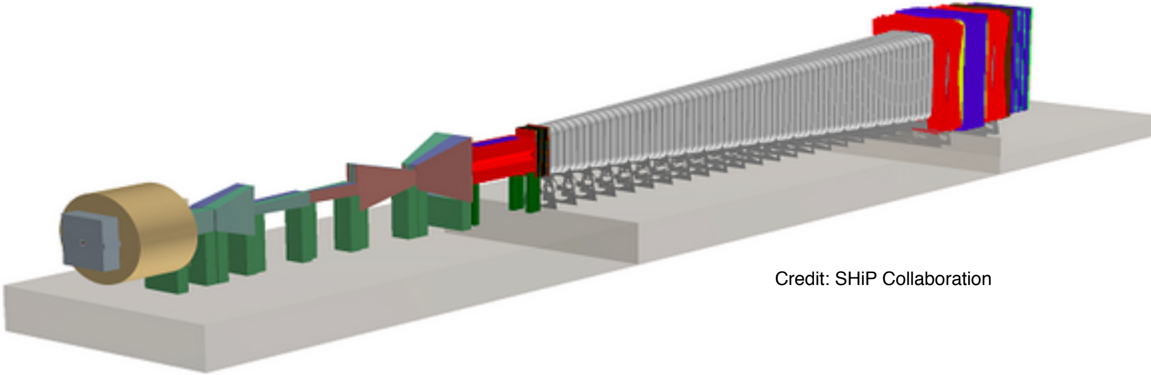
Indagare i meccanismi di seesaw: l'esperimento SHiP

Damiano Fiorillo

M. Chianese, S. Morisi, G. Miele

Int. Jour. Mod. Phys. A 34, 8



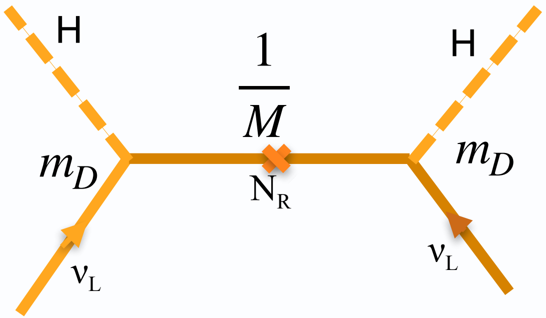
Credit: SHiP Collaboration

IFAE 10/04/2019

Meccanismo di seesaw (type 1)

Minkowski,1977
Gell-Mann, Ramond, Slansky, 1977

- Masse dei neutrini oltre il Modello Standard
- Scelta minimale: due Heavy Neutral Leptons (HNL)



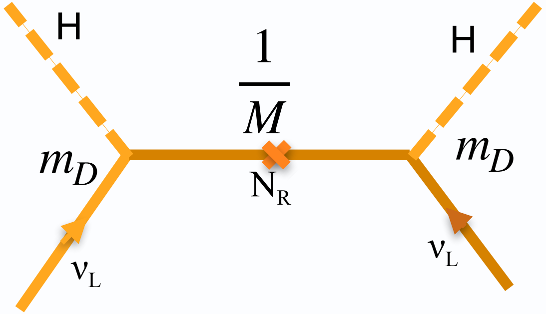
$$\frac{m_D^2}{M}$$

$$M \gg m_D$$

Meccanismo di seesaw (type 1)

Minkowski,1977
Gell-Mann, Ramond, Slansky, 1977

- Masse dei neutrini oltre il Modello Standard
- Scelta minimale: due Heavy Neutral Leptons (HNL)



$$\frac{m_D^2}{M}$$

$$M \gg m_D$$

$$M_\nu = \begin{bmatrix} 0_{3\times3} & m_{D(3\times2)} \\ m^T_{D(2\times3)} & M_{2\times2} \end{bmatrix} \qquad U^T M_\nu U = diag$$

$$U = \begin{bmatrix} & & & U_{e4} & U_{e5} \\ & PMNS & & U_{\mu 4} & U_{\mu 5} \\ & & & U_{\tau 4} & U_{\tau 5} \\ U_{4e} & U_{4\mu} & U_{4\tau} & & \\ U_{5e} & U_{5\mu} & U_{5\tau} & & \end{bmatrix}$$

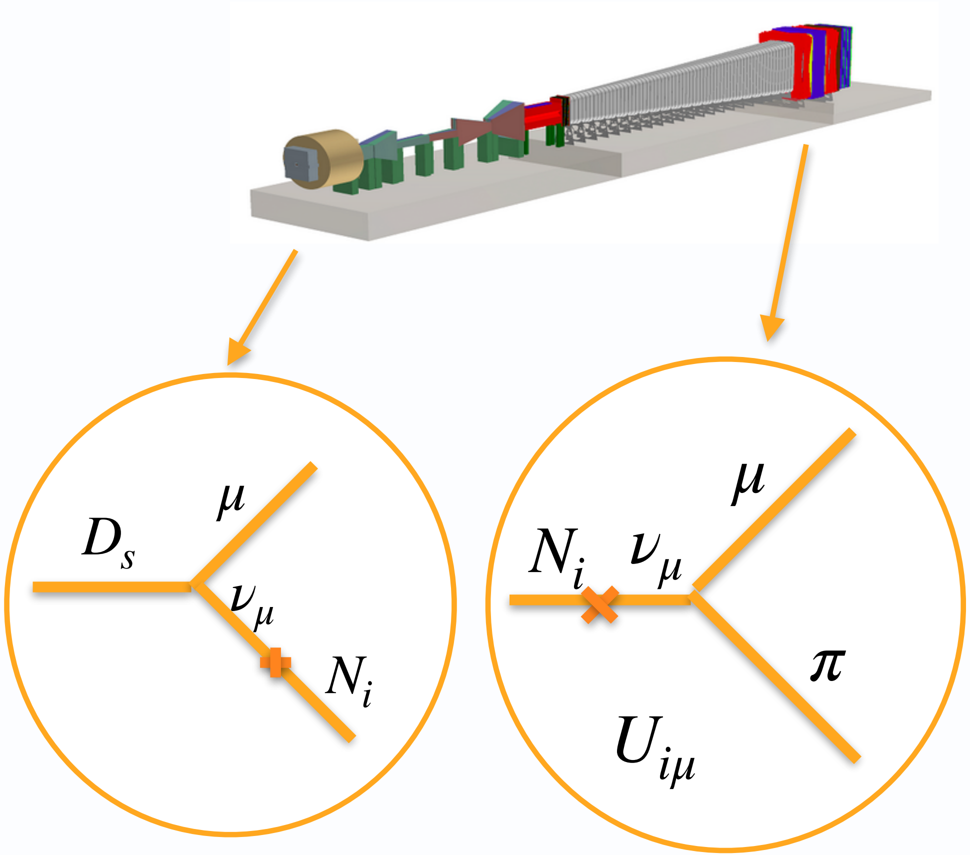
Minimal seesaw model
T. Asaka e M. Shaposhnikov, Phys. Lett. B

PMNS Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata

Esperimento SHiP

SHiP Collaboration, JINST 07, C07007

- Search for Hidden Particles
- Fascio di protoni da 400 GeV che incide su target adronico
- Deflessione dei muoni di background
- Spettrometro ad una distanza di 50 m



- Probabilità proporzionale a

$$U_\mu^2 = \sum_i |U_{\mu i}|^2$$

Predizioni per il mixing angle

- Studio teorico di $U^2 = \sum_{\alpha i} |U_{\alpha i}|^2$
- Modello con due right-handed neutrinos con $M \sim \mathcal{O}(GeV)$
- Matrice di massa completa
- Parametrizzazione di Casas-Ibarra
- Per ogni scelta delle masse dei right-handed, l'angolo di rotazione complesso è libero

$$M_\nu = \begin{bmatrix} 0 & m_D \\ m_D^T & M \end{bmatrix}$$

$$m_D = U_{PMNS}\sqrt{m_\nu}R\sqrt{M}$$

Matrice di rotazione 2x3 con un angolo di rotazione complesso $\theta' + i\theta''$

J. Casas e A. Ibarra, Nucl. Phys. B 618, 171

Predizioni per il mixing angle

- Previsione basata sull'analogia con il caso di singolo flavor $U^2 \sim \left(\frac{m_D}{M}\right)^2 \sim \frac{m_\nu}{M}$ $\qquad m_\nu = \frac{m_D^2}{M}$
- Per $M \sim 1GeV$ e $m_\nu \sim 0.1eV$ $\qquad U^2 \sim 10^{-10}$

Predizioni per il mixing angle

- Previsione basata sull'analogia con il caso di singolo flavor
- Per $M \sim 1 GeV$ e $m_\nu \sim 0.1 eV$
- In realtà m_D è amplificata di un fattore $\cos(\theta' + i\theta'') \sim e^{\theta''}$
- Correzione alla previsione
- Può diventare anche di ordine 10^{-2}

$$U^2 \sim \left(\frac{m_D}{M}\right)^2 \sim \frac{m_\nu}{M} \qquad m_\nu = \frac{m_D^2}{M}$$

$$U^2 \sim 10^{-10}$$

$$m_D = U_{PMNS}\sqrt{m_\nu}R\sqrt{M}$$

$$U^2 \sim \frac{m_\nu}{M}e^{2\theta''}$$

Antush et al., JHEP, 124

Limiti provenienti dal seesaw

- Se θ'' è troppo grande, $m_D \gg M$ e la condizione di seesaw viene meno → Upper bound su U^2
- Se $\theta'' = 0$, troviamo il valore minimo per U^2 → Lower bound su U^2
- Predizioni teoriche per i bound
- Mixing molto elevati, vicini all'upper bound, richiedono θ'' grandi ed una struttura limite

Limiti provenienti dal seesaw

- Generazione Monte Carlo dei parametri
- Ci occorrono separatamente $U_e^2 = \sum |U_{ei}|^2, \quad U_\mu^2$ e U_τ^2 per il confronto con le curve di sensibilità di SHiP
- Ulteriore lower limit proveniente dalla compatibilità con Big Bang Nucleosynthesis

$$\tau < 0.1 s$$

τ vita media degli HNL, mediata su entrambi

Approssimativamente $\frac{1}{\tau} \sim U^2 G_F^2 M^5 > 10 s^{-1}$ quando $T = 1 MeV$

Canetti et al., Phys.Rev. D87 093006

Limiti provenienti dal double beta decay

- La vita media per il neutrinoless double beta decay deve essere maggiore del bound sperimentale
- Upper bound sul mixing

$$T^{Ge} = 8.0 \times 10^{25} s$$

GERDA Collaboration, 1803.11100

$$T^{Xe} = 10.7 \times 10^{25} s$$

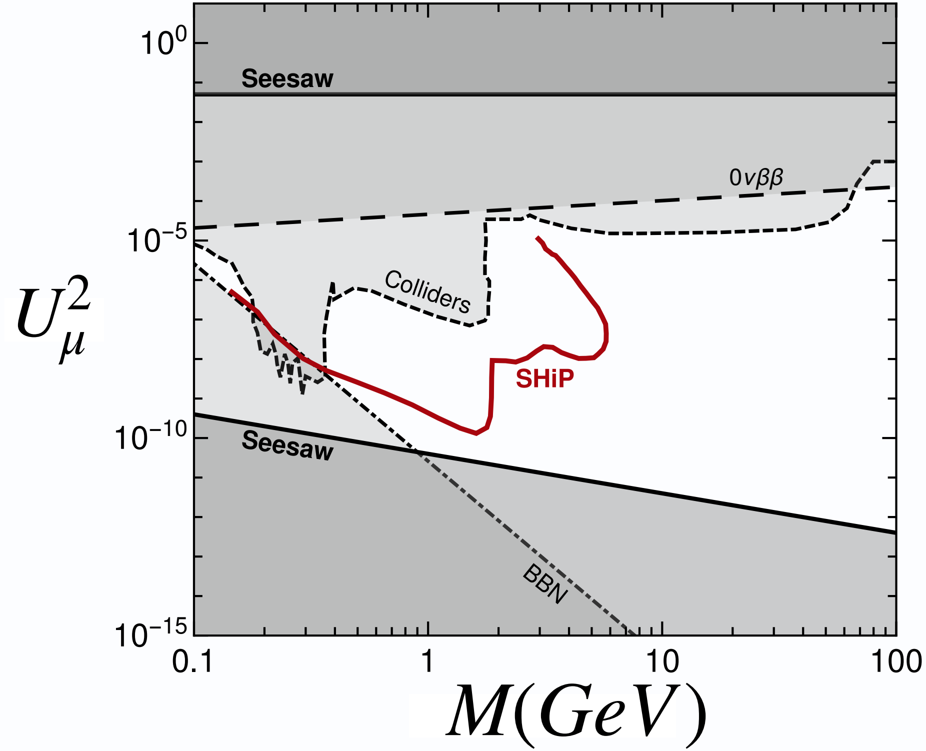
KamLAND-Zen Collaboration, Phys. Rev. Lett. 117, 082503

		a	b	c	d
^{76}Ge:	$\sqrt{\langle p^2 \rangle}$ [MeV]	159	163	190	193
^{136}Xe:	$\sqrt{\langle p^2 \rangle}$ [MeV]	178	183	208	211
^{76}Ge:	$\mathcal{A}$ [10^{-10}yrs^{-1}]	2.55	5.05	6.12	11.50
^{136}Xe:	$\mathcal{A}$ [10^{-10}yrs^{-1}]	4.41	8.74	10.40	19.70

$$T^{-1} = A \left| \frac{m_p}{<p^2>} \sum_{k=1}^{3} U_{ek}^2 m_{\nu k} + m_p \sum_{N=1}^{2} \frac{U_{e(N+3)}^2 M_N}{<p^2> + M_N^2} \right|$$

Faessler et al., Phys.Rev. D90 no.9, 096010

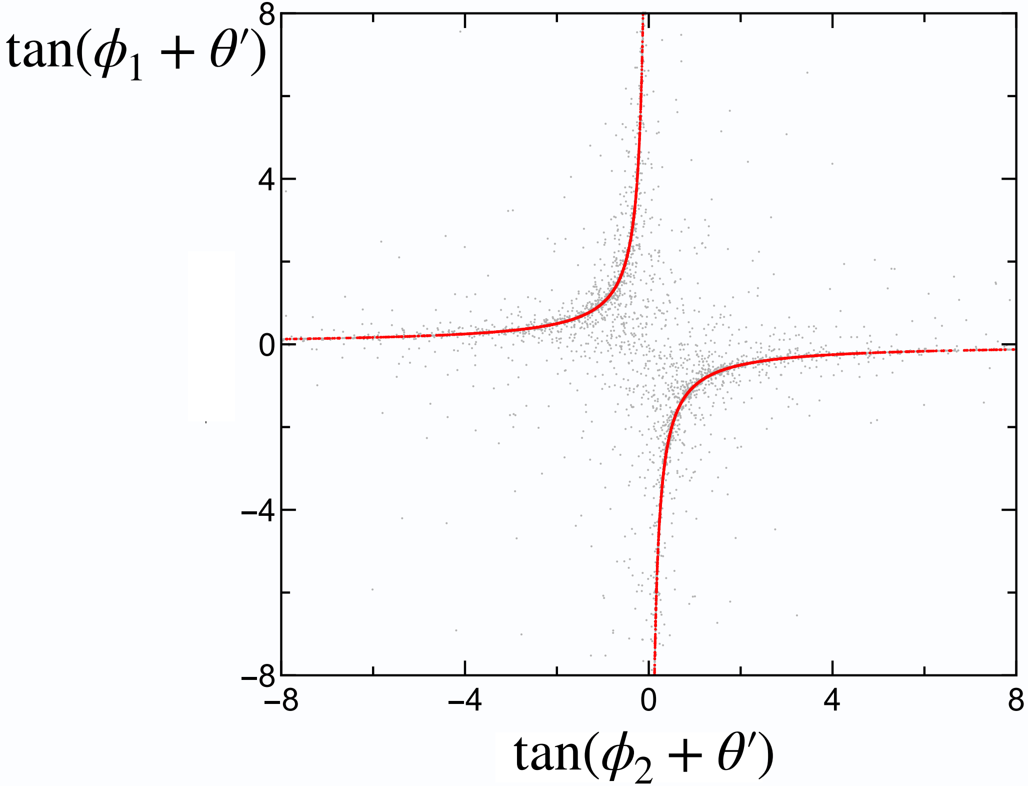
Risultati



- Limiti del double beta decay non competitivi con quelli già provenienti dai colliders
- Limiti del seesaw e di BBN competitivi

Colliders: Deppish et al., 1502.06541

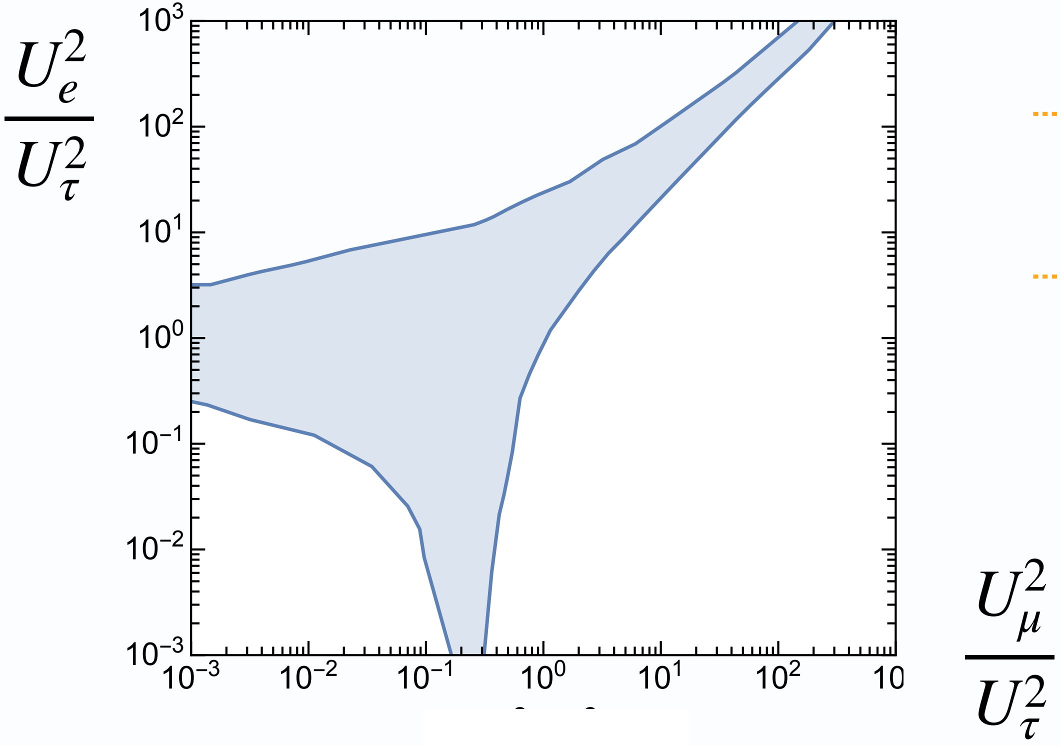
Risultati



- Nel caso di mixing elevati, la matrice di massa dei neutrini raggiunge una struttura limite, con delle relazioni di fase
- Possibile simmetria sottostante?

$$m_D = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \\ m_{31} & m_{32} \end{bmatrix} \qquad \begin{aligned} m_{11} &= |m_{11}|e^{i\phi_1} \\ m_{22} &= |m_{22}|e^{i\phi_2} \end{aligned}$$

Risultati



- Constraints sui rapporti fra i mixing angles
- Correlazioni fra i parametri della matrice di mixing

Vedi anche talk di Lucente

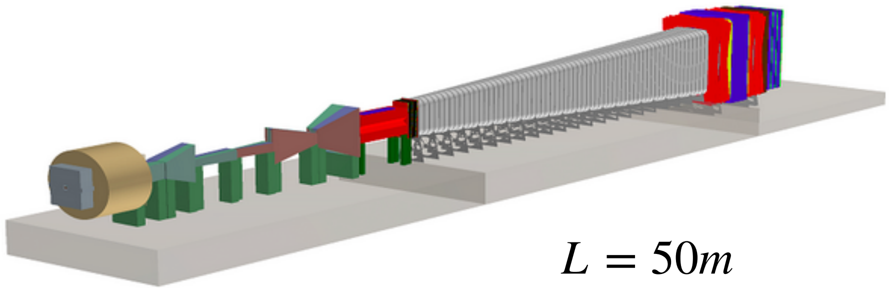
Conclusioni

- Con due neutrini right-handed, analisi dello spazio dei parametri permesso
- Analisi dei limiti provenienti dal neutrinoless double beta decay
- Mixing elevati sono raggiunti quando m_D si avvicina ad una struttura limite

Grazie per l'attenzione!

A quali masse è sensibile SHiP?

- Sensibilità determinata dalla richiesta che il neutrino decada nel detector
- Dimensionalmente ci aspettiamo $\frac{1}{\tau} \sim |U_{\mu i}|^2 G_F^2 M^5$
- Per $|U_{\mu i}|^2 \sim 10^{-10}$ e $M \sim 10 GeV$ troviamo $L \sim c\tau \sim 100m$



$L = 50m$

Graverini et al.: 1503.08624

Altri modelli di seesaw

- Seesaw type I con 3 neutrini: analizzato nel dettaglio nel contesto del Minimal Seesaw Model

  Canetti et al.:1204.3902
  Canetti et al.: 1208.4607
  Alekhin et al: 1504.04855

- Risultati simili, ma tipicamente studiato con i constraints di leptogenesi e Dark Matter

- Inverse seesaw

  Alekhin et al: 1504.04855

- Similitudine nella parte di piano permessa, ma minore fine tuning nei parametri

Mixing neutrinico

- Per determinare gli autostati di massa: $$\lambda_i \begin{bmatrix} \xi_i \\ \eta_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & m_D \\ m_D^T & M \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \xi_i \\ \eta_i \end{bmatrix}$$
- Il parametro U^2 è per definizione $\sum_{i=4,5} |\xi_i|^2$

$$U^2 = \frac{m_{\nu 2} - m_{\nu 3}}{2} \left(\frac{1}{M_1} - \frac{1}{M_2} \right) \cos(2\theta') + \frac{m_{\nu 2} + m_{\nu 3}}{2} \left(\frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2} \right) \cosh(2\theta'')$$

- Per $\theta'' \to +\infty$ si trova $U^2 \sim \frac{m_\nu}{M} e^{2\theta''}$