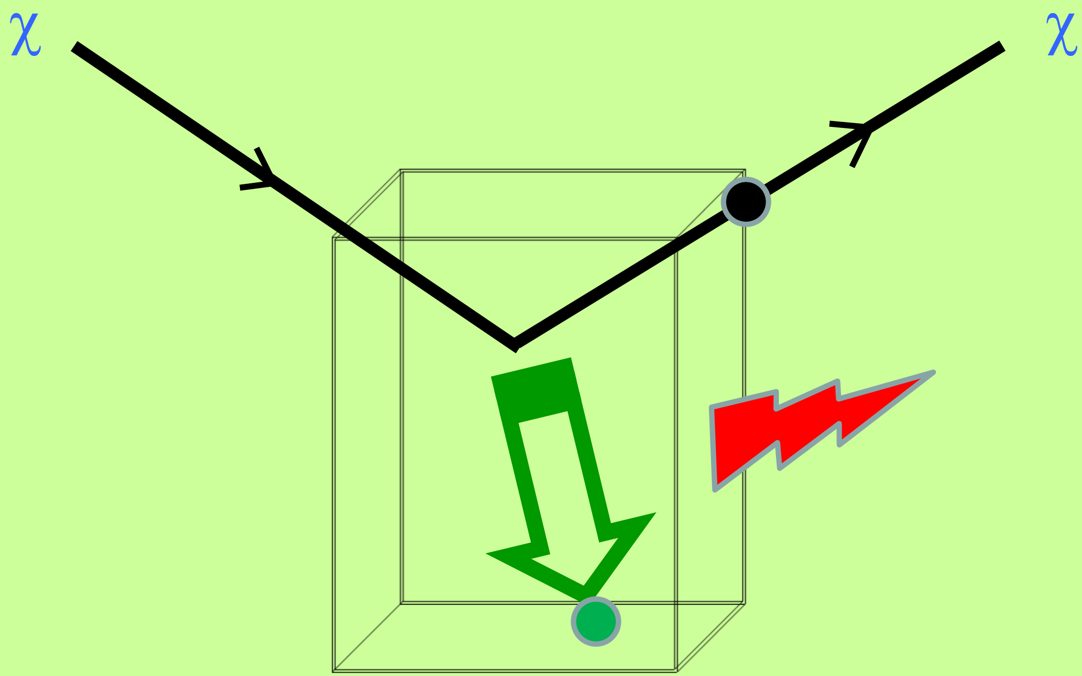
misura di rinculo nucleare

Misure dirette di WIMP



misura di rinculo nucleare

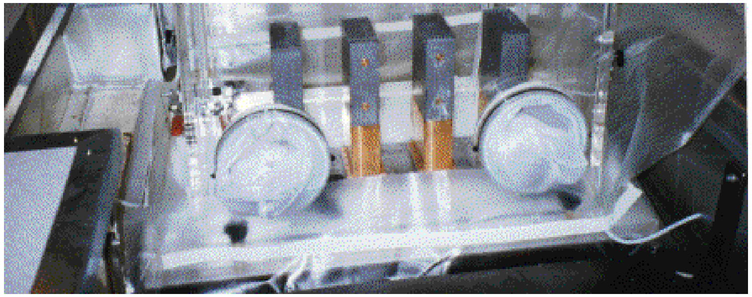
Misure dirette di WIMP



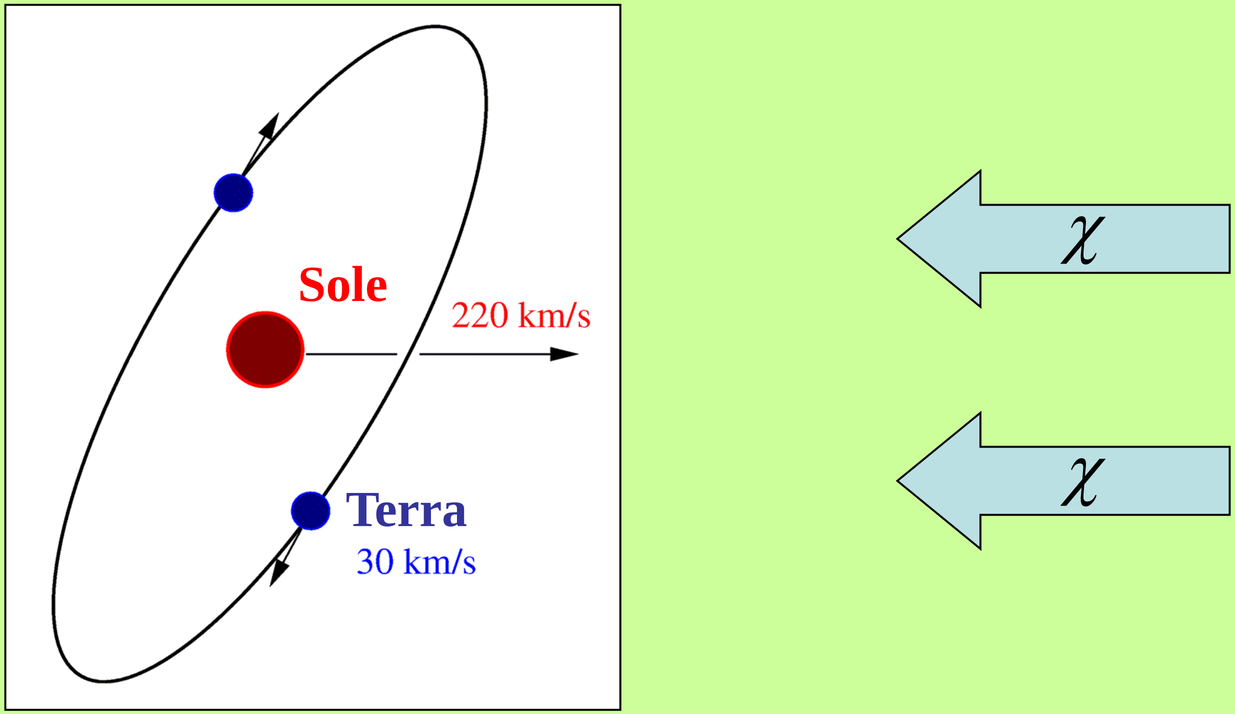
misura di rinculo nucleare

Ricerche in luoghi protetti dalla radiazione cosmica

Esperimento DAMA

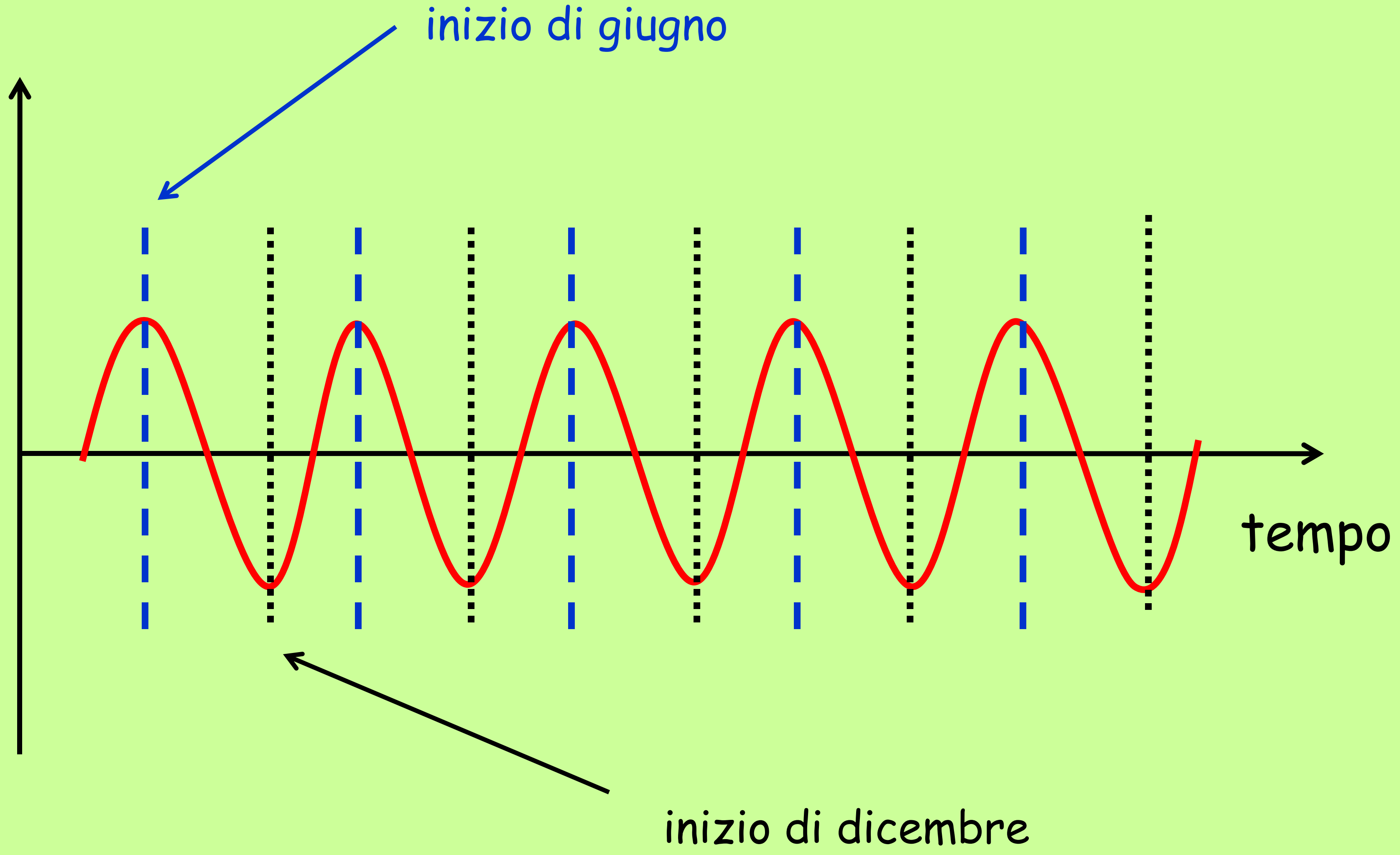


Laboratori Nazionali del Gran Sasso



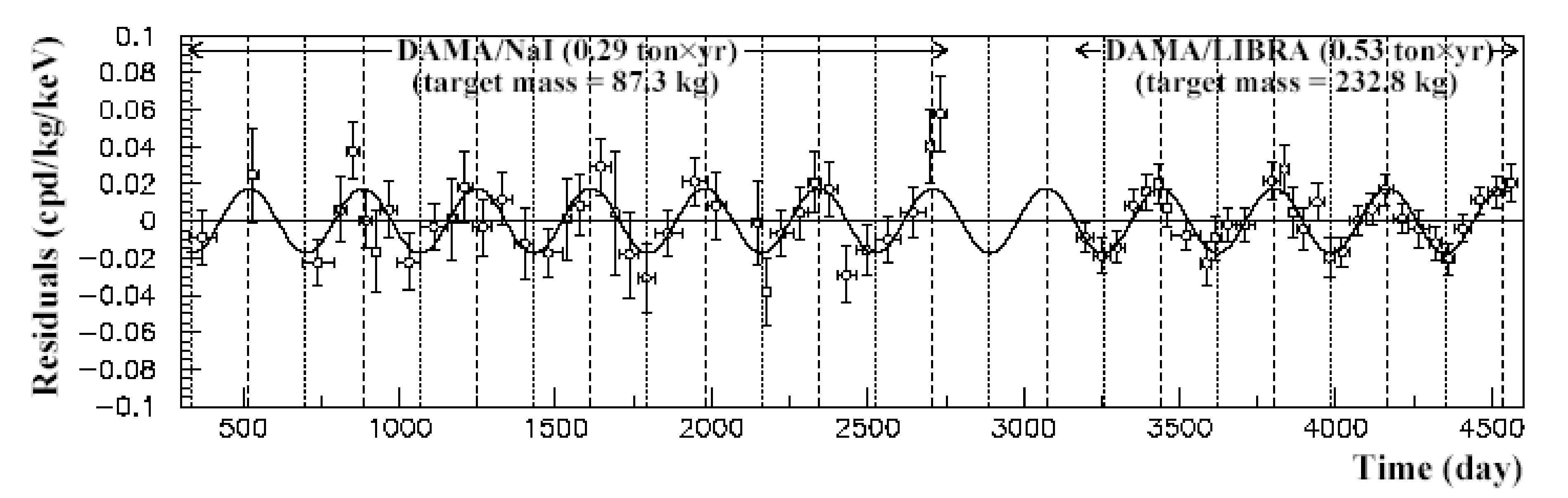
Moto del sistema solare rispetto alle particelle dell'alone oscuro

Variazione annuale del segnale



Esperimento DAMA presso il Laboratorio Nazionale del Gran Sasso dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare

Osservata una variazione annuale del segnale su di un periodo complessivo di 11 anni



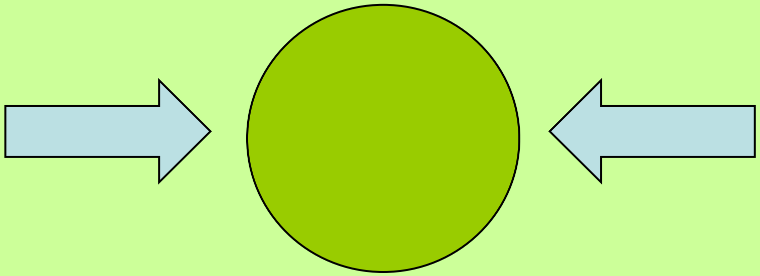
Gli altri esperimenti di misura diretta di materia oscura particellare forniscono solo limiti superiori sulla grandezza misurata

Qual e' la natura delle particelle oscure ?

produzione di una nuova particella in laboratorio

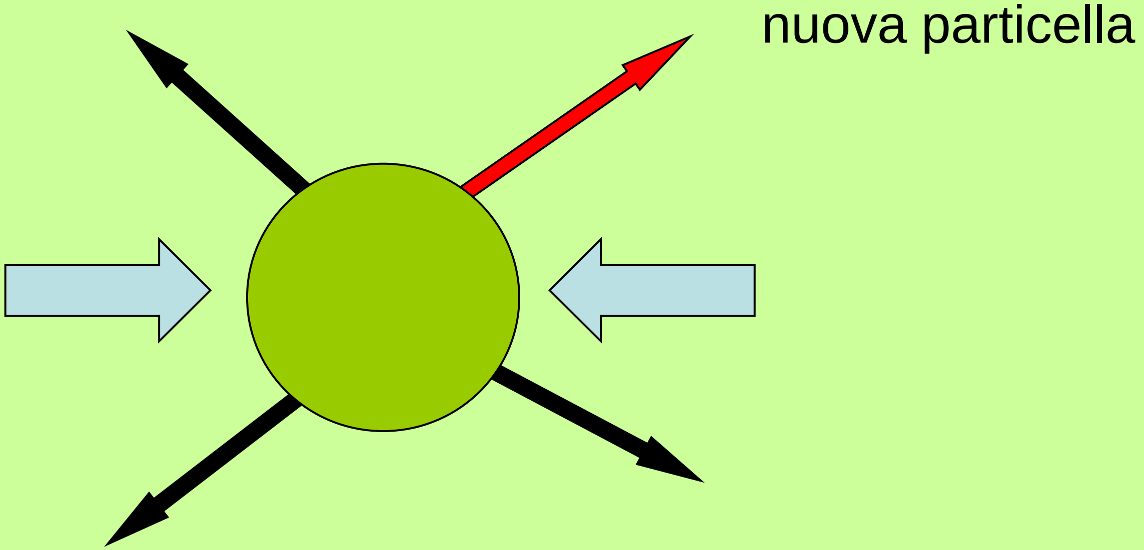
due particelle note vengono fatte collidere

produzione di una nuova particella in laboratorio



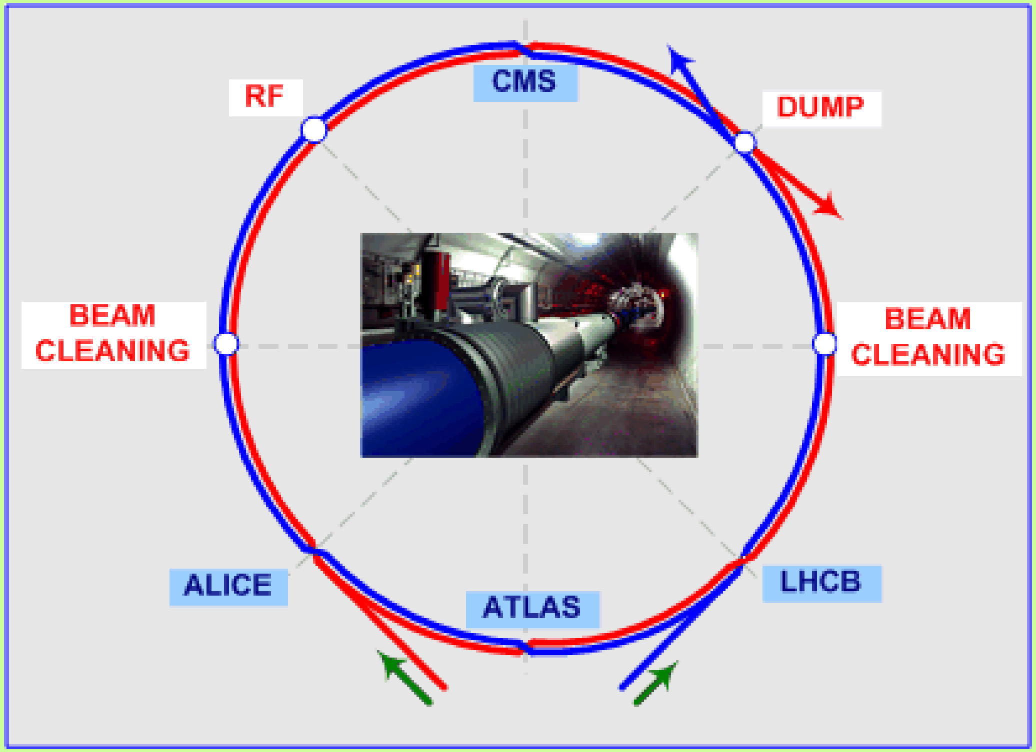
due particelle note vengono fatte collidere

produzione di una nuova particella in laboratorio



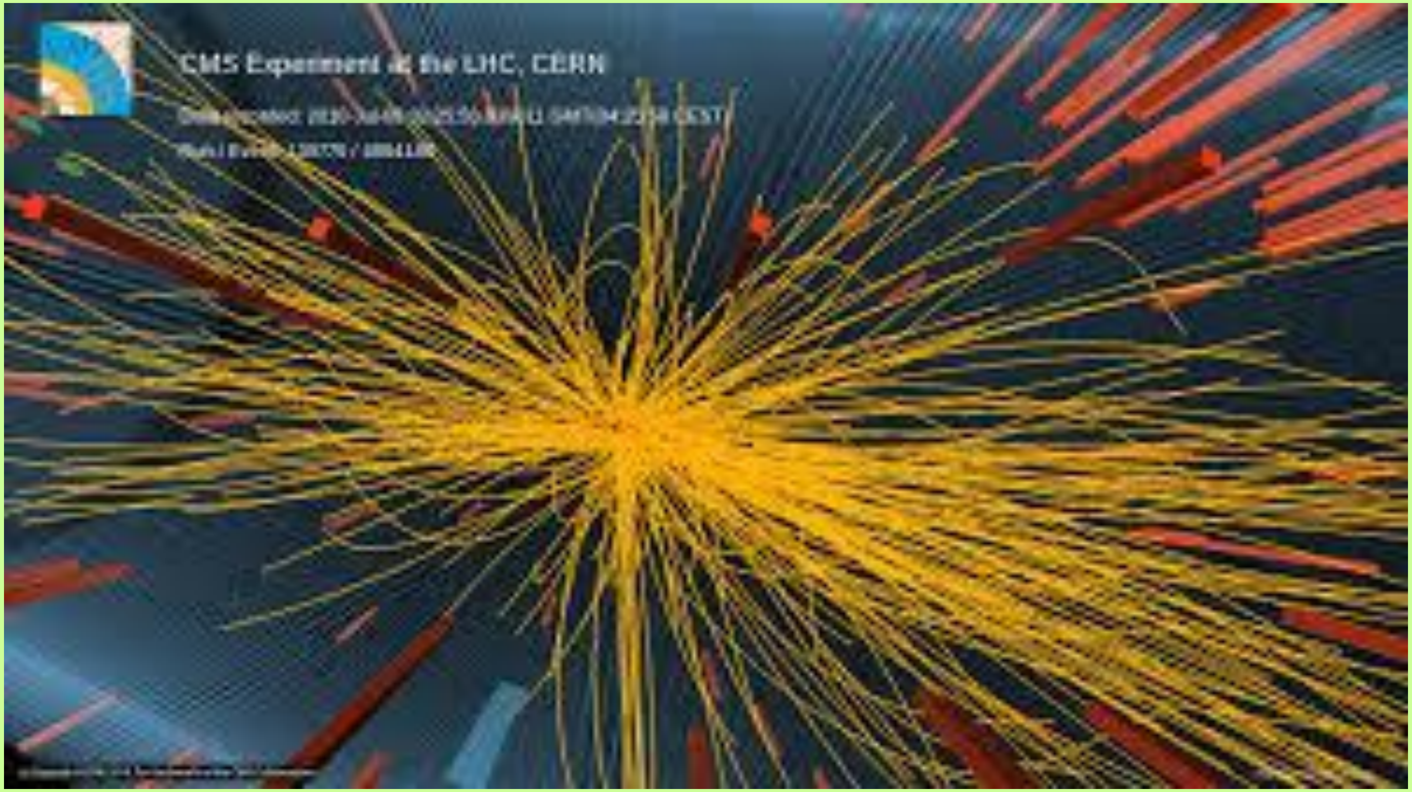
due particelle note vengono fatte collidere

Large Hadron Collider (CERN)



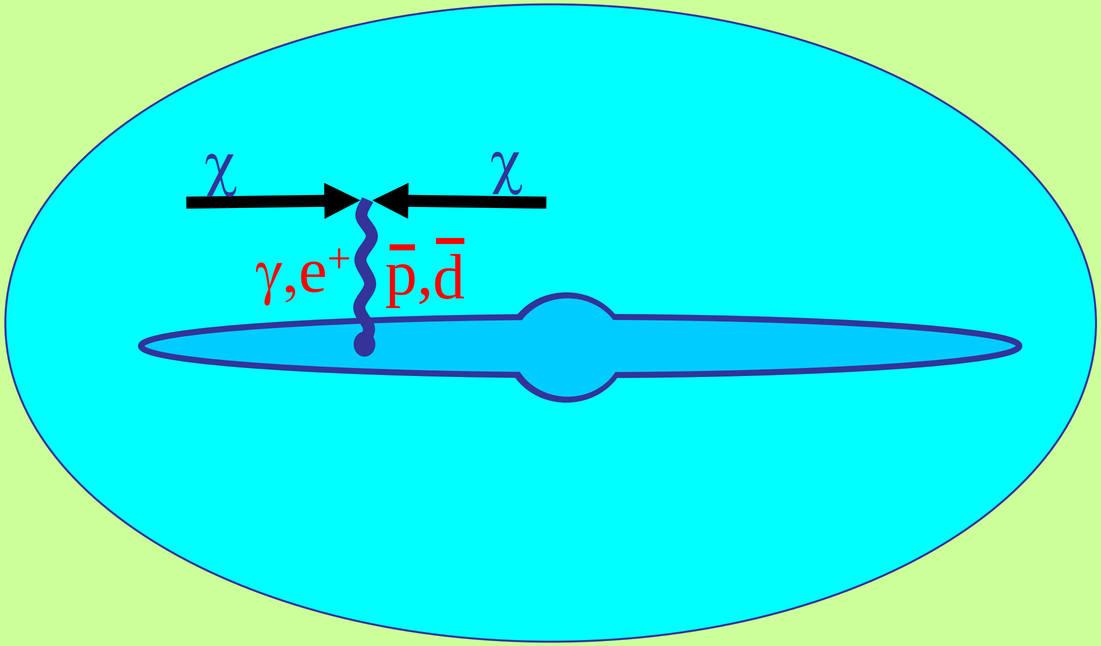
- circonferenza di 27 km - tunnel sotterraneo a 50 – 175 metri di profondita'
- 2 fasci di protoni circolanti in verso opposto per provocare collisioni
- ogni protone ha un'energia 7.000 volte piu' grande della propria energia di riposo

una caccia al tesoro...



Misure indirette di WIMP

Un esempio – questo tema verrà trattato da Fiorenza Donato



Produzione di particelle rare nei raggi cosmici

Approfondimento 1

Il modello comunemente utilizzato per descrivere il nostro Universo (modello standard cosmologico) è quello di un cosmo in espansione descritto dalle equazioni di relatività generale di Einstein e assoggettato al principio cosmologico di isotropia e omogeneità a grandi scale.

- **equazione di Einstein**

$$\boxed{R_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = -8\pi G S_{\mu\nu}}$$ dove $$S_{\mu\nu} = T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T^{\lambda}_{\lambda}$$

tensore di Ricci

costante cosmologica

tensore di Einstein

tensore energia-momento

- **principio cosmologico di isotropia e omogeneità**

metrica di Lemaitre-Friedmann-Robertson-Walker:

$$\boxed{d\tau^2 = dt^2 - R^2(t)\left(\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2\, d\theta^2 + r^2 \sin^2\theta\, d\phi^2\right)}$$

R = R(t) parametro di scala cosmico [R] = [*l*]

k = +1,0,-1 parametro di curvatura

realizzazione di fluido perfetto per il tensore energia-momento:

$$\boxed{T_{00} = \rho(t),\ T_{0i} = T_{i0} = 0,\ T_{ij} = \delta_{ij}\, p(t)}$$

ρ = **ρ(t)** densità

p = p(t) pressione

Approfondimento 1 (continua)

L'inserimento del termine di costante cosmologica $\Lambda g_{\mu\nu}$ nel primo membro dell'equazione di Einstein (A) equivale ad aggiungere al tensore energia-impulso un contributo

$$\boxed{T_{\mu\nu}^{(\Lambda)} = \frac{\Lambda}{8\pi G} g_{\mu\nu} \equiv \rho_\Lambda g_{\mu\nu}}$$

combinando questa espressione con

$$T_{\mu\nu}^{(\Lambda)} = (\rho_\Lambda + p_\Lambda) u_\mu u_\nu - p\, g_{\mu\nu}$$

si ottiene $\rho_\Lambda = -p_\Lambda$ ossia $\boxed{w_\Lambda = -1}$

Quindi, complessivamente, all'evoluzione cosmica contribuiscono 3 componenti: radiazione con w=1/3, materia con w=0, energia del vuoto con w=-1.
Dall'equazione (D) si ottiene

$\rho_m \propto \frac{1}{R^3}$	materia
$\rho_{rad} \propto \frac{1}{R^4}$	radiazione
$\rho_\Lambda \propto \text{costante}$	energia del vuoto

Approfondimento 2

$$\boxed{\text{Proof of } \quad s = \frac{p+\rho}{T} V}$$

$$ds = \frac{1}{T} d(\rho V) + \frac{p}{T} dV \qquad (A)$$

consider $s = s(V,T)$ with $p = p(T)$ and $\rho = \rho(T)$

$$ds = \frac{1}{T} V d\rho + \frac{1}{T} \rho dV + \frac{p}{T} dV$$

$$= \frac{V}{T} \frac{d\rho}{dT} dT + \frac{p+\rho}{T} dV$$

we require that ds is an exact differential

$$ds = \frac{\partial s}{\partial T} dT + \frac{\partial s}{\partial V} dV$$

then

$$\frac{\partial s}{\partial T} = \frac{V}{T} \frac{d\rho}{dT}, \quad \frac{\partial s}{\partial V} = \frac{p+\rho}{T}$$

From

$$\frac{\partial^2 s}{\partial T \partial V} = \frac{\partial^2 s}{\partial V \partial T}$$

$$-\frac{1}{T^2}(p+\rho) + \frac{1}{T}\frac{dp}{dT} + \cancel{\frac{1}{T}\frac{d\rho}{dT}} = \cancel{\frac{1}{T}\frac{d\rho}{dT}}$$

thus

$$dp = \frac{p+\rho}{T} dT \qquad (B)$$

from (A), written as

$$ds = \frac{1}{T} d[(p+\rho)V] - \frac{V}{T} dp$$

and (B) one gets

$$ds = \frac{1}{T} d[(p+\rho)V] - \frac{p+\rho}{T^2} V dT = d\left[\frac{(p+\rho)V}{T} + \text{const}\right]$$

Thus, up to an additional constant,

$$s = \frac{p+\rho}{T} V$$

Alcuni testi su cui approfondire i principali argomenti trattati:

Carlo Giunti and Chung W. Kim: Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics, Oxford University Press (2007); il cap.16 descrive in modo succinto il modello cosmologico standard e la termodinamica dell'Universo primordiale

Edward W. Kolb and Michael S. Turner: The Early Universe, Addison-Wesley Publishing Company (1990), cap. 1-5

Steven Weinberg: Cosmology, Oxford University Press (2008); cap. 1-3