

Πειράματα Νετρίνων

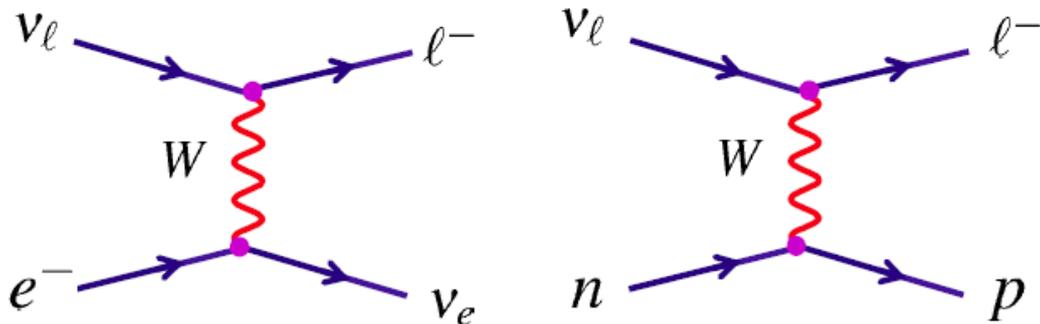
Σε συντομία οι τρόποι με τους οποίους τα νετρίνα αλληλεπιδρούν με την ύλη.

- Αντιδράσεις ουδετέρων ρευμάτων:
 - μέσω ενός μποζονίου Z
- Αντιδράσεις φορτισμένων ρευμάτων
 - μέσω ενός μποζονίου W και παραγωγή φορτισμένου σωματιδίου.

- Σύμφωνα με το σωματίδιο στόχου:
 - Ατομικό ηλεκτρόνιο
 - Νουκλεόνιο του πυρήνα.

➤ Φορτισμένο ρεύμα:

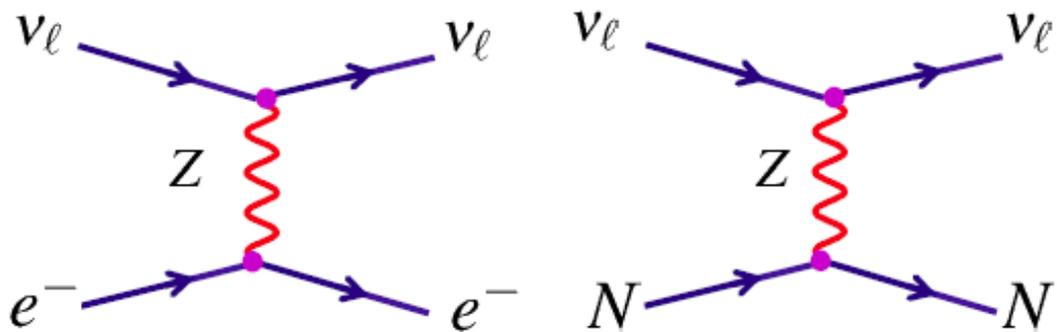
Στα διαγράμματα σημειώστε W^-



Το τελικό λεπτόνιο l^- είναι της ίδιας οικογένειας με το αρχικό νεutrino ν_l .

➤ **Ουδέτερο ρεύμα.**

Η αλληλεπίδραση γίνεται μέσω ενός μποζονίου Z. Το νεutrino ν_l εμφανίζεται στη τελική κατάσταση.



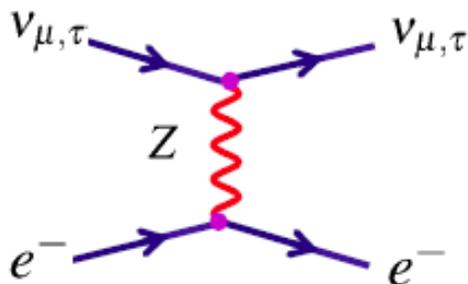
Ενεργειακό κατώφλι στις αντιδράσεις νετρίνων, «εξαφάνιση νετρίνων».

Η μέθοδος ανίχνευσης εξαρτάται από την ενέργεια και το άρωμα του νετρίνου.

Τα ηλιακά νετρίνα έχουν ενέργεια τάξης $E \approx 1 \text{ MeV}$

Τα κοσμικά έχουν ενέργεια $E \approx 1 \text{ GeV}$

Όταν οι ενέργειες είναι χαμηλές, δεν είναι επιτρεπτές οι αντιδράσεις, όπου χρειάζεται να παραχθεί ένα λεπτόνιο μεγάλης μάζας.

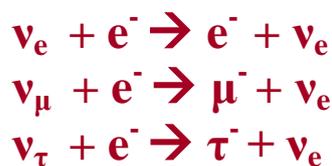
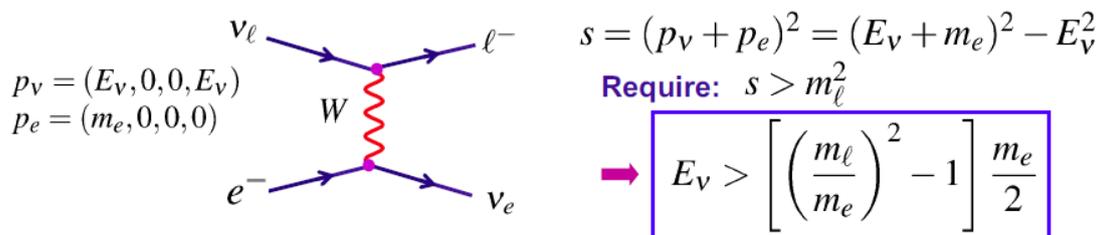


Αντιδράσεις φορτισμένων ρευμάτων σε ατομικά ηλεκτρόνια.
(Σύστημα εργαστηρίου)

Στο δεξι μέρος του διαγράμματος εμφανίζεται το αντίστοιχο φορτισμένο λεπτόνιο.

δηλ αν πέφτει ν_e τότε εμφανίζεται e^- , αν ν_μ τότε μ^- , αν ν_τ τότε τ^- . Όμως το νεutrino, πρέπει να έχει αρκετή ενέργεια για να δημιουργήσει την μάζα του λεπτονίου στην τελική κατάσταση. Ο υπολογισμός δίνει :

Σκέδαση σε ηλεκτρόνιο,



Με αριθμητική αντικατάσταση υπολογίζουμε το κατώφλι ενέργειας. :

$$E_{\nu_e} > 0 \quad E_{\nu_\mu} > 11 \text{ GeV} \quad E_{\nu_\tau} > 3090 \text{ GeV}$$

Υψηλό κατώφλι για ηλιακά ή ατμοσφαιρικά νεutrina.

Αντιδράσεις φορτισμένων ρευμάτων σε νουκλεόνια.

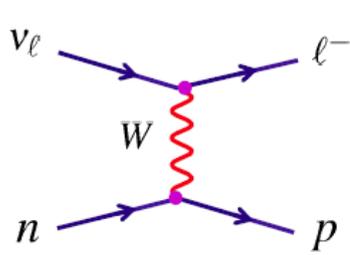
(Σύστημα εργαστηρίου)

Οι συνθήκες είναι πιο ευνοϊκές λόγω της μάζας του νουκλεονίου.

Οι διατομές εξαρτώνται από τις συναρτήσεις δομής των νουκλεονίων.

Για νεutrina:

Για ν_e αναγνωρίζουμε την αντίστροφη της διάσπασης β .



$$s = (p_\nu + p_n)^2 = (E_\nu + m_n)^2 - E_\nu^2$$

$$\text{Require: } s > (m_\ell + m_p)^2$$

$$\rightarrow E_\nu > \frac{(m_p^2 - m_n^2) + m_\ell^2 + 2m_p m_\ell}{2m_n}$$

$\nu_e + n \rightarrow e^- + p \leftarrow$ αντίστροφη β

$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$

$\nu_\tau + n \rightarrow \tau^- + p$

Υπολογίζουμε το κατώφλι

ενέργειας :

$$E_{\nu_e} > 0$$

$$E_{\nu_\mu} > 110 \text{ MeV}$$

$$E_{\nu_\tau} > 3.5 \text{ GeV}$$

Τα ηλεκτρονικά νετρίνα από τον ήλιο ή από αντιδραστήρες με ενέργεια $E \sim 1 \text{ MeV}$ που **ταλαντώνονται** σε μιονικά, δεν μπορούν να αντιδράσουν επειδή δεν έχουν την απαραίτητη ενέργεια να παράγουν μόνια και “εξαφανίζονται”.

($\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ και $E_{\nu_\mu} < 110 \text{ MeV}$).

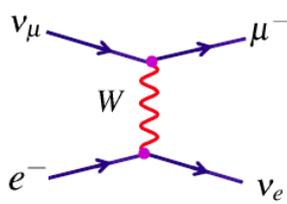
Αντιδρούν τα ατμοσφαιρικά.

Τα μιονικά νετρίνα που **ταλαντώνονται** σε νετρίνα ταυ επίσης εξαφανίζονται.

Τα περισσότερα πειράματα είναι πειράματα εξαφάνισης (εκτός από το SNO) γιατί η ενέργεια στο σύστημα Κ.Μ, είναι κάτω από το κατώφλι για παραγωγή λεπτονίου με διαφορετικό άρωμα όπως φαίνεται στα προηγούμενα.

➤ Ενεργές διατομές.

Για μιονικά νετρίνα υψηλής ενέργειας ισχύει :



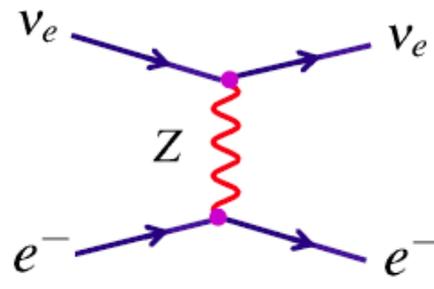
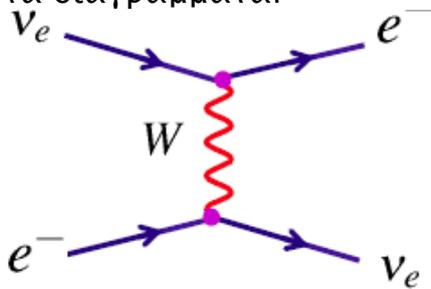
$$\sigma_{\nu_{\mu}e^{-}} = \frac{G_F^2 s}{\pi}$$

with $s = (E_{\nu} + m_e)^2 - E_{\nu}^2 \approx 2m_e E_{\nu}$

$$\sigma_{\nu_{\mu}e^{-}} = \frac{2m_e G_F^2 E_{\nu}}{\pi}$$

Cross section increases linearly with lab. frame neutrino energy

Για ηλεκτρονιακά νευτρίνα για την ίδια τελική κατάσταση έχουμε τα διαγράμματα:



Η συνολική ενεργή διατομή είναι μικρότερη από σκέτη φορτισμένων ρευμάτων λόγω αρνητικής συμβολής των δύο διαγραμμάτων.

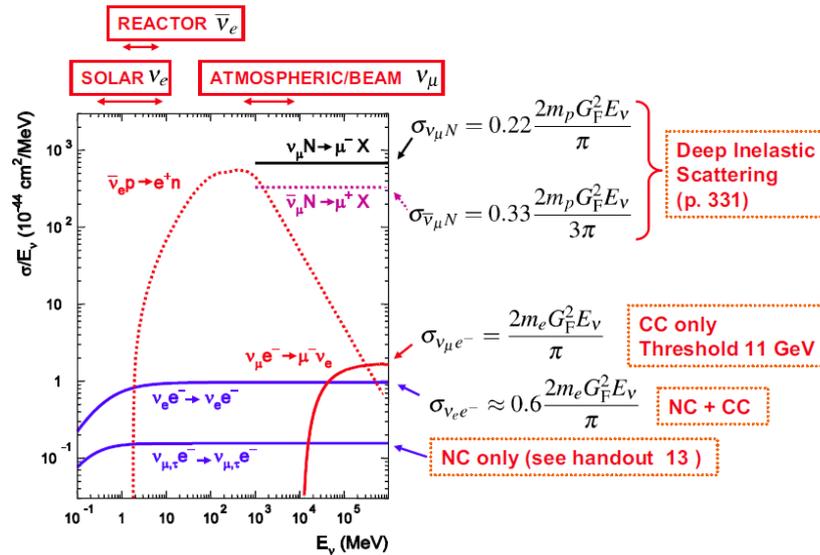
$$\sigma_{\nu_e e} \approx 0.6 \sigma_{\nu_e e}^{CC}$$

Στις υψηλές ενέργειες η διατομές νευτρίνο - νουκλεόνιο είναι μεγαλύτερες λόγω της υψηλότερης διαθέσιμης ενέργειας στο ΚΜ.

$$s = (E_{\nu} + m_n)^2 - E_{\nu}^2 \approx 2m_n E_{\nu}$$

Neutrino Detection

★ The detector technology/interaction process depends on type of neutrino and energy



Τα ηλιακά νευτρίνα, ανιχνεύονται από την αντίστροφη διάσπαση β .

Τα ατμοσφαιρικά, ανιχνεύονται από την βαθιά ανελαστική σκέδαση. Η σκέδαση στα ηλεκτρόνια, συνεισφέρει σε πολύ μικρό ποσοστό.

Επεξηγήσεις στις διαφάνειες.

Ενεργός διατομή.

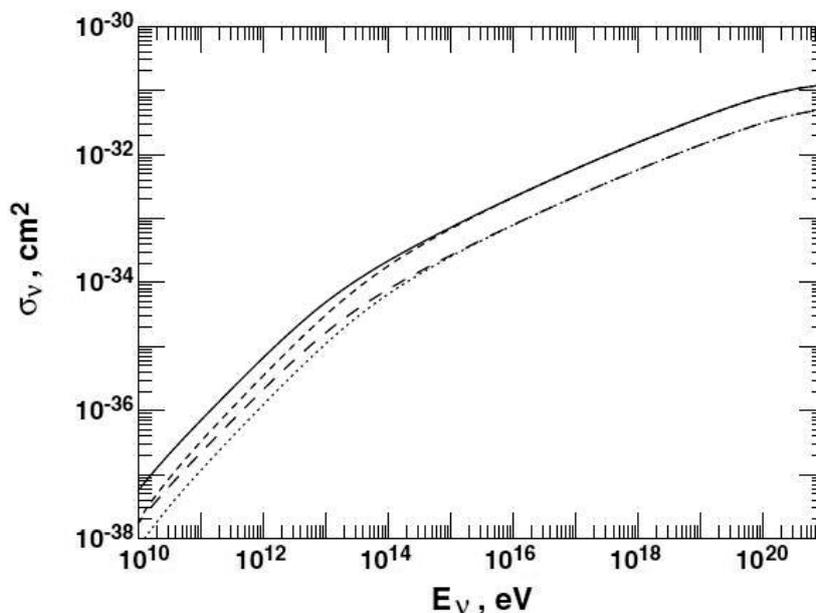


Fig. 10.2. Cross-sections for deep inelastic neutrino scattering. Neutrino CC cross-section is plotted with a solid line, the antineutrino with short dashes. The NC cross-section for neutrinos are plotted with long dashes, and for antineutrinos with a dotted line.

Στις χαμηλές ενέργειες η ενεργός διατομή των αντι-νετρίνων είναι περίπου το 1/3 των νετρίνων.

$$1 \text{ GeV } \sigma_{\bar{\nu}} \cong 1/3 \sigma_{\nu} \quad 100 \text{ GeV} \cong \sigma_{\nu}$$

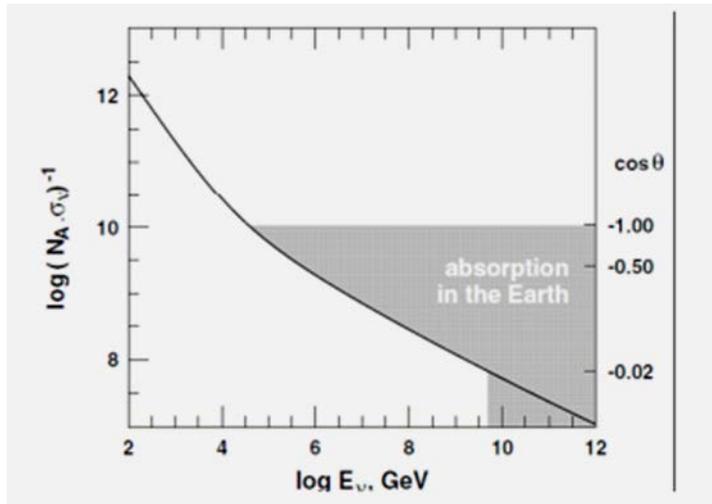
Οι διατομές των ουδετέρων ρευμάτων είναι περίπου οι μισές από τις αντίστοιχες των φορτισμένων.

Το σημείο καμπής αντιστοιχεί στην ενέργεια εργαστηρίου που χρειάζεται για την παραγωγή του W και του Z αντίστοιχα.

Πείραμα ICECUBE

Απορρόφηση νετρίνων μεγάλης ενέργειας από τη γη.

Το πείραμα ICE CUBE που βρίσκεται στο Νότιο Πόλο, ανιχνεύει νετρίνα πολύ μεγάλης ενέργειας από εξωγαλαξιακές πηγές. Στις πολύ μεγάλες ενέργειες η ενεργός διατομή της αντίδρασης αυξάνεται έτσι ώστε τα νετρίνα αυτά απορροφώνται από τη γη. Όταν η ενέργεια γίνει μεγαλύτερη από $5 \cdot 10^4 \text{ GeV}$ η γη δεν είναι πια διαφανής στα νετρίνα. Για μεγαλύτερη από $5 \cdot 10^9$ όλο το Νότιο ημισφαίριο γίνεται αδιαφανές. Στο σχήμα το μήκος απορρόφησης των νετρίνων σαν συνάρτηση της ενέργειας. Δεξιά το συνημίτονο της γωνίας θ από την κατακόρυφο.

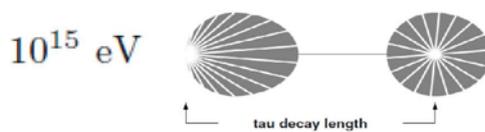


Αντίδραση ν_τ μεγάλη ενέργειας.

Στην αντίδραση ν_τ με νουκλεόνιο, το τ που παράγεται διασπάται σε πολύ μικρό χρόνο σε αδρόνια και η αντίδραση συνοδεύεται από ένα αδρονικό καταιονισμό! Όμως αν η ενέργεια γίνει πολύ μεγάλη, το μήκος διάσπασης μεγαλώνει και η αντίδραση χαρακτηρίζεται από δύο καταιονισμούς, ο πρώτος από την σκέδαση στο νουκλεόνιο και ο δεύτερος από την διάσπαση του τ . Στην εικόνα αντίδραση ν_τ ενέργειας 10^{15} eV = 1 PeV

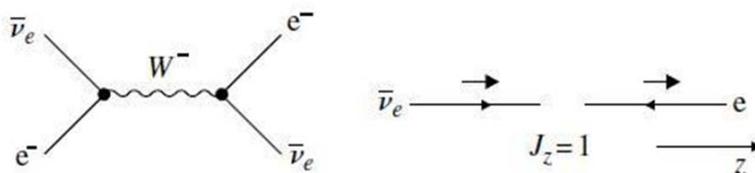


Το ' τ ' διασπάται μετά από περίπου 50 m δημιουργώντας έναν ακόμη καταιονισμό.



Συντονισμός Glashow

Ένα ενδιαφέρον φαινόμενο που μπορεί να παρατηρηθεί σε αντιδράσεις νετρίνων πολύ υψηλής ενέργειας, που προέρχονται από αστροφυσικές πηγές.



Η σκέδαση του αντι ν_e σε ηλεκτρόνιο, γίνεται με την μεσολάβηση ενός μποζονίου W. Στον τύπο της ενεργής

$$\left(1 - \frac{2mE_p}{M_w^2}\right)^2$$

διατομής εμφανίζεται ο όρος

Η διατομή μεγιστοποιείται όταν η ενέργεια του νετρίνου γίνει ίση με 6.4 PeV δηλαδή μπορεί να παράγει την μάζα του W. Η διαθέσιμη ενέργεια στο KM είναι :

$$\sqrt{s} = \sqrt{2m_e E_\nu}$$

Η διατομή στην ενέργεια αυτή, είναι περίπου 300 φορές μεγαλύτερη από το άθροισμα των διατομών όλων των άλλων αντιδράσεων.

Στις άλλες αντιδράσεις των νετρίνων δεν εμφανίζεται ο όρος αυτός λόγω διαφορετικού συνδιασμού των spin.

Στην τελική κατάσταση έχουμε τα προϊόντα της διάσπασης του W

Δηλαδή:

$W^+ \rightarrow \nu_l + \text{hadrons}$	68%
$\rightarrow \nu_e + e$	10,5%
$\rightarrow \nu_\mu + \mu$	10,5%
$\rightarrow \nu_\tau + \tau$	11%

Το ηλεκτρόνιο που παράγεται, δημιουργεί πάντοτε Η.Μ. καταιονισμό τον οποίο μπορούμε να ανιχνεύσουμε. Στον καταιονισμό πηγαίνει σχεδόν το 100% της ενέργειας του νετρίνου. Το μήκος του καταιονισμού για νεutrino 1 PeV είναι περίπου 7 m .

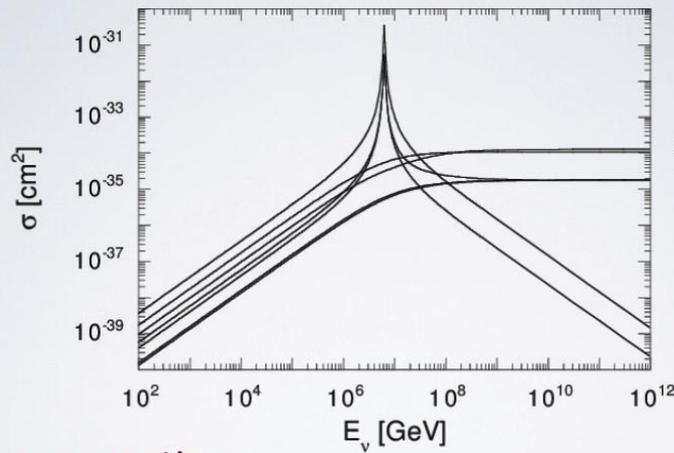
Τα αδρόνια δημιουργούν αδρονικό καταιονισμό του οποίου η ενέργεια είναι περίπου 50% της αρχικής.

Το μιονίο δημιουργεί μία τροχιά την οποία ανιχνεύουμε από το φως Τσερένκοφ.

Το τάου δημιουργεί αδρονικό καταιονισμό.

(D. Perkins σελ. 68, S. L. Glashow Phys. Rev 118 (1960) 316-317)

Neutrino Cross-sections at the Glashow Resonance



RG, Quigg, Reno and Sarcevic

The cross-sections

$\bar{\nu}_e e \rightarrow \text{hadrons}$, $\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_e e$, $\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_\mu \mu$, $\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_\tau \tau$ are resonant

Thursday 23 June 2011

Ενεργός διατομή σαν συνάρτηση της ενέργειας, συντονισμός Glashow.

Αντιδράσεις σε συντονισμό.

Interaction	$\sigma [\text{cm}^2]$
$\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_e e$	5.38×10^{-32}
$\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_\mu \mu$	5.38×10^{-32}
$\bar{\nu}_e e \rightarrow \text{hadrons}$	3.41×10^{-31}
$\bar{\nu}_e e \rightarrow \text{anything}$	5.02×10^{-31}

Αντιδράσεις εκτός συντονισμού.

Interaction	$\sigma [\text{cm}^2]$
$\nu_\mu N \rightarrow \mu + \text{anything}$	1.43×10^{-33}
$\nu_\mu N \rightarrow \nu_\mu + \text{anything}$	6.04×10^{-34}
$\nu_\mu e \rightarrow \nu_e + \mu$	5.42×10^{-35}

Παρατηρούμε την διαφορά σε τάξεις μεγέθους.

Το ηλεκτρόνιο που παράγεται δημιουργεί Η.Μ. καταιονισμό, τον οποίο ανιχνεύουμε.

Παράμετροι νετρίνων

Observed values of oscillation parameters

- $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.092 \pm 0.017$ ^[15]
- $\tan^2(\theta_{12}) = 0.457 + 0.040 - 0.029$. This corresponds to $\theta_{12} \equiv \theta_{\text{sol}} = 34.06 + 1.16 - 0.84^\circ$ ("sol" stands for solar)^[16]
- $\sin^2(2\theta_{23}) > 0.92$ at 90% confidence level, corresponding to $\theta_{23} \equiv \theta_{\text{atm}} = 45 \pm 7.1^\circ$ ("atm" stands for atmospheric)^[16]
- $\Delta m_{21}^2 \equiv \Delta m_{\text{sol}}^2 = 7.59 + 0.20 - 0.21 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ ^[16]
- $|\Delta m_{31}^2| \approx |\Delta m_{32}^2| \equiv \Delta m_{\text{atm}}^2 = 2.43 + 0.13 - 0.13 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ ^[16]
- $\delta, \alpha_1, \alpha_2$, and the sign of Δm_{32}^2 are currently unknown

Solar neutrino experiments combined with [KamLAND](#) have measured the so-called solar parameters Δm_{sol}^2 and $\sin^2\theta_{\text{sol}}$. Atmospheric neutrino experiments such as [Super-Kamiokande](#) together with the K2K and MINOS long baseline accelerator neutrino experiment have determined the so-called atmospheric parameters Δm_{atm}^2 and $\sin^2\theta_{\text{atm}}$. The last mixing angle, θ_{13} , has been measured by the [Daya Bay Experiment](#) and the RENO as $\sin^2 2\theta_{13}$.

For atmospheric neutrinos (where the relevant difference of masses is about $\Delta m^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ and the typical energies are $\sim 1 \text{ GeV}$), oscillations become visible for neutrinos traveling several hundred km, which means neutrinos that reach the detector from below the horizon.

The mixing parameter $\sin^2 2\theta_{13}$ is measured using electron anti-neutrinos from nuclear reactors. The rate of anti-neutrino interactions is measured in detectors sited near the reactors to determine the flux prior to any significant oscillations and then it is measured in far detectors (sited about 2 km from the reactors). The oscillation is observed as an apparent disappearance of electron anti-neutrinos in the far detectors (*i.e.* the interaction rate at the far site is lower than predicted from the observed rate at the near site).

Ενεργός διατομή.

2 45. Neutrino Cross Section Measurements

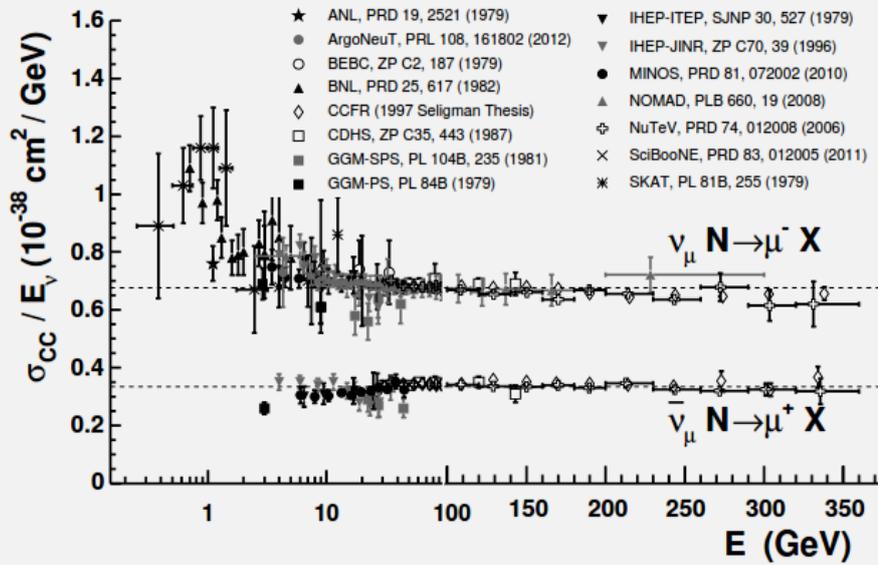
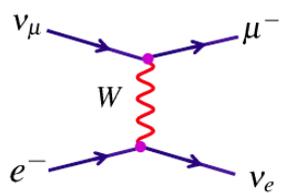


Figure 45.1: Measurements of ν_{μ} and $\bar{\nu}_{\mu}$ CC inclusive scattering cross sections divided by neutrino energy as a function of neutrino energy. Note the transition between logarithmic and linear scales occurring at 100 GeV. Neutrino-nucleon cross sections are typically twice as large as the corresponding antineutrino cross sections, though this difference can be larger at lower energies. NC cross sections (not shown) are generally smaller (but non-negligible) compared to their CC counterparts.

- ★ Electron neutrinos from the sun and nuclear reactors $E_\nu \sim 1\text{MeV}$ which oscillate into muon or tau neutrinos cannot interact via charged current interactions – “they effectively disappear”
- ★ Atmospheric muon neutrinos $E_\nu \sim 1\text{GeV}$ which oscillate into tau neutrinos cannot interact via charged current interactions – “disappear”

•To date, most experimental signatures for neutrino oscillation are a deficit of neutrino interactions (with the exception of SNO) because below threshold for produce lepton of different flavour from original neutrino

- In Handout 10 derived expressions for CC neutrino-quark cross sections in ultra-relativistic limit (neglecting masses of neutrinos/quarks)
- For high energy muon neutrinos can directly use the results from page 316



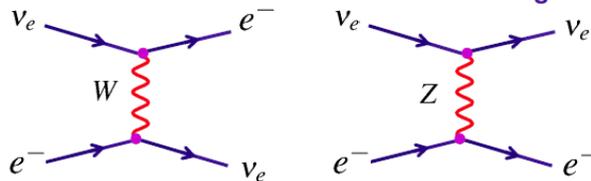
$$\sigma_{\nu_\mu e^-} = \frac{G_F^2 s}{\pi}$$

with $s = (E_\nu + m_e)^2 - E_\nu^2 \approx 2m_e E_\nu$

$$\sigma_{\nu_\mu e^-} = \frac{2m_e G_F^2 E_\nu}{\pi}$$

Cross section increases linearly with lab. frame neutrino energy

- For electron neutrinos there is another lowest order diagram with the same final state



It turns out that the cross section is lower than the pure CC cross section due to negative interference when summing matrix elements $|M_{CC} + M_{NC}|^2 < |M_{CC}|^2$

$$\sigma_{\nu_e e} \approx 0.6 \sigma_{\nu_e e}^{CC}$$

- In the high energy limit the CC neutrino-nucleon cross sections are larger due to the higher centre-of-mass energy: $s = (E_\nu + m_n)^2 - E_\nu^2 \approx 2m_n E_\nu$

