



**UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI CAGLIARI**

Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

Corso di laurea in Fisica

**Fattibilità di un esperimento per la diffusione  
di neutrini su elettroni polarizzati**

**Relatore:**

Prof. Biagio Saitta

**Candidata:**

Claudia Vacca

**Anno Accademico 2010-2011**



# Indice

<b>1</b>	<b>Sezioni d'urto</b>	<b>2</b>
1.1	Interazioni elastiche neutrino-elettrone . . . . .	2
1.2	Sezione d'urto differenziale . . . . .	4
1.3	Sezione d'urto differenziale su elettroni polarizzati . . . . .	7
<b>2</b>	<b>Polarizzazione del bersaglio</b>	<b>12</b>
2.1	Grado di polarizzazione: il GSO . . . . .	12
2.2	Sezione d'urto totale . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Interazione e rivelazione</b>	<b>18</b>
3.1	$\nu_e$ solari . . . . .	18
3.2	$\bar{\nu}_e$ da reattore . . . . .	19

# Elenco delle figure

1.1	Diagrammi di Feynman per la diffusione elastica $\nu_\mu$ -e, $\bar{\nu}_\mu$ -e, $\nu_e$ -e e $\bar{\nu}_e$ -e . . . . .	3
1.2	Sezioni d'urto differenziali su elettroni non polarizzati a) $\nu_e$ -e b) $\bar{\nu}_e$ -e . . . . .	6
1.3	Piano di reazione per diffusione elastica $\nu$ -e . . . . .	7
1.4	Neutrino: diffusione elastica da bersaglio polarizzato a) $\nu_e$ -e b) $\nu_\mu$ -e . . . . .	8
1.5	Antineutrino: diffusione elastica da bersaglio polarizzato a) $\bar{\nu}_e$ -e b) $\bar{\nu}_\mu$ e . . . . .	9
1.6	Diffusione elastica su elettroni polarizzati di $\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$ . . .	10
1.7	Diffusione elastica su elettroni polarizzati di $\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$ . . .	11
2.1	Diffusione elastica di $\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$ da elettroni polarizzati con $E_\nu=1\text{MeV}$ , assumendo $P=0.067$ . . . . .	13
2.2	Diffusione elastica $\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$ da elettroni polarizzati con $E_\nu=1\text{GeV}$ , assumendo $P=0.067$ . . . . .	14
2.3	Sezione d'urto totale per diffusione di $\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$ su elettroni polarizzati con $C_\alpha=1, P=0.067$ . . . . .	16
3.1	Flusso $\bar{\nu}_e$ da reattore . . . . .	20
3.2	Spettro energetico dei $\bar{\nu}_e$ generati (in blu) e dei $\bar{\nu}_e$ che hanno interagito (in rosso) . . . . .	21
3.3	Sezione d'urto $\bar{\nu}_e$ -e con $C_\alpha=\pm 1$ . . . . .	22
3.4	Confronto tra gli spettri di energie dei $\bar{\nu}_e$ che hanno interagito su bersagli con $C_\alpha=1$ (in blu) e $C_\alpha=-1$ (in rosso) con $P=0.067$ . . .	23
3.5	Spettro delle energie cinetiche degli elettroni con $C_\alpha = 1$ (in blu) e $C_\alpha=-1$ (in rosso), $P=0.067$ . . . . .	24

# Introduzione

La realizzazione di un bersaglio polarizzato magneticamente e anche attivo, che cioè possa funzionare anche da rivelatore, è di interesse per lo studio di una varietà di fenomeni.

In questa dissertazione ci proponiamo di studiare la possibilità di impiegare un bersaglio/rivelatore di tal genere nei processi che coinvolgono la diffusione elastica di neutrini su elettrone.

In essa sono presentate le sezioni d'urto differenziali in funzione della polarizzazione, soffermandoci anche sulle differenze che distinguono neutrini e antineutrini delle varie classi leptoniche. Utilizzando un grado di polarizzazione del bersaglio già raggiunto sperimentalmente in cristalli di GSO, sono stati valutati il numero di eventi attesi in un rivelatore di circa 300 kg di massa esposti al flusso di neutrini solari monocromatici della riga del  ${}^7\text{Be}$  e di antineutrini da reattore a 20 m di distanza.

Solo in questo secondo caso, il numero di eventi è tale da permettere di osservare differenze fra gli stati diversi di polarizzazione.

# Capitolo 1

## Sezioni d'urto

### 1.1 Interazioni elastiche neutrino-elettrone

Le interazioni tra neutrino ed elettrone sono puramente deboli e, in quanto tali, mediate dai bosoni  $W^+$ ,  $W^-$  e  $Z^0$ . Lo scambio di  $W^+$  e  $W^-$  comporta il cambiamento della carica della particella dello stato finale rispetto a quella dello stato iniziale ed i processi interessati si dicono pertanto processi di corrente carica debole, mentre le interazioni mediate dal bosone  $Z^0$ , neutro, non comportano cambiamento della carica elettrica e si dicono processi di corrente neutra.

Le reazioni da noi considerate sono i processi di diffusione elastica

$$\nu_l e \longrightarrow \nu_l e$$

$$\bar{\nu}_l e \longrightarrow \bar{\nu}_l e$$

con  $l=e,\mu,\tau$ , i cui diagrammi di Feynman sono mostrati nella figura 1.1.

Fra questi processi, quelli iniziati da neutrini(o antineutrini) di tipo  $\mu$  e  $\tau$ , coinvolgendo solo il bosone  $Z^0$ , sono esclusivamente di corrente neutra, mentre

$$\nu_e e \longrightarrow \nu_e e$$

$$\bar{\nu}_e e \longrightarrow \bar{\nu}_e e$$

possono essere mediate anche da bosoni vettoriali carichi e quindi coinvolgono correnti neutre e cariche.

I leptoni sono fermioni di spin  $\frac{1}{2}$ , dotati di carica  $0, \pm 1$ . Sono suddivisi in tre generazioni, distinte dai numeri quantici leptonici  $L_e, L_\mu, L_\tau$  che nei processi di interazione tra particelle si conservano indipendentemente e possono assumere

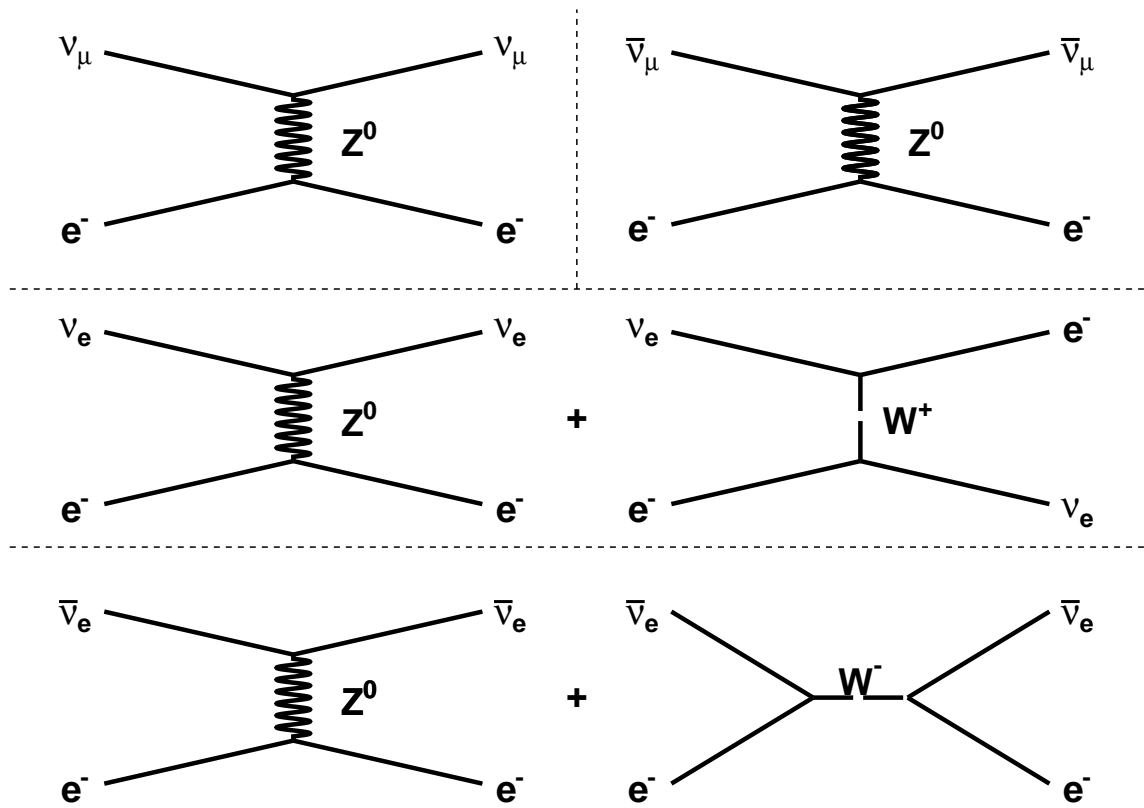


Figura 1.1: Diagrammi di Feynman per la diffusione elastica  $\nu_\mu$ -e,  $\bar{\nu}_\mu$ -e,  $\nu_e$ -e e  $\bar{\nu}_e$ -e

valore 1 o -1 (per antileptoni). L'elettrone ed il suo neutrino sono collocati in un doppietto left-handed di spin isotopico debole, mentre, poiché nel Modello Standard i neutrini sono rigorosamente a massa nulla e quindi  $\nu_R$  non esiste,  $e_R^-$  è collocato in un singoletto di spin isotopico (analogamente per le altre generazioni).

Tuttavia, il fenomeno delle oscillazioni di neutrino, osservato sperimentalmente, comporta estensioni o generalizzazioni del Modello Standard che però non sono di interesse in questo contesto.

## 1.2 Sezione d'urto differenziale

La sezione d'urto differenziale per diffusione elastica di neutrini su elettroni non polarizzati nel Modello Standard può essere scritta come [1]:

$$\frac{d\sigma^{\nu e}}{dT} = \frac{2G^2 m_e}{\pi} \left[ (g_L^2 - g_L g_R \frac{m_e T}{E_\nu^2}) + g_R^2 (1 - \frac{T}{E_\nu})^2 \right] \quad (1.1)$$

dove si è supposto che l'elettrone di massa  $m_e$ , sia a riposo nel suo stato iniziale e  $T$  è l'energia cinetica dell'elettrone di rinculo.

Generalmente si esprime la sezione d'urto differenziale in funzione di una variabile  $y$  definita come il rapporto  $\frac{T}{E_\nu}$  tra l'energia cinetica dell'elettrone nello stato finale e l'energia del neutrino incidente. In questa notazione la sezione d'urto si scrive:

$$\frac{d\sigma^{\nu e}}{dy} = \frac{2G^2 m_e E_\nu}{\pi} \left[ (g_L^2 - g_L g_R \frac{m_e y}{E_\nu}) + g_R^2 (1 - y)^2 \right] \quad (1.2)$$

$G=1.16637(1) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$  è la costante d'accoppiamento di Fermi, mentre  $g_L$  e  $g_R$  sono costanti d'accoppiamento che assumono valori differenti in funzione del processo. In particolare, definito l'angolo di Weinberg  $\theta_w$ , per processi puramente di corrente neutra come  $\nu_\mu - e$  e  $\nu_\tau - e$  si ottiene:

$$\begin{aligned} g_L &= \sin^2 \theta_w - 1/2 \\ g_R &= \sin^2 \theta_w \end{aligned}$$

Per la diffusione  $\nu_e - e$ , che come detto in precedenza coinvolge correnti neutre e cariche, invece si ha:

$$\begin{aligned} g_L &= \sin^2 \theta_w + 1/2 \\ g_R &= \sin^2 \theta_w \end{aligned}$$



Poiché il valore misurato per  $\sin^2\theta_w$  è  $0.23120\pm 0.00015$ , si ottiene per  $\nu_\mu - e$ :

$$g_L = -0.27$$

$$g_R = 0.23$$

e per  $\nu_e - e$ :

$$g_L = 0.73$$

$$g_R = 0.23$$

Per antineutrini incidenti su elettroni non polarizzati la sezione d'urto si scrive come [1]:

$$\frac{d\sigma^{\bar{\nu}e}}{dT} = \frac{2G^2 m_e}{\pi} \left[ (g_R^2 - g_L g_R \frac{m_e T}{(E_\nu)^2}) + g_L^2 (1 - \frac{T}{E_\nu})^2 \right] \quad (1.3)$$

che si ottiene da quella per neutrini semplicemente scambiando fra loro le costanti d'accoppiamento  $g_L$  e  $g_R$ .

A scopo illustrativo mostriamo nella figura 1.2 l'andamento delle sezioni d'urto differenziale per  $\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_e$  e  $\bar{\nu}_\mu$  incidenti all'energia  $E_\nu=1.0$  MeV.

Mediante una relazione cinematica facilmente derivabile, si può esprimere l'energia cinetica  $T$  in funzione dell'angolo  $\theta'_e$  tra la direzione del momento del neutrino incidente  $\mathbf{q}$  e la direzione di diffusione dell'elettrone finale:

$$T = \frac{2m_e \cos^2 \theta'_e}{[1 + \frac{m_e}{E_\nu}]^2 - \cos^2 \theta'_e} \quad (1.4)$$

L'intervallo di variazione dell'energia cinetica sarà quindi limitato entro i valori 0 e  $\frac{2E_\nu}{2 + \frac{m_e}{E_\nu}}$ .

Nel limite di  $T$  nulla, i valori delle sezioni d'urto differenziali di neutrino e antineutrino dello stesso tipo leptonic coincidono, considerato che le espressioni 1.1 e 1.3 si riducono entrambe alla somma dei quadrati  $g_L^2$  e  $g_R^2$ .

Tutte le curve mostrano inoltre un andamento decrescente all'aumentare dell'energia cinetica, più evidente per  $\bar{\nu}_e - e$  rispetto a  $\bar{\nu}_\mu - e$  a causa del segno opposto delle costanti  $g_L$  nei due casi.

Da notare come la sezione d'urto per  $\nu_e$  sia maggiore di circa un fattore 5 rispetto a quella per  $\nu_\mu$ . Ciò è dovuto al doppio contributo di corrente neutra e carica nel primo caso, che si riduce al solo contributo di corrente neutra nel secondo. Questo fatto è meno marcato per il caso di antineutrino specie in funzione di  $y$ , sia per i valori numerici delle costanti  $g_L$  e  $g_R$ , sia, a energie  $E_\nu$  confrontabili con la massa dell'elettrone, per la presenza nella sezione d'urto del termine proporzionale a  $m_e$  che ha effetti diversi. Ciò è visibile nella figura 1.2, dove le stesse sezioni d'urto differenziali sono riportate per  $E_\nu=1$  GeV. Si osserva, come aspettato, che le sezioni d'urto per  $\bar{\nu}_e$  e  $\bar{\nu}_\mu$  tendono allo stesso valore numerico per  $T$  prossime al valore massimo.

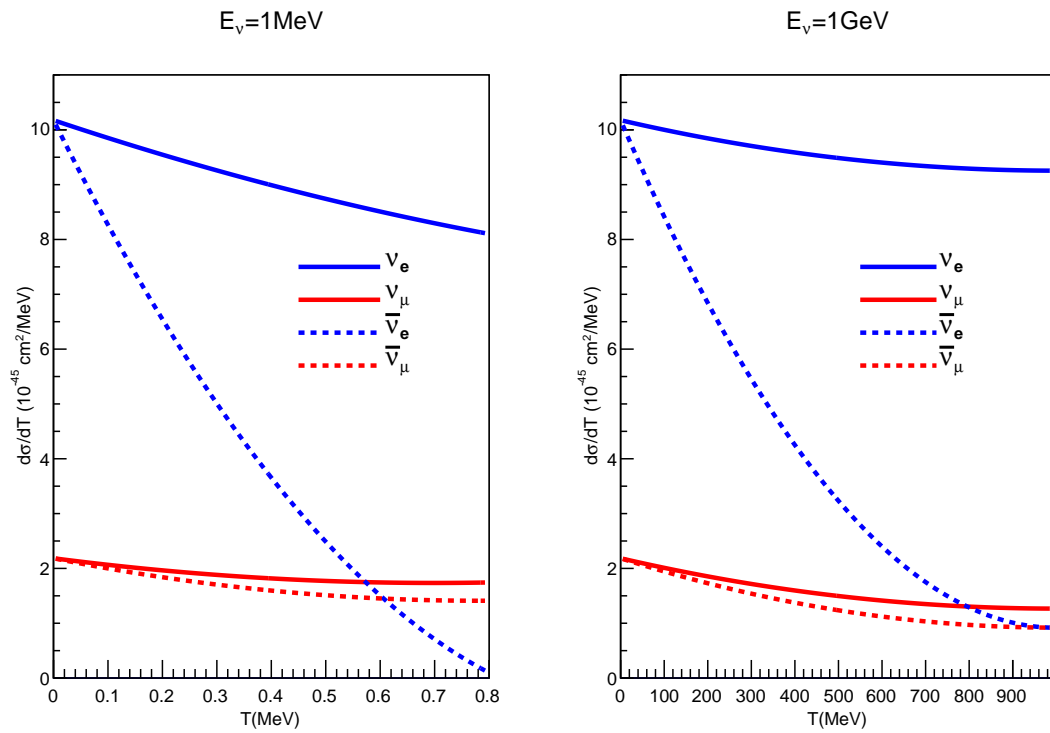


Figura 1.2: Sezioni d'urto differenziali su elettroni non polarizzati a)  $\nu_e$ -e b)  $\bar{\nu}_e$ -e

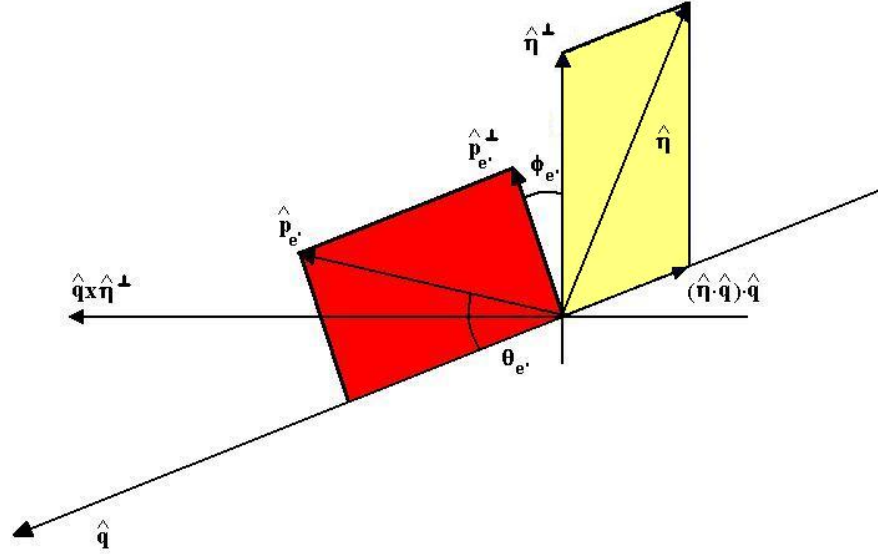


Figura 1.3: Piano di reazione per diffusione elastica  $\nu$ - $e$

### 1.3 Sezione d'urto differenziale su elettroni polarizzati

Consideriamo ora il caso in cui gli elettroni-bersaglio si trovino in uno stato polarizzato e non si misuri la polarizzazione dell'elettrone nello stato finale. Sia  $\boldsymbol{\eta}$  la direzione lungo cui giace il vettore di polarizzazione dell'elettrone nel suo stato iniziale e  $\mathbf{q}$  il versore della quantità di moto del neutrino incidente, come mostrato in figura 1.3.

Le sezioni d'urto in questo caso assumono per  $\nu - e$  una loro forma piú generale [1]:

$$\frac{d\sigma^{\nu e}}{dT} = \frac{2G^2 m_e}{\pi} \left[ (1 + C_\alpha) \left( g_L^2 - g_L g_R \frac{m_e y}{E_\nu} \right) + g_R^2 (1 - y)^2 \left( 1 - C_\alpha + \frac{m_e y C_\alpha}{E_\nu - T} \right) \right] \quad (1.5)$$

avendo definito  $C_\alpha = \boldsymbol{\eta} \cdot \mathbf{q}$ . Per urti che coinvolgono antineutrini sarà sufficiente scambiare le costanti d'accoppiamento  $g_L$  e  $g_R$  e invertire il segno di  $C_\alpha$  nell'equazione 1.5.

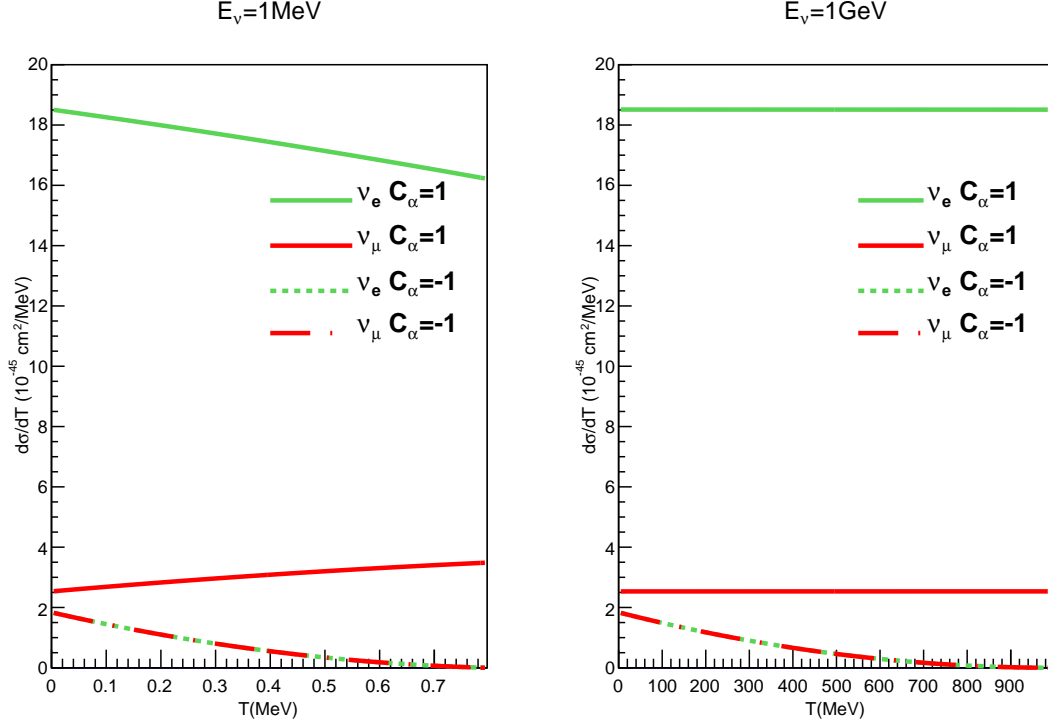


Figura 1.4: Neutrino: diffusione elastica da bersaglio polarizzato a)  $\nu_e$ -e b)  $\nu_\mu$ -e

Dallo studio dell'andamento delle sezioni d'urto differenziali per neutrino in funzione dell'energia cinetica  $T$ , a energia  $E_\nu$  fissata (1MeV nel caso illustrato in figura 1.4), si evince che per polarizzazione parallela alla direzione di moto della particella incidente ( $C_\alpha=1$ )  $\frac{d\sigma}{dT}$  è circa sette volte maggiore per  $\nu_e$  che per  $\nu_\mu$ , in analogia con il caso in cui  $C_\alpha=0$ . Il termine dominante nell'equazione è infatti rappresentato dalla costante  $g_L^2$ , che nei due casi considerati assume rispettivamente i valori  $(\sin^2\theta_w + 1/2)^2$  e  $(\sin^2\theta_w - 1/2)^2$ .

Nel caso  $C_\alpha=-1$  di polarizzazione antiparallela a  $\mathbf{q}$  invece si osserva una sovrapposizione delle curve, dovuta all'annullarsi della dipendenza da  $g_L$ , unico parametro discriminante i due processi in esame. Per energie cinetiche vicine al valore massimo possibile, la sezione d'urto si annulla.

Nel caso  $\nu_e$ , per polarizzazione parallela alla direzione di moto del neutrino il termine dominante nella sezione d'urto è  $2g_L^2$  e pertanto non si ha una grande variazione nell'intervallo dei valori permessi per T. Nel caso di  $C_\alpha=-1$  invece permane una forte dipendenza da y e in questo caso i valori della sezione d'urto differiscono di circa un fattore 10 agli estremi dell'intervallo ed in assoluto sono circa 10 volte inferiori al caso  $C_\alpha=1$ . Nel limite di  $E_\nu \gg m_e$  con  $C_\alpha=1$ , la dipendenza da T si annulla completamente, mentre nel secondo caso permane solo il termine proporzionale a  $(1-y)^2$ .

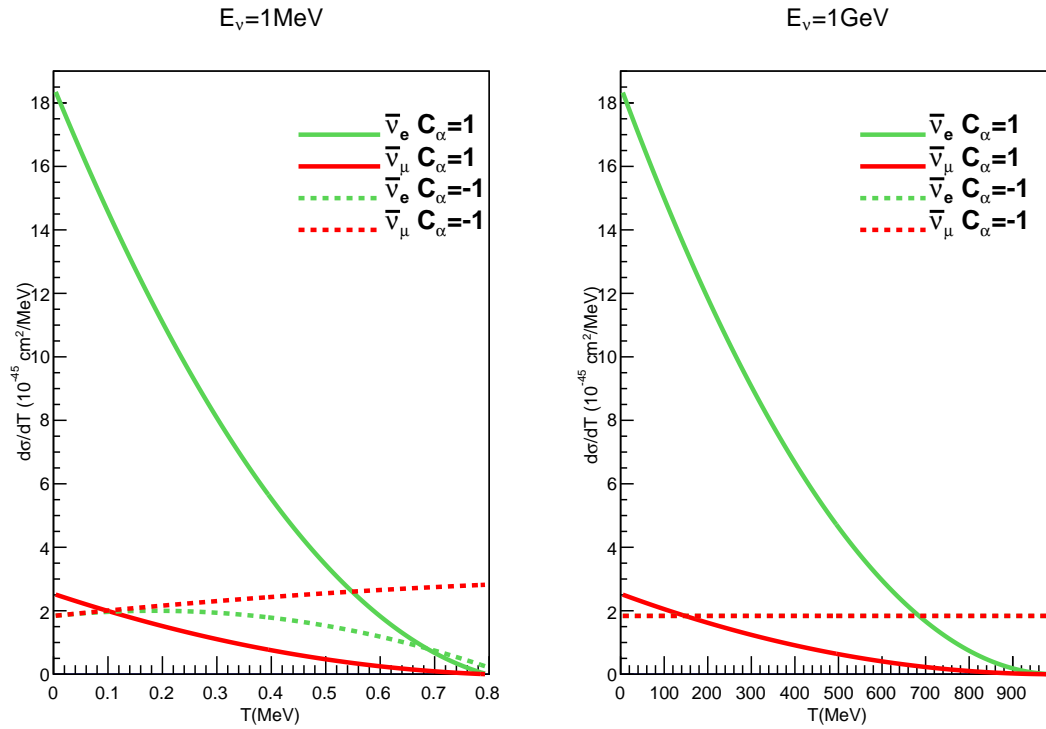


Figura 1.5: Antineutrino: diffusione elastica da bersaglio polarizzato a)  $\bar{\nu}_e$ -e  
b)  $\bar{\nu}_\mu$ -e

Nella figura 1.5 è mostrata  $\frac{d\sigma}{dT}$  relativamente alla diffusione  $\bar{\nu}e$ . Per tutti i casi considerati, eccetto quello relativo al  $\bar{\nu}_\mu$  e  $C_\alpha=-1$ , le sezioni d'urto tendono a zero per energie cinetiche prossime al valore massimo di T.

Questo è particolarmente marcato per il caso  $\bar{\nu}_e - e$  che va con  $(1-y)^2$  e trova spiegazione considerando l'elicità delle particelle coinvolte.

Dalla figura 1.4 si osserva anche che in caso di polarizzazione dell'elettrone antiparallela a  $\mathbf{q}$  per valori di  $T$  elevati la sezione d'urto per  $\bar{\nu}_e$  è minore della sezione d'urto per  $\bar{\nu}_\mu$ . È bene specificare come tale risultato sia tipico di energie  $E_\nu$  confrontabili con la massa dell'elettrone, mentre nel limite di  $E_\nu \gg m_e$  le due curve si sovrappongono e perdono ogni dipendenza da  $y$  poiché l'unico termine non nullo sotto tale limite è  $g_L^2$ .

La sezione d'urto differenziale in caso di bersaglio polarizzato si può quindi ricondurre facilmente al caso con polarizzazione nulla, considerando che la media tra i due casi estremi per la polarizzazione dell'elettrone ( $C_\alpha=1$  parallela e  $C_\alpha=-1$  antiparallela) corrisponde a uno stato  $C_\alpha=0$ , non polarizzato.

Per maggiore chiarezza e completezza, concludiamo riportando i grafici di raffronto tra i casi di urto su elettroni polarizzati e non nelle figure 1.6 e 1.7, ottenute per  $E_\nu=1\text{MeV}$  e  $E_\nu=1\text{GeV}$ , ove si sintetizzano gli argomenti discussi finora.

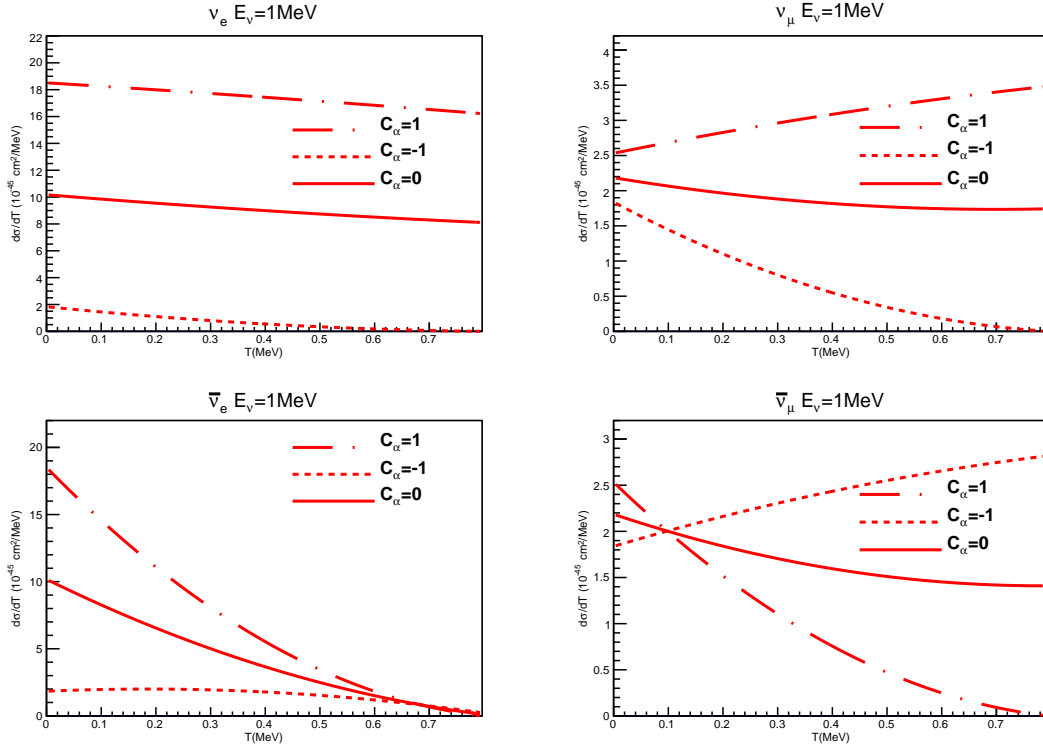


Figura 1.6: Diffusione elastica su elettroni polarizzati di  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\bar{\nu}_e$ ,  $\bar{\nu}_\mu$

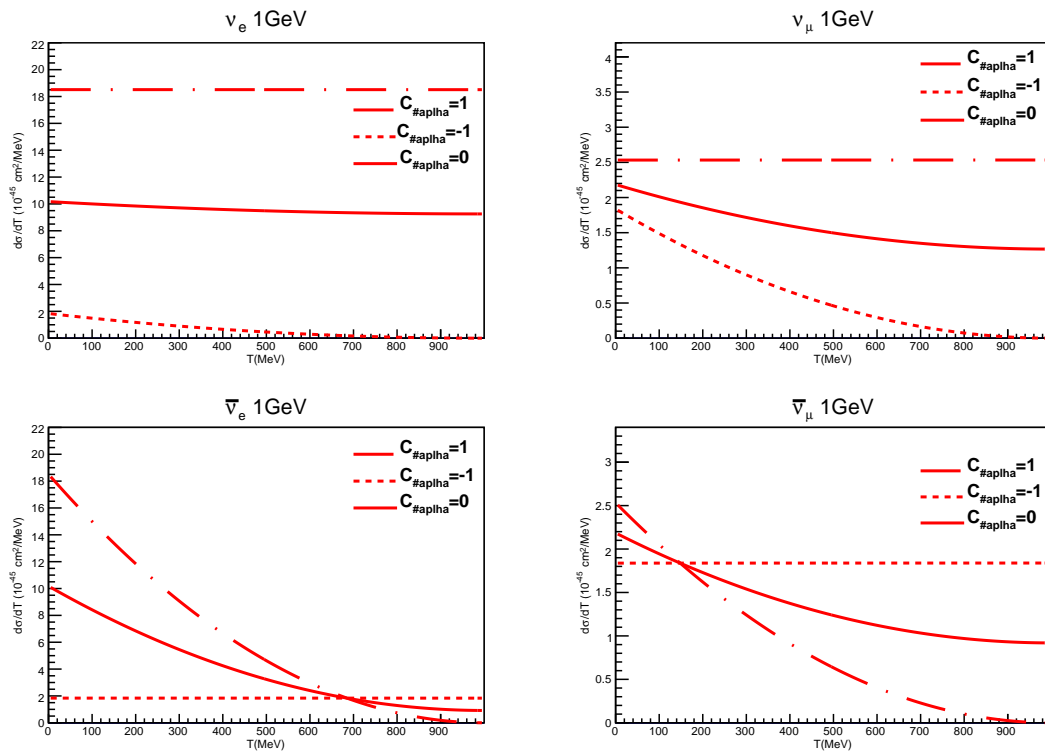


Figura 1.7: Diffusione elastica su elettroni polarizzati di  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\bar{\nu}_e$ ,  $\bar{\nu}_\mu$

# Capitolo 2

## Polarizzazione del bersaglio

### 2.1 Grado di polarizzazione: il GSO

Le sezioni d'urto in caso di elettroni polarizzati considerate finora valgono per bersagli ideali, la cui polarizzazione è totale.

In situazioni reali, il grado di polarizzazione  $P$  è però di molto inferiore al 100%. Ipotizzando quindi che solo una frazione  $P$  del numero totale degli elettroni del bersaglio sia polarizzata, la restante  $(1-P)$  mostrerà una polarizzazione in media nulla. La sezione d'urto nel caso descritto dovrà quindi essere una media pesata delle due  $\frac{d\sigma}{dT}$  con  $C_\alpha=0$  e  $\pm 1$ , a seconda del verso di polarizzazione rispetto alla direzione di moto del neutrino:

$$\frac{d\sigma^{\nu e}}{dT} = (1 - P) \cdot \frac{d\sigma^{\nu e}}{dT}|_{C_\alpha=0} + P \cdot \frac{d\sigma^{\nu e}}{dT}|_{C_\alpha=\pm 1} \quad (2.1)$$

È stata studiata in precedenza [2] la possibilità di polarizzare un cristallo di GSO (ortosilicato di gadolinio), cristallo inorganico paramagnetico e scintillante, le cui caratteristiche ne permettono l'uso come bersaglio polarizzato magneticamente e al tempo stesso attivo, quindi adatto alla rivelazione delle interazioni di diffusione elastica  $\nu - e$  o eventualmente  $\bar{\nu} - e$  di nostro interesse. Il gadolinio è un metallo di transizione, con numero atomico  $Z=64$ . Ogni atomo è dotato di 7 elettroni spaiati dell'orbitale 4f e il suo momento magnetico massimo è  $m=7\mu_B$ , con  $\mu_B = 9.274 \cdot 10^{-24}$  J/T magnetone di Bohr.

La molecola di GSO ( $Gd_2SiO_5$ ) è quindi dotata di 14 elettroni polarizzabili su un totale di 182. Considerato che a 5K e con un campo magnetico di 5T si raggiunge una magnetizzazione pari all'86,6% della massima possibile, gli elettroni polarizzati saranno solo il 6,7% del totale [2].



In queste condizioni, considerando le interazioni tra neutrini(o antineutrini) di un fascio incidente e gli elettroni di un bersaglio di GSO polarizzato, sarà pertanto necessario porre nella formula 1.5 della sezione d'urto  $P=0.067$ . Per il 93,3% degli elettroni vale quindi la sezione d'urto differenziale espressa dalla formula 1.1 (1.3), in caso di neutrini (antineutrini), mentre per il restante 6.7% si deve considerare la sezione d'urto differenziale per elettroni polarizzati -formula 1.5.

Analoghe considerazioni valgono per il caso di antineutrini.

L'andamento delle sezioni d'urto per  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\bar{\nu}_e$  e  $\bar{\nu}_\mu$  per questo caso è mostrato nelle figure 2.1 e 2.2, per valori  $E_\nu=1\text{MeV}$  e  $E_\nu=1\text{GeV}$  rispettivamente.

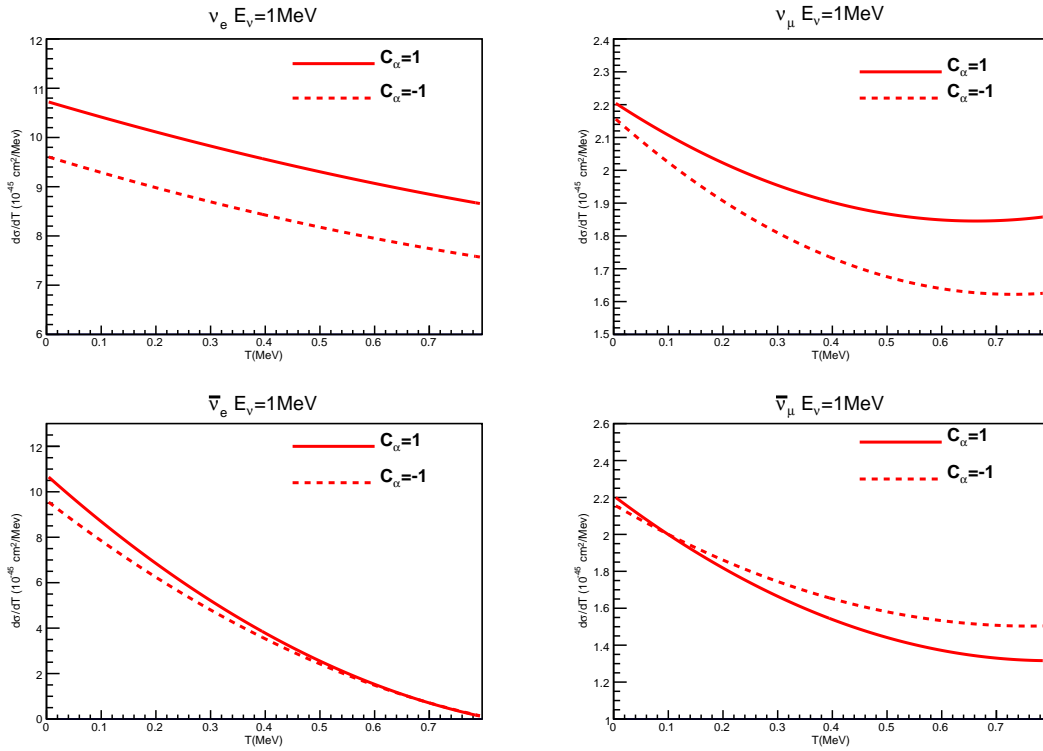


Figura 2.1: Diffusione elastica di  $\nu_e$   $\nu_\mu$   $\bar{\nu}_e$   $\bar{\nu}_\mu$  da elettroni polarizzati con  $E_\nu=1\text{MeV}$ , assumendo  $P=0.067$

Le sezioni d'urto differenziali per  $\nu_e$  nei due casi a polarizzazione opposta presentano una differenza relativa del 10,8% che si mantiene praticamente costante per l'intero l'intervallo di T sia per  $E_\nu=1\text{MeV}$ , sia per  $E_\nu=1\text{GeV}$ .

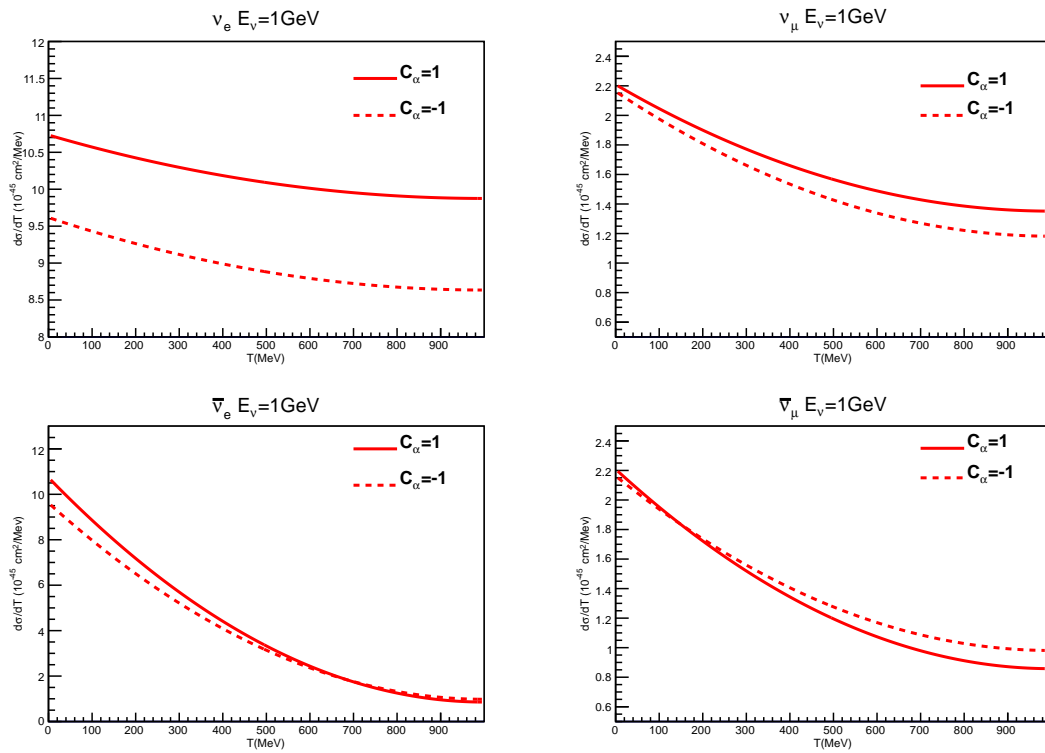


Figura 2.2: Diffusione elastica  $\nu_e$   $\nu_\mu$   $\bar{\nu}_e$   $\bar{\nu}_\mu$  da elettroni polarizzati con  $E_\nu=1\text{GeV}$ , assumendo  $P=0.067$

Ciò avrà importanti conseguenze nello studio sulle dimensioni di un possibile rivelatore.

Per  $\bar{\nu}_e$ , all'aumentare di T, la differenza tra i casi  $C_\alpha=1$  e  $C_\alpha=-1$  diminuisce fino ad annullarsi, mentre per neutrini e antineutrini di tipo  $\mu$  raggiunge il valore massimo per valori di  $T \sim T_{max}$ , indipendentemente dall'energia del neutrino incidente  $E_\nu$ . Il comportamento descritto è particolarmente evidente per  $\nu_\mu$  incidenti a energie di 1 MeV, caso in cui si osserva una differenza relativa che raggiunge il 17% per T massima. Da osservare che la differenza ha segno opposto nei due casi per  $\nu_\mu$  e  $\bar{\nu}_\mu$ .

## 2.2 Sezione d'urto totale

Rivolgiamo ora il nostro interesse alle sezioni d'urto totali. La  $\sigma$  totale, misura della probabilità di interazione e funzione dell'energia della particella incidente, si calcola integrando la sezione d'urto differenziale:

$$\sigma^{\nu e} = \int_0^{T_{max}} \frac{d\sigma^{\nu e}}{dT} dT = \int_0^{y_{max}} \frac{d\sigma^{\nu e}}{dy} dy \quad (2.2)$$

o, ricordando che

$$y_{max} = \frac{2}{2 + \frac{m_e}{E_\nu}},$$

in forma esplicita:

$$\begin{aligned} \sigma^{\nu e}(E_\nu) = & \frac{2m_e G^2}{\pi} \left\{ \frac{2E_\nu}{1 + \frac{m_e}{E_\nu}} \left[ g_L^2(1 + PC_\alpha) + g_R^2(1 - PC_\alpha) \right] + \right. \\ & \frac{4E_\nu}{\left(1 + \frac{m_e}{E_\nu}\right)^2} \left[ g_R^2(PC_\alpha - 1 + P\frac{m_e C_\alpha}{2E_\nu}) - g_L g_R \frac{m_e(1 + PC_\alpha)}{2E_\nu} \right] + \\ & \left. \frac{8E_\nu}{3\left(1 + \frac{m_e}{E_\nu}\right)^3} \left[ g_R^2(1 - P(1 + m_e C_\alpha)) \right] \right\} \quad (2.3) \end{aligned}$$

Le curve relative alla sezione d'urto totale per  $\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_e$  e  $\bar{\nu}_\mu$  con energie  $E_\nu$  comprese tra 0.5MeV e 20MeV, considerando il grado di polarizzazione P ottenuto nel GSO e  $C_\alpha=1$ , sono mostrate nella figura 2.3-Sinistra. Abbiamo ritenuto opportuno evidenziare l'andamento non lineare della  $\sigma$  in funzione di  $E_\nu$  a basse energie inserendo anche un grafico che mostrasse il rapporto  $\sigma(E_\nu)/E_\nu$ . Come atteso, nel limite in cui la massa dell'elettrone risulti trascurabile, per

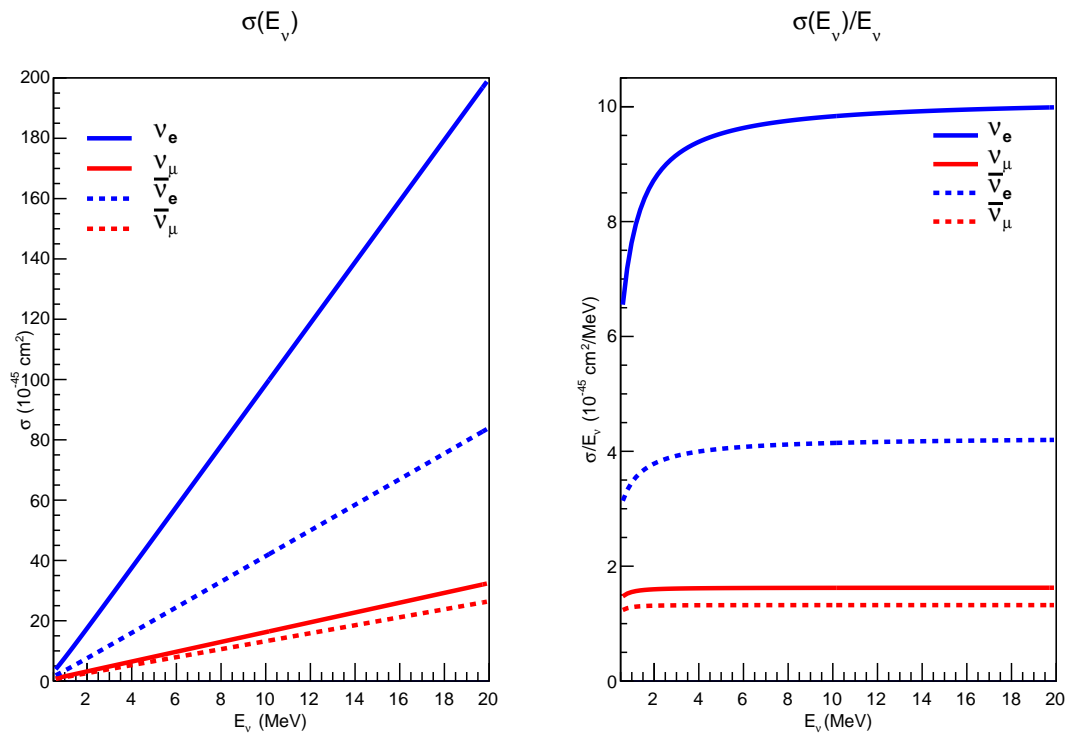


Figura 2.3: Sezione d'urto totale per diffusione di  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\bar{\nu}_e$ ,  $\bar{\nu}_\mu$  su elettroni polarizzati con  $C_\alpha=1$ ,  $P=0.067$

energie  $E_\nu \gg m_e$ , si stabilisce una proporzionalità diretta, evidenziata dalla costanza con l'energia delle curve nel grafico a destra.

Consideriamo ora un fascio di flusso  $\Phi$  di neutrini elettronici con spettro energetico monocromatico,  $E_\nu = 1MeV$ .

Ci proponiamo di calcolare il numero di interazioni per unità di tempo in funzione delle dimensioni del bersaglio GSO con il grado di polarizzazione  $P=0.067$  e  $C_\alpha=1$ .

Se  $N_e$  è il numero di elettroni per  $cm^3$ ,  $n=N_A\rho/m_M$  il numero di molecole per  $cm^3$  ( $N_A$  numero di Avogadro,  $m_M=422.56g/mol$  massa molare e  $\rho=6.71g/cm^3$  densità di massa del GSO),  $Z=182$  il numero degli elettroni nella molecola e  $dV$  volume unitario ( $1cm^3$ ), risulta:

$$N_e = nZdV \quad (2.4)$$

Il numero di interazioni per unità di tempo e di volume sarà proporzionale al flusso, al numero dei centri di diffusione e alla sezione d'urto totale:

$$N_{int} = \Phi \cdot \sigma \cdot N_e \quad (2.5)$$

Poiché a  $1MeV$   $\sigma=7.65 \cdot 10^{-45}cm^2$ , ipotizzando un flusso simile al flusso di neutrini solari  $\Phi=\frac{6 \cdot 10^{10}}{cm^2s}$ , il numero di interazioni per unità di volume nell'unità di tempo risulterà circa  $8 \cdot 10^{-10}/(cm^3s)$ . Se considerassimo un rivelatore di  $50cm \times 50cm \times 20cm$ , ossia un volume di  $5 \cdot 10^4cm^3$  e massa  $3.355 \cdot 10^5g$ , avremmo circa  $4 \cdot 10^{-5}interazioni/s$ , ossia 3.45 eventi al giorno.

# Capitolo 3

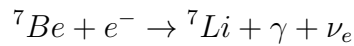
## Interazione e rivelazione

Consideriamo ora più quantitativamente due casi specifici:

- $\nu_e$  solari del  ${}^7Be$
- $\bar{\nu}_e$  da reattore.

### 3.1 $\nu_e$ solari

Il processo di cattura elettronica che avviene nel Sole produce, nel 90% dei casi, neutrini monocromatici di energia  $E_\nu=0.862\text{MeV}$ ; nel restante 10% dei casi il neutrino ha un'energia di  $0.383\text{MeV}$  [3]:



Data la grande differenza tra le masse delle particelle finali prodotte, l'energia prodotta nel processo viene emessa interamente sotto forma di energia cinetica del neutrino, mentre il  $\gamma$  è prodotto per diseccitazione del nucleo di litio.

Il modello solare prevede che il flusso relativo al processo è pari a  $0.38 \cdot 10^{10} \frac{\nu}{\text{cm}^2 \text{s}}$ . La sezione d'urto totale per  $P=0.067$  risulta  $6.34 \cdot 10^{-45} \text{cm}^2$  per  $C_\alpha=1$  e  $5.60 \cdot 10^{-45} \text{cm}^2$  per  $C_\alpha=-1$ . Per il GSO si otterrebbe che il numero di interazioni seguenti per i due casi è:

$$-N_{int} = 4.19 \cdot 10^{-11} / (\text{cm}^2 \text{s}) \text{ per } C_\alpha=1$$

$$-N_{int} = 3.68 \cdot 10^{-11} / (\text{cm}^2 \text{s}) \text{ per } C_\alpha=-1$$

Se si utilizzasse il rivelatore ideale di massa e dimensioni considerate nel capitolo precedente si otterrebbero rispettivamente nei due casi 0.181 e 0.159 eventi al giorno. È evidente che per poterle distinguere sarebbe necessario un rivelatore di dimensioni molto maggiori e/o un tempo molto lungo durante il quale acquisire dati.

### 3.2 $\bar{\nu}_e$ da reattore

I reattori nucleari costituiscono una sorgente abbondante di  $\bar{\nu}_e$ . Infatti si stima che il numero di antineutrini prodotti su tutto l'angolo solido è  $2 \cdot 10^{20} \frac{\bar{\nu}_e}{s}$  per GW termico [4]. Questo ad una distanza di 20 m dal reattore, per esempio, corrisponde a  $4 \cdot 10^{13} \frac{\bar{\nu}_e}{cm^2 s}$ .

Lo spettro misurato presso ai reattori è ben descritto da [4]:

$$S_{tot}(E_{\bar{\nu}_e}) = \sum_k f_k S_k(E_{\bar{\nu}_e}) \quad (3.1)$$

dove  $f_k$  sono i contributi relativi ai quattro nuclei principali  $^{235}U$   $^{238}U$   $^{239}Pu$   $^{241}Pu$ , i cui prodotti di fissione generano gli antineutrini per decadimento  $\beta^-$ , e  $S_k(E_{\bar{\nu}_e})$  i rispettivi spettri prodotti. Le percentuali relative ai nuclei fissili nel combustibile usato sono [5]:

- $^{235}U$  53,8%

- $^{238}U$  7,8%

- $^{239}Pu$  32,8%

- $^{241}Pu$  5,6%

Gli spettri sono adeguatamente descritti da una parametrizzazione che esprime  $S_k(E_{\bar{\nu}_e})$  come un'esponenziale con argomento un polinomio [4]:

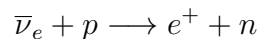
$$S_k(E_{\bar{\nu}_e}) = \sum_{p=1}^6 \alpha_{pk} E_{\bar{\nu}_e}^{p-1} \quad (3.2)$$

dove  $\alpha_{pk}$  sono i coefficienti propri del nucleo fissile considerato.

Nella figura 3.1 sono mostrati i flussi relativi ai quattro nuclei e il flusso risultante totale.

Nel caso in cui lo spettro dei neutrini incidenti non sia monocromatico, bisognerà tener conto della dipendenza dall'energia della sezione d'urto totale, per ottenere lo spettro dei neutrini che hanno interagito e dunque dell'energia cinetica degli elettroni prodotti.

È stata eseguita una simulazione mediante metodo Montecarlo, utilizzando un codice scritto in Python interfacciato con ROOT, per ottenere lo spettro, usando il flusso parametrizzato nella maniera descritta e le sezioni d'urto calcolate nei capitoli precedenti per i due stati di polarizzazione, assumendo  $P=0.067$ . L'intervallo di energie considerato si estende da 0 a 8 MeV, valore oltre il quale il flusso di neutrini è praticamente nullo. Da annotare il fatto che  $S(E_{\bar{\nu}_e})$  nella forma considerata in 3.1 e 3.2 è stato derivato sperimentalmente solo per energie superiori a 1.8 MeV [4], soglia al di sotto della quale non può verificarsi il processo sfruttato tipicamente per la rivelazione, ossia:



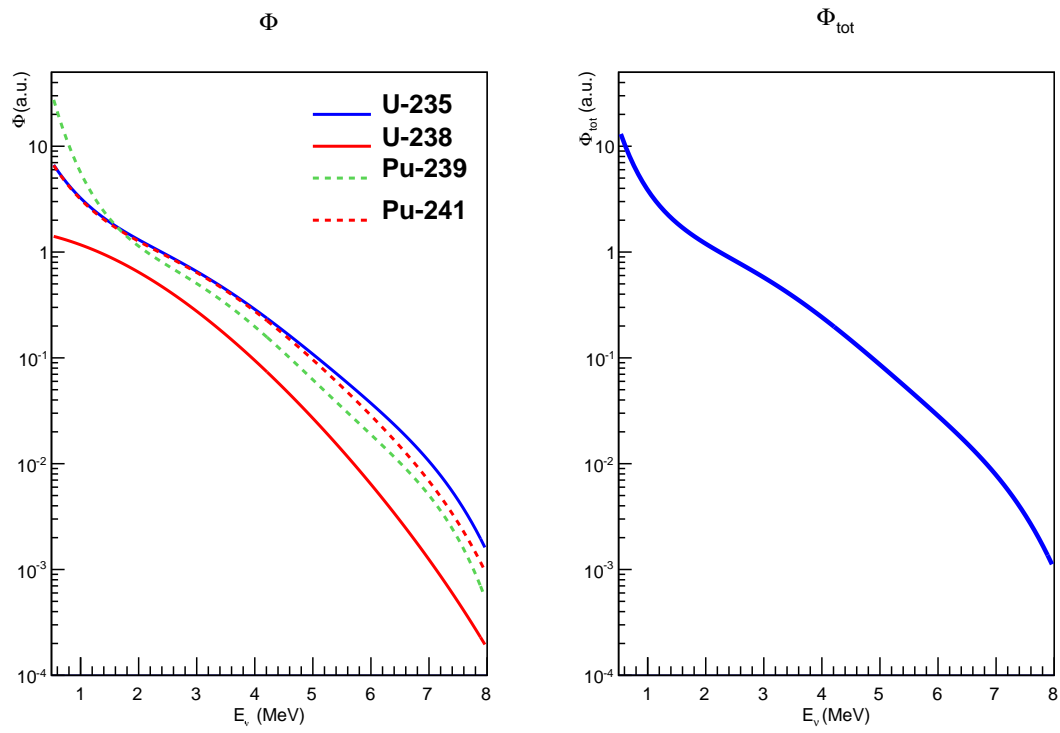


Figura 3.1: Flusso  $\bar{\nu}_e$  da reattore



Abbiamo comunque esteso la parametrizzazione anche al di sotto di tale soglia. La figura 3.2 mostra il flusso totale di  $\bar{\nu}_e$  ottenuto nella simulazione, in completo accordo almeno per la parte  $E$  con il dato di [4].

Nella stessa figura è mostrata anche la distribuzione in energia per i  $\bar{\nu}_e$  che hanno interagito. L'andamento dei due istogrammi si può facilmente comprendere facendo riferimento alla sezione d'urto totale mostrata in figura 3.3.

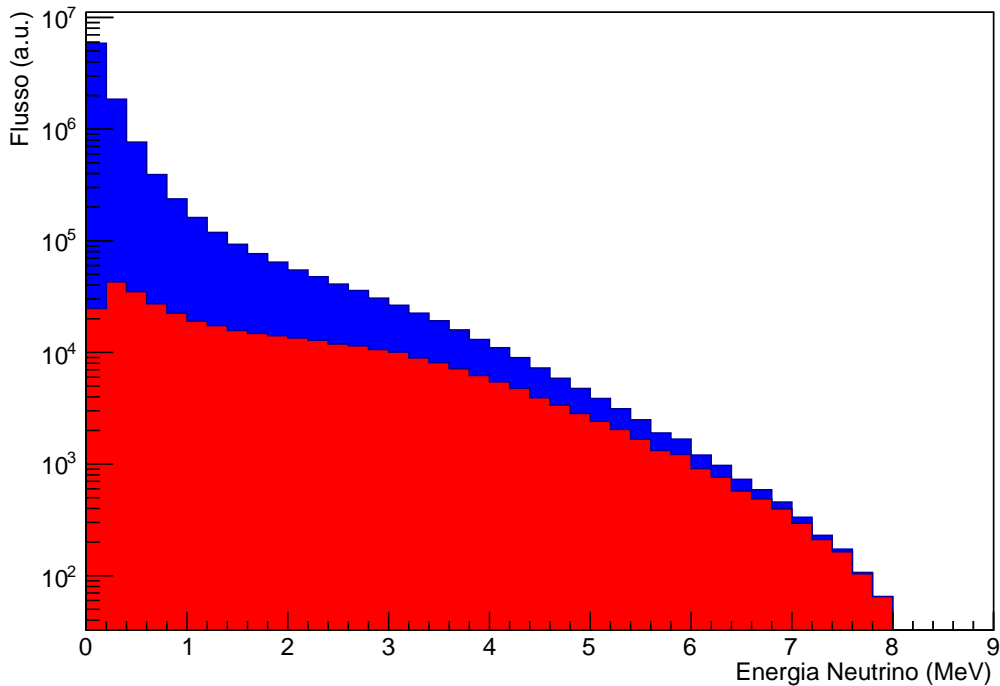


Figura 3.2: Spettro energetico dei  $\bar{\nu}_e$  generati (in blu) e dei  $\bar{\nu}_e$  che hanno interagito (in rosso)

In figura 3.4 sono messi a confronto il numero di interazioni per  $P=0.067$ ,  $C_\alpha=1$  e  $C_\alpha=-1$  per lo stesso flusso di  $\bar{\nu}_e$  incidenti.

Infine nella figura 3.5 vengono confrontate le distribuzioni dell'energia cinetica dell'elettrone diffuso, che mostrano le caratteristiche già evidenziate nel capitolo 1, nel corso della discussione sulle sezioni d'urto differenziali.

Per tradurre questi risultati in numero di interazioni per unità di tempo sul rivelatore GSO già introdotto occorre operare una normalizzazione.

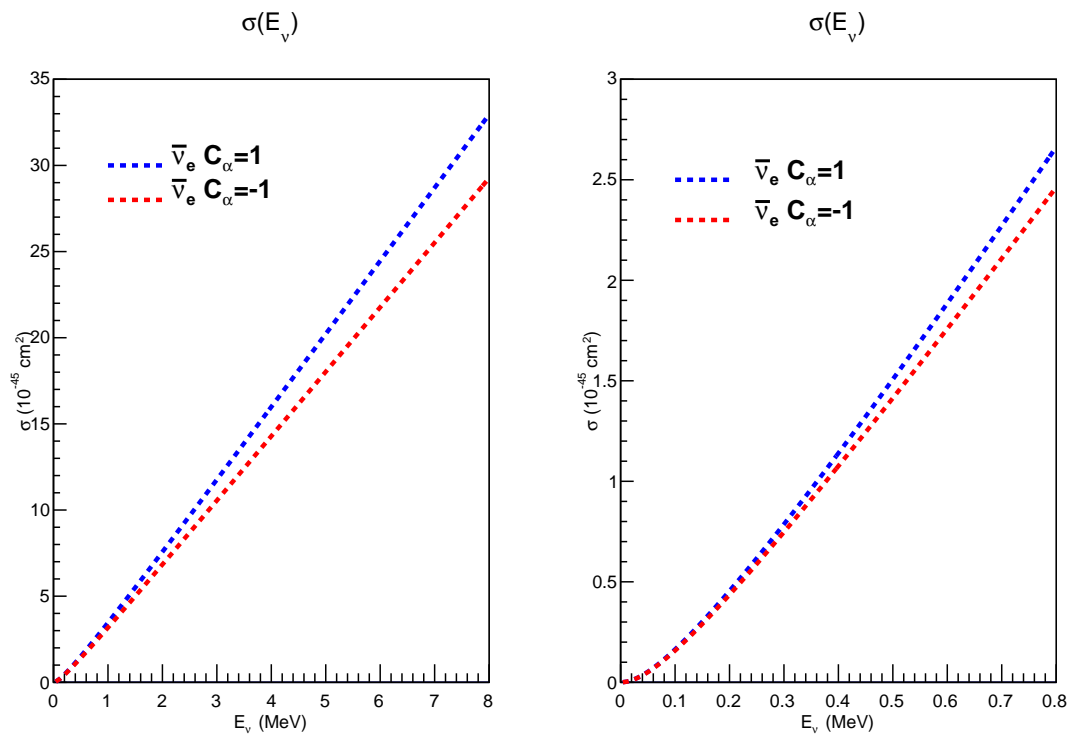


Figura 3.3: Sezione d'urto  $\bar{\nu}_e$ -e con  $C_\alpha = \pm 1$

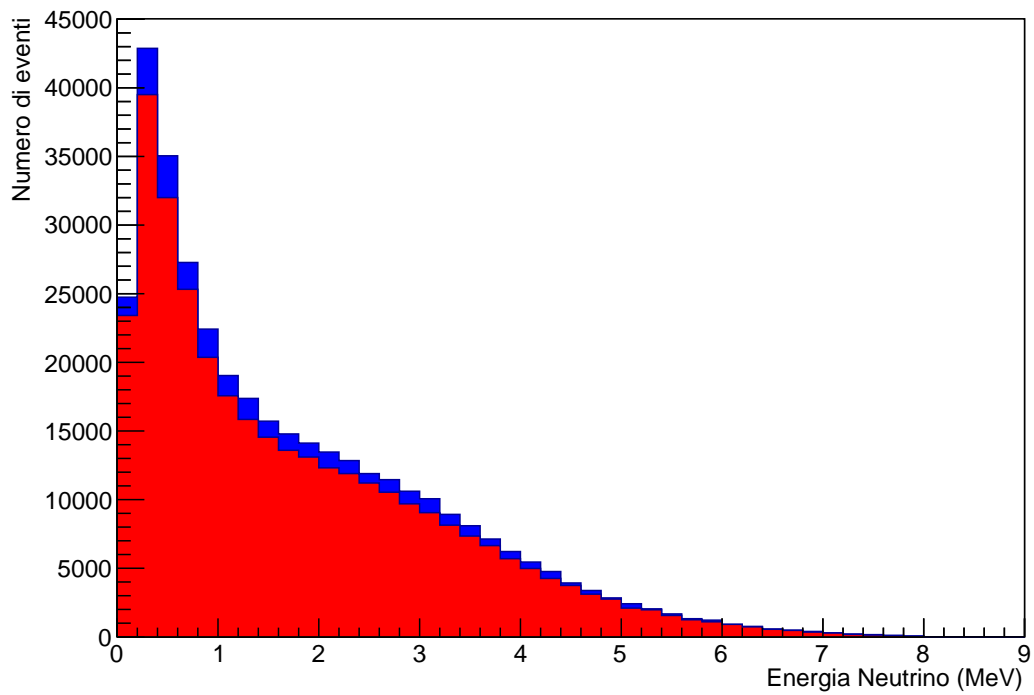


Figura 3.4: Confronto tra gli spettri di energie dei  $\bar{\nu}_e$  che hanno interagito su bersagli con  $C_\alpha=1$  (in blu) e  $C_\alpha=-1$  (in rosso) con  $P=0.067$

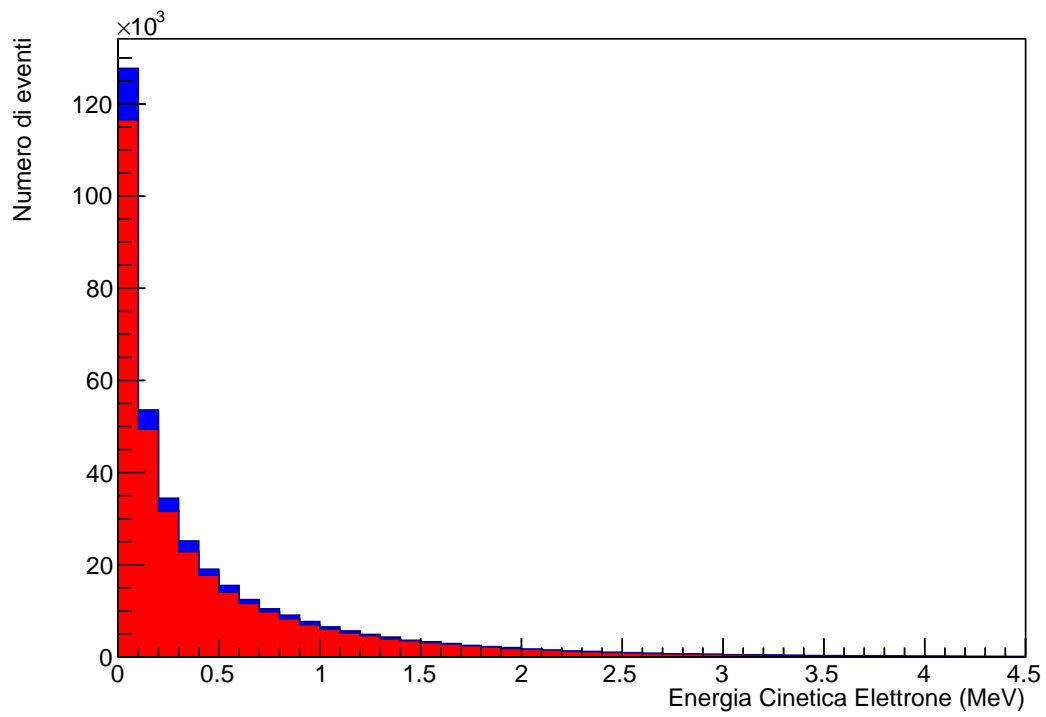


Figura 3.5: Spettro delle energie cinetiche degli elettroni con  $C_\alpha = 1$  (in blu) e  $C_\alpha = -1$  (in rosso),  $P = 0.067$

Sia  $N_{\bar{\nu}_e}^G$  il numero di neutrini generati e  $N_{int}^o$  il numero di interazioni ottenute nella simulazione. Poiché si è assunto che tutti i  $\bar{\nu}_e$  con  $E = E_{max} = 8MeV$  interagissero, il numero effettivo di interazioni per singolo elettrone è dato dal prodotto:

$$N_{eff} = N_{int}^o \cdot \sigma(E_{max}) \cdot \frac{N_{\bar{\nu}_e}^V}{N_{\bar{\nu}_e}^G}$$

dove  $N_{\bar{\nu}_e}^V$  è il flusso reale. Moltiplicando per  $N_e$  si ottiene il numero di interazioni per unità di volume e unità di tempo. Nel nostro caso otteniamo  $4.18 \cdot 10^{-3}$  eventi/s, ossia 361 eventi al giorno, per  $C_\alpha=1$  da confrontarsi con 332 eventi al giorno nel caso  $C_\alpha = -1$ .

Sebbene si siano trascurate le sorgenti di fondo (particolarmente importanti ad energie maggiori di 1.8MeV le interazioni tra  $\bar{\nu}_e$ -p) ed efficienze di rivelazione, a questo livello si può osservare che se si esponessero simultaneamente allo stesso flusso due rivelatori polarizzati in maniera opposta si sarebbe in grado di apprezzare la differenza tra le polarizzazioni.

# Bibliografia

- [1] P. Minkowski, M. Passera, Physics Letters B 541 (2002) 151-154.
- [2] P.Mocci, Studio per la realizzazione di un bersaglio attivo polarizzato magneticamente, Tesi di laurea, Università degli Studi di Cagliari, A.A. 2010/2011.
- [3] J.N.Bahcall et al., ApJ 621, L83, 2005; Phys.Rev. Lett.92, 121301, March 2004
- [4] Th.A.Mueller, D.Lhuiller, M.Fallot et al., Physical Review C 83, 054615 (2011)
- [5] G.Mention, M.Fechner, Th.Lasserre et al., The reactor antineutrino Anomaly, February 2, 2011

# Ringraziamenti

Desidero ringraziare sentitamente innanzi tutto il Prof. Biagio Saitta per avermi dato l'opportunità di lavorare con lui. Senza l'impegno, l'immensa disponibilità e attenzione che, se possibile, conferiscono un ultimo valore aggiunto a una ben nota professionalità e competenza, il tempo e il lavoro dedicato a questo scritto non sarebbero valsi tanto.

Ringrazio anche il Prof. Cardini per le preziose dritte.

Grazie a tutte le persone che mi son state vicine nel mio percorso, la mia famiglia e i miei amici, vecchi e nuovi, e i miei colleghi, sostenendomi nei tratti in salita e affiancandomi meta dopo meta.

E so di dover ringraziare tutti i docenti che mi hanno insegnato l'importanza della cultura, dell'istruzione, della comprensione e del miglioramento. Un grazie particolare a chi con la propria passione per la materia ha saputo coltivare la mia.

A tutte queste persone è dedicato questo lavoro di tesi.