

Astrofisica e particelle elementari

aa 2007-08

Lezione 13

Bruno Borgia

Ancora neutrini

Oscillazione dei neutrini nella materia

- Il meccanismo MSW si basa sulla evoluzione temporale alla Schrodinger degli autostati di massa: $i d\psi / dt = E\psi$, dove E è l'autovalore dell'energia. In forma matriciale si ha

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_1 & 0 \\ 0 & E_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_1^2 / 2p & 0 \\ 0 & m_2^2 / 2p \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} p & 0 \\ 0 & p \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (*)$$

- Ricordiamo
$$E = \sqrt{p^2 + m^2} = p \sqrt{1 + \frac{m^2}{p^2}} \approx p \left(1 + \frac{m^2}{2p^2} \right) = p + \frac{m^2}{2p}$$
- L'ultimo termine della (*) è un fattore di fase che agisce egualmente su ν_1 e ν_2 e quindi si può omettere.
- Se si esprimono ν_e e ν_μ in termini di ν_1 e ν_2 si ha

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = M_\nu \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad (**)$$

con

$$M_\nu = \left[\frac{m_1^2 + m_2^2}{4p} \right] \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \left(\frac{\Delta m^2}{4p} \right) \begin{pmatrix} -\cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta \end{pmatrix}$$

- I neutrini di energia intorno al MeV hanno interazioni di corrente neutra, ma solo i ν_e possono avere interazioni di corrente carica. L'effetto delle interazioni cariche del ν_e si descrive con un potenziale aggiuntivo che modifica l'ampiezza di scattering in avanti e quindi porta ad un cambiamento della massa effettiva:

$$V_e = G_F \sqrt{2} N_e$$

$$m^2 = E^2 - p^2 \rightarrow (E + V_e)^2 - p^2 = m^2 + 2EV_e$$

$$\Delta m^2 = 2\sqrt{2} G_F N_e E$$

Effetto MSW

- G_F è la costante di Fermi, N_e è la densità degli elettroni, Δm^2 è lo spostamento della massa effettiva al quadrato.
- L'equazione (**) per la propagazione dei neutrini nel vuoto, nel caso dei neutrini-elettrone va modificata sostituendo alla massa quadra media l'espressione

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2}(m_1^2 + m_2^2) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \rightarrow \frac{1}{2}(m_1^2 + m_2^2) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + 2\sqrt{2}G_F N_e p \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \\ & = \left[\frac{1}{2}(m_1^2 + m_2^2) + \sqrt{2}G_F N_e p \right] \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \sqrt{2}G_F N_e p \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

- La matrice di massa M_m per l'attraversamento di materia è quindi

$$\begin{aligned} M_m &= \left[\frac{1}{4p}(m_1^2 + m_2^2) + \frac{\sqrt{2}G_F N_e p}{2} \right] \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &+ \left[\frac{\Delta m^2}{4p} \right] \begin{pmatrix} -\cos 2\theta + A & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta - A \end{pmatrix} \\ A &= \frac{2\sqrt{2}G_F N_e p}{\Delta m^2} \end{aligned}$$

- Il primo termine da un fattore di fase per ν_e e ν_μ quindi si può ignorare. Il secondo termine può essere interpretato in modo simile a (**). Scriviamo quindi

$$\left[\frac{\Delta m_m^2}{4p} \right] \begin{pmatrix} -\cos 2\theta_m & \sin 2\theta_m \\ \sin 2\theta_m & \cos 2\theta_m \end{pmatrix} \quad (***)$$

Effetto MSW

- Uguagliando la (***) con il secondo termine dell'equazione precedente otteniamo

$$\tan 2\theta_m = \frac{\sin 2\theta}{[\cos 2\theta - A]} = \frac{\tan 2\theta}{[1 - (L_\nu/L_e)\sec 2\theta]}$$

con

$$L_\nu = 4\pi p / \Delta m^2$$

$$L_e = 4\pi / (2\sqrt{2}G_F N_e)$$

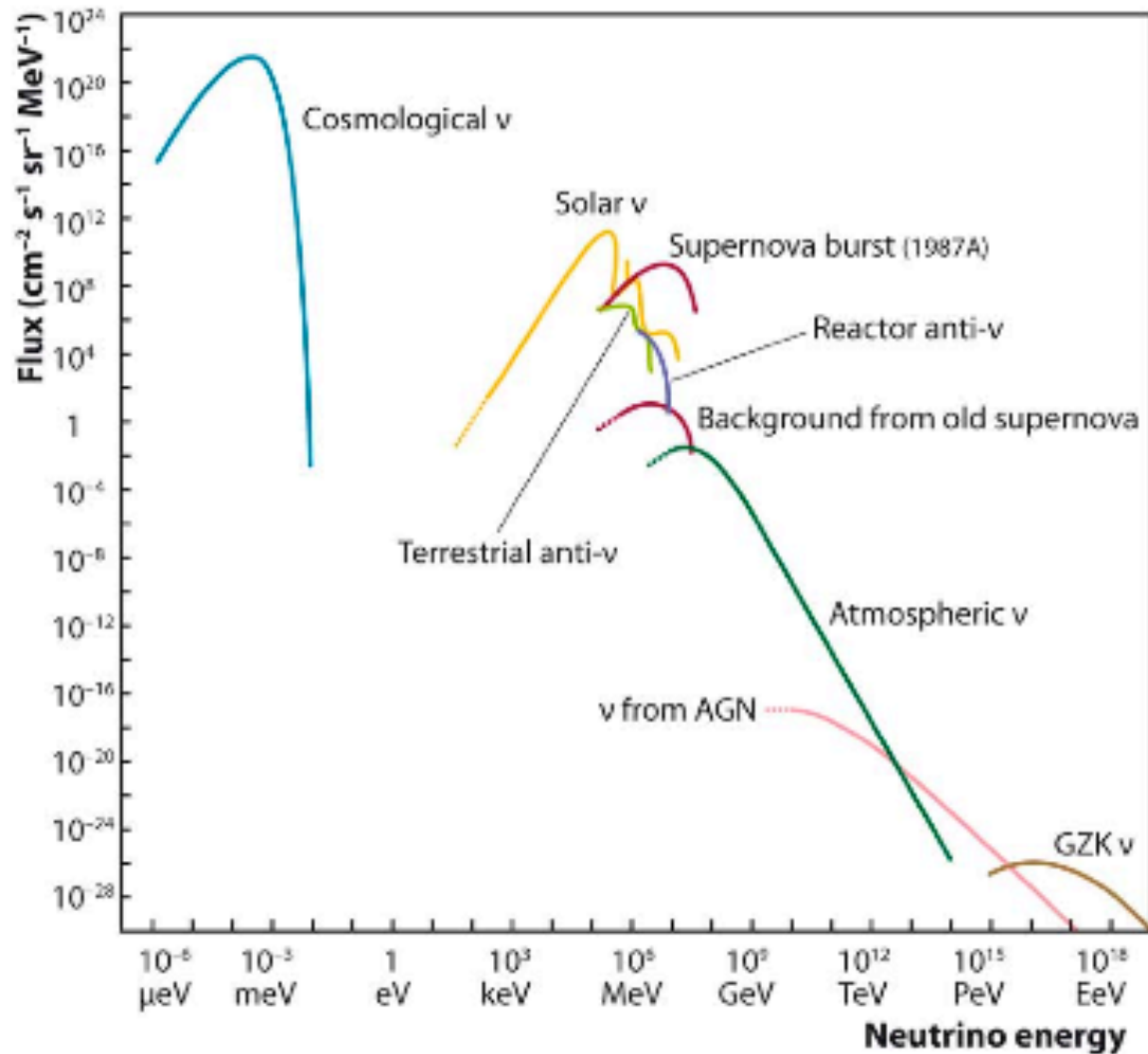
$$A = L_\nu / L_e$$

Se $L_\nu = L_e \cos 2\theta$ si ha risonanza con

$$N_e(\text{ris}) = \Delta m^2 \frac{\cos 2\theta}{(2\sqrt{2}G_F p)}$$

- La densità del nucleo del Sole è $\approx 100 \text{ g cm}^{-3}$, per cui $L_e \approx 3 \times 10^5 \text{ m}$ confrontato con il raggio solare di $7 \times 10^8 \text{ m}$.
- I ν_e attraverseranno una regione del Sole con densità critica e quindi saranno trasformati in neutrini mu o tau.

Spettro dei neutrini



Autostati di massa gerarchia normale-invertita

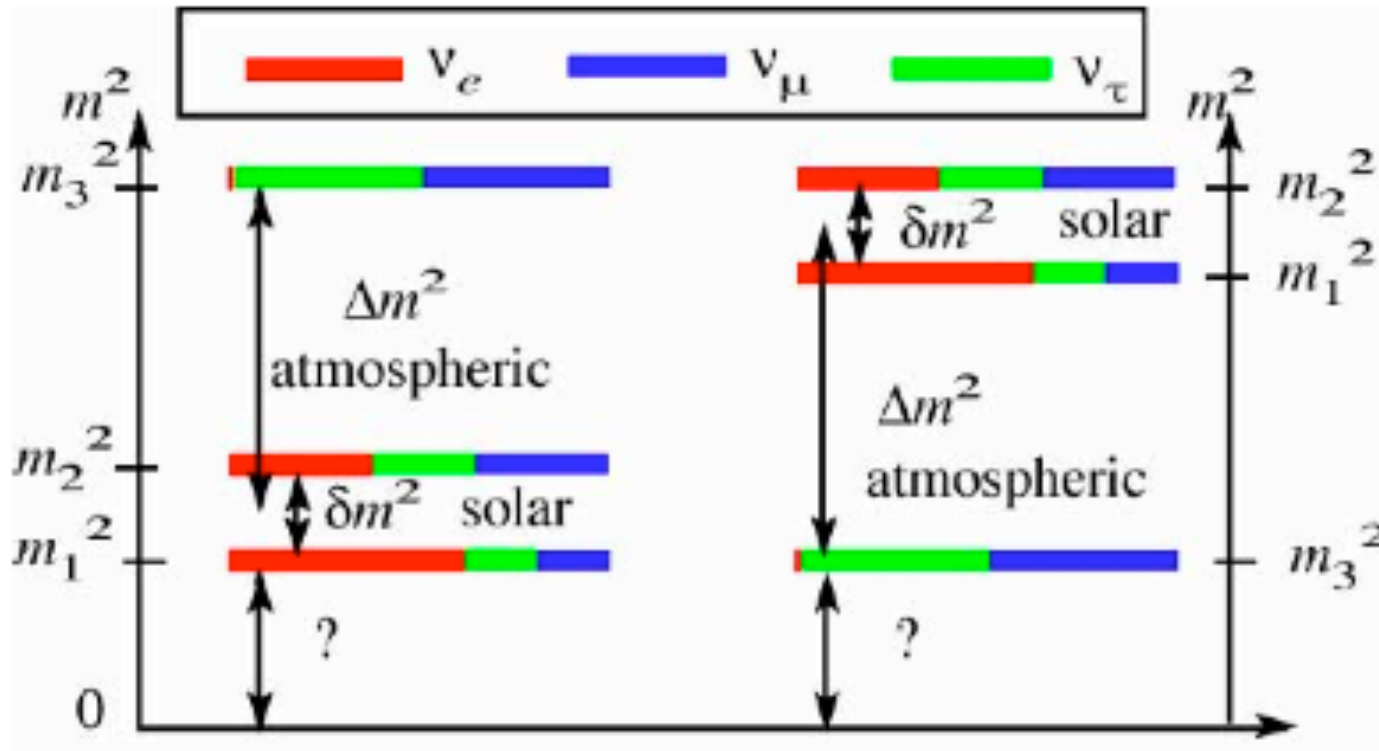
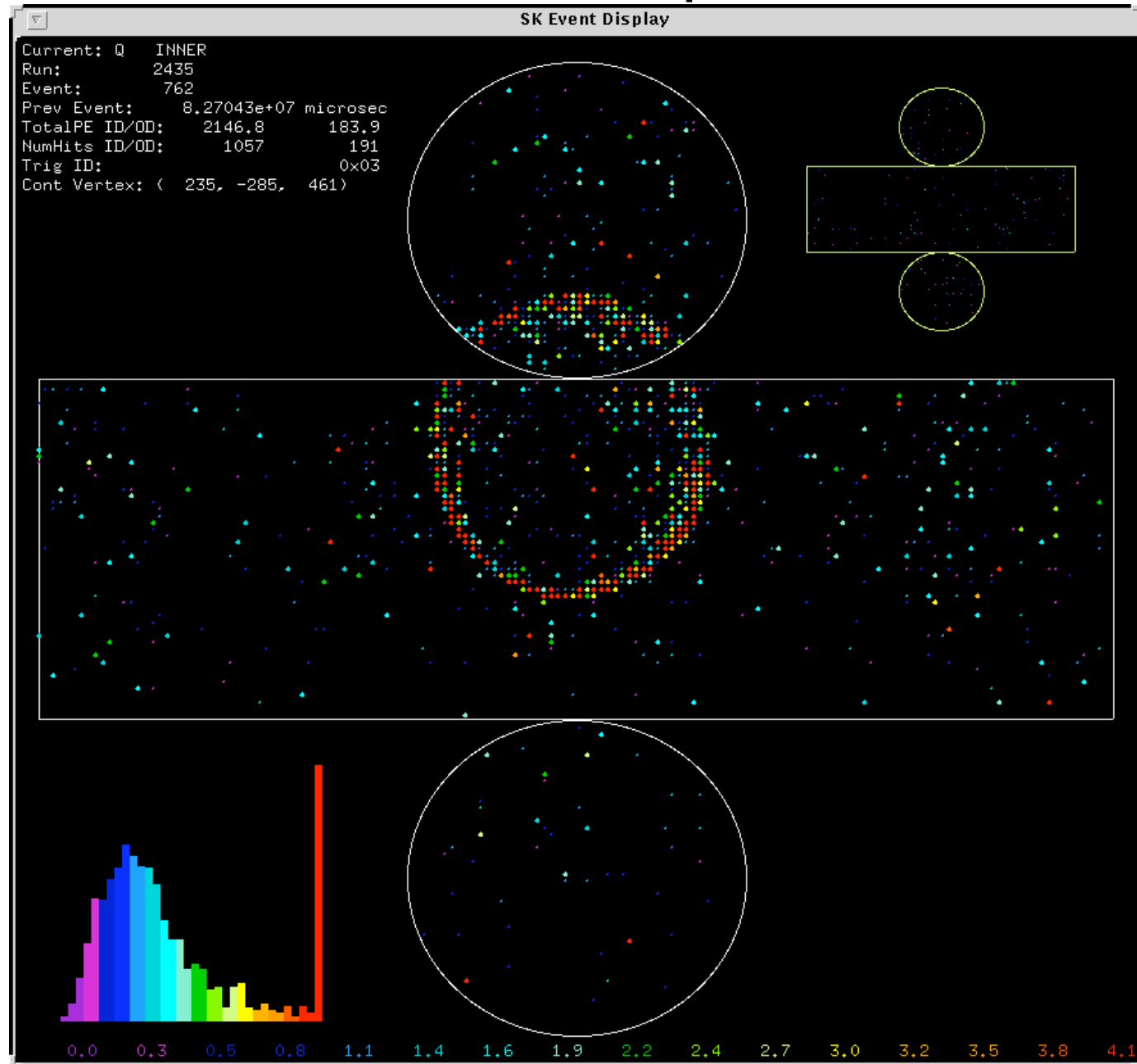
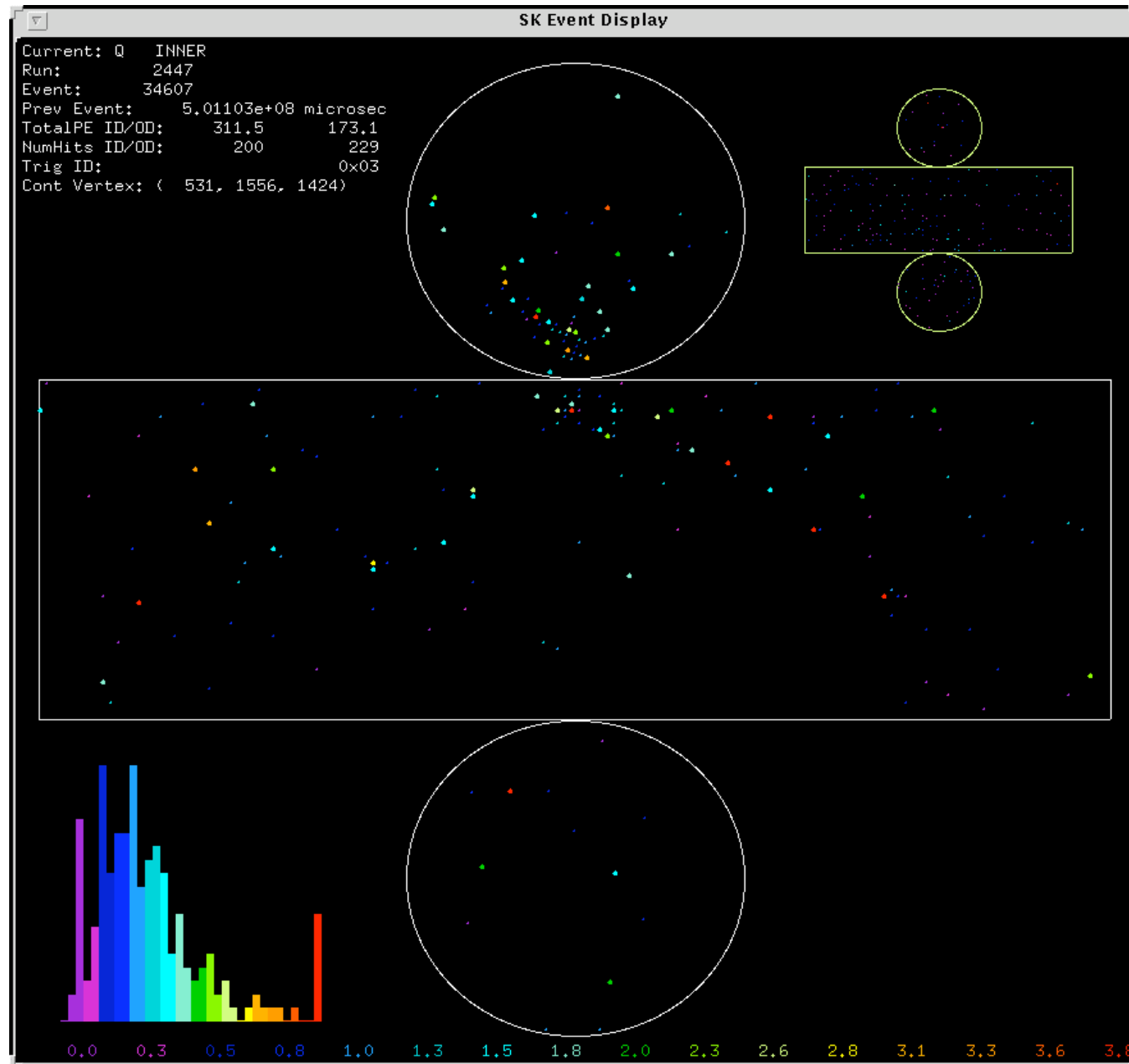


Figure 3.6: The two possible mass arrangements based on oscillation data, left the "normal" hierarchy, right the "inverted" one. Colors indicate the contribution from the different weak eigenstates, reflecting the known facts about mixing angles.

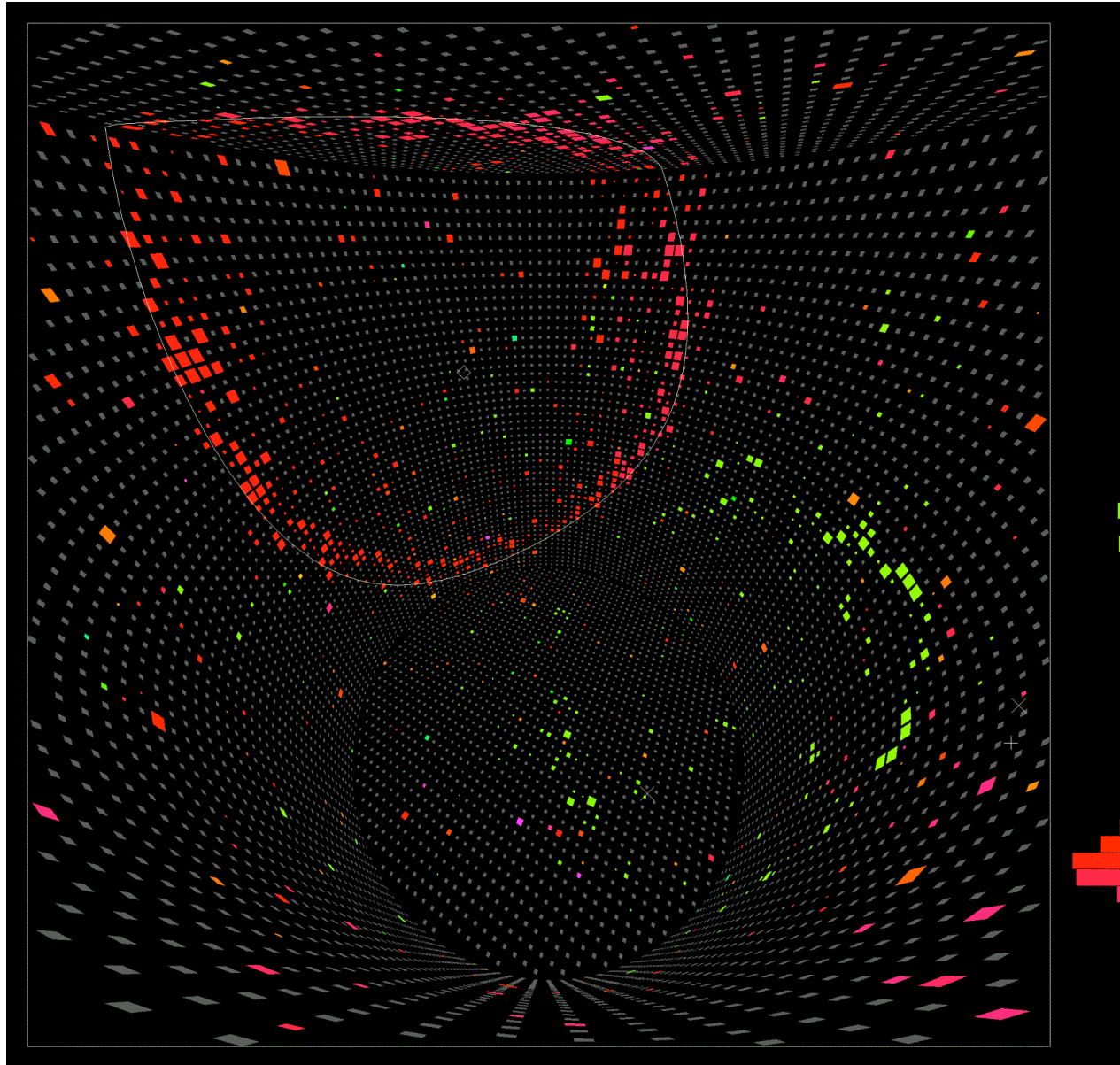
SK: $\nu \rightarrow \mu$



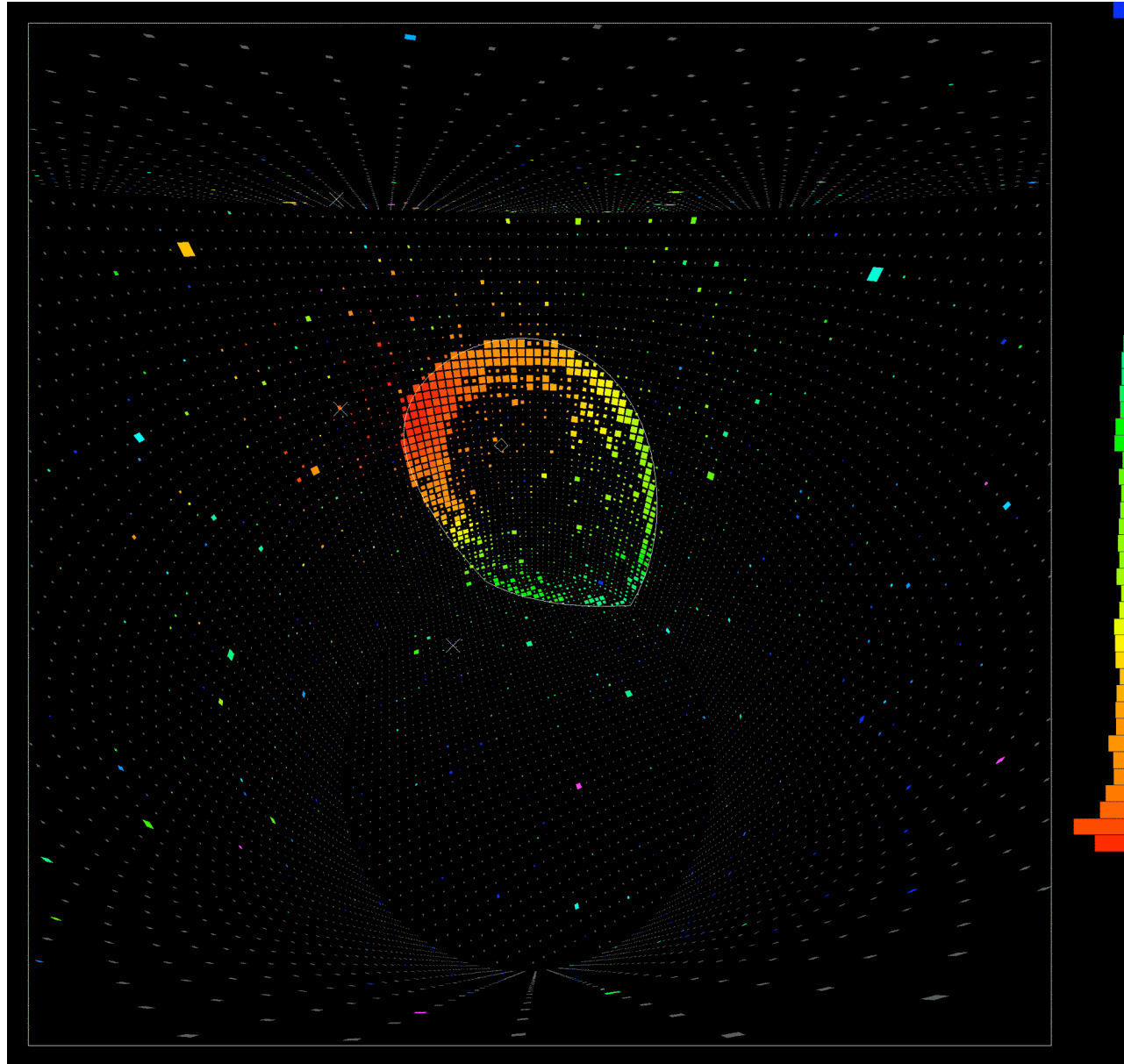
Neutrino solare



SK: $\mu \rightarrow e \text{ anti}\nu_e \nu_\mu$



SK: $\nu + N \rightarrow \mu + X$



MATERIA OSCURA

evidenze indirette (1)

Le evidenze della presenza di materia oscura si basano sulle seguenti osservazioni.

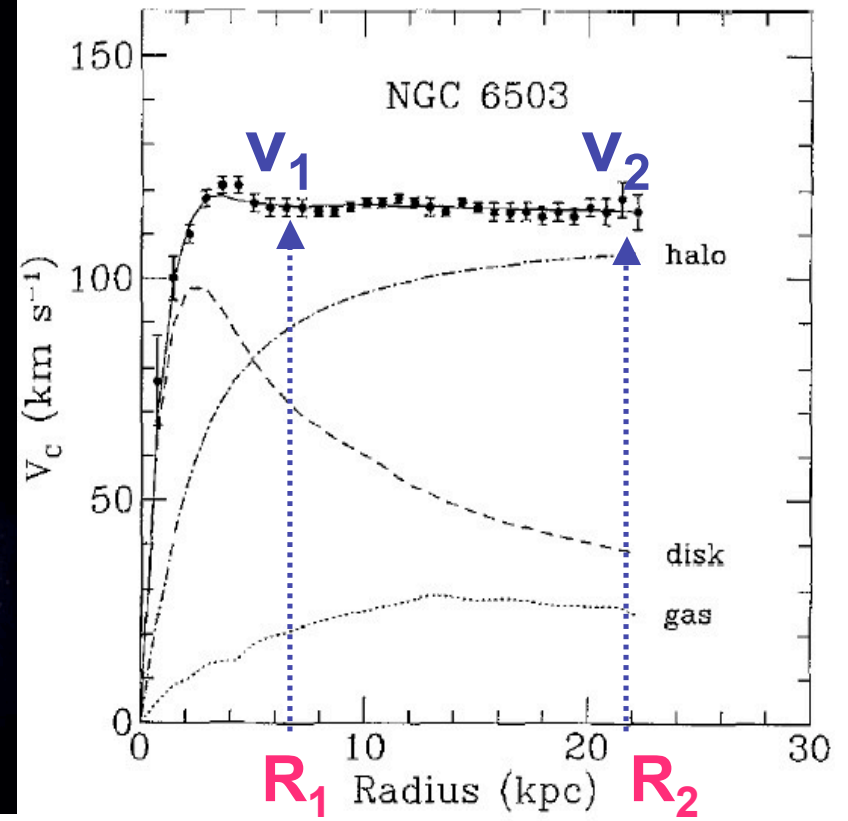
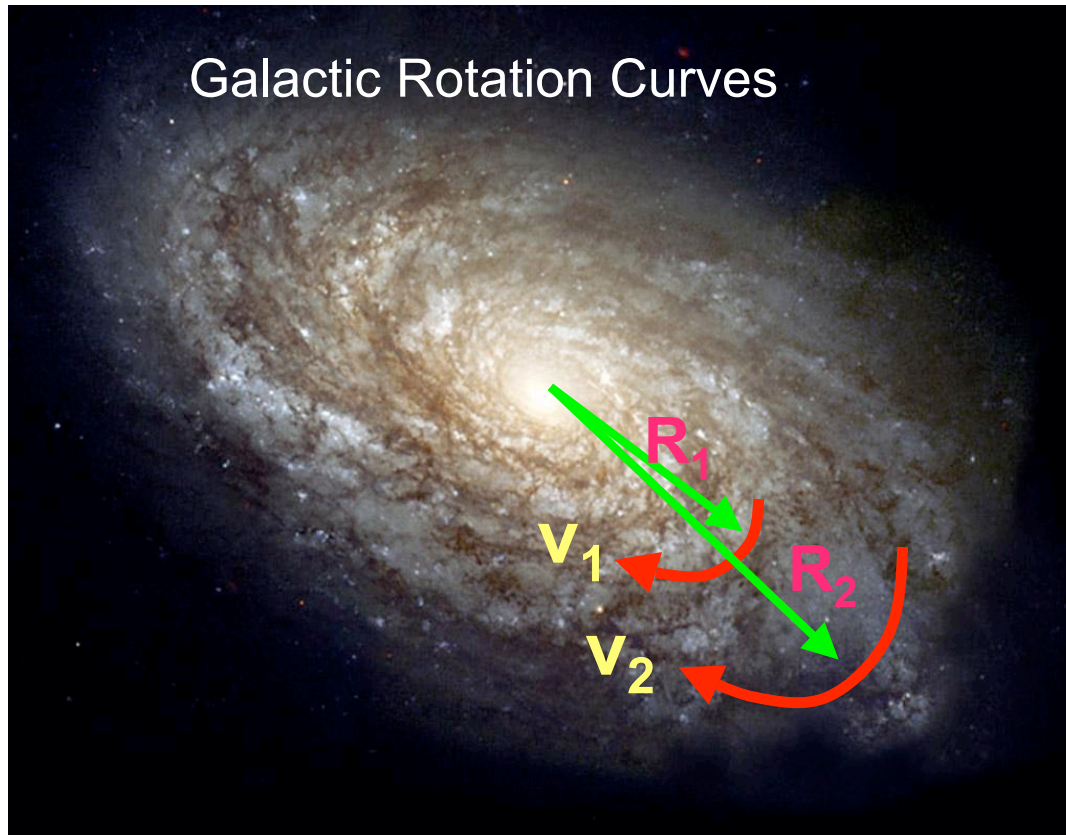
- Velocità di rotazione delle galassie a spirale. Una stella di massa m a distanza r dal centro della galassia ha una velocità che soddisfa l'equazione di Newton:

$$mv^2/r = GmM(<r)/r^2$$

dove $M(<r)$ è la massa all'interno di una sfera di raggio r . In una galassia a spirale la massima parte della massa luminosa è concentrata nella zona centrale, hub, più un disco sottile. Per una stella dentro l'hub $M(<r) \propto r^3$ e quindi $v \propto r$. Per le stelle fuori dell'hub si ha $M \approx \text{cost}$ e quindi dovrebbe essere $v \propto r^{-1/2}$. Al contrario per molte galassie la velocità delle stelle si mantiene costante. Questo fatto suggerisce che la gran parte della massa della galassia sia sotto forma di materia oscura nell'alone della galassia.

Osservazioni simili si verificano nei cluster di galassie, sia misurando le temperature delle particelle di gas che sono troppo alte perché le velocità non superino la velocità di fuga, sia dalle energie cinetiche delle galassie del cluster confrontate con l'energia gravitazionale. Le masse del cluster si ricavano dall'effetto di focheggiamento gravitazionale (gravitational lensing).

Rotazione delle galassie



MATERIA OSCURA

evidenze indirette (2)

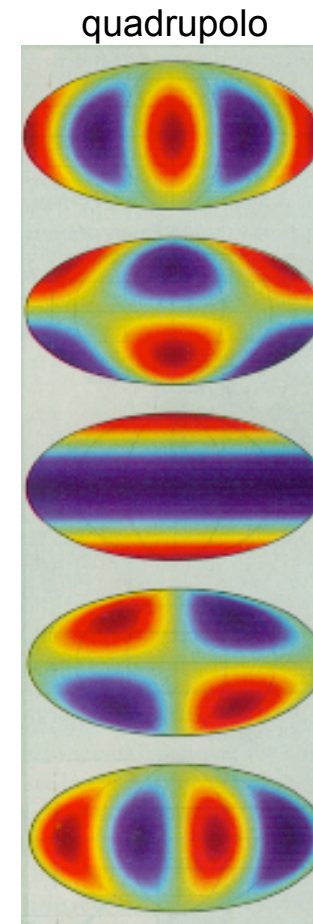
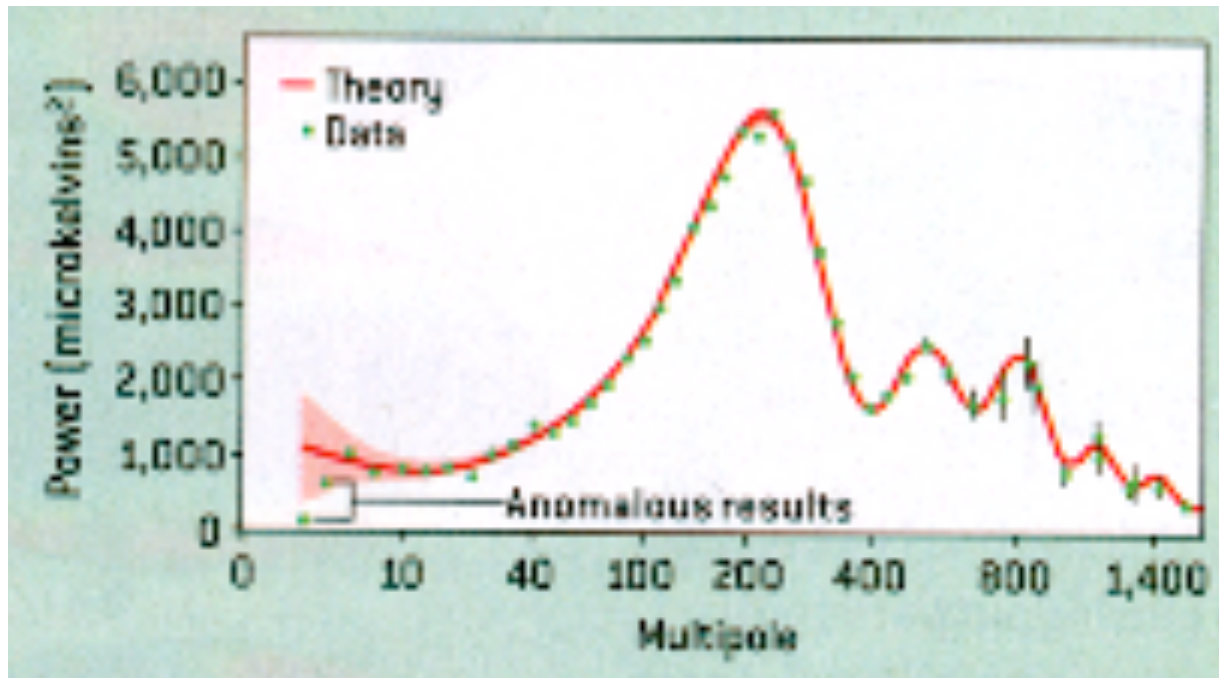
- Fluttuazioni del fondo cosmico di microonde, CMB. L'ampiezza e la forma delle fluttuazioni della CMB, dipendono dalla densità di materia e dalla densità barionica.
- Da questi effetti WMAP ottiene:

$$\Omega_{\text{tot}} = 1.02 \pm 0.02;$$

$$\Omega_{\Lambda} = 0.73 \pm 0.04;$$

$$\Omega_{\text{b}} = 0.044 \pm 0.004;$$

$$\Omega_{\text{m}} = 0.27 \pm 0.04$$



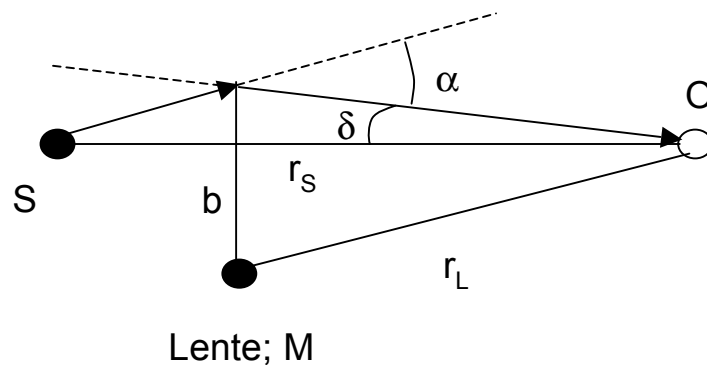
MATERIA OSCURA

evidenze indirette (3)

•Foccheggiamento gravitazionale. I fotoni che transitano a distanza b da una massa M subiscono una deflessione gravitazionale con angolo

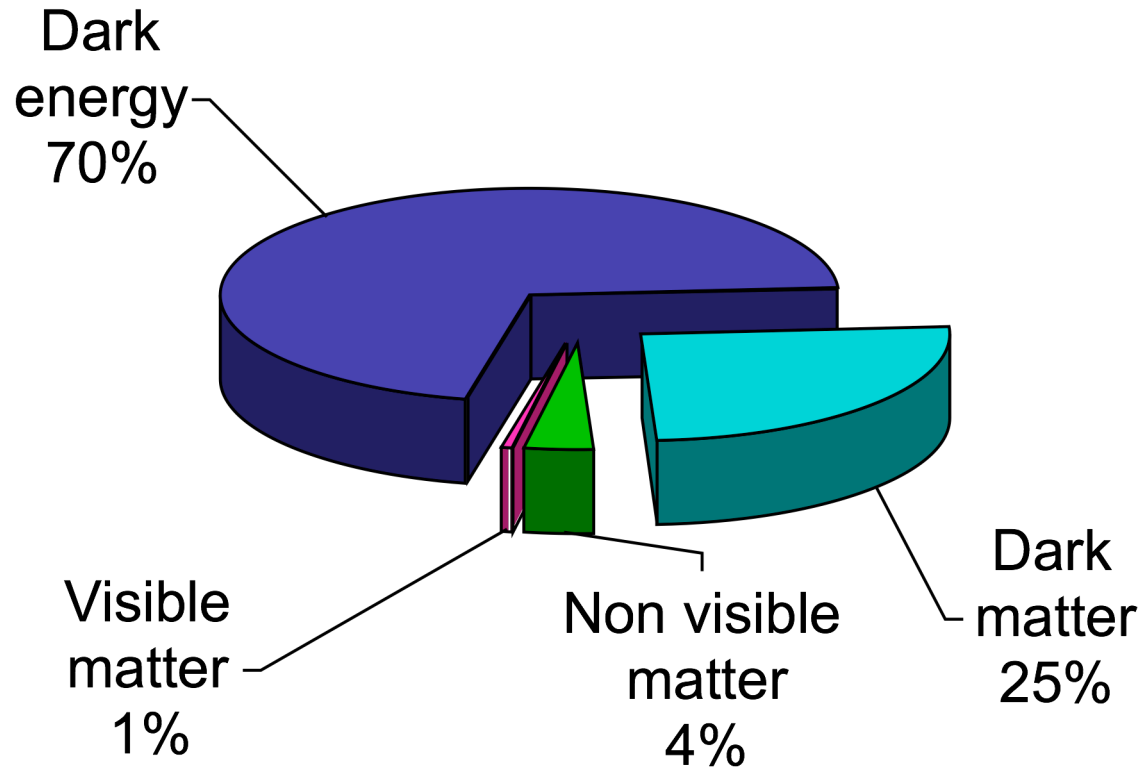
$$\alpha = 4GM/c^2b$$

Si ha $\delta = \alpha (r_S - r_L)/r_S$ per piccole deflessioni.



Le singole stelle di una galassia possono agire come “lenti”, ma la deflessione risulta troppo piccola per essere osservata (microlensing). Se una stella si muove perpendicolarmente alla direzione di vista, si può osservare un aumento di intensità di breve durata. Questo effetto è conveniente per rivelare oggetti “scuri” molto deboli. È stato iniziato un progetto di osservazione sistematica di microlensing, MACHO (Massive Astrophysical Compact Halo Objects) per identificare tali oggetti. Ma il loro contributo alla densità di materia è estremamente basso.

Dark matter.....

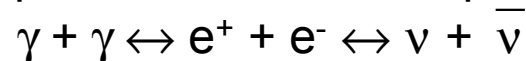


Candidati

Materia barionica. La densità “luminosa” è pari a $\Omega_{\text{lum}} = 0.01$ mentre dalla nucleosintesi si ottiene $\Omega_b = 0.05$. Quindi oltre le stelle visibili altri oggetti non luminosi e di natura barionica devono contribuire. MACHO?

Il contributo dei barioni è del tutto insufficiente alla densità totale dell’universo.

Neutrini. Prodotti in grandi quantità nell’universo primordiale nei processi



La densità di neutrini è $3 \times 3/11$ volte la densità di fotoni e quindi se la somma delle masse dei neutrini fosse 47 eV, la densità dei neutrini sarebbe pari alla densità critica. I risultati sperimentali sulle oscillazioni di neutrini indicano una massa dei neutrini molto più piccola. Inoltre al momento del disaccoppiamento i neutrini erano relativistici e quindi come i fotoni tendono a ridurre le fluttuazioni primordiali di densità (hot dark matter).

WIMP (weakly interacting massive particle). Il candidato WIMP preferito è la particella supersimmetrica di massa più bassa, Lightest Supersymmetric Particle (LSP). Particelle supersimmetriche sono create in coppia con numero quantico R opposto, ± 1 . Le particelle di massa maggiore decadono in particelle più leggere conservando la parità R e quindi in LSP. La particella supersimmetrica LSP è identificata con il *neutralino*, χ , la cui massa ha un limite inferiore di $45 \text{ GeV}/c^2$ posto dagli esperimenti al LEP.

SUPERSIMMETRIE

La motivazione dell'introduzione di teorie supersimmetriche si basa sull'ipotesi di unificazione delle interazioni elettrodeboli con le interazioni forti, Grande Unificazione, GUT. Ovvero la possibilità di introdurre una simmetria globale che riunisca la simmetria $SU(2)\otimes U(1)$ elettrodebole ed $SU(3)$ di colore, $SU(3)\otimes SU(2)\otimes U(1)$.

Nelle supersimmetrie ad ogni fermione corrisponde un bosone supersimmetrico e per ogni bosone vi è un fermione. L'estensione minimale del modello standard, SM, è brevemente detto MSSM.

Modelli supersimmetrici postulano una simmetria R in cui particelle supersimmetriche sono prodotte in coppia con R opposto, similmente alla stranezza. Una coppia quark-antiquark di energia sufficiente può annichilarsi in una coppia squark-antisquark.

Il MSSM introduce 4 particelle di Majorana neutre, spin 1/2:

- i partner dei bosoni di gauge neutri B, W
- i partner CP-pari degli higgs H_1^0 , H_2^0

Si ottengono quattro autostati di massa, il più leggero dei quali è il neutralino χ_1 ,

$$\chi_1 = N_1 \tilde{B} + N_2 \tilde{W}^3 + N_3 \tilde{H}_1^0 + N_4 \tilde{H}_2^0$$

Il neutralino non ha interazioni elettromagnetiche o forti ma solo deboli ed è antiparticella di se stesso.

mSUGRA

La supersimmetria è evidentemente “rotta”, dato che le masse dei partner supersimmetrici sono molto diverse dalle masse delle particelle “ordinarie”. Si possono costruire modelli in cui la rottura della simmetria è spontanea oppure tramite l'introduzione nella lagrangiana di termini “soffici”. La rottura avviene in un “settore nascosto” di particelle che non hanno accoppiamenti diretti con il “settore visibile” dei supermultipletti del MSSM. Tuttavia la rottura della simmetria deve essere trasmessa in qualche modo dal settore nascosto al settore visibile. La teoria alla base dei modelli in cui l'interazione tra i due settori è mediata dalla gravitazione si chiama supergravità e la versione minimale si chiama mSUGRA.

In questo modello, l'intero spettro MSSM è dato solo da 5 parametri che intervengono nella lagrangiana:

m_0 : massa gaugino alla scala GUT,

$m_{1/2}$: massa scalari a GUT,

A_0 : accoppiamento trilineare nel settore Higgs,

$\tan\beta$: rapporto dei valori di aspettazione del vuoto per gli Higgs neutri

$\text{segno}(\mu)$, μ : parametro di mixing higgs.

RIVELAZIONE DEL NEUTRALINO

Rivelazione diretta. Si basa sullo scattering del neutralino sui nuclei di massa M_N del rivelatore. L'energia cinetica E dei neutralini sarà data dalla velocità di fuga dalla Galassia al quadrato per la loro massa M . Ovvero $v \approx 10^{-3}c$. Applicando le trasformazioni cinematiche non relativistiche, si ottiene la quantità di moto di ciascuna particella nel centro di massa:

$$p^{*2} = 2\mu^2 E/M$$

dove μ è la massa ridotta.

Si ottiene facilmente che le energie di rinculo dei nuclei sono dell'ordine di A keV, con A numero atomico.

La sezione d'urto del processo dipende dai dettagli dai parametri del modello SUSY. Per valutare l'ordine di grandezza si può assumere la sezione d'urto debole:

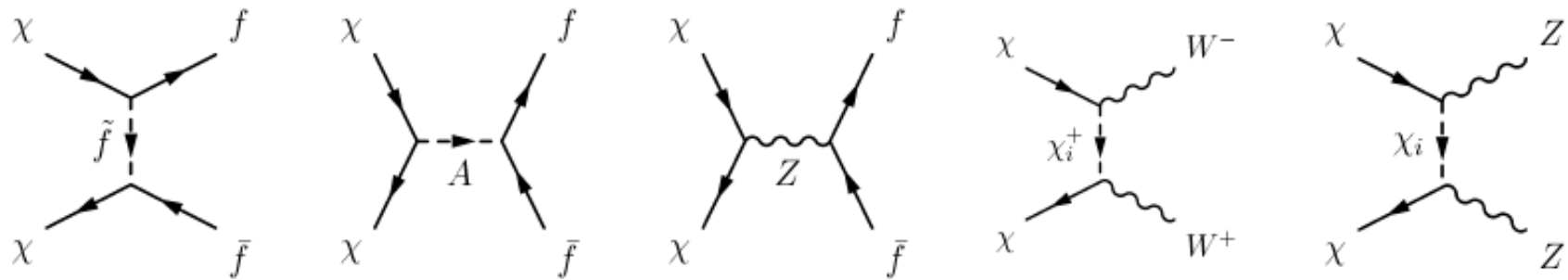
$$\sigma \approx (G_F^2 p^{*2} K) / \pi v_{rel}$$

Il fattore K dipende dal modello, ovvero se l'accoppiamento è dipendente o meno dallo spin. Il numero di eventi dipende infine dalla densità di WIMP nella Galassia e dalla loro distribuzione. Ci si aspetta che nell'alone la densità sia un fattore 10^5 rispetto alla densità media nell'universo.

Il numero di eventi aspettato per un valore tipico di $M=100$ GeV può variare da 10^{-2} eventi/kg d a ≈ 1 evento/kg d.

RIVELAZIONE DEL NEUTRALINO

Rivelazione indiretta. Si basa sull'osservazione degli stati finali nell'annichilazione.

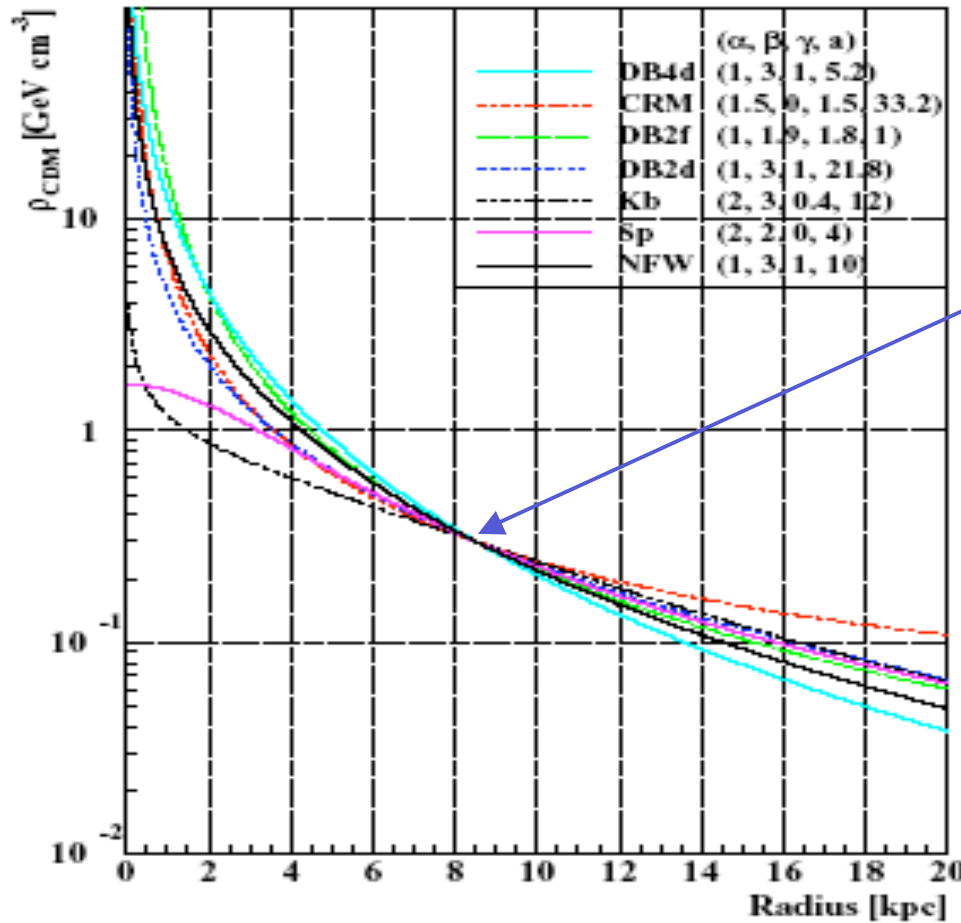


Nello stato finale le particelle più convenienti da osservare sono quelle per cui il fondo dei raggi cosmici è minimo, ovvero γ , e^+ , anti-p, anti-D.

E' forse anche possibile mettere in evidenza l'annichilazione dei neutralini all'interno del Sole rivelando i neutrini, che sono le uniche particelle degli stati finali che possono emergere dal Sole.

Per il calcolo della frequenza di eventi è cruciale anche in questo caso la distribuzione di densità dei neutralini nella Galassia.

DENSITA' DARK MATTER



$$\rho(r) = \rho_0 \cdot \left(\frac{r}{a}\right)^{-\gamma} \left[1 + \left(\frac{r}{a}\right)^\alpha\right]^{\frac{\gamma-\beta}{\alpha}}$$

“modello NFW”

$$I_\gamma \propto \frac{\langle \sigma v \rangle N_\gamma}{m_\chi^2} \Sigma$$

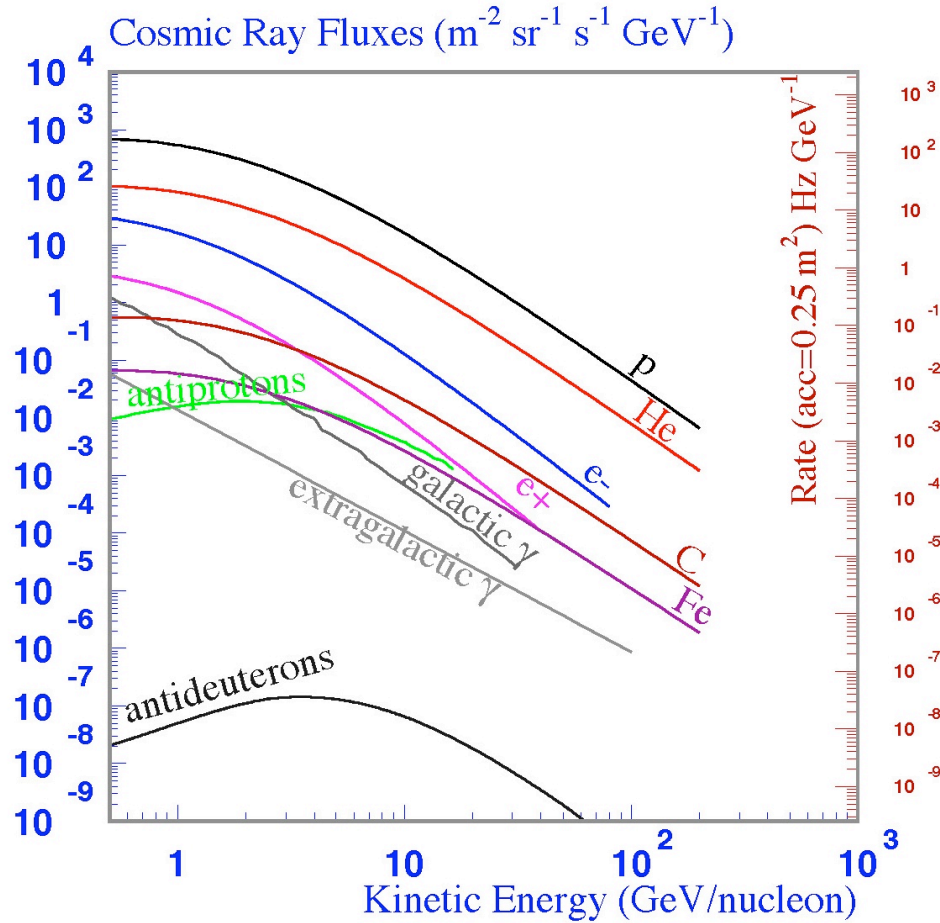
I_γ : n. fotoni/cm² s

$\rho(r)$: densità neutralini

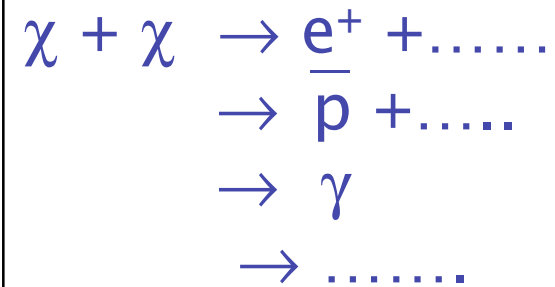
$\langle \sigma v \rangle N_\gamma$: tasso di annichilazione con N_γ

Σ : fattore geometrico

Dark matter



Supersimmetria:



$$p/e^+ \approx 10^3 - 10^4$$

apparato:

• reiezione $p \approx 10^5$

SUSY Dark Matter

- **Neutralino** – majorana particles

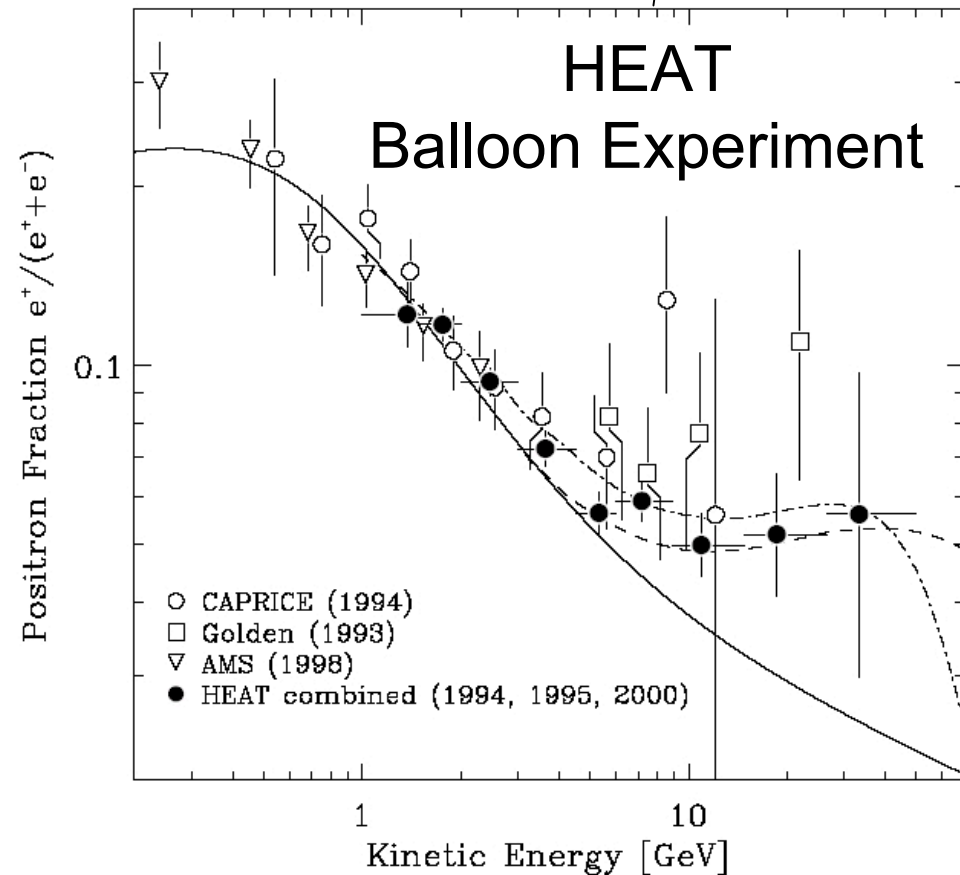
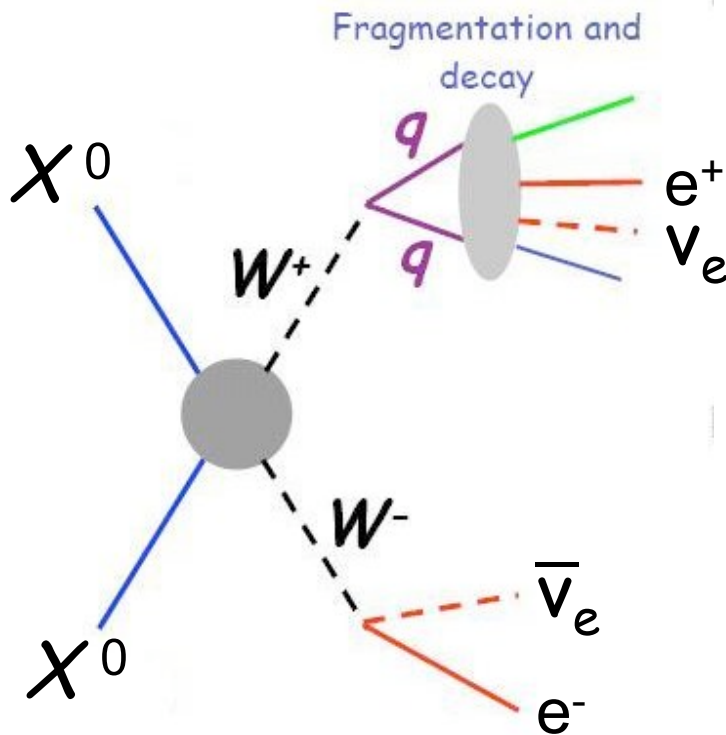
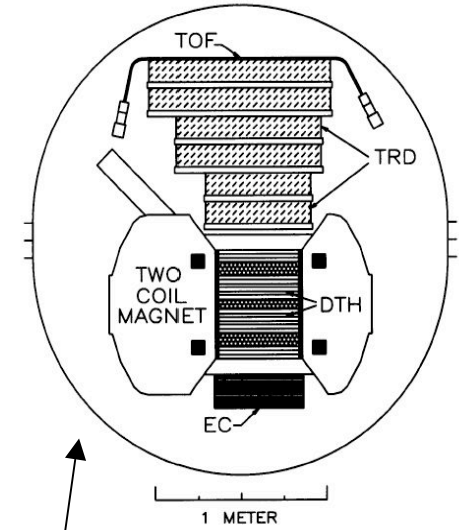
$$\rightarrow \bar{\chi}^0 = \chi^0$$

Direct searches: Scattering off nuclei

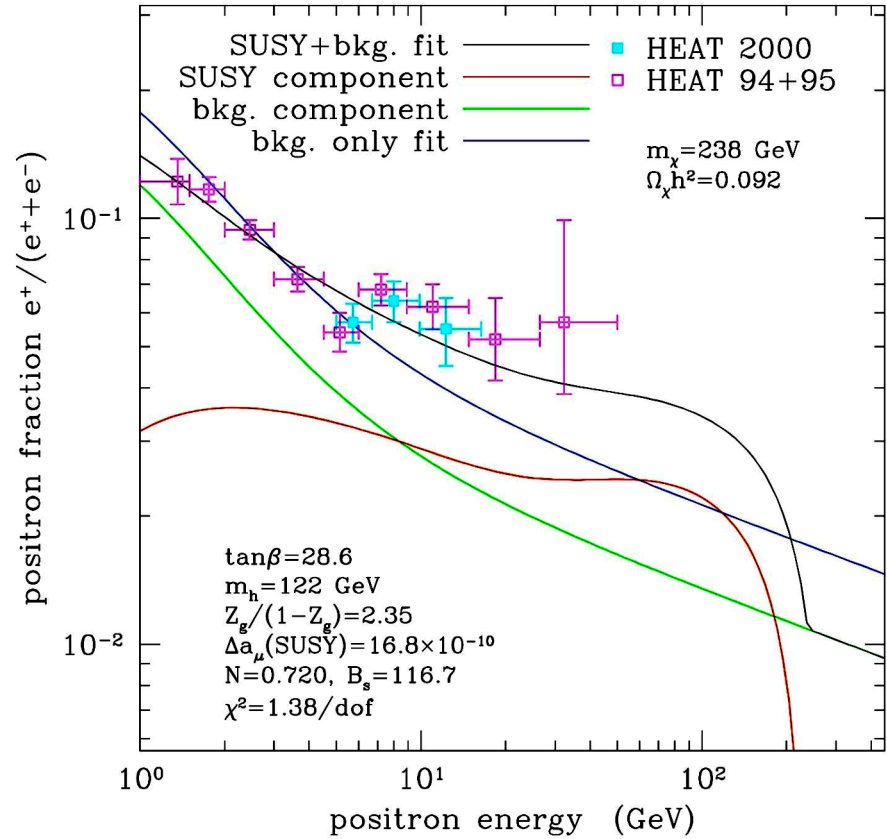
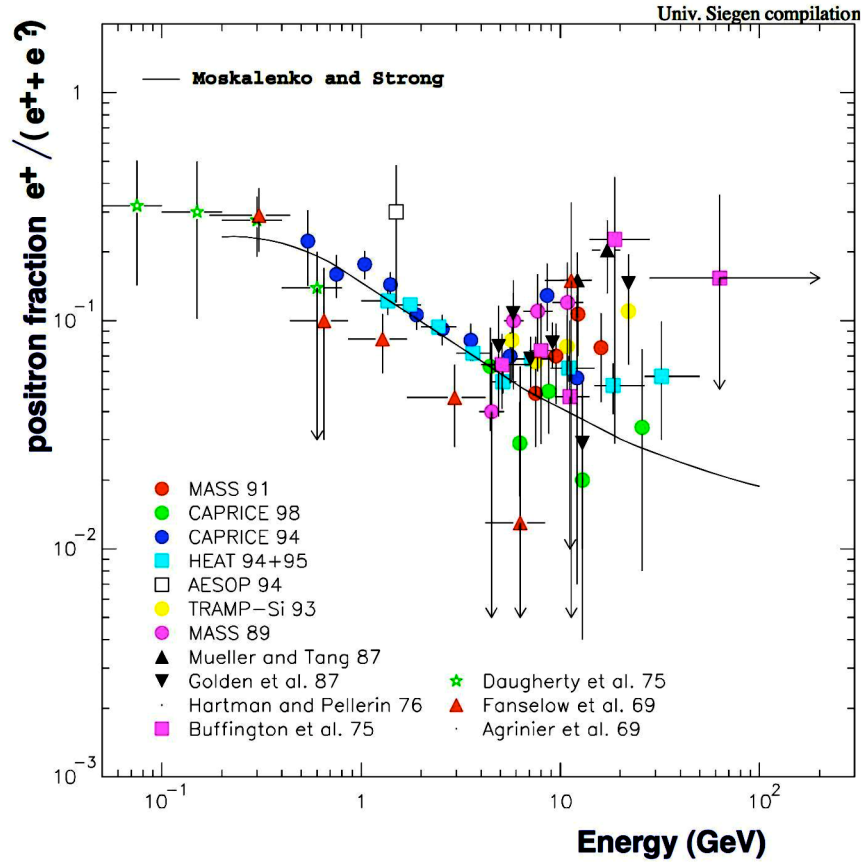
Indirect searches: Look for annihilation products.

Positrons: low intrinsic background

Energy correlated to WIMP mass

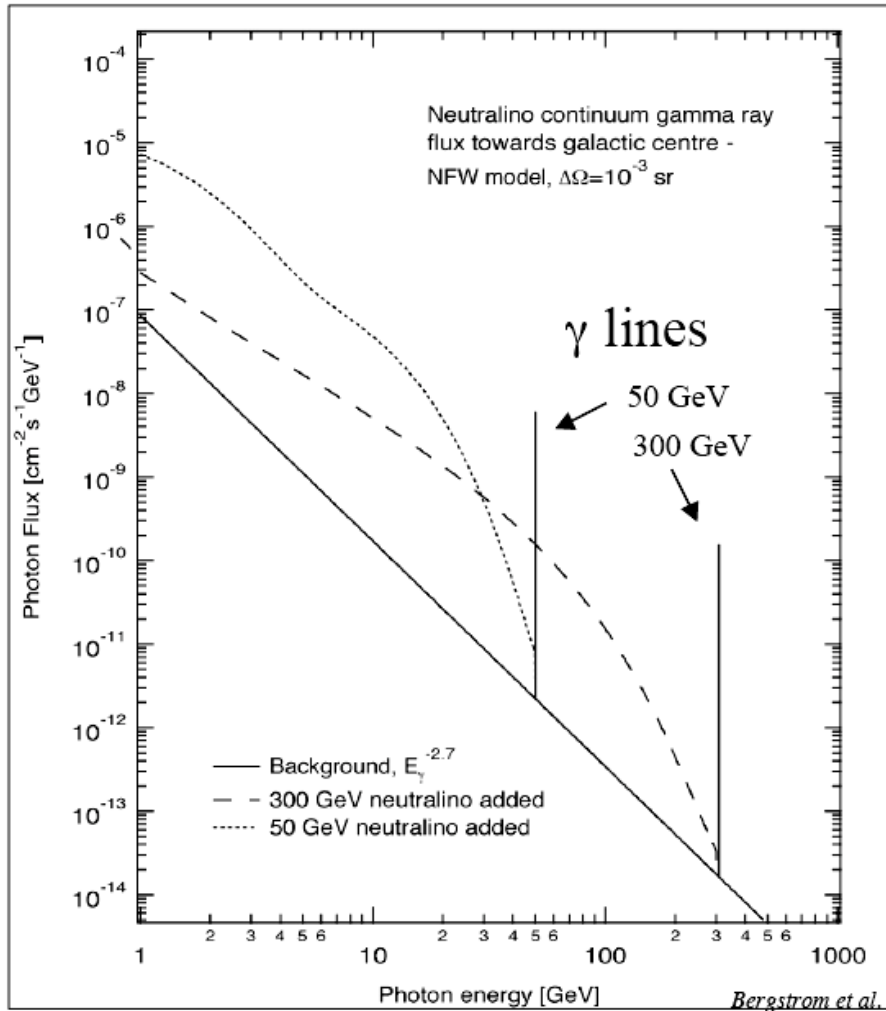


POSITRONI



(Baltz et al., astro-ph/0109318)

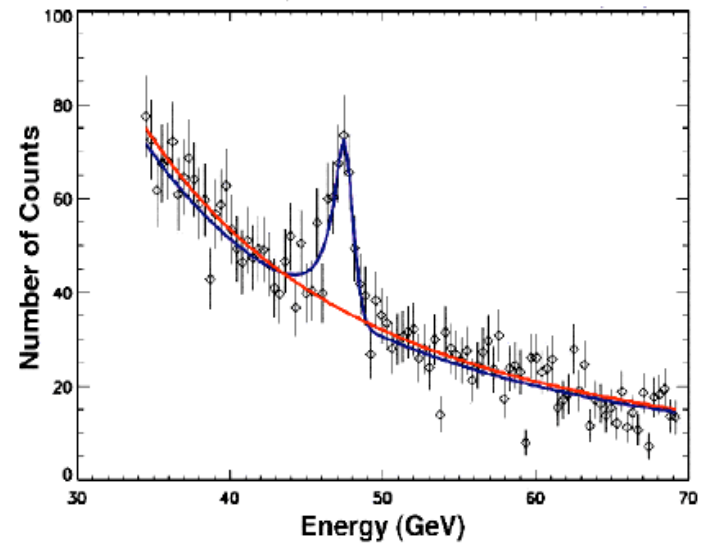
SPETTRO γ DA ANNICHILAZIONE $\chi\chi$



- Two-year scanning mode

Infinite energy resolution

With finite energy resolution



FLUSSO γ

$$\frac{d\Phi_\gamma}{d\Omega} = \frac{\sigma_{\chi\chi \rightarrow \gamma\gamma} v}{4\pi m_\chi^2} \int_0^\infty \rho^2(r) dr(\psi) \simeq$$

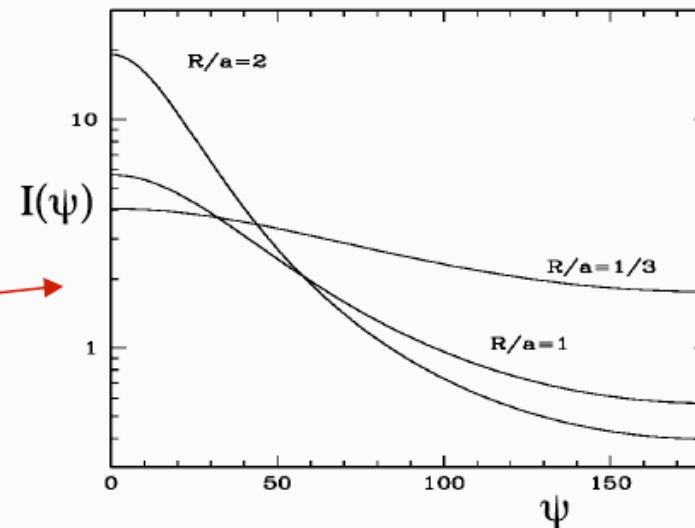
$$\simeq (2 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}) (\rho_\chi^{0.4})^2 \frac{(\sigma_{\chi\chi \rightarrow \gamma\gamma} \cdot v / 10^{-30} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1})}{(m_\chi / 10 \text{ GeV})^2} I(\psi)$$

where:

ψ is the angle between the line of sight and the Galactic center,
 $r(\psi)$ is the distance along that line of sight

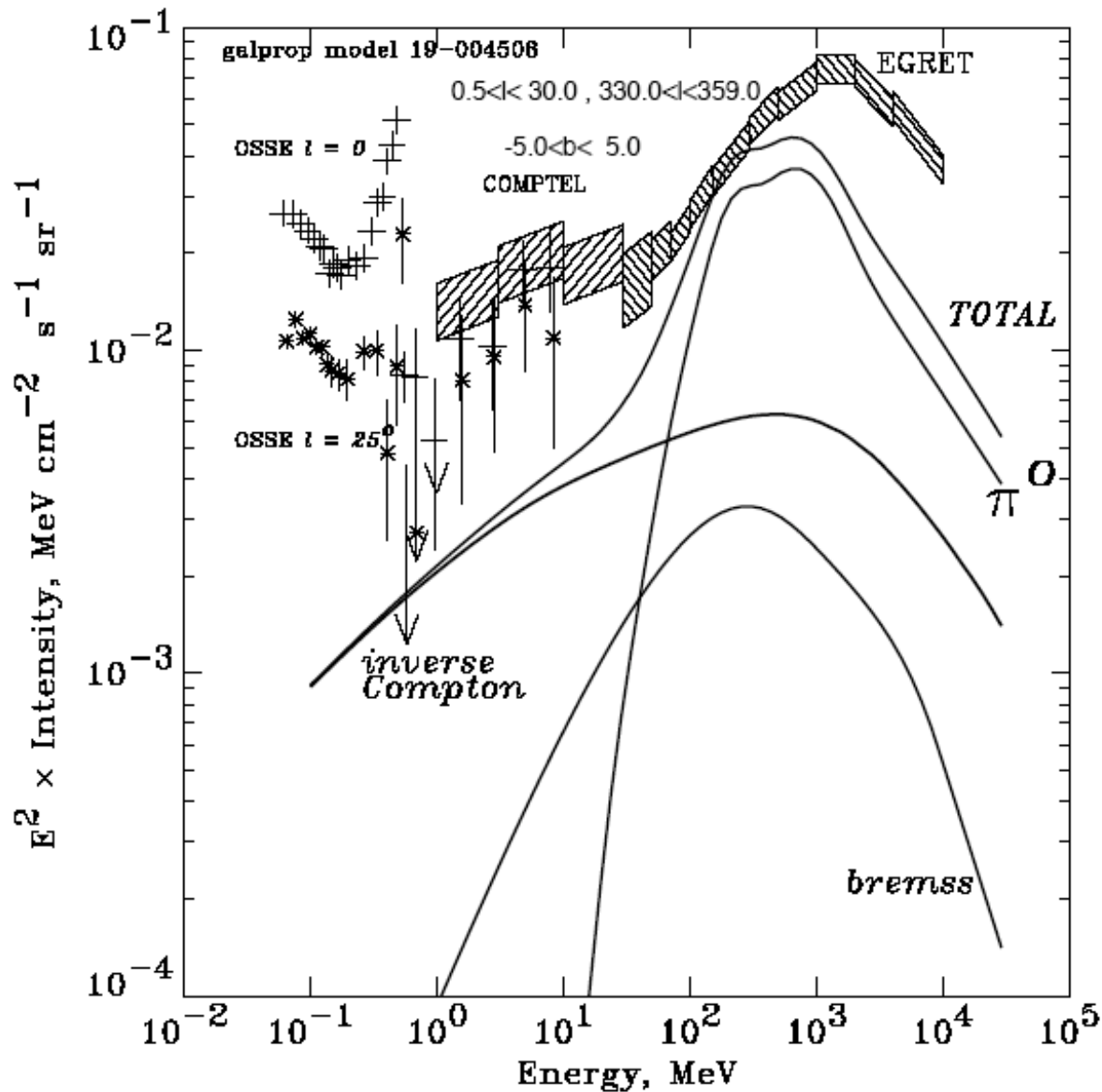
$I(\psi)$ is the angular dependence of the gamma-ray flux.

The galactic dark matter density distribution can have the form
 $\rho(r) \sim r^{-\alpha}$ with $\alpha \sim 1.8$ and the predicted photon flux can be
 10^4 brighter from certain directions!
 (the sources can appear nearly point-like)



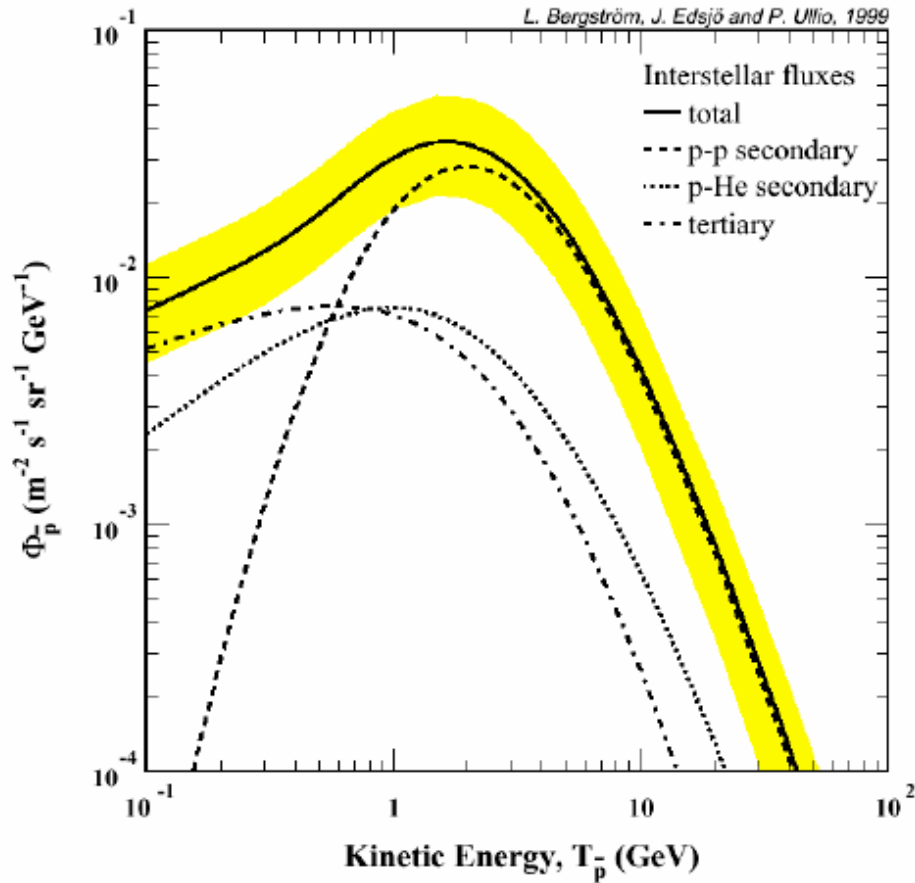
$R \sim 8.5 \text{ kpc}$

SPETTRO γ

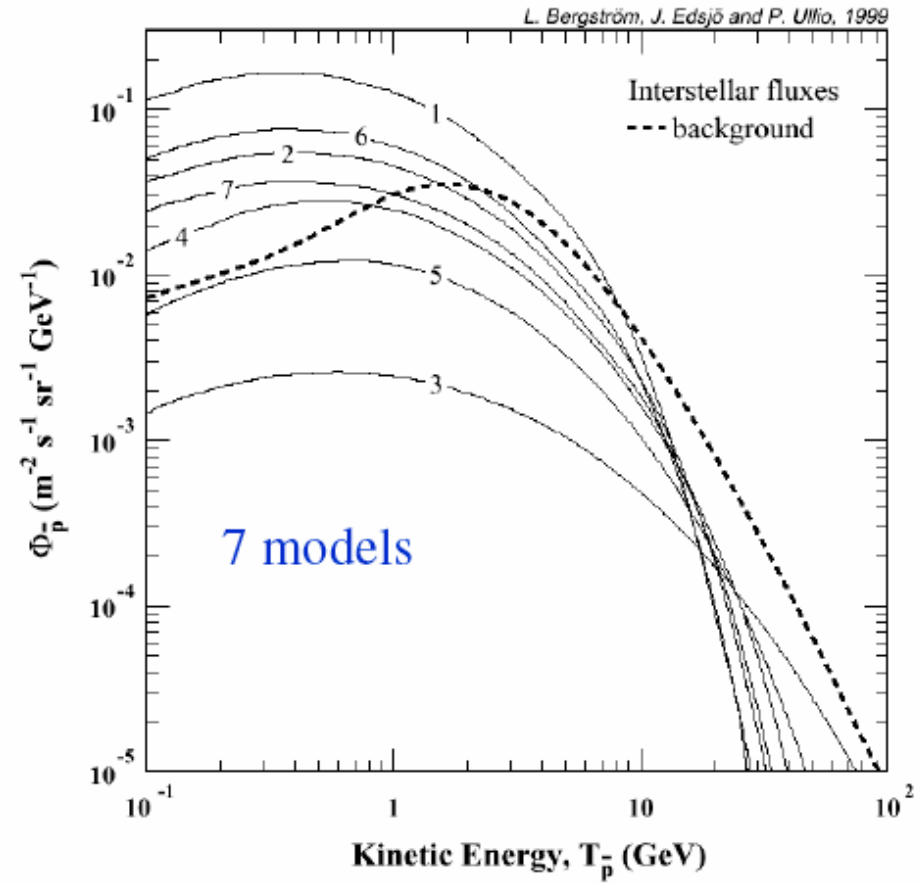


I dati di COMPTEL ed EGRET, γ osservati in una regione prossima al centro della Galassia, sono confrontati con la predizione di un modello standard di propagazione per la radiazione diffusa.

ANTIPROTONI



Background



Primary antiprotons from SUSY χ annihilation

ANTIPROTONI

