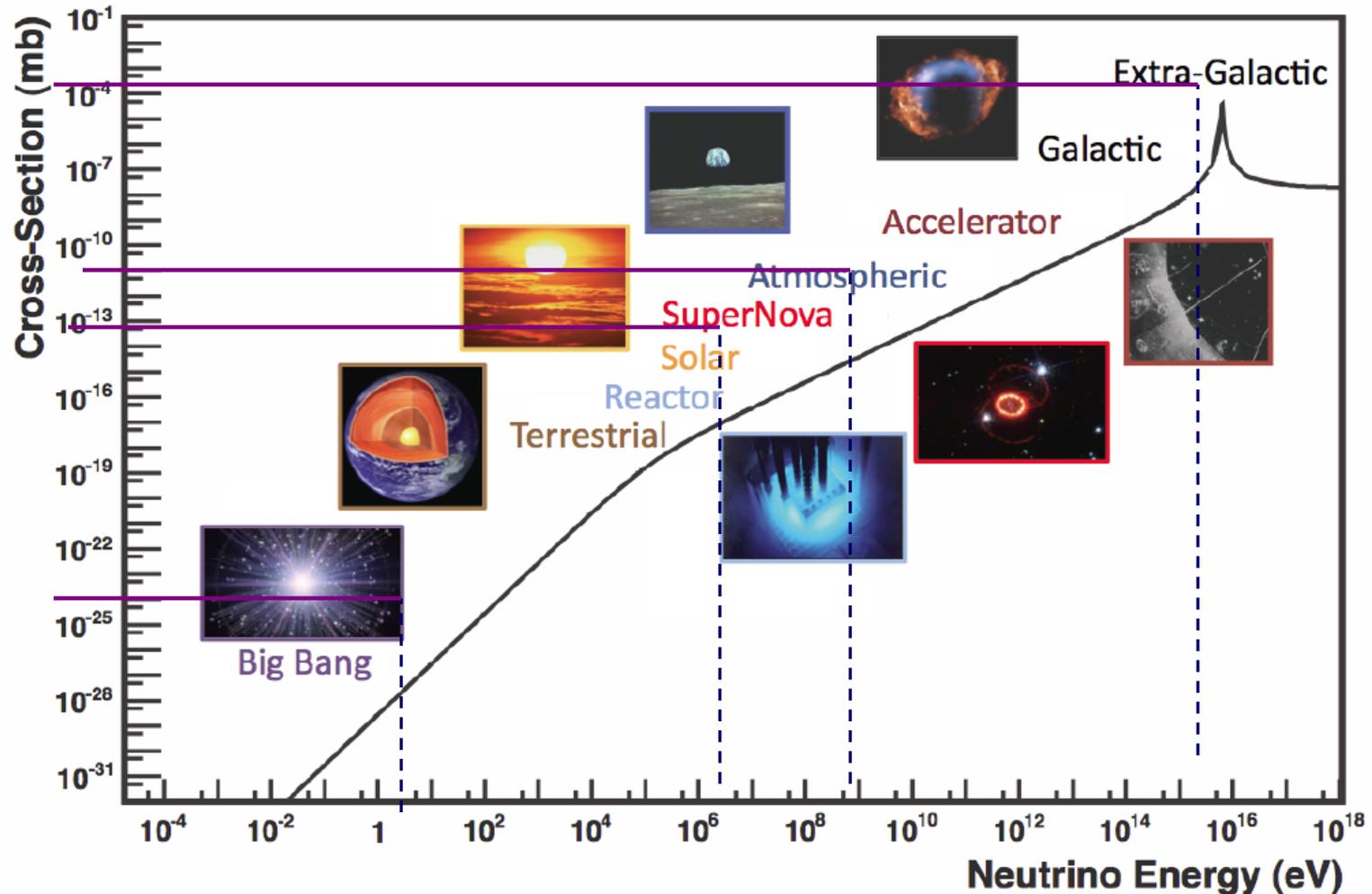


Πηγές νευτρίνων, ενεργός διατομή σαν συνάρτηση της ενέργειας του νευτρίνου.



Κοσμικά Νετρίνα

Ηλιακά Νετρίνα, (ν_e)

Προέρχονται από τις πυρηνικές αντιδράσεις που γίνονται στο εσωτερικό του Ηλίου. Ο αριθμός τους είναι εξαιρετικά μεγάλος $6 \cdot 10^{10} / \text{cm}^2 \text{ s}$. Η ενέργεια τους είναι της τάξης μερικών MeV.

Ατμοσφαιρικά νετρίνα, (ν_μ, ν_e)

Προέρχονται από την διάσπαση πιονίων και καονίων τα οποία δημιουργούνται από τις αντιδράσεις των πρωτογενών πρωτονίων, πυρήνων. Η ενέργεια τους ακολουθεί την ενέργεια των πρωτογενών, η μέση τιμή είναι περίπου 1 GeV.

Γαλαξιακά, Εξωγαλαξιακά

Προέρχονται από αντιδράσεις πρωτονίων με το CMB και, από ενεργά αντικείμενα όπως τα AGN. Ενέργεια πάνω από TeV.

Ρυθμός αντιδράσεων ατμοσφαιρικών νετρίνων.

υπολογισμός

$\sigma \sim 0,5 \cdot 10^{-38} E_\nu \text{ (Gev)}$ Από 1 Gev - 3000 Gev

$E_\nu = 1 \text{ GeV}$ το μέγιστο γινόμενο διατομής επί τη ροή
κοσμικών δηλ. μέγιστος αναμενόμενος ρυθμός
γεγονότων

ροή ~ 1 νεutrino $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$

Αριθμός νουκλεονίων ανά kTn νερού $\sim 6 \times 10^{32}$

Υπολογίζουμε τον ρυθμό αντιδράσεων:

$$\frac{1 \nu}{\text{cm}^2 \text{s}} \cdot \frac{.5 \times 10^{-38}}{\text{nucleon}} \times 1 \cdot \frac{6 \times 10^{32}}{\text{kTn}} \cdot \frac{3.15 \times 10^7 \text{ s}}{\text{y}} \approx 100 \frac{\text{interactions}}{\text{y} \cdot \text{kTn}}$$

Για να έχουμε σημαντικό αριθμό αντιδράσεων,
χρειαζόμαστε ανιχνευτή με μάζα πολλών κιλτοτώνων!

Προέλευση ατμοσφαιρικών νετρίνων, Διασπάσεις μεσονίων

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$$

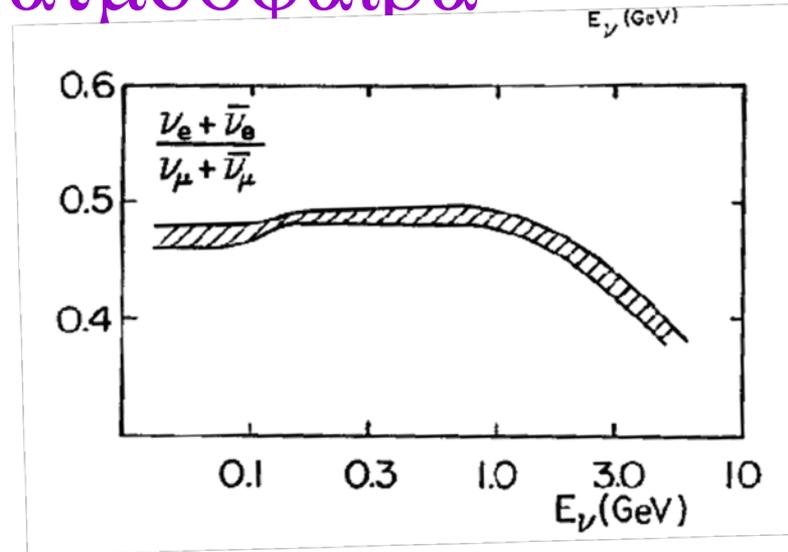
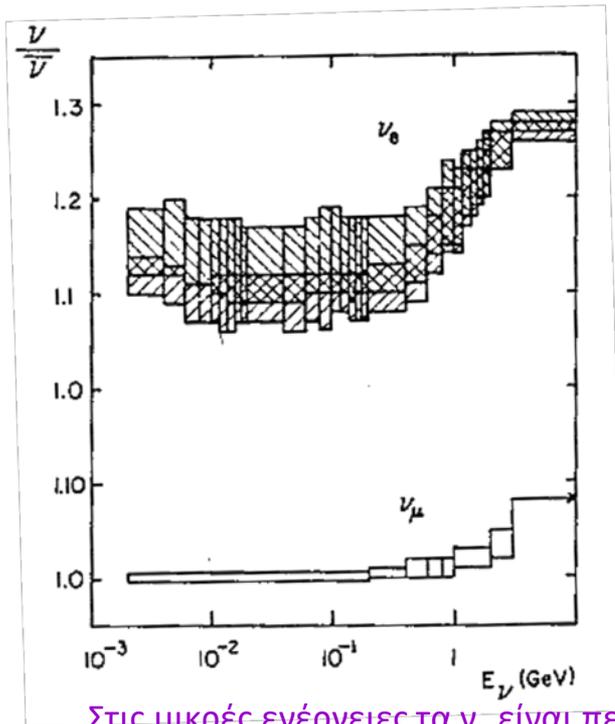
$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \approx 63.5\%$$

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e (\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu (\nu_\mu)$$

$$\frac{\nu_e + \bar{\nu}_e}{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu} = \frac{1}{2}$$

Μικρές ενέργειες. Τα μίονια με ενέργεια πάνω από 2.5 GeV δεν προλαβαίνουν να διασπαστούν

Λόγοι $\nu_e \bar{\nu}_e$ που παράγονται στην ατμόσφαιρα



Στις μικρές ενέργειες τα ν_e είναι περίπου τα μισά των ν_μ όμως σύντομα ο λόγος ελαττώνεται γιατί τα μόνια δεν προλαβαίνουν να διασπαστούν.

Όταν αυξάνεται η ενέργεια των πιονίων, το μήκος διάσπασης αυξάνεται και έτσι αυξάνεται η πιθανότητα να αντιδράσουν. Στις ενέργειες πιονίων πάνω από τα 115 GeV τα πιονια αντιδρούν πριν διασπαστούν και τα μιονικά νετρίνα, παράγονται από διασπάσεις K_L σε λόγο 3/1.

Στις πολύ μεγάλες ενέργειες που το πάχος της ατμόσφαιρας δεν αρκεί για να διασπαστεί ένα μόνιο, η πηγή των ηλεκτρονιακών νετρίνων είναι οι διασπάσεις K_S

Όταν αυξάνεται η ενέργεια των πονίων, το μήκος διάσπασης αυξάνεται και έτσι αυξάνεται η πιθανότητα να αντιδράσουν. Στις ενέργειες πονίων πάνω από τα 115 GeV τα πόνια αντιδρούν πριν διασπαστούν και τα μιονικά νετρίνα ν_μ , παράγονται από διασπάσεις K_L ($K_{\mu 3}$) με λόγο 3/1.

Στις πολύ μεγάλες ενέργειες που το πάχος της ατμόσφαιρας δεν αρκεί για να διασπαστεί ένα μίονιο, η πηγή των ηλεκτρονιακών νετρίνων ν_e , είναι οι διασπάσεις του K_L σε τρία σώματα (K_{e3}).

$$K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e \quad K_{e3}^0$$
$$K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu \quad K_{\mu 3}^0$$

Σε ενέργειες μεγαλύτερες από 100 TeV συνεισφέρουν και οι διασπάσεις των K_S .

Υπόγεια πειράματα νετρίνων

Αποτελέσματα

- SN 1987
- Ταλαντώσεις $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$
- Επίδραση μάζας στις ταλαντώσεις ν
- Όριο στη διάσπαση πρωτονίου.

Ανιχνευτές Νετρίνων

Παρατήρηση Ταλάντωσης Ατμοσφαιρικών
Νετρίνων

Η διάσπαση πρωτονίου.

Περίπου το 1979, η ενοποιημένες θεωρίες, πρόβλεπαν ότι ήταν δυνατόν να διασπάται το πρωτόνιο, αλλά ο χρόνος ζωής να ήταν τόσο μεγάλος χρόνια ώστε να μην επηρεάζει τα κοσμολογικά γεγονότα. Μια δεξαμενή νερού με μάζα 10 χιλιοτόνους νερού περιέχει $3 \cdot 10^{32}$ πρωτόνια ώστε είναι δυνατόν να παρατηρηθούν μερικές διασπάσεις τον χρόνο αν ο χρόνος ζωής του πρωτονίου είναι της τάξης 10^{30} χρόνια. Το νερό εκτός από υλικό παρατήρησης χρησιμεύει και σαν ανιχνευτής. Τα φορτισμένα σωματίδια παράγουν φως Cerenkov το οποίο ανιχνεύεται με φωτοπολλαπλασιαστές που είναι βυθισμένοι στο νερό. Η πιο πιθανή διάσπαση ήταν η $p \rightarrow \pi^0 + e^+$. Το ποζιτρόνιο ανιχνεύεται από το φως Cerenkov που παράγει.

Τα πειράματα

Τρία πειράματα είχαν κατασκευαστεί δύο στις ΗΠΑ, IMB (Irvine, Michigan, Brookhaven) , HPW(Harvard, Purdue, Wisconsin) και στην Ιαπωνία ο ανιχνευτής KAMIOKA.

Στα πειράματα αυτά το σημαντικότερο υπόβαθρο αποτελείται από κοσμικά μίονια. Για το λόγο αυτό κατασκευάστηκαν σε ορυχεία ώστε να απορροφώνται τα ενεργειακά μίονια!

Άλλες αντιδράσεις που μπορούν να παρατηρηθούν είναι οι αντιδράσεις νετρίνων.

Διασπάσεις πρωτονίων δεν παρατηρήθηκαν μέχρι σήμερα και ο χρόνος ζωής του πρωτονίου εκτιμάται μεγαλύτερος από 10^{34} χρόνια.

Στην πορεία οι ανιχνευτές αυτοί αποδείχθηκαν εξαιρετικοί για την ανίχνευση νετρίνων από τον ήλιο και τις κοσμικές ακτίνες.

Η ανίχνευση νετρίνων

Το 1987 τα πειράματα IMB και KAMIOKANDE ανίχνευσαν νετρίνα από την έκρηξη ενός σουπερνόβα στον γαλαξία του Μαγκελάνου. Αυτό ήταν το ξεκίνημα της αστροφυσικής των νετρίνων.

Στη συνέχεια το πείραμα KAMIOKANDE Μέτρησε τη ροή των ηλιακών νετρίνων και συνέβαλε στην απάντηση του αινίγματος των ηλιακών νετρίνων, και αργότερα παρουσίασε τα αποτελέσματα για την ροή των νετρίνων που παράγονται στην ατμόσφαιρα και απέδειξε την ταλάντωση ανάμεσα στις γεύσεις των νετρίνων.

Το πείραμα IMB αποτελούνταν από 10 ktn (χιλιοτόνους) νερού και 2.4 χιλιάδες φωτοπολλαπλασιαστές. Το πείραμα σταμάτησε τη λειτουργία του το 1993

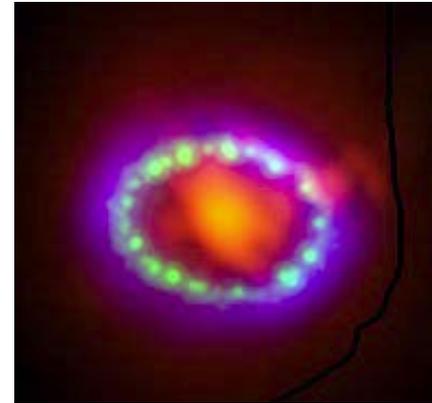
Το πείραμα KAMIOKANDE αποτελούνταν αρχικά από 2,5 ktn νερού και αργότερα 1993-98 αναβαθμίστηκε σε με 45 ktn.

Μερικές ημερομηνίες για τον ανιχνευτή νετρίνων KAMIOKANDE

- 1983 Το πείραμα KAMIOKANDE ξεκίνησε να συλλέγει δεδομένα .
- 1987 παρατήρησε νετρίνα από την έκρηξη του SN1987
- 1988 μέτρησε το έλλειμμα στη ροή των ηλιακών νετρίνων.
- 1991 ξεκίνησε η κατασκευή του Super KAMIOKANDE
- 1996 Άρχισε να παίρνει δεδομένα
- 1998 Ανακοίνωσε την ταλάντωση των ατμοσφαιρικών νετρίνων.
- 1999 ξεκίνησε το πείραμα K2K ανίχνευση νετρίνων από τον επιταχυντή KEK.
- 2001 Επιβεβαίωσε την ταλάντωση των ηλιακών νετρίνων.
- Άλλες σημαντικές ανακαλύψεις που ακολούθησαν, η εμφάνιση ηλεκτρονικών νετρίνων, η παραβίαση της συμμετρίας CP κ.α.

Η ανίχνευση εκπομπής νετρίνων από την έκρηξη του SN 1987

- KAMIOKANDE
- IMB
- BAKSAN



$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad \sigma = 7.5 \times 10^{-44} (E / \text{MeV}) \text{cm}^2$$

$$S_{\nu_e} : S_{\bar{\nu}_e} : S_{\nu_\mu} = 2 : 40 : 1$$

Τι προέκυψε από τη μέτρηση

- Μοντέλα SN
- Ενέργεια σε νετρίνα $3 \cdot 10^{53}$ erg
- Μάζα $m_\nu < 15$ eV

Μετρήσεις

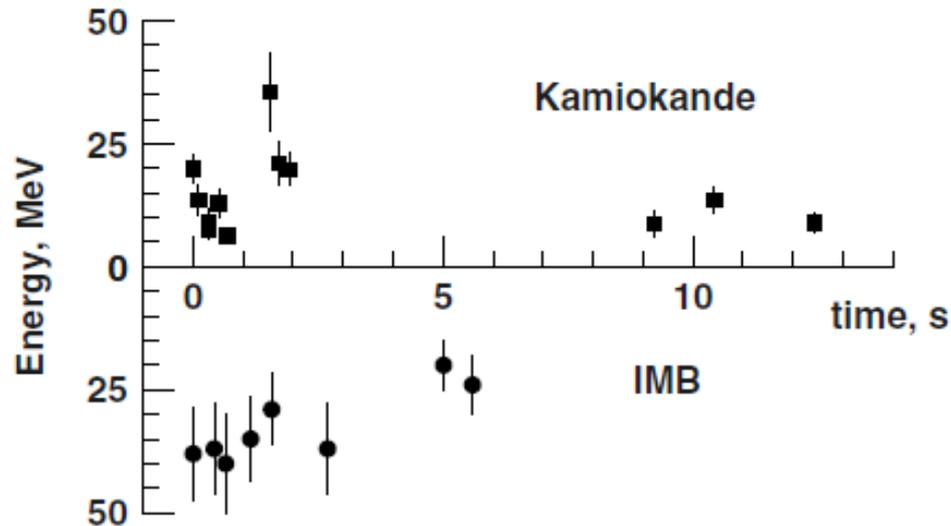
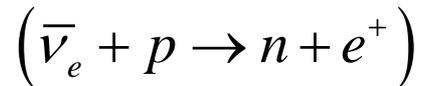


Fig. 3.5. Energy–time plot of the neutrinos detected by Kamiokande (squares) and IMB (filled circles). Note the higher energy threshold of the IMB detector. The first neutrinos detected by each detector are assumed to arrive simultaneously.

- Το KND (2,1 kt water) Ανίχνευσε 12 νετρίνα
- Το IMB (10 kt) ανίχνευσε 7 γεγονότα
- Τα περισσότερα ανιχνεύθηκαν τα πρώτα 2 sec

Ανίχνευση

Στους ανιχνευτές νετρίνων τα νετρίνα αλληλεπιδρούν με τα ελεύθερα πρωτόνια (υδρογόνο) ή με τους πυρήνες οξυγόνου. Η ενεργός διατομή για τις χαμηλές ενέργειες είναι μεταξύ 10^{-44} ως 10^{-45} cm^2 ανάλογα με την γεύση του νετρίνου. Η αντίδραση των αντινετρίνων



έχει διατομή $\sigma = 7.5 \times 10^{-44} (E/\text{MeV}) \text{ cm}^2$.

Λόγω της αντίδρασης αυτής, ο λόγος των ενεργών διατομών γίνεται:

$$S_{\nu_e} : S_{\bar{\nu}_e} = 2 : 40$$

Η γωνιακή κατανομή του παραγόμενου ηλεκτρόνιου είναι ισοτροπική. Τα γεγονότα που παρατηρήθηκαν στα πειράματα IMB και KAMIOKANDE είχαν ισοτροπική κατανομή.

Ενέργεια, μοντέλα.

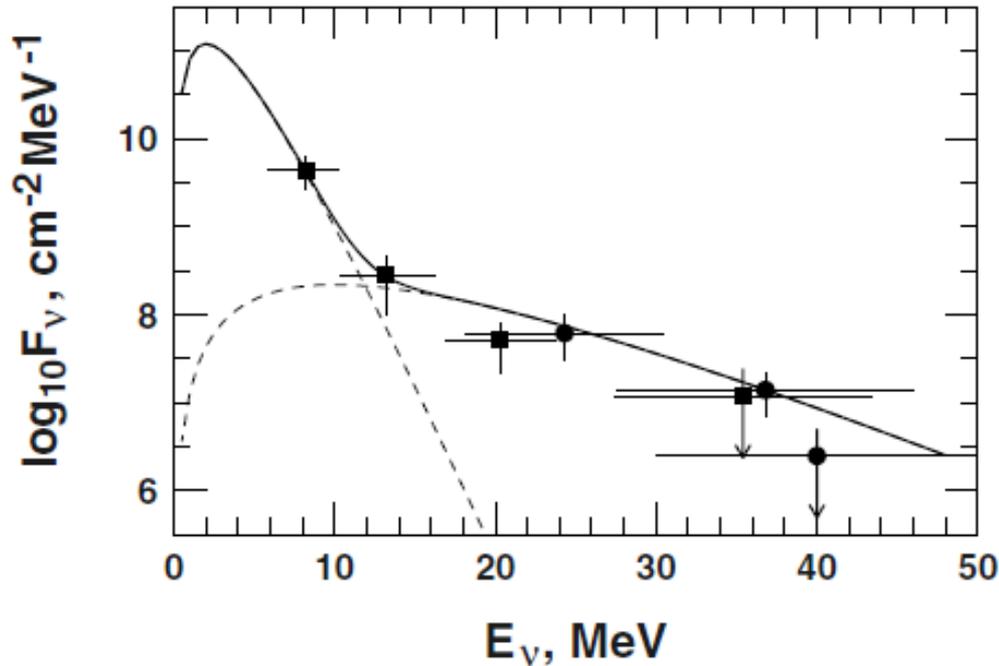


Fig. 3.6. Energy spectrum of the supernova neutrinos. The Kamiokande data are plotted with squares and IMB – with dots. The two dashed lines represent black body spectra with temperatures 1.5 and 5 MeV and the solid line is their sum.

Οι δύο καμπύλες αντιστοιχούν σε ακτινοβολία μέλανος σώματος με θερμοκρασία 1,5 MeV και 5 MeV.

Λίγα λόγια για την έκρηξη του SN.

- Κατά την έκρηξη του SN, η συνολική ενέργεια που ελευθερώνεται είναι $2-3 * 10^{53}$ erg και ακτινοβολείται σε περίπου 10s. Η ενέργεια αυτή προκύπτει από την ενέργεια δέσμησης του αστέρα.
- Σε θερμοκρασία $2*10^{12}$ K ή 200 MeV, παράγονται ζεύγη σωματιδίων, αν η μάζα τους είναι μικρότερη από τη διαθέσιμη ενέργεια. Τα νετρίνα μετά από πολλαπλές σκεδάσεις χάνουν ενέργεια και καταλήγουν στα 20-30 MeV πριν διαφύγουν. Τα ν_{μ} και ν_{τ} σκεδάζονται λιγότερες φορές (μικρότερη διατομή) και διαφεύγουν με υψηλότερες ενέργειες.
- Η ενέργεια του αστέρα ακτινοβολείται κυρίως από τα νετρίνα. Η εκπομπή είναι πολύ έντονη τα πρώτα 10 δευτερόλεπτα. (99% της ενέργειας πηγαίνει σε νετρίνα).
- Τα νετρίνα από αντίστροφη β , $e^{-} + p \rightarrow n + \nu_e$ ακτινοβολούνται στα πρώτα κλάσματα δευτερολέπτου.
- Αν υπολογίσουμε τη ροή νετρίνων στη γη από την έκρηξη του SN1987:

$$F_{\nu} = \frac{E_b}{15 \text{ MeV} \pi (h \rho c)^2} \approx 3 - 6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$$

Ενέργεια

Από τις μετρήσεις, η ενέργεια που ακτινοβολήθηκε σε αντινετρίνα ήταν $4,5 * 10^{52}$ erg . Αν υπολογίσουμε και την ενέργεια των νετρίνων ν_{μ} και ν_{τ} που δεν αντιδρούν στις χαμηλές ενέργειες, προκύπτει ότι η ενέργεια που ακτινοβολήθηκε σε νετρίνα, ήταν συνολικά $3 * 10^{53}$ και συμφωνεί με τα θεωρητικά μοντέλα!

Η Εξέλιξη του Sn1987 επιβεβαίωσε τα μοντέλα για SN.

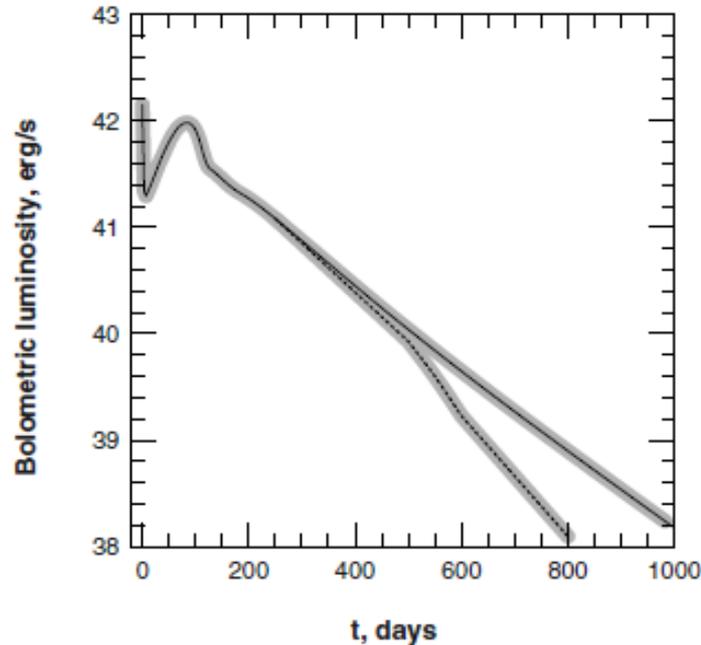


Fig. 3.7. The bolometric luminosity of SN1987a during the first 1,000 days after the explosion. The lower branch after ~ 400 days shows the optical luminosity and the upper branch adds the optical, X-ray and the γ -ray luminosities.

Η φωτεινή ροή ξεκίνησε περίπου 3 ώρες μετά την εκπομπή νετρίνων.

Το μέγιστο φωτεινότητας μετά από 10 μέρες οφείλεται στην αύξηση της διαφάνειας του κελύφους. Η κάτω καμπύλη είναι οι μετρήσεις σε ακτίνες x και γ ενώ η επάνω σε οπτική ακτινοβολία.

Καμπύλη φωτεινότητας

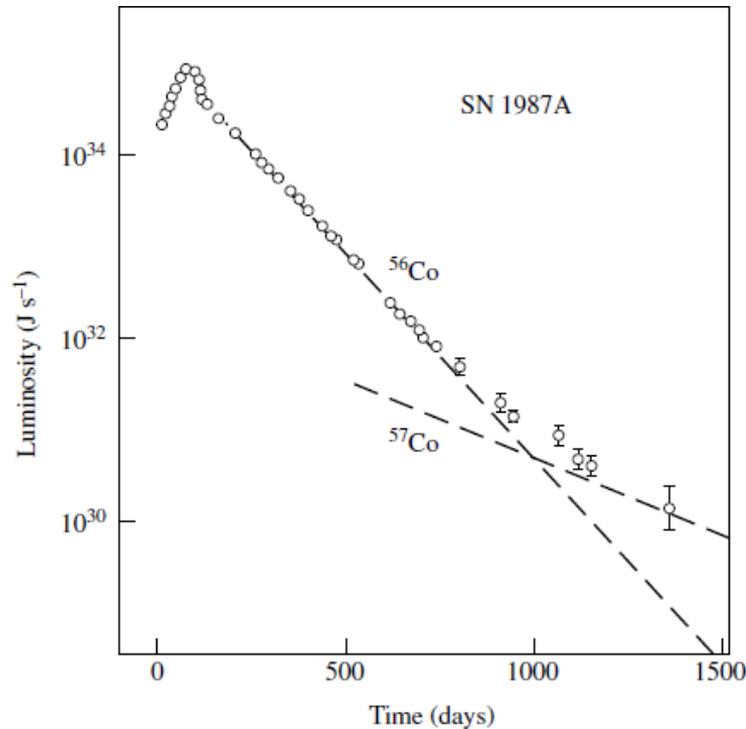
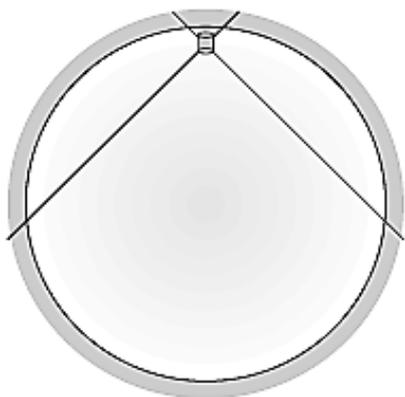


Fig. 10.8 The light curve of supernova SN 1987A. After the initial outburst, the luminosity fell rapidly over the first 100 days, being dominated by the beta decay of ⁵⁶Ni to ⁵⁶Co, with a mean lifetime $\tau = 9$ days. From time $t = 100$ to $t = 500$ days, the energy release was dominated by the beta decay of ⁵⁶Co to ⁵⁶Fe, with $\tau = 111$ days. Beyond $t = 1000$ days, the important decay is of ⁵⁷Co to ⁵⁷Fe ($\tau = 391$ days) as well as that of other long-lived isotopes. Most of the heavy nuclei would have been produced in rapid absorption reactions of neutrons with the material of the infalling envelope. Interestingly enough, no neutron star has been detected following this particular supernova. (After Suntzeff *et al.* 1992.)

Η καμπύλη φωτεινότητας του SN1987. Μετά την αρχική έκρηξη η καμπύλη έπεσε γρήγορα. Τις πρώτες 100 ημέρες επικρατεί η διάσπαση βήτα ⁵⁶Ni σε ⁵⁶Co με μέσο χρόνο ζωής 9 ημ. Από t=100 ως t=500 ημ επικρατεί η διάσπαση βήτα ⁵⁶Co σε ⁵⁶Fe με τα=11ημ . Πέρα από τις 1000 ημ η σημαντική διάσπαση είναι η ⁵⁷Co σε ⁵⁷Fe , καθώς και άλλες από ισότοπα με μεγάλο χρόνο ζωής.

Ταλαντώσεις ατμοσφαιρικών νετρίνων

Υπόγεια πειράματα νετρίνων



Η περιοχή το μέγιστου των νετρίνων (περίπου 1 GeV) επηρεάζεται από το γεωμαγνητικό μαγνητικό πεδίο και το ηλιακό κύκλο. Χρειάστηκαν λεπτομερείς υπολογισμοί με MC. Τα νετρίνα που ανεβαίνουν καλύπτουν μεγάλη επιφάνεια της γης και έτσι η ροή τους δεν είναι ευαίσθητη στα μαγνητικά πεδία.

Ανάλογα με την ζενιθιακή γωνία διανύουν μεγαλύτερη απόσταση μέσα στη γη.

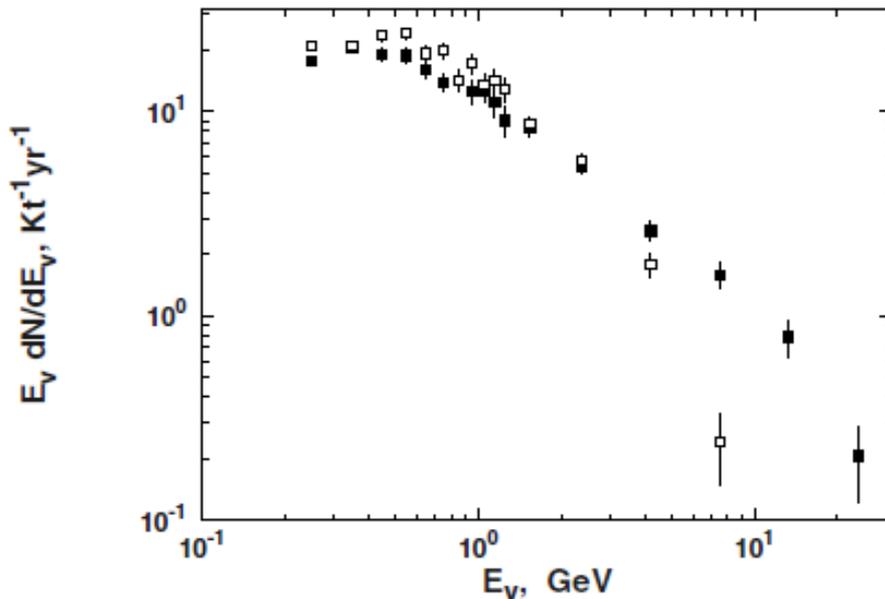
Η γη είναι διαφανής για νετρίνα με ενέργεια μέχρι 10^5 GeV. Για την ενέργεια αυτή το μήκος αντίδρασης των νετρίνων $\lambda_\nu = (N_A \sigma_{\nu N})^{-1}$ γίνεται ίσο με την διάμετρο της γης.

Υπόγεια πειράματα νετρίνων

- Οι αντιδράσεις νετρίνων είναι σπάνιες :
- Πρέπει να κατασκευάσουμε ανιχνευτή με μεγάλη μάζα.
- Για να παρατηρηθούν πρέπει να ελαχιστοποιηθεί το υπόβαθρο. Το υπόβαθρο είναι κυρίως τα μόνια που παράγονται από τις αντιδράσεις της κοσμικής στην ατμόσφαιρα. Για την κατασκευή τους προτιμούνται ορυχεία μεγάλου βάθους.
- Φυσική ραδιενέργεια των αλάτων που είναι διαλυμένα στο νερό. Χρησιμοποιούν νερό πολύ μεγάλης καθαρότητας
- Φυσική ραδιενέργεια των ορυκτών των τοιχωμάτων.. Τα γεγονότα που παρατηρούνται κοντά στα τοιχώματα απορρίπτονται σαν πιθανές ραδιενεργές διασπάσεις.

Μετρήσεις Νετρίνων σε μεγάλο βάθος πρώτη ένδειξη για έλλειμμα μιονικών νετρίνων.

Πρώτα αποτελέσματα
IMB, KAMIOKANDE



$$\frac{R(\mu/e)_{\text{observed}}}{R(\mu/e)_{\text{predicted}}} \sim \frac{1.25}{2.00} \sim 0.6$$

Λιγότερα ν_μ , ένδειξη ταλάντωσης.

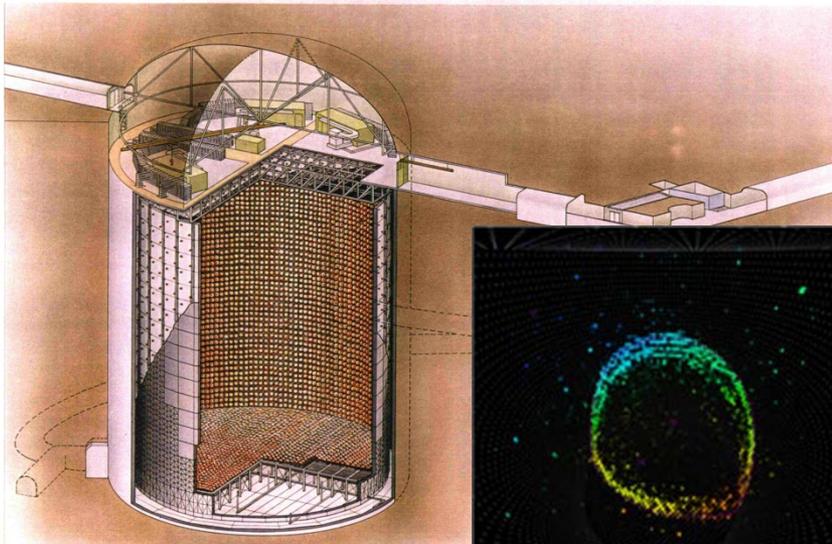
Fig. 7.15. Energy spectrum of muon-like (open symbols) and e-like (closed symbols) events detected by Super-K. E_ν is the visible energy of the detected leptons.

Την εποχή εκείνη δεν υπήρχε ακριβής υπολογισμός για τη ροή των ατμοσφαιρικών νετρίνων. Όμως ήταν το ξεκίνημα για το επόμενο πείραμα με υψηλότερη στατιστική και ακριβείς υπολογισμούς.

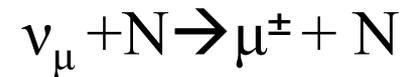
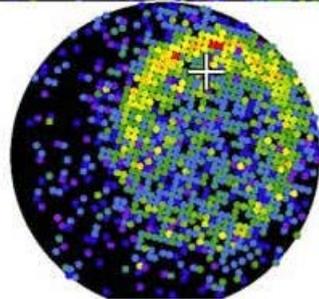
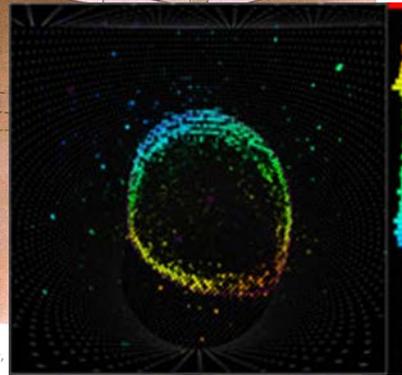
ΚΑΜΙΚΑΝΔΕ

Ανιχνευτής.

45 ktn νερό 11000 PMT 50 cm

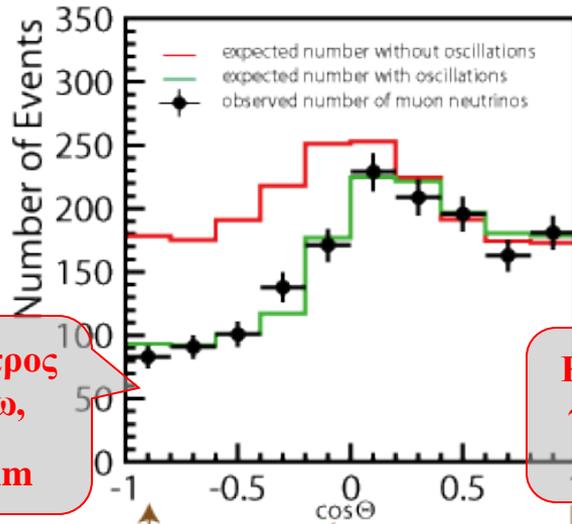


(c) Kamioka Observatory,
SUPERKAMIOKANDE INSTITUTE FOR COSMIC RAY RESEARCH UNIVERSITY OF TOKYO



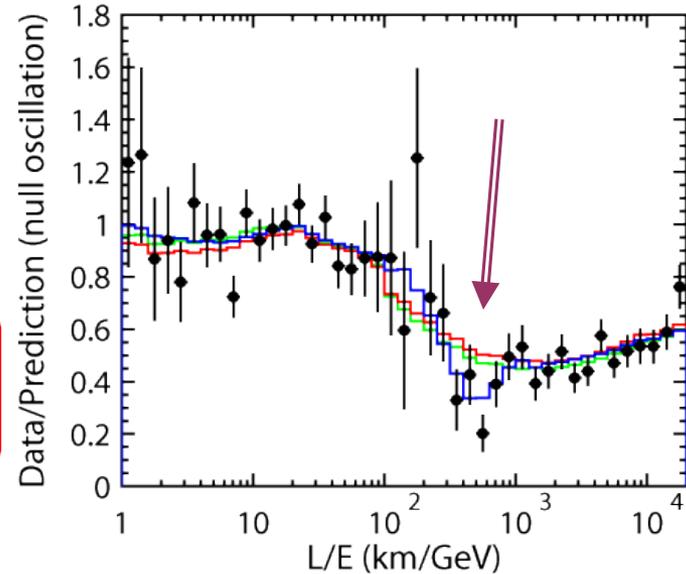
- Ακτινοβολία Cerenkov για μ και e . Τα μίονια χάνουν λίγη ενέργεια μέσα στο νερό, το δακτυλίδι C που σχηματίζεται, έχει ευδιάκριτα όρια.
- Το ηλεκτρόνιο χάνει σταδιακά ενέργεια, το δακτυλίδι μετατρέπεται σε γεμάτο δίσκο.

ΚΑΜΙΟΚΑΝΔΕ, Ταλάντωση νετρίνων



Κίνηση προς τα πάνω, 13000 km

Κίνηση προς τα κάτω, 20 km



Λόγος δαδρομής L προς την ενέργεια E νετρίνου. Ξεχωρίζει το ελάχιστο που προκαλείται απ' την ταλάντωση. Το ελάχιστο εμφανίζεται στη θέση $L/E \sim 500$ km/GeV.

Η μείωση εμφανίζεται στα νετρίνα που ανεβαίνουν και εξαρτάται από τη γωνία. Το φαινόμενο δεν εμφανίζεται στα νετρίνα που κατεβαίνουν. Τα νετρίνα δημιουργούνται σε ύψος 15 km στην ατμόσφαιρα. Όσα κατεβαίνουν, δεν έχουν αρκετή διαδρομή για ταλάντωση.

Η πράσινη γραμμή αντιστοιχεί στην υπόθεση τη ταλάντωσης.

Ερμηνεία.

- Το φαινόμενο παρατηρήθηκε στα μιονικά νετρίνα ν_μ και όχι στα ηλεκτρονικά ν_e . Έχει σχέση με τη διαφορά μάζας Δm_{12} (είναι μικρότερη) δεν ευνοείται η μέτρηση της ταλάντωσης των ν_e διότι το μήκος ταλάντωσης είναι πολύ μεγάλο σε σχέση με το ύψος της ατμόσφαιρας ή της γης.
- Τα ν_μ μετατρέπονται σε ν_τ , τα οποία δεν μπορούν να ανιχνευθούν λόγω της μεγάλης ενέργειας που απαιτείται για τη δημιουργία του τ .
- Η ενέργεια που χρειάζεται είναι περίπου 3,6 GeV ενώ η μέση ενέργεια των ατμοσφαιρικών νετρίνων είναι περίπου 1 GeV. Η μετατροπή τους σε ν_e είναι εξαιρετικά μικρή σύμφωνα με τα παραπάνω.
- Στο δείγμα του KND πρέπει να περιέχονται αρκετά ν_τ , όμως ο χρόνος διάσπασης του ν_τ είναι πολύ μικρός για να παρατηρηθεί η τροχιά και τα προϊόντα διάσπασης του τ .

Ταλάντωση ατμοσφαιρικών νετρίνων, θεωρία.

$$\begin{aligned} \nu_\alpha &= \cos \theta \times \nu_1 + \sin \theta \times \nu_2 \\ \nu_\beta &= -\sin \theta \times \nu_1 + \cos \theta \times \nu_2, \end{aligned}$$

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

$$P(\nu_\mu \longrightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m^2 L}{E} \right)$$

$$P(\nu_\mu \longrightarrow \nu_\tau) = 1 - P(\nu_\mu \longrightarrow \nu_\mu)$$

$$P(\nu_e \longrightarrow \nu_e) = P(\bar{\nu}_e \longrightarrow \bar{\nu}_e),$$

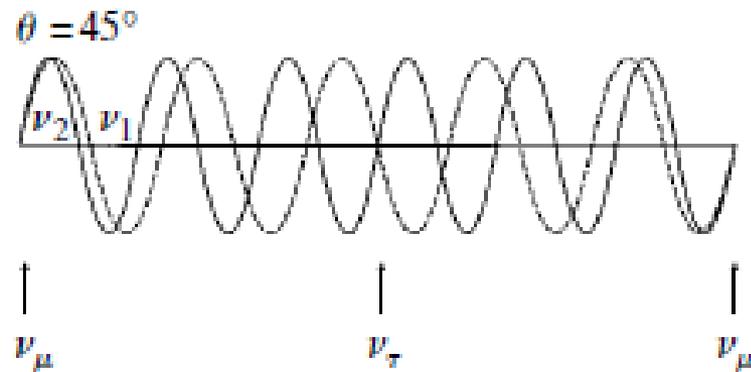


Figure 4.2 shows how the flavour amplitudes would oscillate for the particular case of maximum mixing, that is, $\theta = 45^\circ$. The oscillation wavelength is $\lambda = 4\pi E / \Delta m^2$. For example, for a value of $\Delta m^2 = 3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ found from the atmospheric data discussed in Section 9.15, $\lambda = 2400 \text{ km}$ for $E = 2 \text{ GeV}$. This very long wavelength is due to the smallness of the mass difference.

Ταλάντωση ηλιακών νετρίνων, θεωρία

$$\begin{aligned}
 i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} E_1 & 0 \\ 0 & E_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} m_1^2/2p & 0 \\ 0 & m_2^2/2p \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} p & 0 \\ 0 & p \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (D.1)
 \end{aligned}$$

$$M_V = U \begin{pmatrix} \frac{m_1}{2p} & 0 \\ 0 & \frac{m_2}{2p} \end{pmatrix} U^{-1}$$

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \underline{M_V} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad (D.2)$$

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

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

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

$$\Delta m_m^2 = 2\sqrt{2}G_F N_e E \quad (D.3)$$

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

$$A = 2\sqrt{2}G_F N_e P / \Delta m^2$$

$$\left[\frac{\Delta m_m^2}{4p} \right] \begin{pmatrix} -\cos 2\theta_m & \sin 2\theta_m \\ \sin 2\theta_m & \cos 2\theta_m \end{pmatrix} \quad (D.5)$$

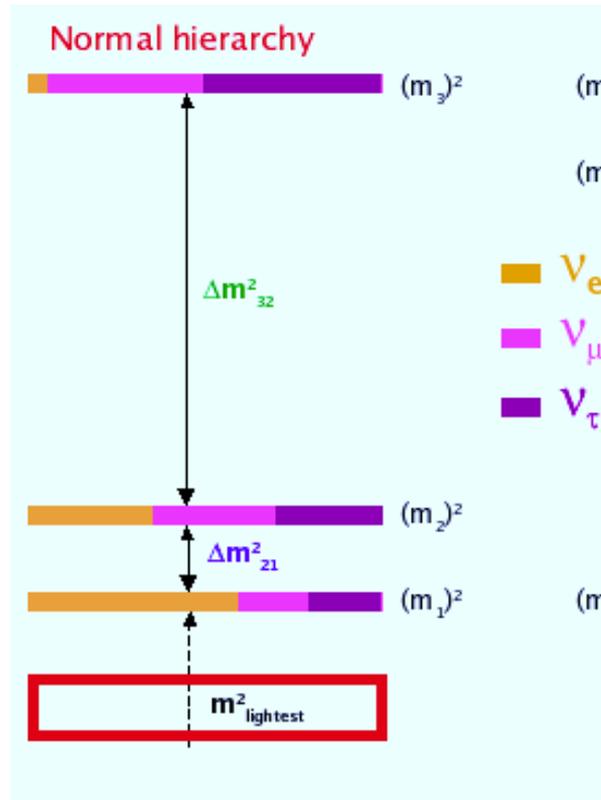
$$\tan 2\theta_m = \frac{\sin 2\theta}{[\cos 2\theta - A]} = \frac{\tan 2\theta}{[1 - (L_\nu/L_e) \sec 2\theta]} \quad (D.6)$$

$$L_\nu = L_e \cos 2\theta \quad \text{or} \quad N_e(\text{res}) = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{(2\sqrt{2}G_F p)} \quad (D.7)$$

Διαφορά μαζών

Μέτρηση σε επιταχυντές και ατμοσφαιρικά νετρίνα.

Μέτρηση σε αντιδραστήρες και ηλιακά νετρίνα.



$$\Delta m^2_{21} \equiv \Delta m^2_{\text{sol}} = 7.59 + 0.20$$

$$-0.21 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 [16]$$

$$|\Delta m^2_{31}| \approx |\Delta m^2_{32}| \equiv \Delta m^2_{\text{atm}}$$

$$= 2.43 + 0.13 - 0.13 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 [16]$$

The Nobel Prize in Physics 2015

Solar neutrino oscillations



Takaaki Kajita

**Atmospheric neutrino
oscillations**

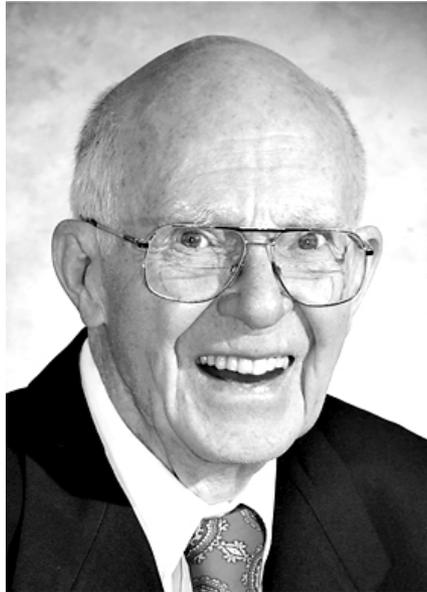


Arthur B. McDonald

**Solar neutrino
oscillations proof**

The Nobel Prize in Physics

2002



**Raymond
Davis Jr.**

Solar neutrino Deficite



Masatoshi Koshihara

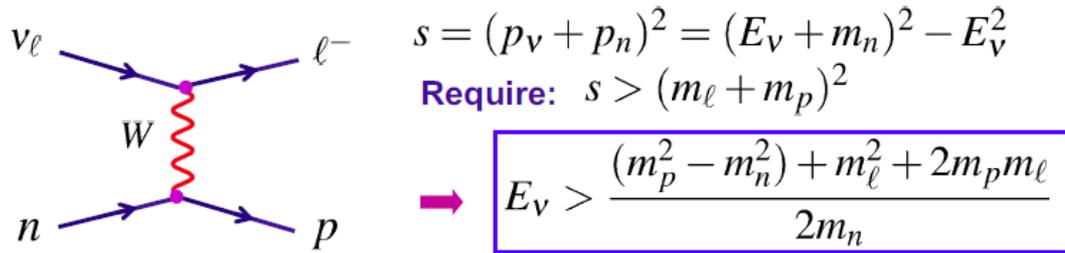


Riccardo Giacconi

X-ray astronomy

Ταλάντωση μιονικού νετρίνου σε νεutrino ταυ. Κατώφλι Ενέργειας

$$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$$



$$E_{\nu_e} > 0$$

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

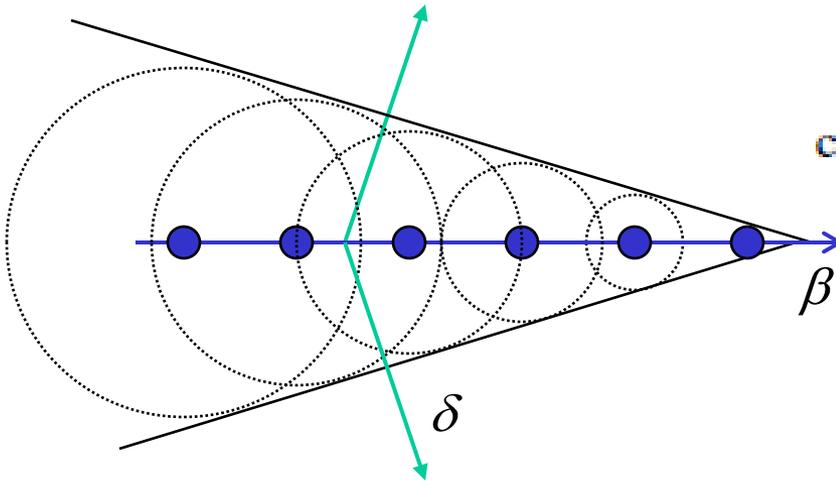
$$E_{\nu_\tau} > 3.5 \text{ GeV}$$

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^\pm + N$$

$$\begin{aligned} \nu_\mu &\rightarrow \nu_\tau \\ \nu_\tau + N &\rightarrow \tau^\pm + N \end{aligned}$$

Για να παραχθεί ένα τ στην τελική κατάσταση, χρειάζεται ένα ν_τ με ελάχιστη ενέργεια **3,5 GeV**. Άρα τα ν_τ με μικρότερη ενέργεια δεν αντιδρούν και δεν μετρώνται.

Ακτινοβολία Cerenkov

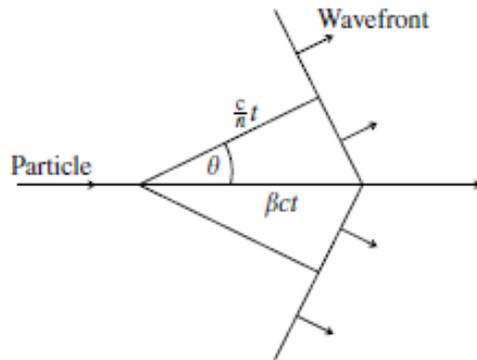


$$\cos \theta = \frac{(ct/n)}{\beta ct} = \frac{1}{\beta n}, \quad \beta > \frac{1}{n}$$

$$n = 1.0003$$

$$\beta = 1/n$$

$$E_{Thr} = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$



Υπολογισμός ενέργειας κατωφλίου

$$e^- \quad mc^2 = 0,51 \text{ MeV} \quad E_T = 21 \text{ MeV}$$

$$\mu^- \quad mc^2 = 106 \text{ MeV} \quad E_T = 4.3 \text{ GeV}$$

Ακτινοβολία Cerenkov

- Όταν ένα σχετικιστικό σωματίδιο (φορτισμένο) διασχίζει ένα διηλεκτρικό μέσο στο οποίο η ταχύτητα του φωτός είναι μικρότερη από την ταχύτητα του, εκπέμπεται Η.Μ. ακτινοβολία στην περιοχή του ορατού και του υπεριώδους.
- Η ταχύτητα του φωτός σε ένα διαφανές μέσο ίση με c/n , όπου n ο δείκτης διάθλασης του υλικού.
- Κατά την ημικλασική θεωρία, το ηλεκτρικό πεδίο του κινούμενου σωματιδίου διεγείρει τα ηλεκτρικά δίπολα κατά μήκος της τροχιάς και εκπέμπουν Η.Μ. κύμα.
- Κάθε άτομο αποτελεί σημείο εκπομπής, η συμβολή δημιουργεί μέτωπο που διαδίδεται υπό γωνία θ . $\cos\theta=1/\beta n$. Το κυματόνισμα (διεύθυνση του φωτονίου) είναι κάθετο στο μέτωπο. Δηλαδή τα εκπεμπόμενα φωτόνια σχηματίζουν κώνο γωνίας θ .
- Η ελάχιστη τιμή του $\theta = 0$ άρα η ελάχιστη τιμή του $\beta=1/n$.
- Δηλαδή για να εκπεμφθεί ακτινοβολία Cerenkov πρέπει η ταχύτητα του να είναι μεγαλύτερη από την ελάχιστη ταχύτητα, που εξαρτάται από τον δείκτη διάθλασης.
- Σε κανονικές συνθήκες στην ατμόσφαιρα $n=1,0003$. Η ενέργεια κατωφλίου για το ηλεκτρόνιο είναι 21 MeV ενώ για ένα μίονιο 4.3 GeV.
- Η μέγιστη γωνία C γίνεται όταν το β τείνει στη μονάδα άρα $\cos\theta=1/n$. Για την ατμόσφαιρα σε μεγάλο ύψος, η πυκνότητα είναι μικρή και αντίστοιχα μικραίνει και ο δείκτης διάθλασης. Μπορούμε να υπολογίσουμε την γωνία για φωτόνια Cerenkov σε ύψος 7 km είναι περίπου $1,4^\circ$.

Ακτινοβολία Cerenkov (2)

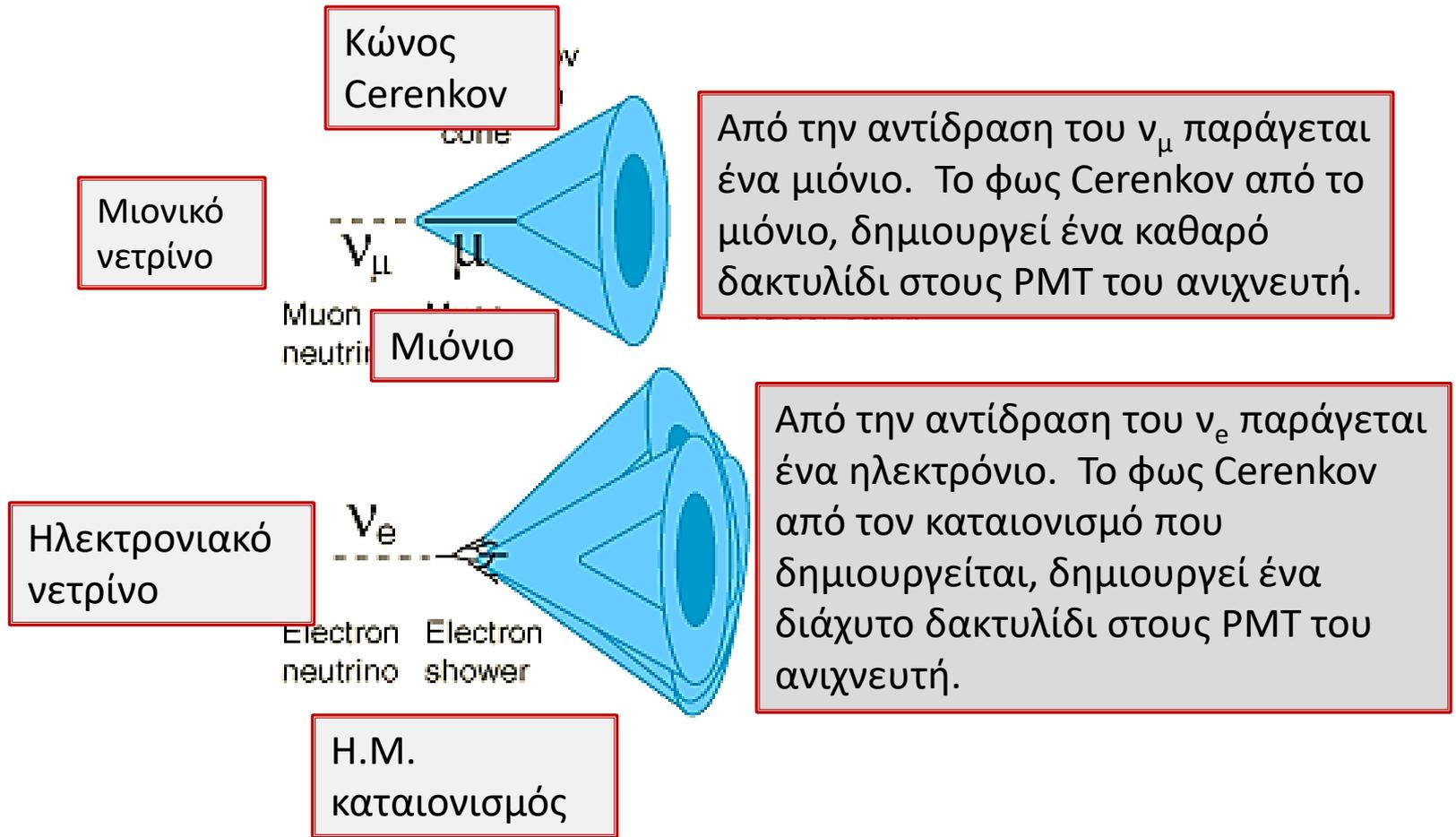


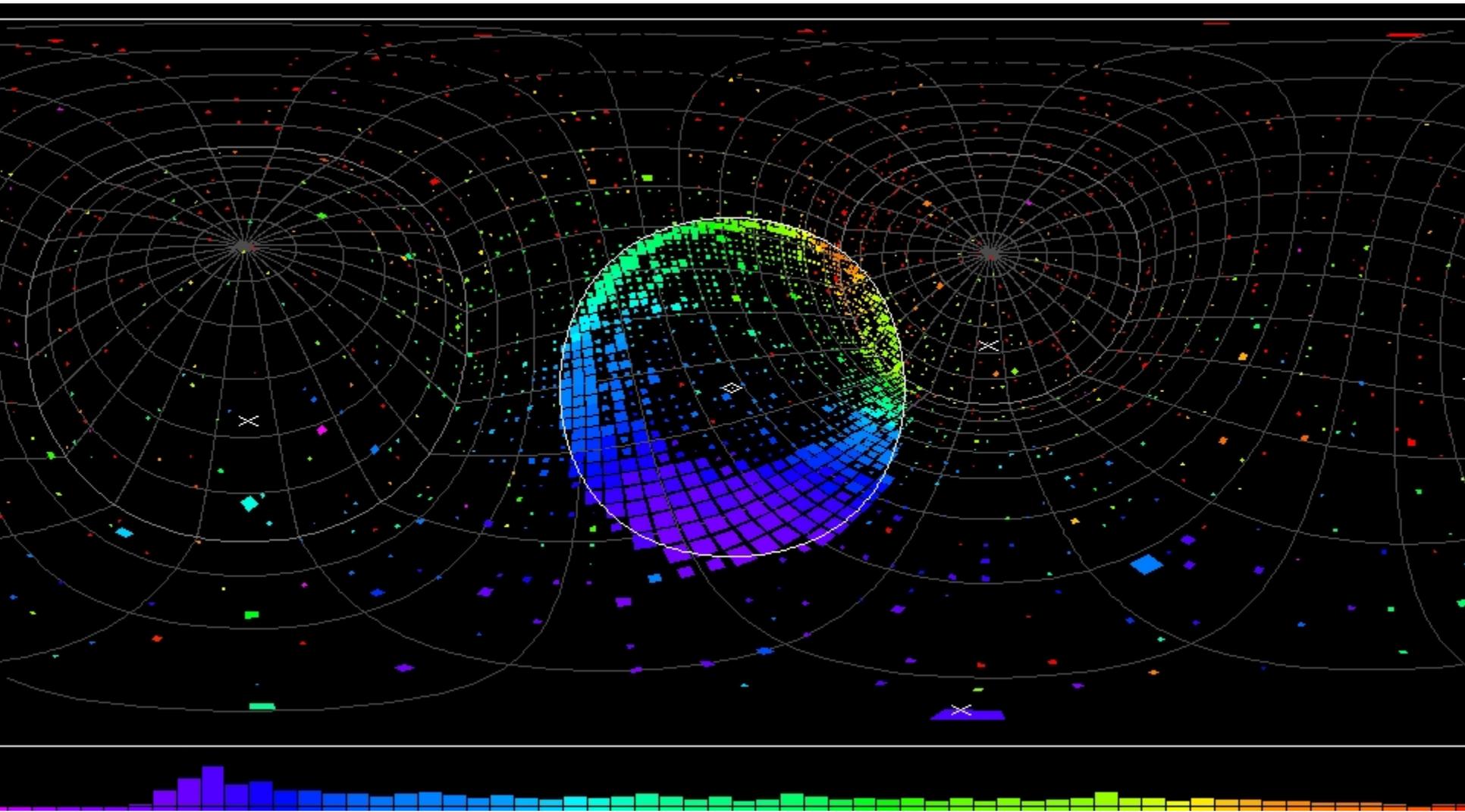
$$\frac{\partial^2 N}{\partial x \partial \lambda} = 2\pi\alpha \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \frac{1}{\lambda^2}$$

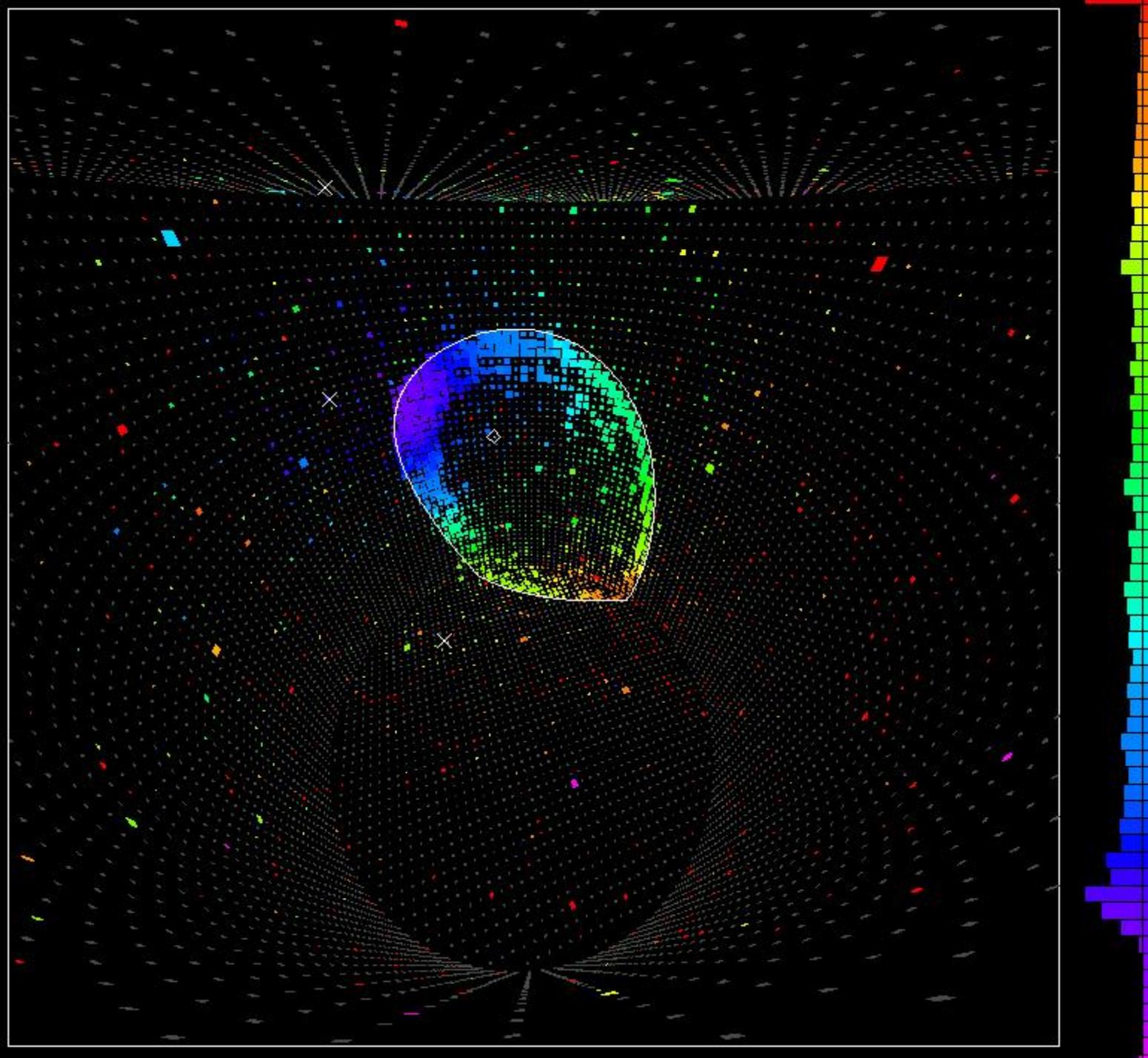
Ο αριθμός των φωτονίων που εκπέμπονται είναι αντιστρόφως ανάλογος του μήκους κύματος. Δηλαδή έχουμε περισσότερα στο υπεριώδες ιώδες και μπλε. Συνήθως το υπεριώδες απορροφάται από το υλικό και ανιχνεύουμε κυρίως το μπλε

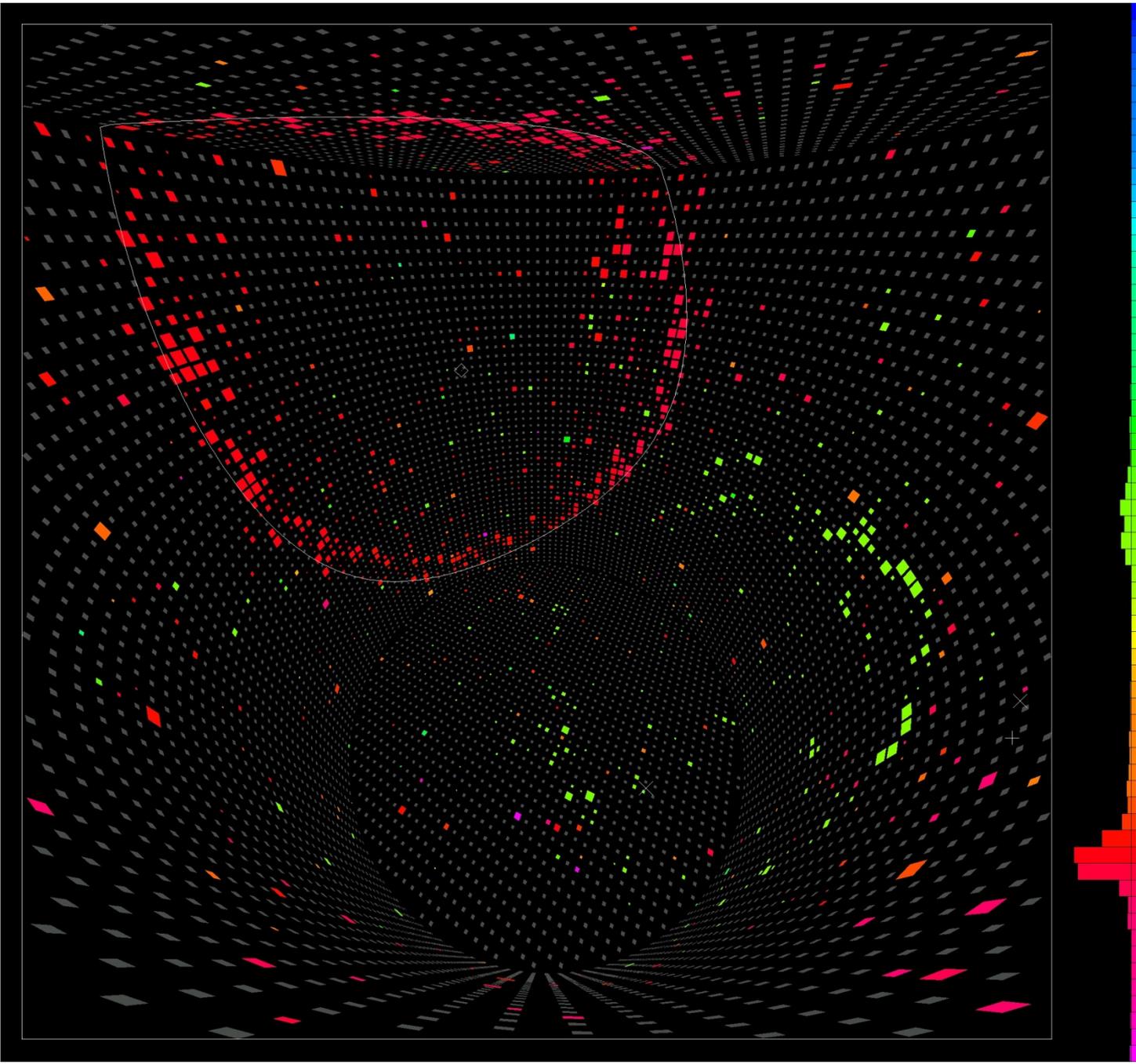
$$\frac{\partial N}{\partial x} = 2\pi\alpha \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \left(\frac{1}{\lambda_L} - \frac{1}{\lambda_H} \right)$$

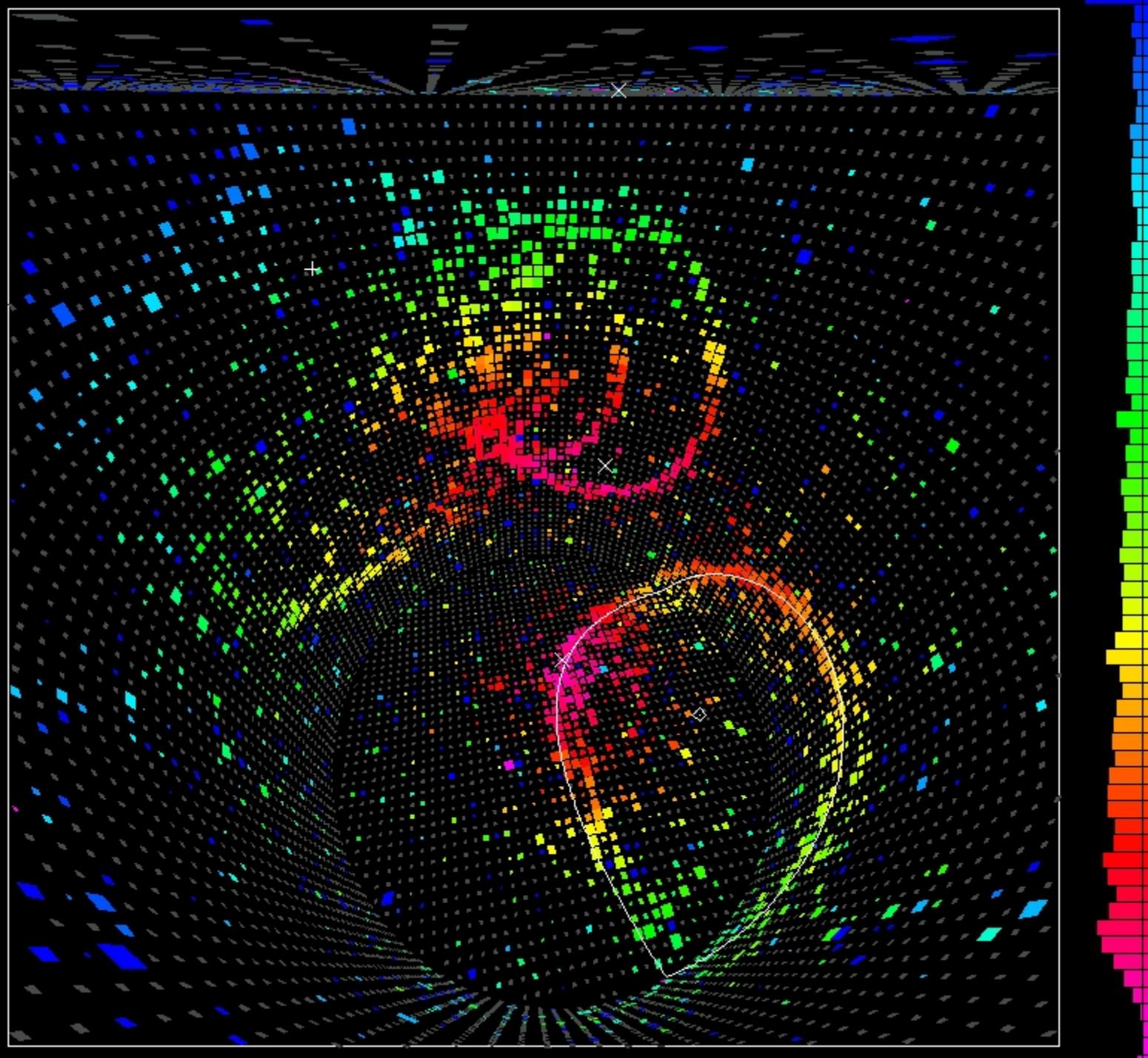
Διαχωρισμός μιονίου από ηλεκτρόνιο











Κατασκευή Super KAMIOKANDE

Φωτοπολλαπλασιαστής HAMAMATSU 25 in



Τοποθέτηση PMT

Ο PMT σκεπάζεται από μεταλλικό πλέγμα μεγάλης μαγνητικής διαπερατότητας, θωράκιση για το μαγνητικό πεδίο της γης.



Γέμισμα με νερό

