

ΚΟΣΜΙΚΕΣ ΑΚΤΙΝΕΣ

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

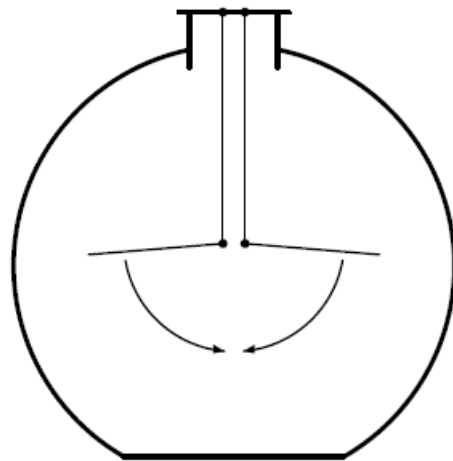
Βιβλιογραφία

- Interpretation of Cosmic-Ray Phenomena, Bruno Rossi, Reviews of Modern Physics vol. 20, n 3, 1948.
- B. Rossi, "High Energy Particles", Prentice Hall 1965.
- Cosmic Rays A.M.Hillas, Pergamon Press, 1972.

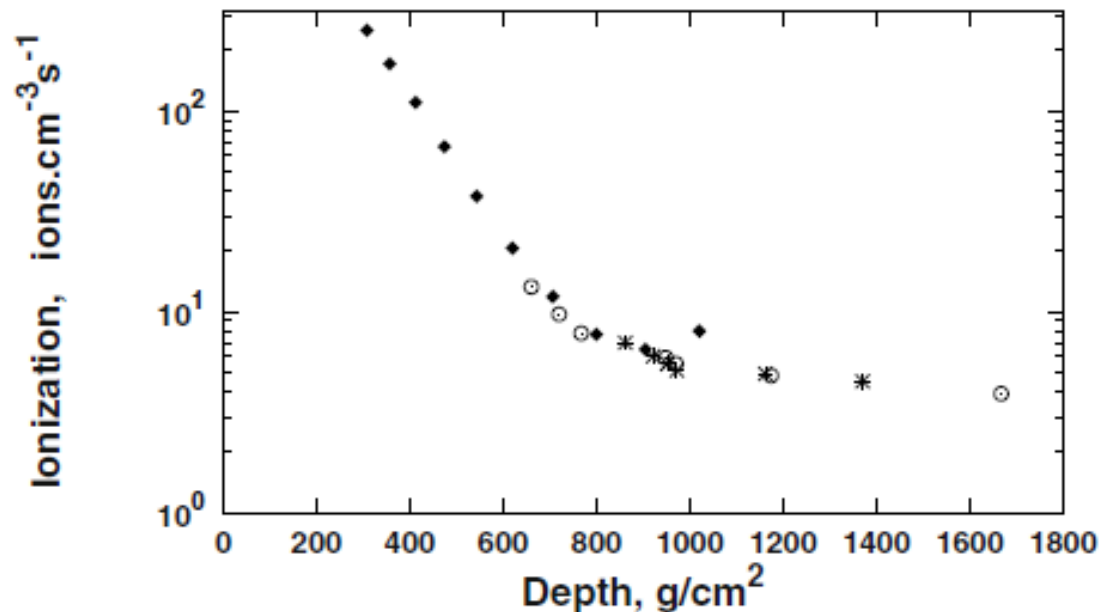
ΙΣΤΟΡΙΑ

Πειράματα Hess, Kolhorster 1912 ,
1913, με ηλεκτρόμετρο.

Απόδειξε ότι ο ιονισμός προκύπτει από
ροή ακτίνων που έρχονταν από το
διάστημα.



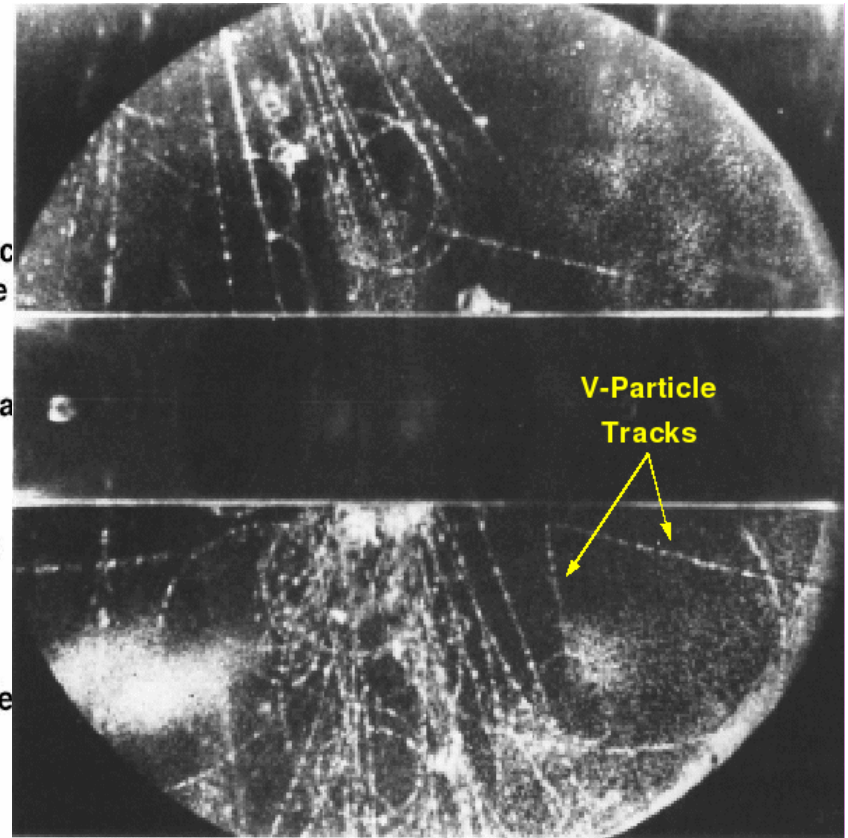
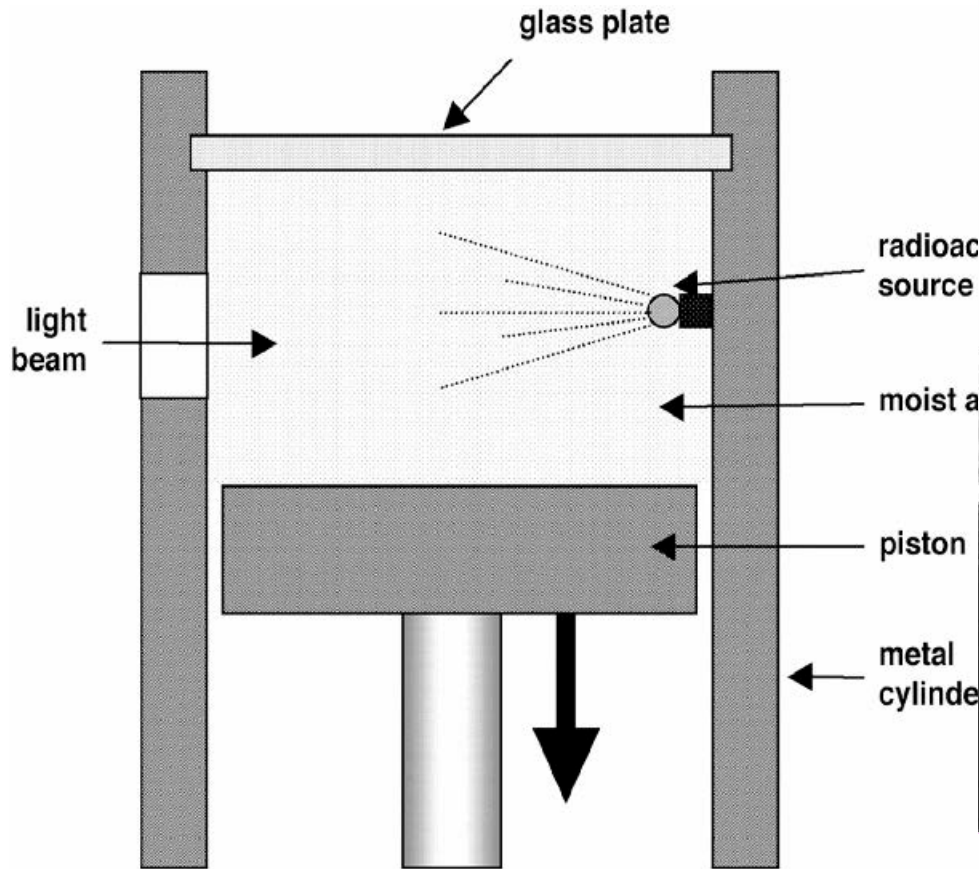
Πόσο καλές ήταν οι μετρήσεις των Hess, Kolhorster και Millikan:



Ο T. Stanev τοποθέτησε σε ένα διάγραμμα τις μετρήσεις με το ηλεκτρόμετρο των Kolhorster και Millikan, αντικατέστησε το ύψος με την μάζα που διασχίζουν τα σωματίδια.

Πρώτοι ανιχνευτές

Θάλαμος νέφωσης (cloud Chamber).



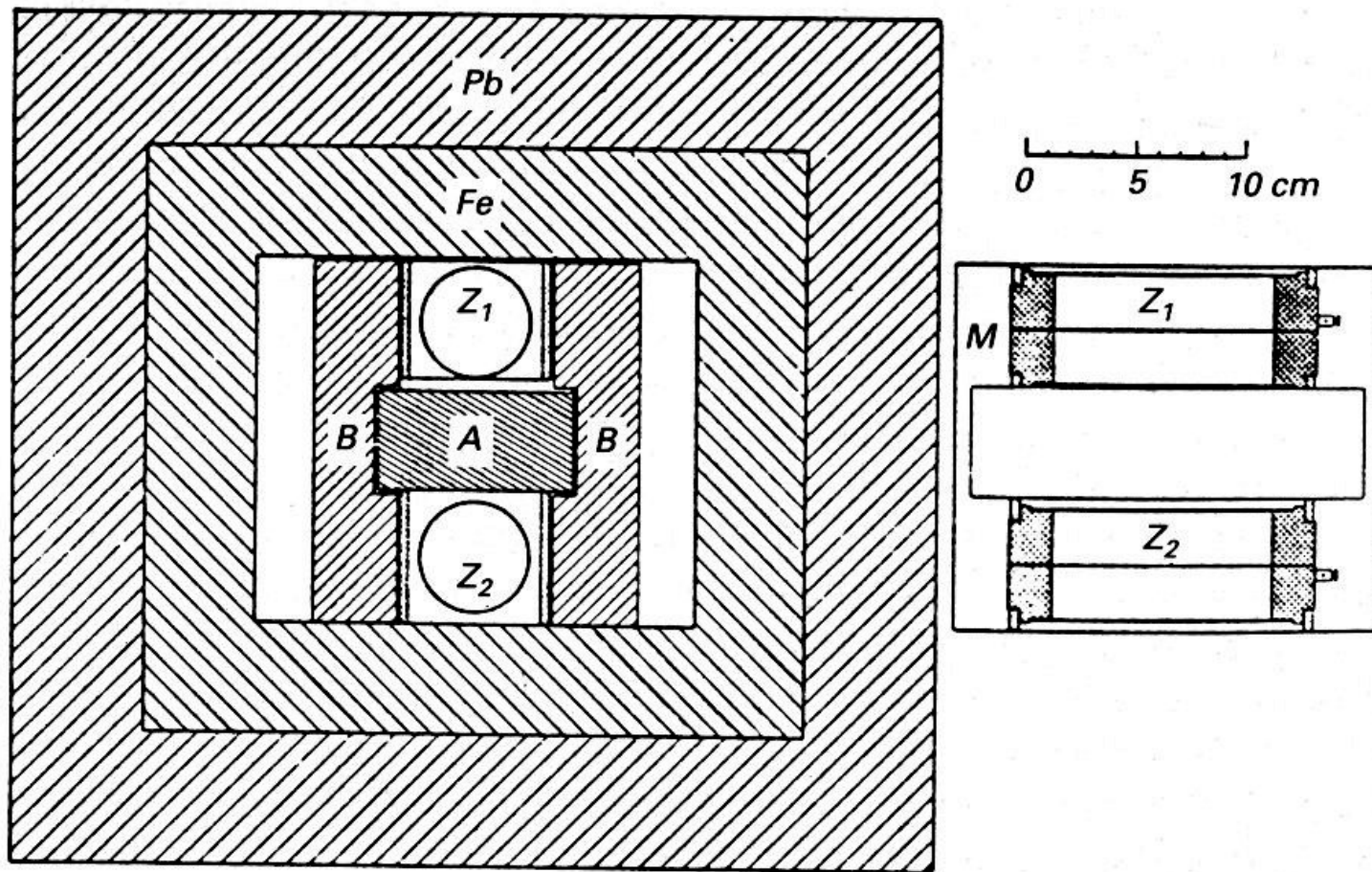


Figure 1.5. The experimental arrangement used by Bothe and Kolhörster to demonstrate that cosmic rays are charged particles and not high energy γ -rays. Z_1 and Z_2 are Geiger-Müller detectors and A is the absorbing slab – lead and gold were used in the key experiments. (W. Bothe and W. Kolhörster (1929). *Zeitschrift für Physik*, **56**,

Σωλήνες Geiger-Muller, Κύκλωμα Σύμπτωσης

66

B. ROSSI AND N. NERESON

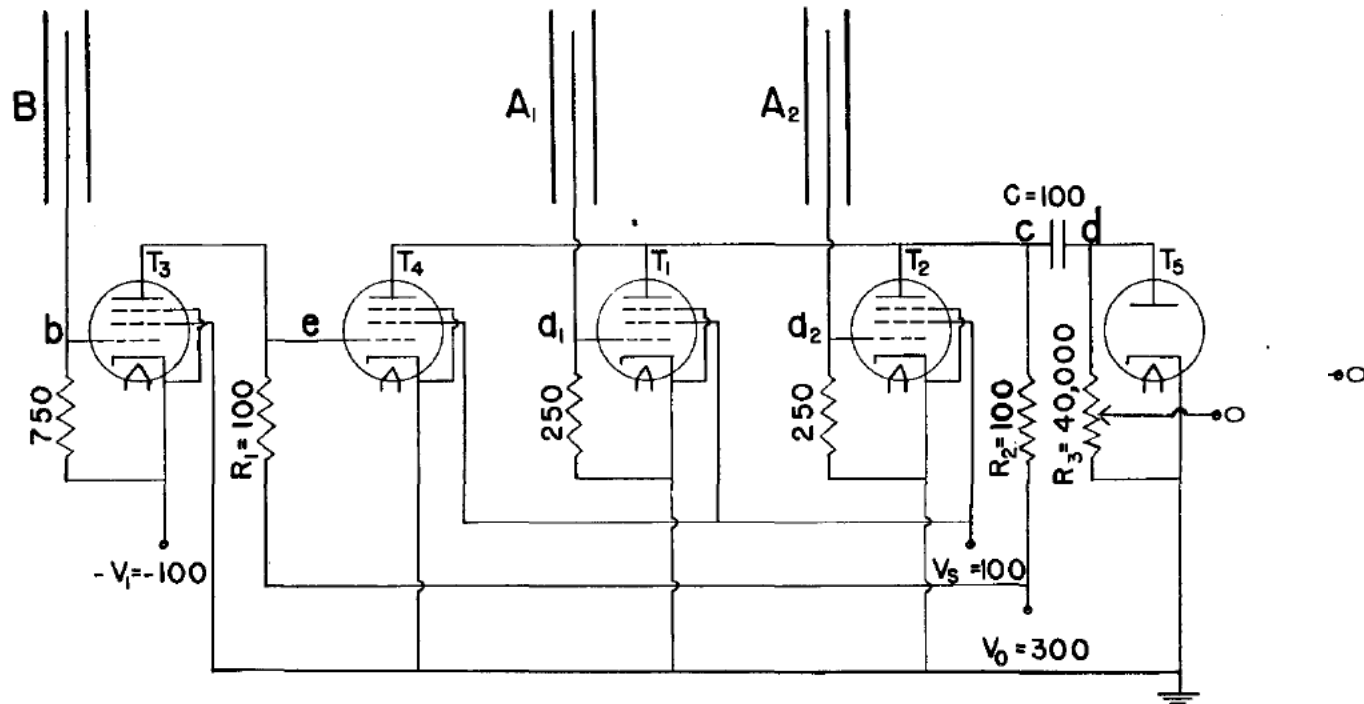


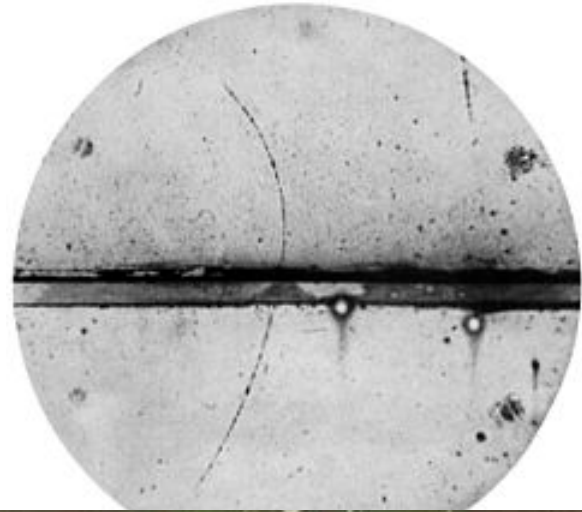
FIG. 1. "Time circuit." T_1 , T_2 , T_3 , T_4 are 6J7 tubes. Resistances are measured in 10^3 ohms, capacities in μmf , potentials in volts.

Ανακαλύψεις σωματιδίων

1932 Anderson και Millikan
Ποζιτρόνιο.

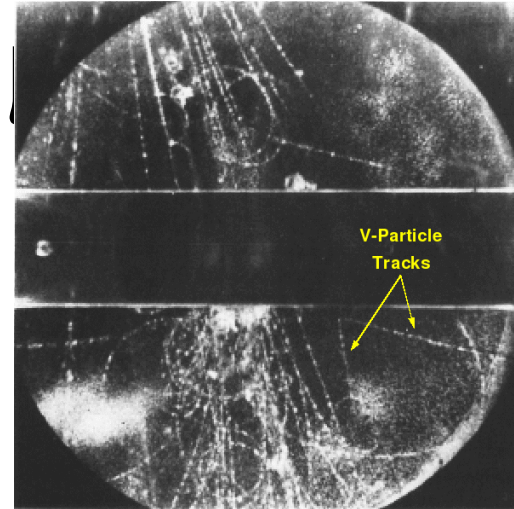
1933 ο Ochialini
καταιονισμοί, $e^+ e^-$.

1936 Anderson και
Neddermeyer μιονίο.



Ανακαλύψεις σω

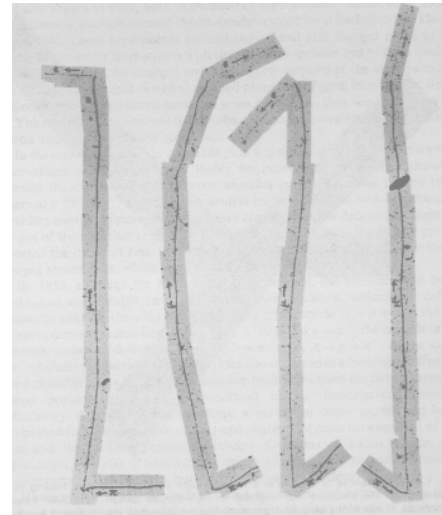
1947 Blackett K^+ , K^- , K^0 Λ



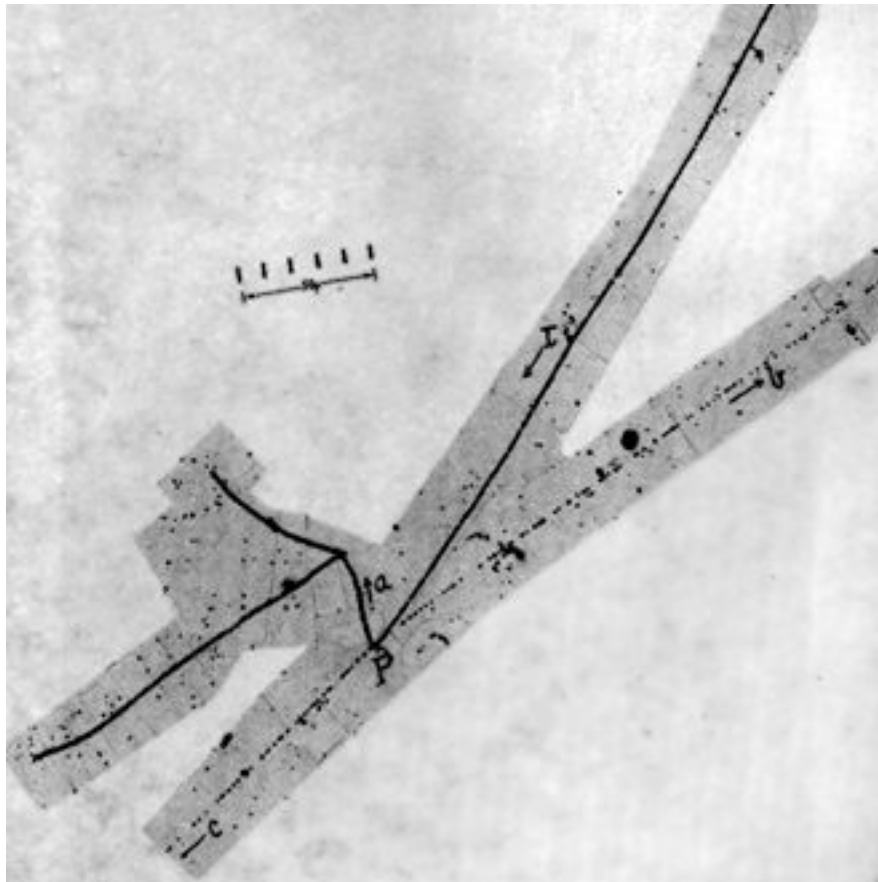
1947 Powell

φορτισμένα πιόνια π^+
και π^-

1947 Occhialini Conversi
Διάσπαση πιονίου.

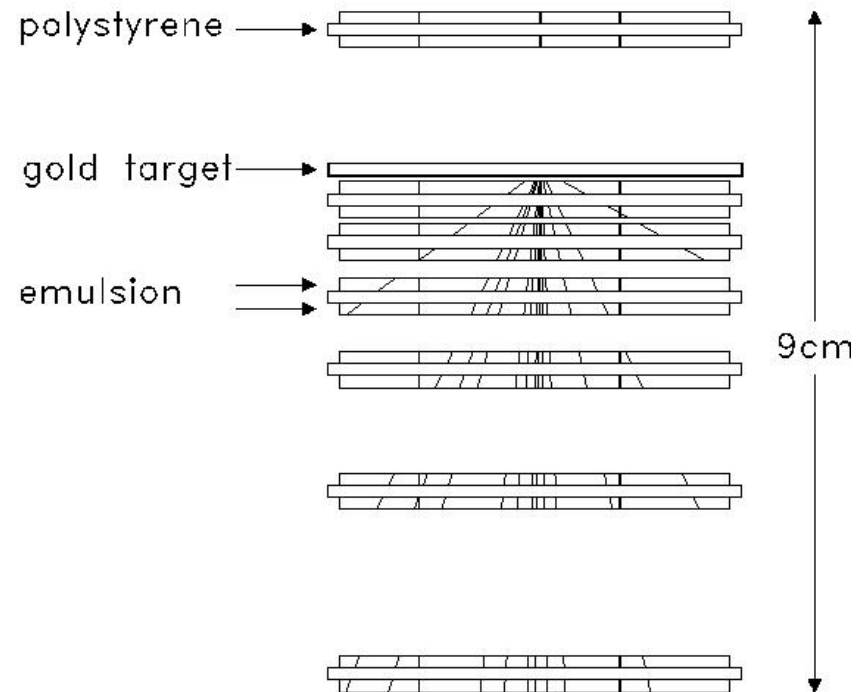


Φιλμ (nuclear emulsion).



Ένα K^+ διασπάται σε $\pi^+ \pi^+ \pi^-$

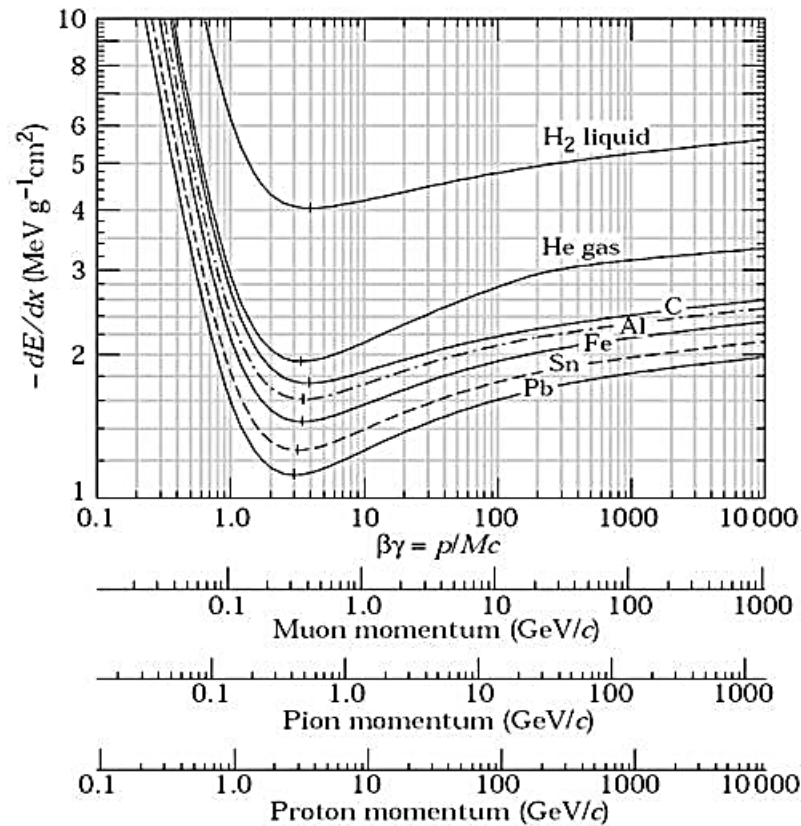
EMU01 Chamber Design



Νεώτερη κατασκευή

Απώλειες Ενέργειας

Bethe-Bloch for Different Materials



The Σωματίδια που βρέθηκαν με emulsion stack

The Discovery of new particles by using Nuclear Emulsions

- In 1947, π^+ and π^- were discovered by Powell.
- In 1947, K^+ and K^- were discovered.
- In 1953, Σ^+ was discovered by A. Bonetti.
- In 1958, Anti Λ^0 was discovered by Baldo Ceolin.
- In 2001, ν_τ was discovered by DONut collaboration.

The Discovery of new particles by using Various Detectors

Particle	Instrument
π^+ and π^-	Nuclear Emulsion
π^0	Counters and Emulsion
Λ	Cloud Chamber
K^+ and K^-	Nuclear Emulsion
K^0	Cloud Chamber
Σ^+	Nuclear Emulsion
Σ^-	Cloud Chamber
Σ^0	Bubble chamber
Ξ^-	Cloud Chamber
Ξ^0	Bubble Chamber
Anti Λ^0	Nuclear Emulsion

Πειράματα με αερόστατα. BESS

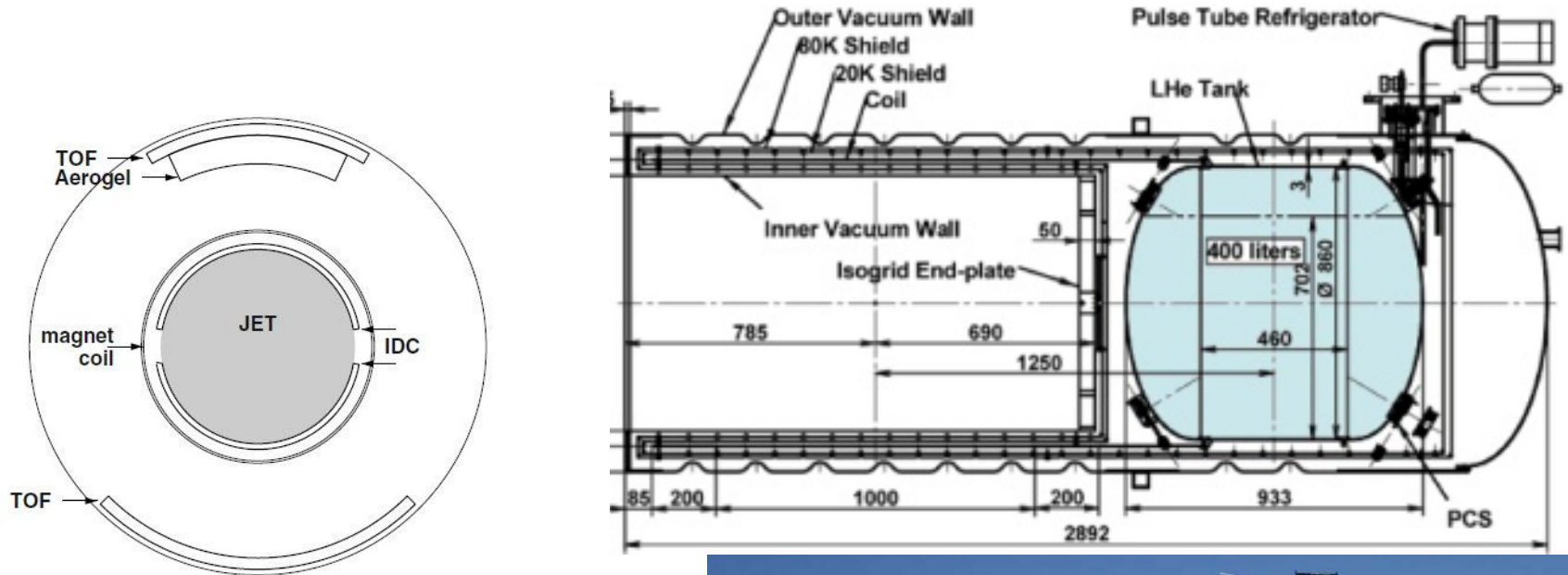
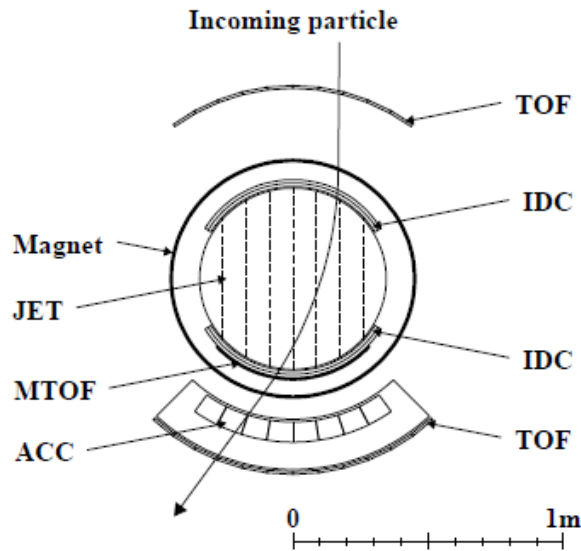


Fig. 5.3. The BESS detector (not to scale).
Εξωτερικοί σπινθηριστές μετρούν χρόνο πτήσης, θάλαμοι ολίσθησης μετρούν την τροχία, ελαφρύ υπεραγωγίμο πηνίο δημιουργεί μαγνητικό πεδίο, εσωτερικοί θάλαμοι ολίσθησης για τον υπολογισμό της ορμής.



Διατομή ανιχνευτή BESS



TOF scintillator hodoscope

Supeconductive coil

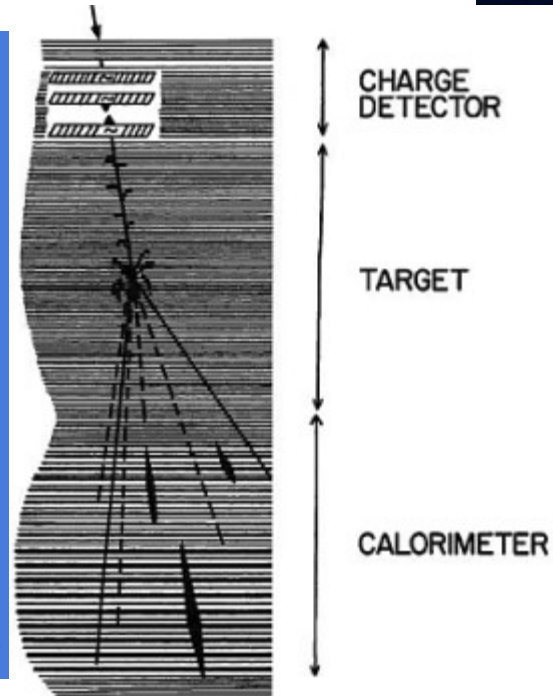
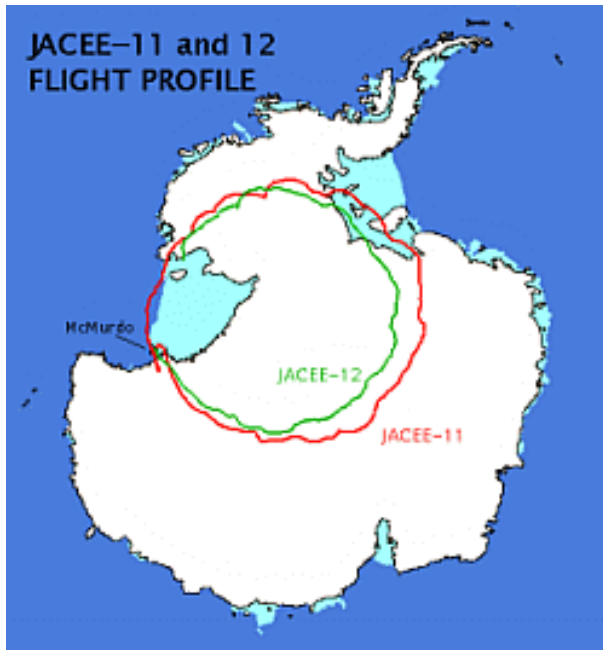
IDC inner drift chamber

MTOF middle time of flight
(hodoscope)

ACC aerogel cerencov counter

Fig. 1. Cross-sectional view of the BESS-Polar spectrometer.

Πείραμα JACEE



PAMELA

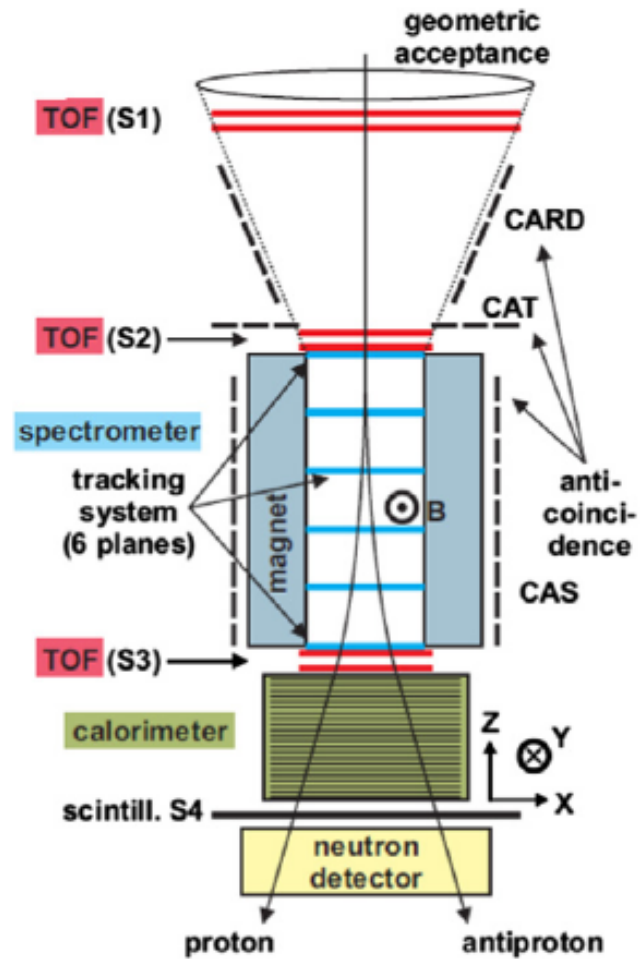
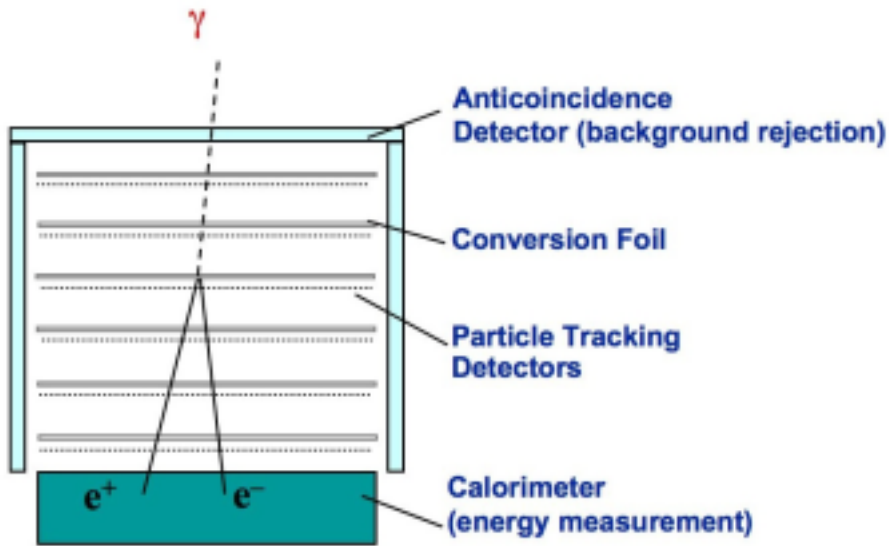


Fig. 1. A sketch of the PAMELA telescope. The method of discrimination between particle and antiparticle with the magnetic spectrometer is illustrated. The main direction of the magnetic field B inside the spectrometer is also shown.

The PAMELA apparatus, shown in Fig. 1, is composed of several sub-detectors: TOF system, anticoincidence system (CARD, CAS, CAT), magnetic spectrometer with microstrip silicon tracking system, W/Si electromagnetic imaging calorimeter, shower-tail-catcher scintillator (S4) and neutron detector.

Δορυφορικά Πειράματα

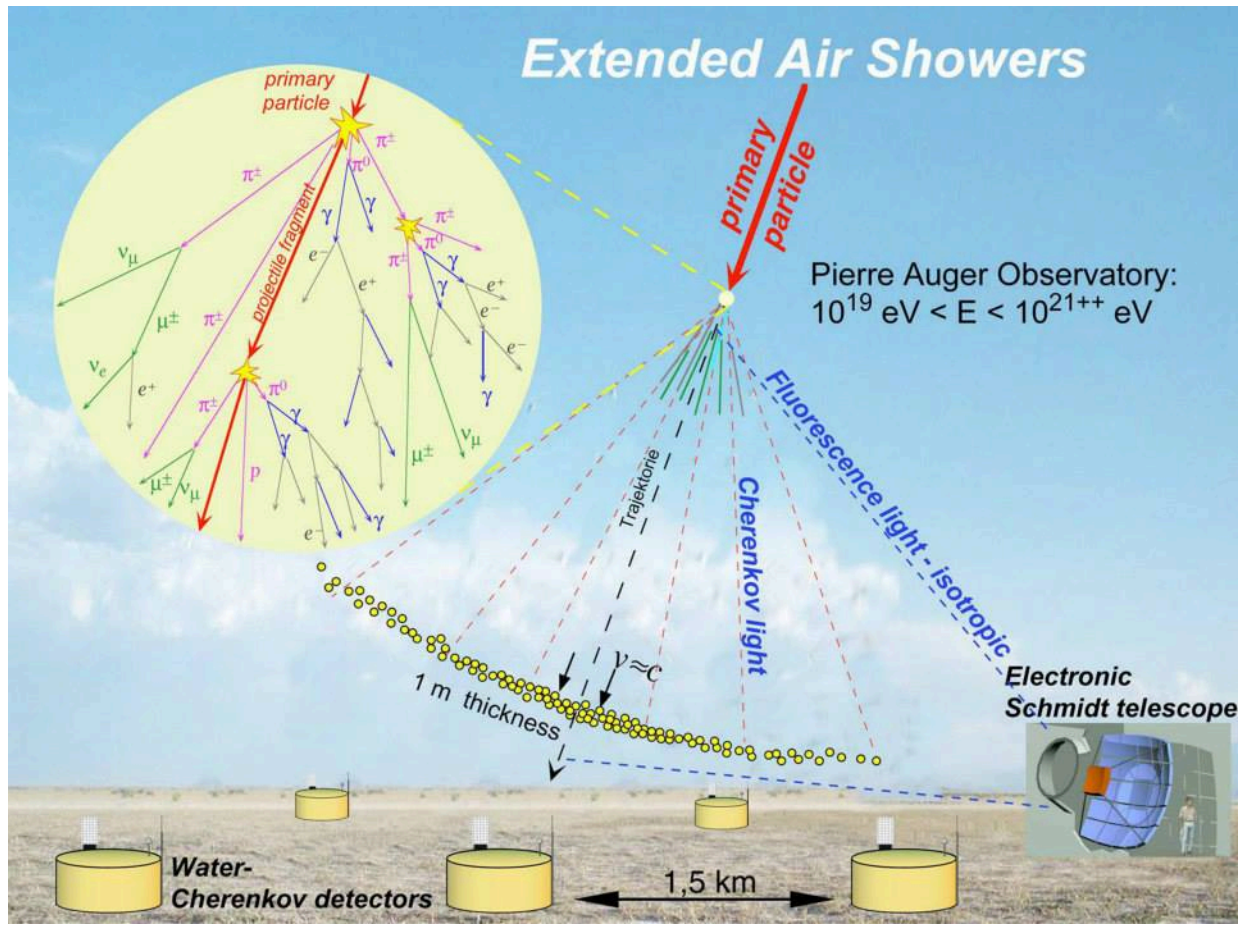


Διαδοχικά επίπεδα silicon strip μετρούν τη θέση των φορτισμένων σωματιδίων ανιχνευτής CsI, μετρά την ολική ενέργεια του φωτονίου.

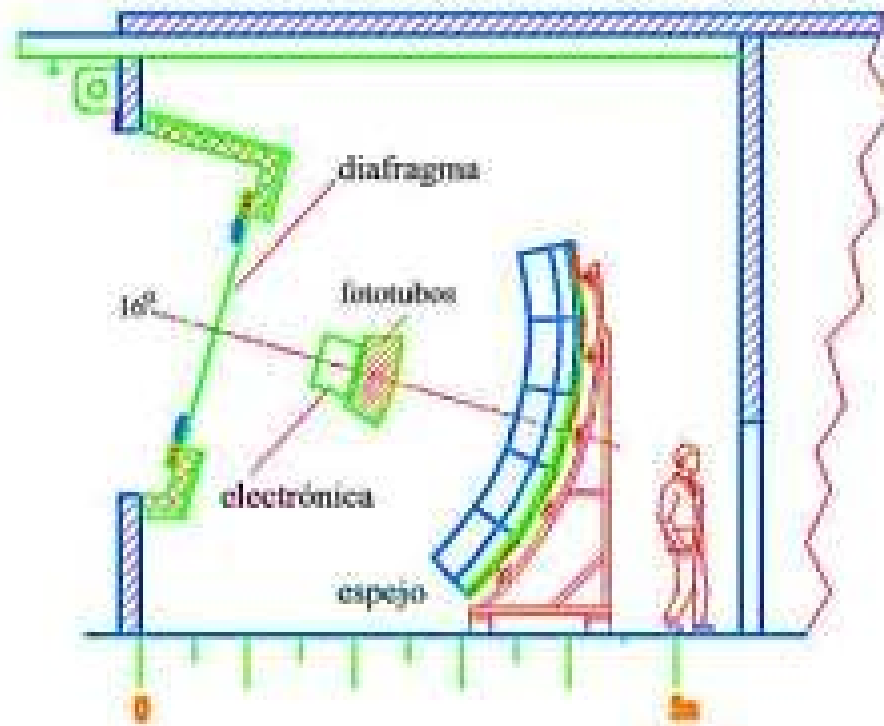
Ανιχνευτής ακτίνων
γάμμα GLAST



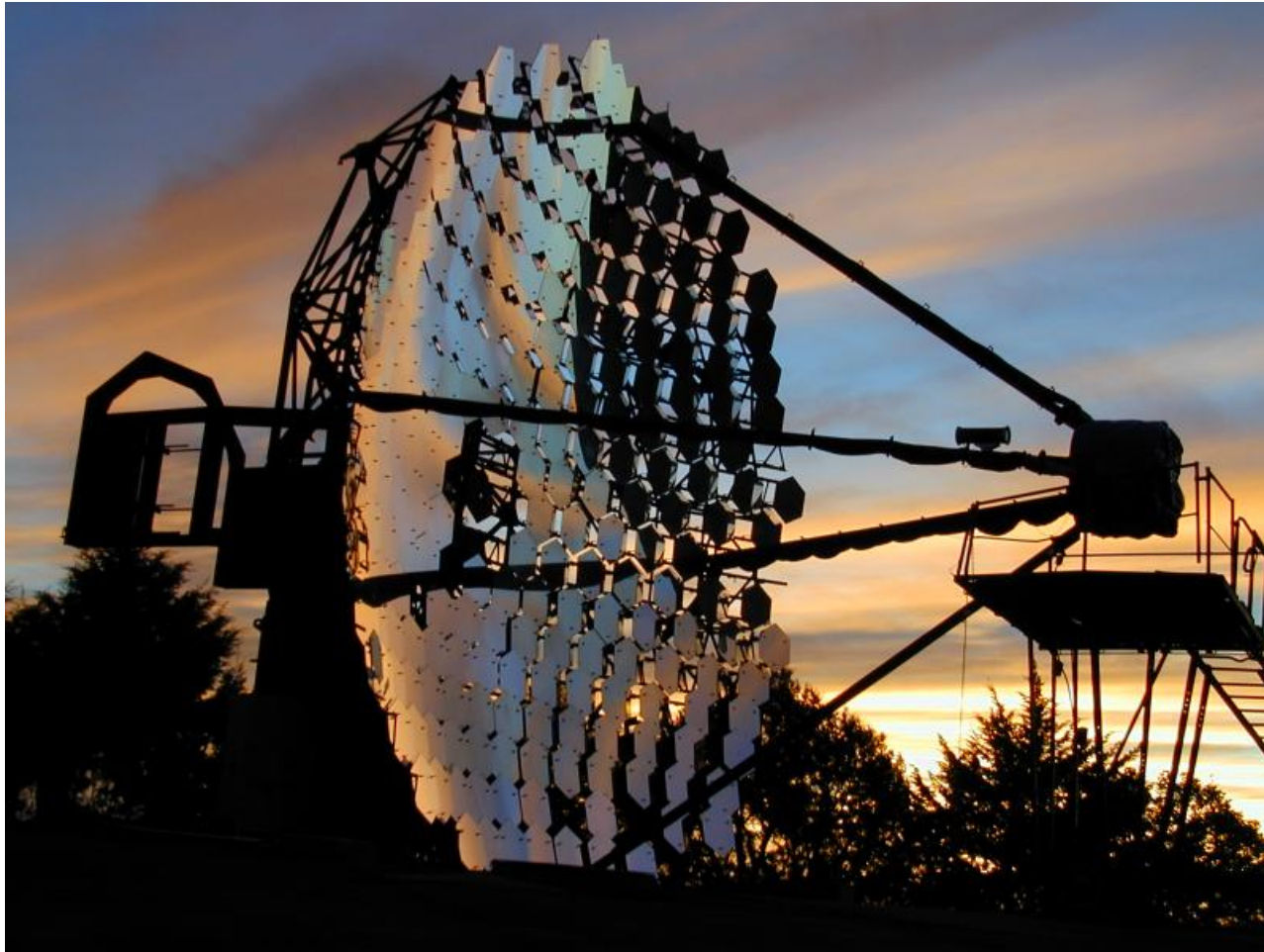
Πειράματα Καταιονισμών Υψηλής Ενέργειας



Auger unit



Καταιονισμοί Ακτίνων γ Υψηλής Ενέργειας

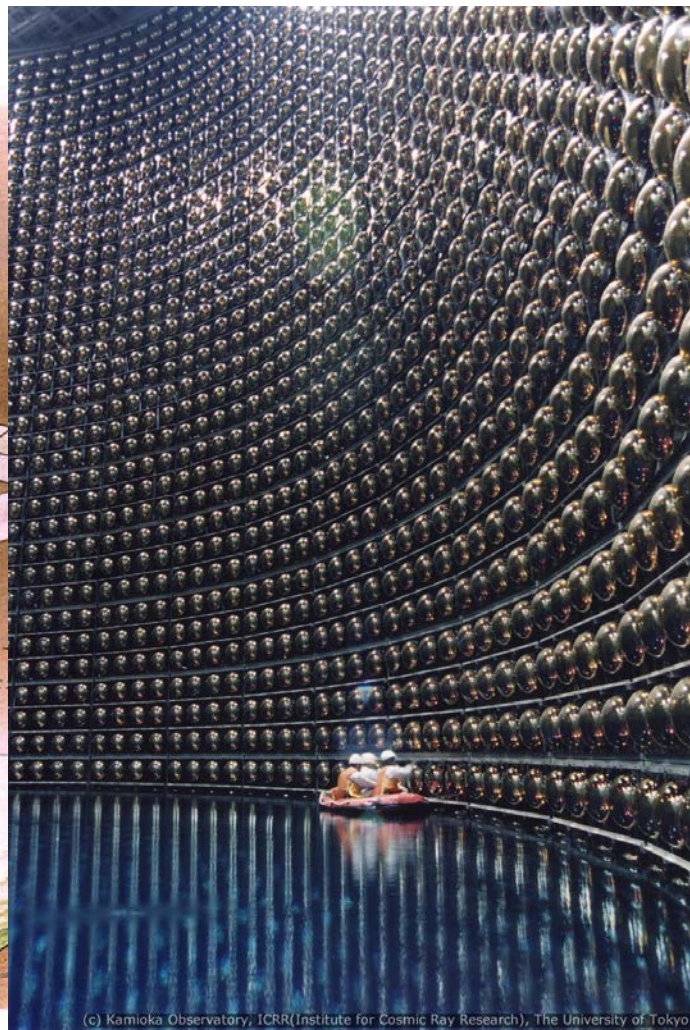
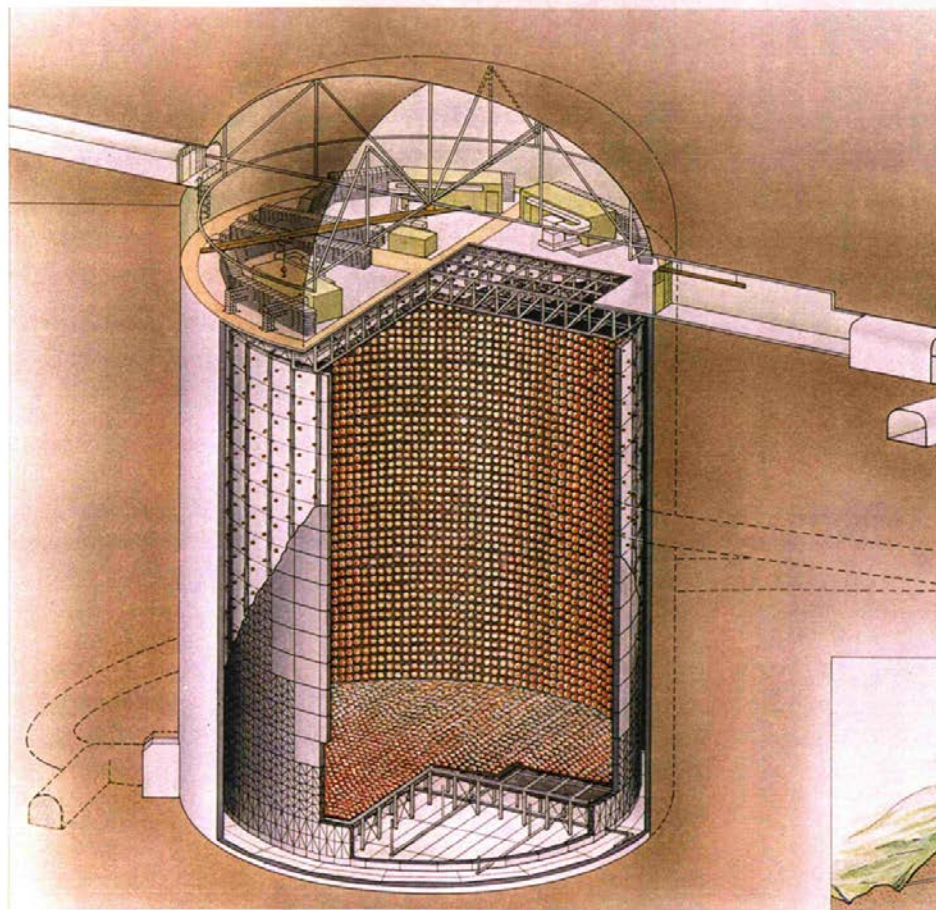


VERITAS



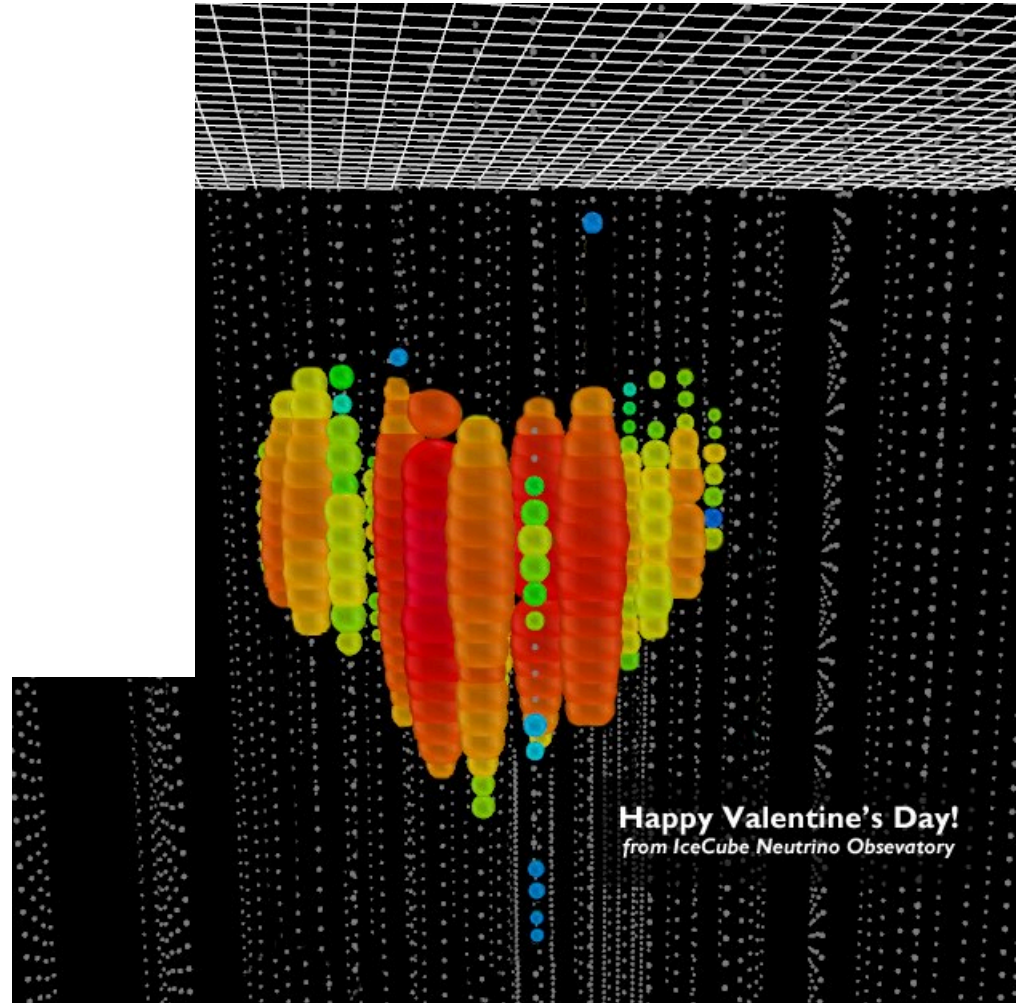
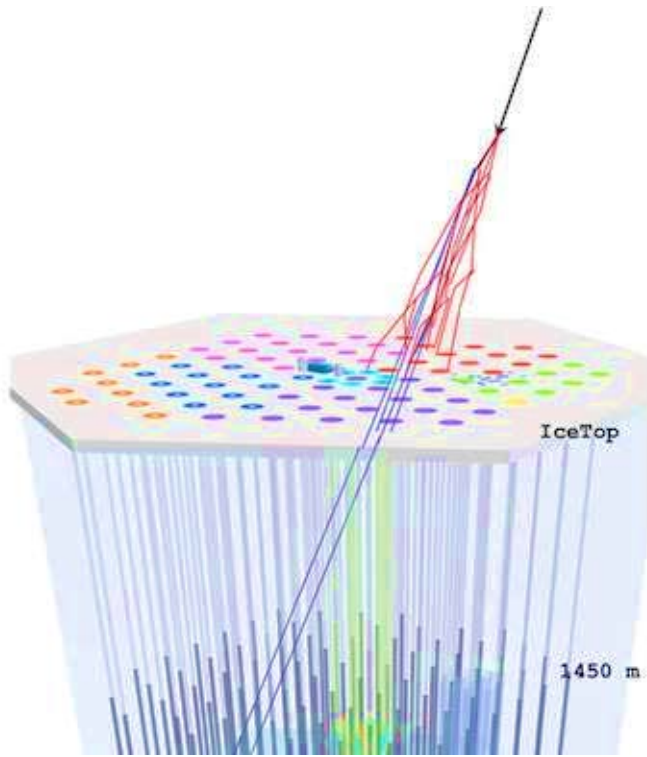
Πειράματα Νετρίνων

SUPER KAMIOKANDE



(c) Kamioka Observatory, ICRR(Institute for Cosmic Ray Research), The University of Tokyo

ICE CUBE



Ενεργειακή Κατανομή

Ατομική σύνθεση.

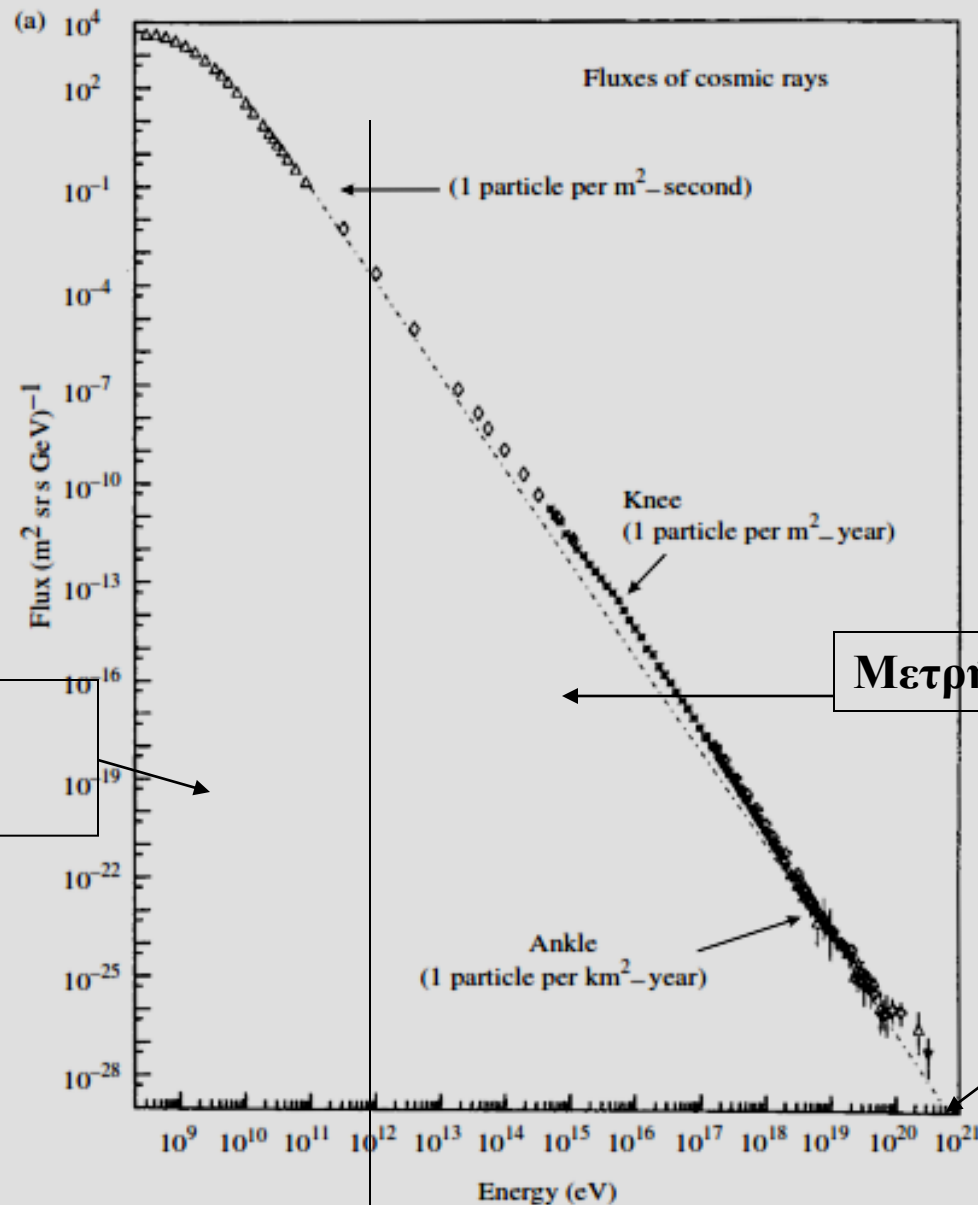
1

Τα σωματίδια που φθάνουν στην ατμόσφαιρα πολλές φορές τα ονομάζουμε πρωτογενή, αν και με τον ακριβή ορισμό πρωτογενή είναι αυτά τα οποία έχουν επιταχυνθεί στα νέφη των υπερκαινοφανών, των πάλσερ και άλλων μηχανισμών επιτάχυνσης και δευτερογενή αυτά τα οποία έχουν παραχθεί με τις αντιδράσεις των πρωτογενών με την ύλη στο διαστρικό χώρο. Τα σωματίδια αυτά φθάνουν στη γη αφού έχουν περιπλανηθεί για εκατομμύρια χρόνια στον γαλαξιακό χώρο και για αυτό πρόκειται για σωματίδια με μεγάλο χρόνο ζωής. Πρόκειται για πρωτόνια, πυρήνες και ηλεκτρόνια. Άλλα σωματίδια όπως νετρίνα ακτίνες γ και επίσης αντιπρωτόνια και ποζιτρόνια, παράγονται από τις αντιδράσεις των πρωτογενών με τη διαστρική ύλη.

Επίσης μεγάλη μεγάλη ροή σωματιδίων παράγεται στον ήλιο κατά τις ηλιακές εκλάμψεις. Ιδανικά η ροή των σωματιδίων θα πρέπει να μετρηθεί έξω από την ατμόσφαιρα. Γίνονται πειράματα σε δορυφόρους, και αερόστατα.

Για τις μεγαλύτερες ενέργειες, γίνονται μεγάλα πειράματα σε μεγάλες επιφάνειες στη γη καθώς και υπόγεια ή υποθαλάσσια πειράματα για τη μέτρηση κοσμικών νετρίνων.

$$I_N(E) \approx 1.8 \times 10^4 (E/1 \text{ GeV})^{-\alpha} \frac{\text{nucleons}}{\text{m}^2 \text{ s sr GeV}}$$



Μετρήσεις ανά
σωματίδιο.

Μετρήσεις καταιονισμών

21 Δεκάδες
Ενέργειας.

3

Μετά από τα πρώτα 10 GeV, η κλίση της καμπύλης στο μεγαλύτερο μέρος είναι $E^{-2.7}$ σε πολύ μεγάλη ενέργεια 10^{16} eV, αλλάζει σε E^{-3} (knee, γόνατο) Στην περιοχή πάνω από τα 10^6 GeV σταματά η απόδοση του μηχανισμού επιτάχυνσης που αποδίδεται στα υπολείμματα υπερκαινοφανών αστέρων. Η περιοχή αυτή περιέχει περισσότερους πυρήνες Fe. (Ο μηχανισμός δίνει μέγιστη ενέργεια ανάλογα με το φορτίο άρα η ενέργεια των πυρήνων Fe είναι 26 φορές μεγαλύτερη από του p).

$$I_N(E) \approx 1.8 \times 10^4 (E/1 \text{ GeV})^{-\alpha} \frac{\text{nucleons}}{\text{m}^2 \text{ s sr GeV}} ,$$

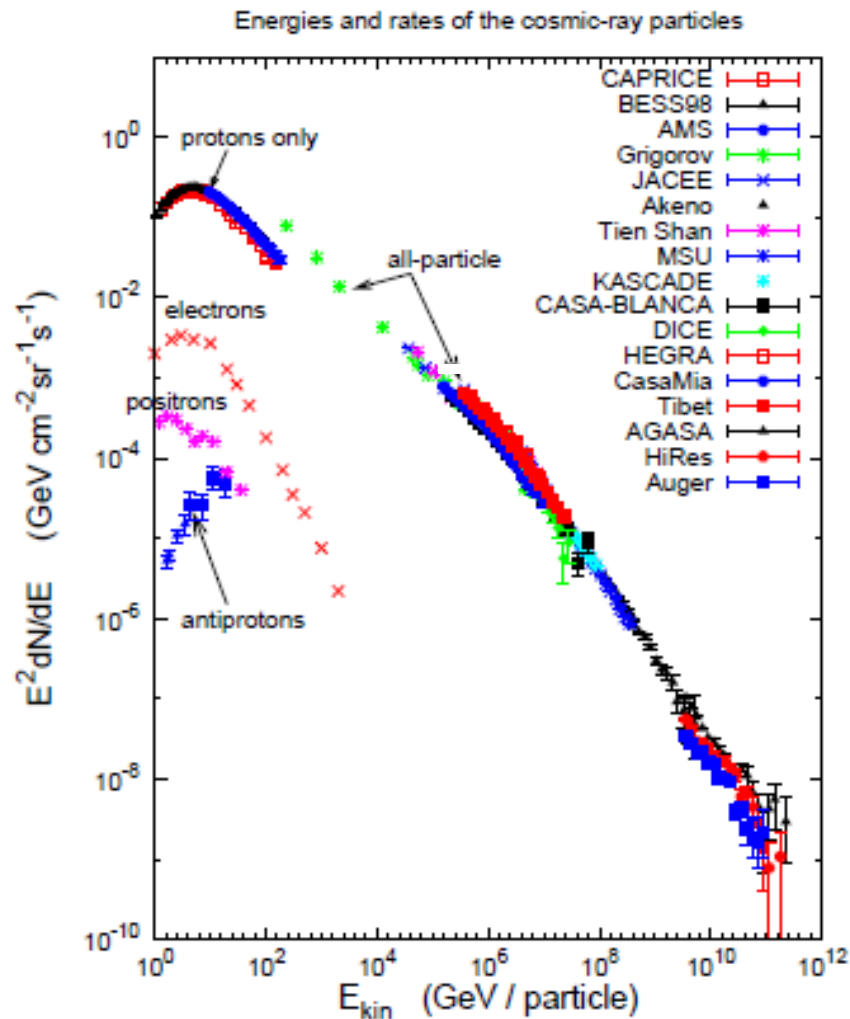
Μέγιστο, 2 p/m² sr Mev στο 1 GeV.

Η μέση ενεργεια για Κ.Α. E>1 GeV, είναι 1 eV/cm³ ή 1 eV/m³

Ενεργειακό Φάσμα

(T.Gaisser Tasi lectures)

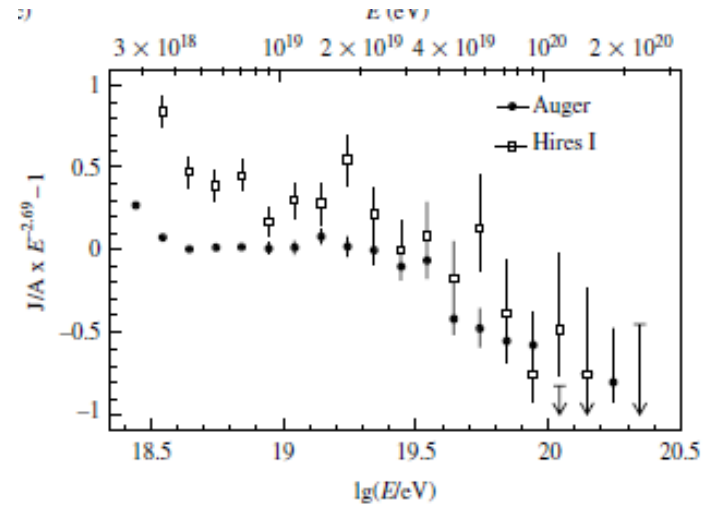
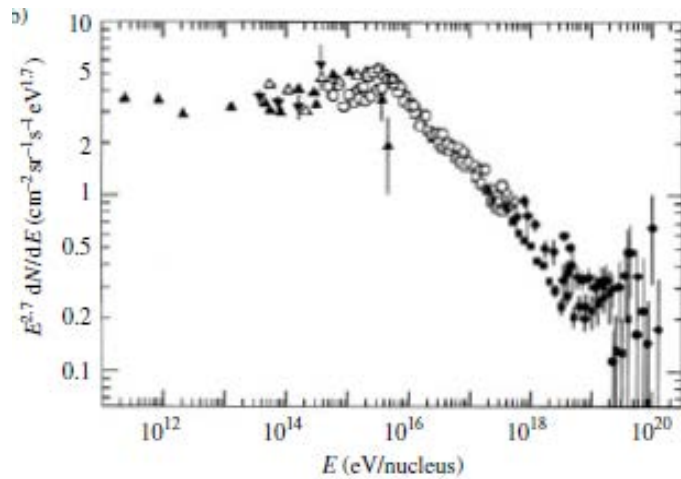
2



6

Από τις μικρές ενέργειες και μέχρι τα 100 GeV οι μετρήσεις που γίνονται με καλορίμετρα δίνουν με μεγάλη ακρίβεια την ορμή το φορτίο και το είδος του πυρήνα. Τα μαγνητικοί φασματογράφοι συνεχίζουν μέχρι τα 100 TeV αλλά με περιορισμένη διαριτότητα ενώ για ενέργειες μεγαλύτερες από 1 TeV οι μετρήσεις γίνονται στο έδαφος με ανιχνευτές καταιονισμών όπου δεν μπορεί να γίνει διάκριση των πυρήνων αλλά υπολογίζεται η συνολική ενέργεια. Οι μετρήσεις αυτές έχουν πρόβλημα βαθμονόμησης. Η ακρίβεια των μετρήσεων εξαρτάται από το βάθος παραγωγής, και την μέτρηση της κεντρικής περιοχής του καταιονισμού κ.α..

Για τη δημιουργία του γόνατου 3 PeV θεωρούμε τους εξής παραγοντες. Η παραγωγή από τα υπολείματα S.N. σύμφωνα με τα μοντέλα, περιορίζεται σ' αυτές τις ενεργειες. Η πιθανότητα διαφυγής έξω από τον γαλαξία είναι μεγαλύτερη για τις μεγάλες ενέργειες ή μαγνητικές ακαμψίες. Αλλά και ο τρόπος κατάταξης: μετράμε την ολική ενέργεια. Άρα οι πυρήνες θα έχουν μεγαλύτερη ενέργεια από πρωτόνια της ίδιας ακαμψίας.



$$N(E) dE = \text{const} \cdot E^{-2.7} dE \quad E < E_{\text{knee}} = 10^{16} \text{ eV}$$

$$E_{\text{ankle}} \approx 4 \times 10^{18} \text{ eV}$$

$$N(E) dE = \text{const} \cdot E^{-2.69} dE \quad E_{\text{GZK}} > E > E_{\text{ankle}}$$

$$N(E) dE = \text{const} \cdot E^{-4.2} dE \quad E > E_{\text{GZK}} = 4 \times 10^{19} \text{ eV}$$

Λεπτομέρεια της
ανώτατης περιοχής
του φάσματος

8

και σε ακόμη μεγαλύτερη 4×10^{18} , παρατηρούμε αλλαγή στη κλίση (ankle, ταρσός) και κατόπιν την αποκοπή GZK στα 4×10^{19} .

Εξαιρετικό ενδιαφέρον παρουσιάζουν τα γεγονότα πάνω από την αποκοπή (GZK) που υποθέτουμε ότι προέρχονται από εξω-γαλαξιακές πηγές συγκεκριμένα από AGN δηλαδή ενεργούς πυρήνες γαλαξιών.

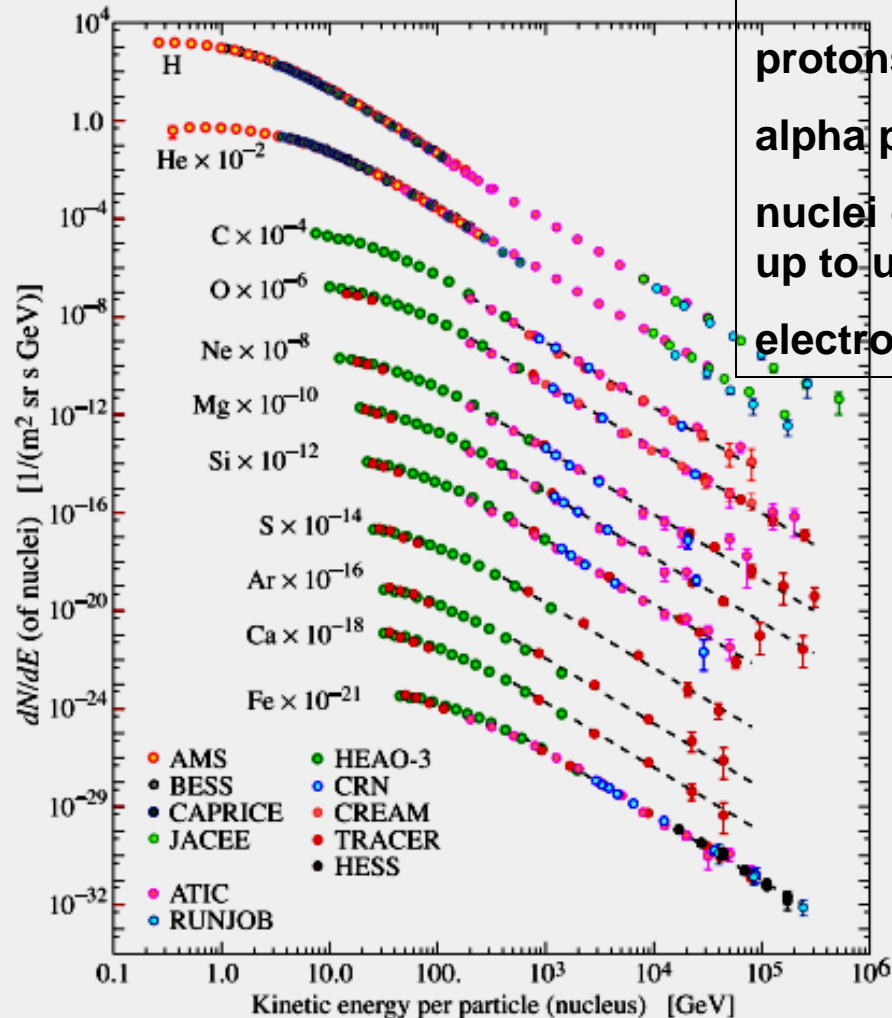
(GZK = Greisen-Zatsepin-Kusmin)(αντίδραση των σωματιδίων με το κοσμικό μικρο-κυματικό υπόβαθρο)

($p+\gamma \rightarrow \text{hadrons}$)

Ατομική Σύσταση

$E \ 10^3\text{-}10^6 \text{ GeV}$

~50% protons
 ~25% alpha particles
 ~13% C/N/O nuclei
 <1% electrons
 <0.1% gammas



Σύνολικά:

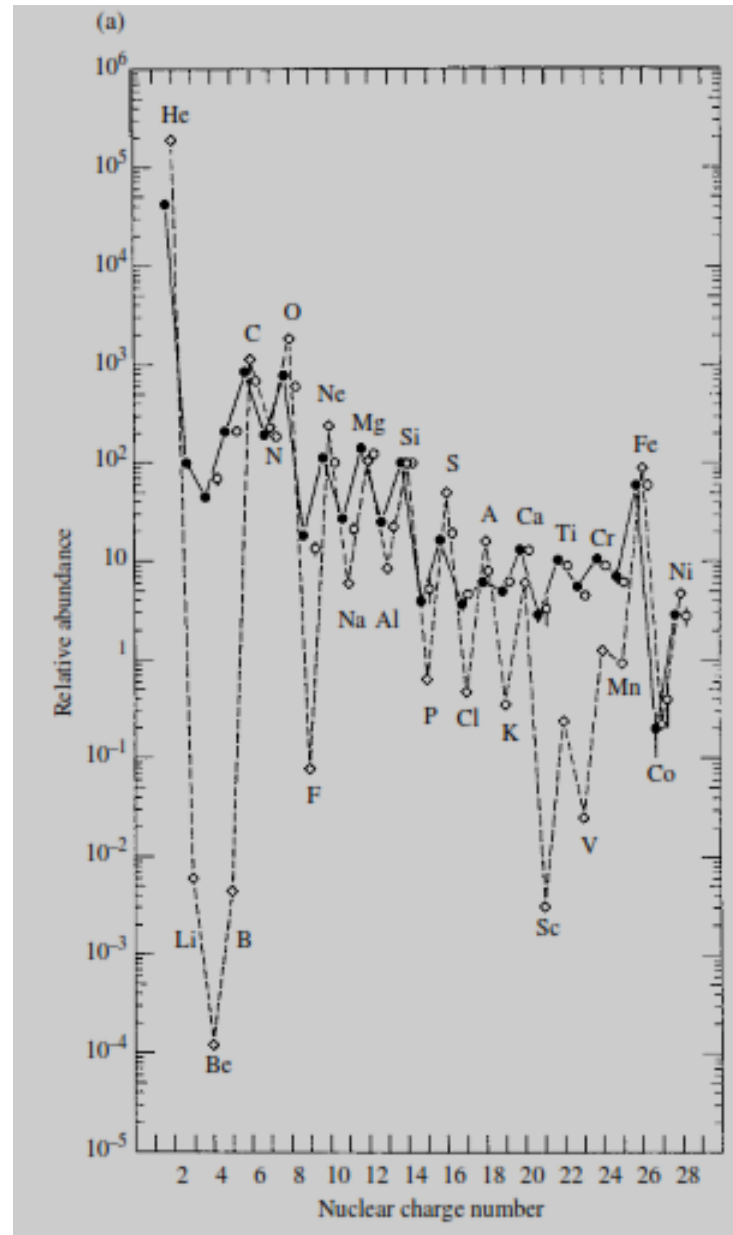
protons(86%)
 alpha particles (11%)
 nuclei of heavier elements up to uranium (1%)
 electrons (2%)

Figure 26.1: Fluxes of nuclei of the primary cosmic radiation in particles per energy-per-nucleus are plotted vs energy-per-nucleus using data from Refs. [1–12]. The figure was created by P. Boyle and D. Muller.

10

Στο διάγραμμα βλέπουμε τις αντίστοιχες καμπύλες για πυρήνες σε σύγκριση με τα πρωτόνια. Παρατηρούμε ότι έχουν την ίδια κλίση. (Για τους πυρήνες που προκύπτουν από το spallation στη διαστρική ύλη το φάσμα είναι ποιο απότομο)

Ποσοστό ισοτόπων σε σχέση με την αστρική σύνθεση



Στο διάγραμμα εμφανίζεται το ποσοστό των στοιχείων στις κοσμικές προς το ποσοστό των στοιχείων στον ήλιο. Παρατηρούμε α) μικρότερο ποσοστό Η β) τα στοιχεία C, N, O, καθώς και η ομάδα του σιδήρου παρουσιάζονται εξ ίσου στα δύο φάσματα γ) τα στοιχεία Li, Be και B εμφανίζονται αυξημένα στις κοσμικές δ) Τα στοιχεία κάτω από το 11ν σίδηρο αυξημένα.

Το ποσοστό του Η οφείλεται στην μικρότερη αποτελεσματικότητα του μηχανισμού επιτάχυνσης στις πηγές.

Παρατηρούμε ότι τα ποσοστά C, N, O, Fe δεν διαφέρουν σημαντικά άρα υποθέτουμε ότι αρχικά η σύσταση είναι η ίδια με εκείνη των αστέρων

Τα στοιχεία Li, Be, and B είναι λιγότερο σταθερά και καταναλώνονται στην αλυσίδα παραγωγής ενέργειας. Το ποσοστό τους στις κοσμικές οφείλεται στο spalation του C και του O πάνω στα πρωτόνια της διαστρικής ύλης. Παρόμοια τα στοιχεία Sc, Ti, V, and Mn οφείλονται στο spalation των Fe και Ni που βρίσκονται σε αφθονία στην αστρική ύλη.

Τα στοιχεία κάτω από τον σίδηρο και τον άνθρακα είναι θραύσματα πυρήνων των στοιχείων που βρίσκονται σε αφθονία και δημιουργούνται κατά τις κρούσεις (spalation) με την διαστρική ύλη. Εκτιμάται η διαδρομή μέσα στον γαλαξία είναι ισοδύναμη με 5 – 10 μήκη αντίδρασης για τα περισσότερα σωματίδια. Η πυκνότητα της διαστρικής ύλης είναι 1 p/cm^3 και άρα αντιστοιχεί σε διαδρομή 1000 kpc. ($1 \text{ psc} = 3,1 \cdot 10^{16} \text{ m}$).

Τα μικρότερα ποσοστά Η και He αποδίδονται στο μηχανισμό επιτάχυνσης.

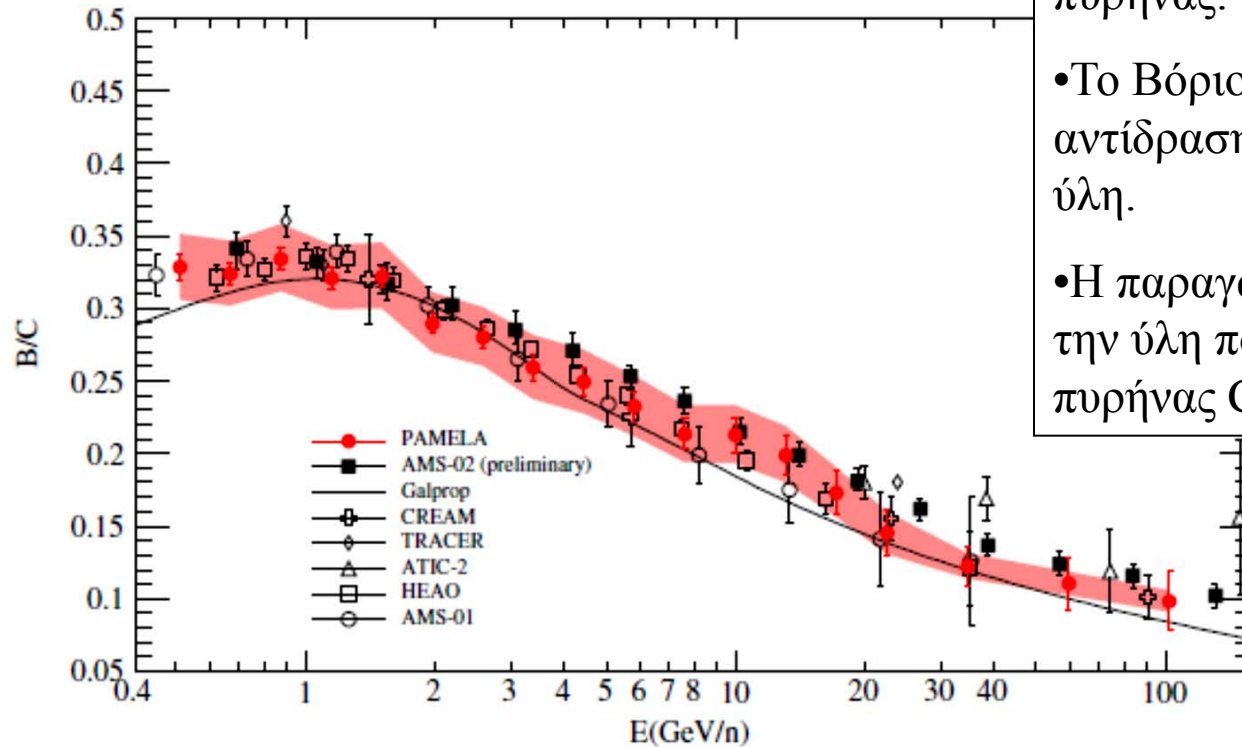
Ενδιαφέρον έχουν και τα ποσοστά των ισοτόπων τους στις ακτίνες σε σχέση τον ήλιο. Τα ισότοπα H^2 το και He^3 παρουσιάζονται στις ακτίνες σε πολύ μεγαλύτερα ποσοστά απ ότι στην αστρική ύλη (πίνακας)

Τα αυξημένα ποσοστά οφείλονται στην παραγωγή τους από βαρύτερους πυρήνες λόγω spalation.

Ερμηνεία

- Παρατηρούμε ότι τα ποσοστά C, N, O, Fe δεν διαφέρουν σημαντικά άρα υποθέτουμε ότι αρχικά η σύσταση είναι η ίδια με εκείνη των αστέρων
- Τα στοιχεία Li, Be, and B είναι λιγότερο σταθερά και καταναλώνονται στην αλυσίδα παραγωγής ενέργειας. Το ποσοστό τους στις κοσμικές οφείλεται στο spalation του C και του O πάνω στα πρωτόνια της διαστρικής ύλης.
- Παρόμοια τα στοιχεία Sc, Ti, V, and Mn οφείλονται στο spalation των πυρήνων Fe και Ni που βρίσκονται σε αφθονία στην αστρική ύλη.

Λόγος B/C



- Ο Άνθρακας πρωτογενής πυρήνας.
- Το Βόριο παράγεται από την αντίδραση του C με την γαλαξιακή ύλη.
- Η παραγωγή B εξαρτάται από την ύλη που θα συναντήσει ο πυρήνας C, σε όλη τη διαδρομή.

Λόγος πυρήνων Βορίου προς Άνθρακα όπως μετρήθηκε από το Πείραμα Pamelas. $\gamma_B=3.01\pm 0.13$ για το Βόριο $\gamma_C=2.72\pm 0.06$ για τον Άθρακα.

Στις υψηλές ενέργειες παράγεται μικρότερο ποσοστό Βορίου άρα η διαδρομή είναι μικρότερη.

Υπολογισμός χρόνου παραμονής στον γαλαξία

Τα ποσοστά των ισοτόπων μας δίνουν την εκτίμηση της «ηλικίας» των ακτίνων δηλαδή τον χρόνο που παραμένουν στον γαλαξιακό χώρο.

Ειδικότερα ο λόγος Be^{10}/Be . Το Be^{10} έχει χρόνο ζωής $1,6 \cdot 10^6$ y παράγεται στο ίδιο ποσοστό με το σταθερό Be .

Από το μετρούμενο ποσοστό προκύπτει ότι ο χρόνος τ_{esc} είναι 8-30 εκατομμύρια χρόνια και $\lambda_{\text{esc}} = 10 \text{ g/cm}^2$.

Επίσης $\rho_{\text{ist}} = 0,2-0,3 \text{ gr/cm}^3$, μικρότερη από την πυκνότητα του γαλαξιακού δίσκου. Συμπεραίνουμε ότι χώρος που κινούνται τα σωματίδια είναι μεγαλύτερος από το πάχος του γαλαξία και επεκτείνεται στην περιοχή της άλω.

Το πάχος της άλω προκύπτει **2,8 parsec** σε σύγκριση με το πάχος του γαλαξιακού δίσκου **0,3 – 0,5 parsec**

Επίδραση Μαγνητικού Πεδίου

Μεταβολή της ροής που οφείλεται στη μεταβολή της ροής του ηλιακού ανέμου.

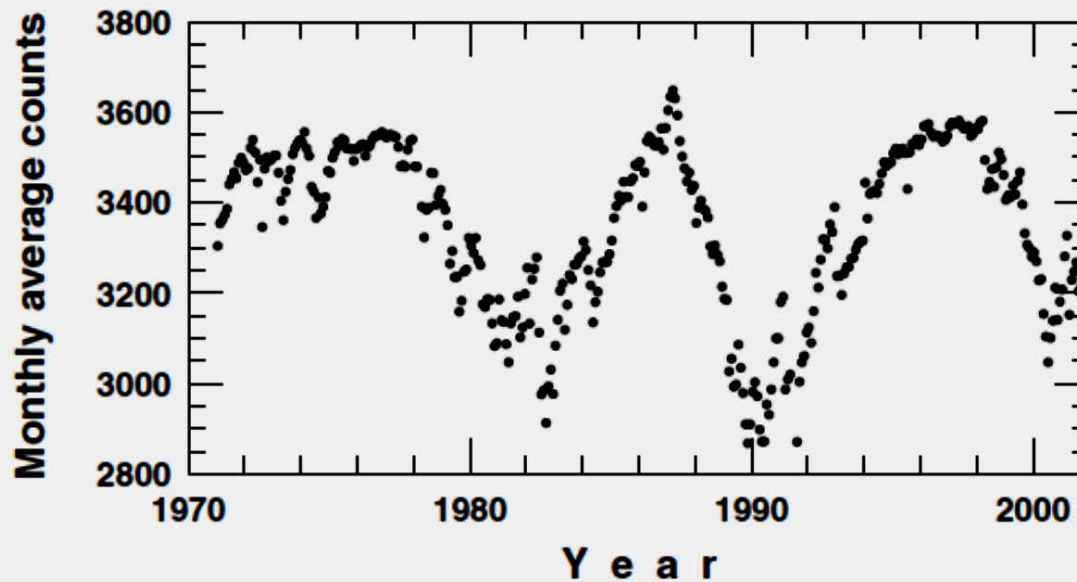


Fig. 5.5. Monthly averages of the counting rate of the Swarthmore/Newark neutron monitor [104]. Note that this is a suppressed zero plot and the variation is of the order of 20%.

19

Τα σωματίδια αυτά επιταχύνονται στα μαγνητικά πεδία του ηλίου και φθάνουν μέχρι την γη όπου ένα μέρος τους παγιδεύεται στο μαγνητικό πεδίο της γης. Τα ηλιακά σωματίδια έχουν μικρές ταχύτητες 300-500 km/s (φθάνουν στη γή μετα από 48 ώρες) και αντίστοιχα μικρές ενέργειες. Όμως είναι μεγάλος ο αριθμός τους $1.5 \times 10^{12} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$. Τα κινούμενα φορτία δημιουργούν μαγνητικό πεδίο ($B=5 \times 10^{-9} \text{ T}$, $U=10^{-11} \text{ J/m}^3$) το οποίο κάμπτει τις τροχιές των κοσμικών και ελαττώνεται η ροή που φθάνει στη γη.

Βλέπουμε τη μεταβολή της ροής των κοσμικών να ελαττώνεται κατά τα μέγιστα της ηλιακής δραστηριότητας. Η μεταβολή κυμαίνεται στο 20%.

Χάρτης Μαγνητικού Πεδίου

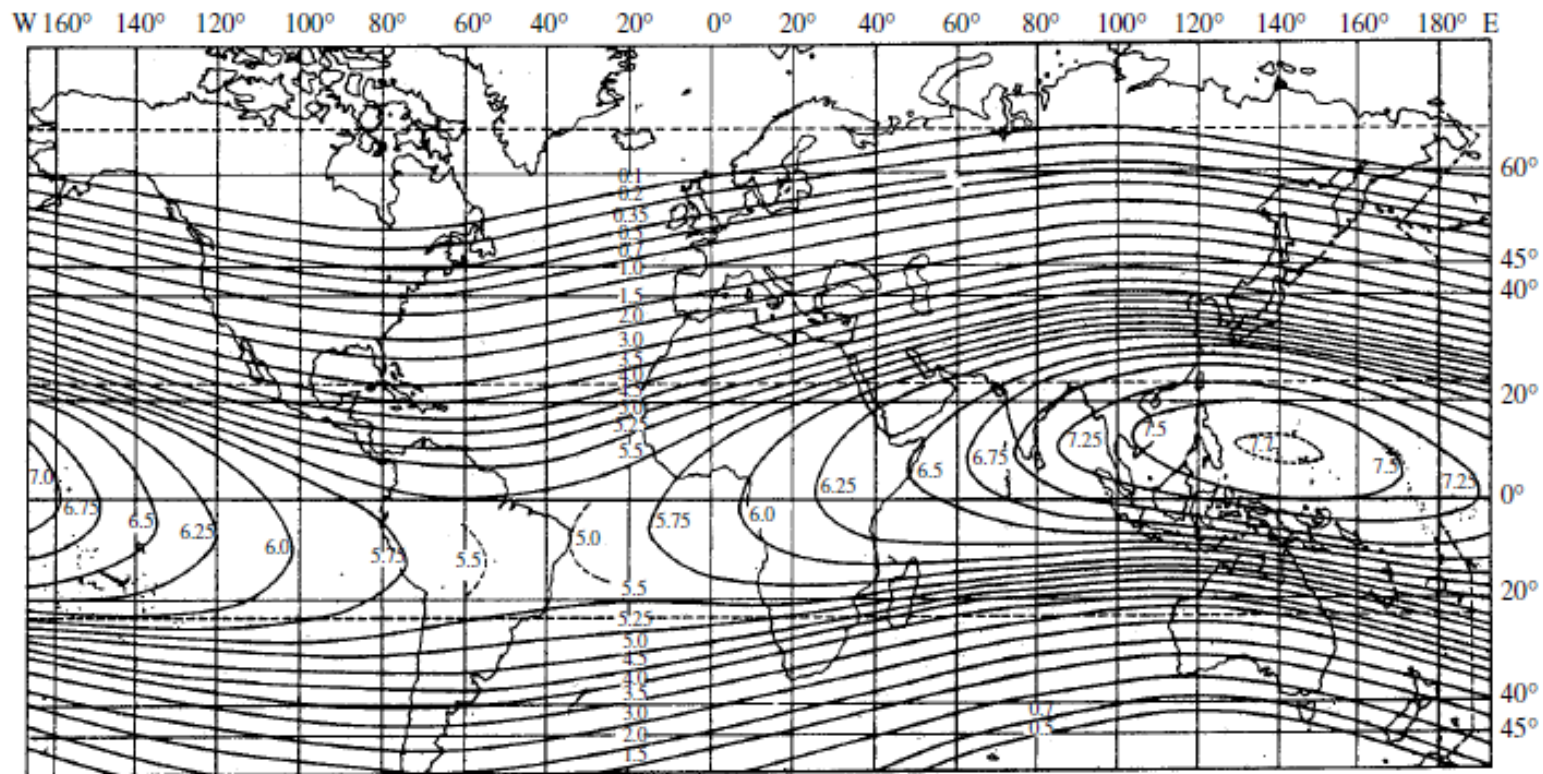
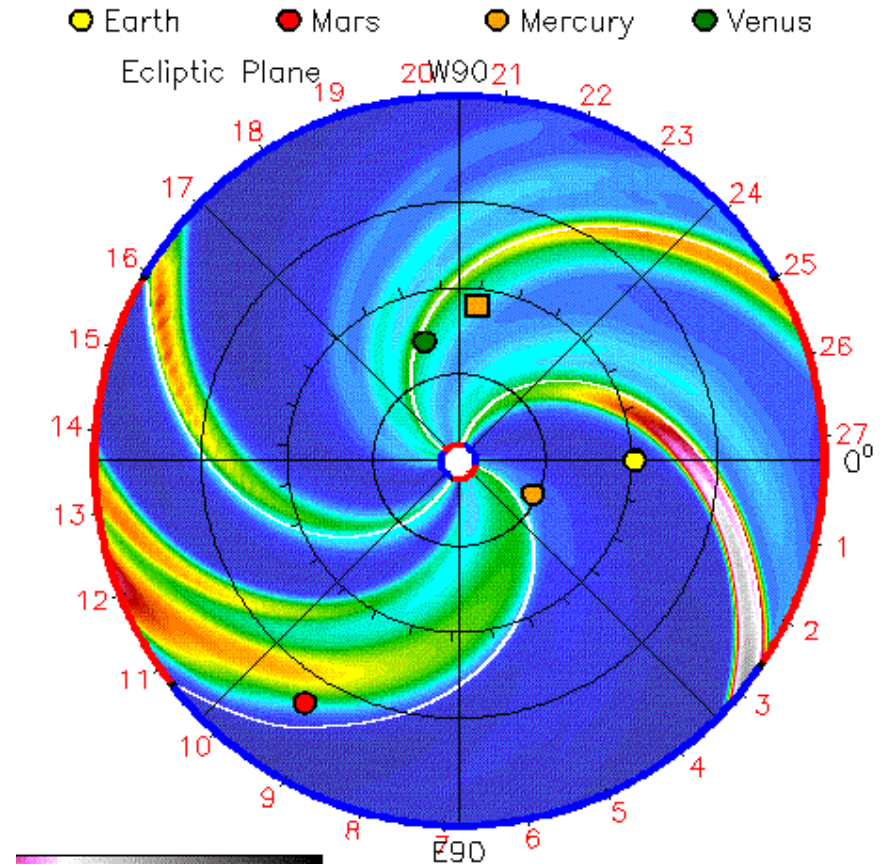
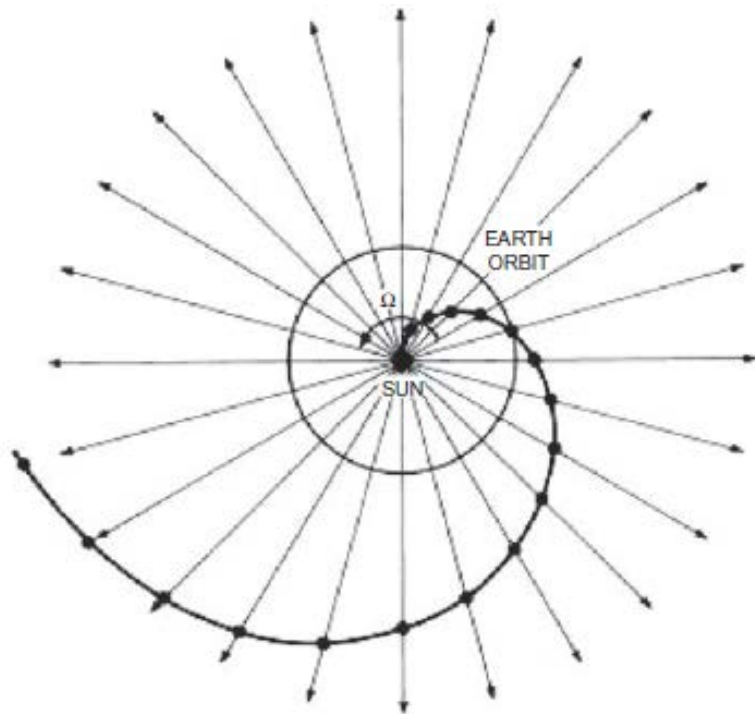


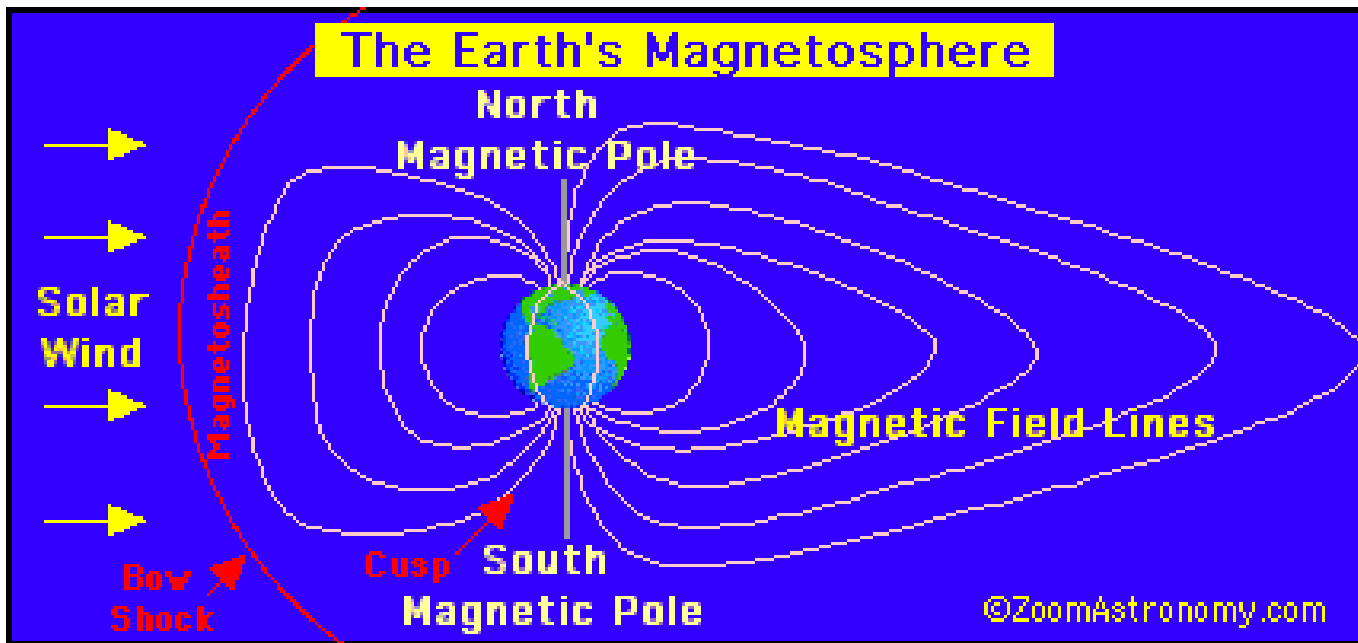
Fig. 9.5 Map of vertical geomagnetic cut-off values, given as kinetic energy in GeV per nucleon, for nuclei with $A = 2Z$. The values were calculated for a displaced dipole field. The maximum cut-off is about 7.7 GeV, or a momentum cut-off of 8.6 GeV/c, per nucleon. For protons the momentum cut-off would then be 17.2 GeV/c, to be compared with the value (9.7) for an undisplaced dipole field (from Webber 1958).

Επίδραση Μαγνητικού Πεδίου

Ηλιακός άνεμος



Μαγνητικό πεδίο Γης και Ηλιακός Άνεμος



Μεταβολή της ροής που οφείλεται στη ροή του ηλιακού ανέμου.

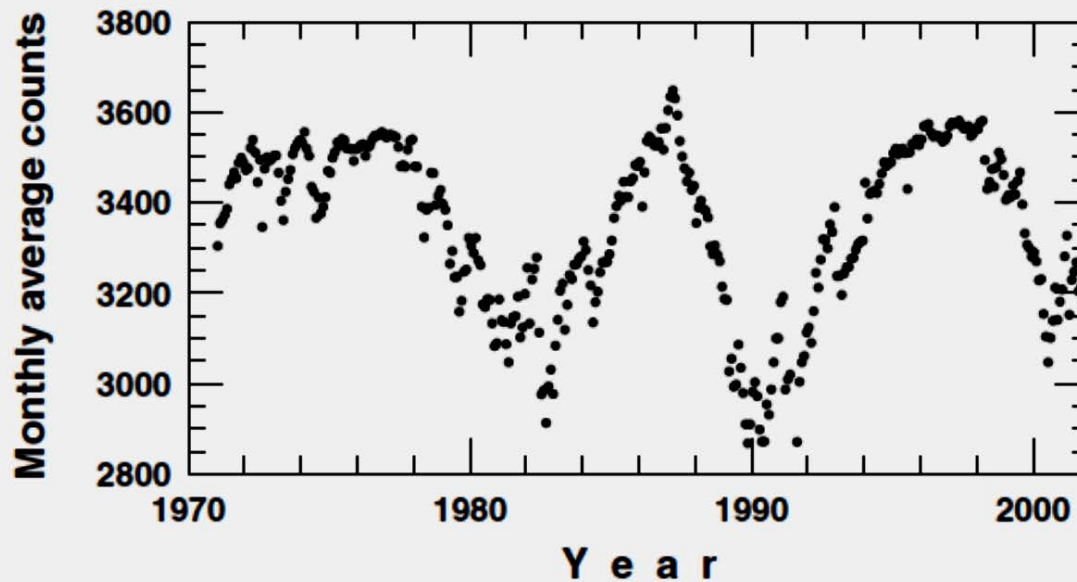
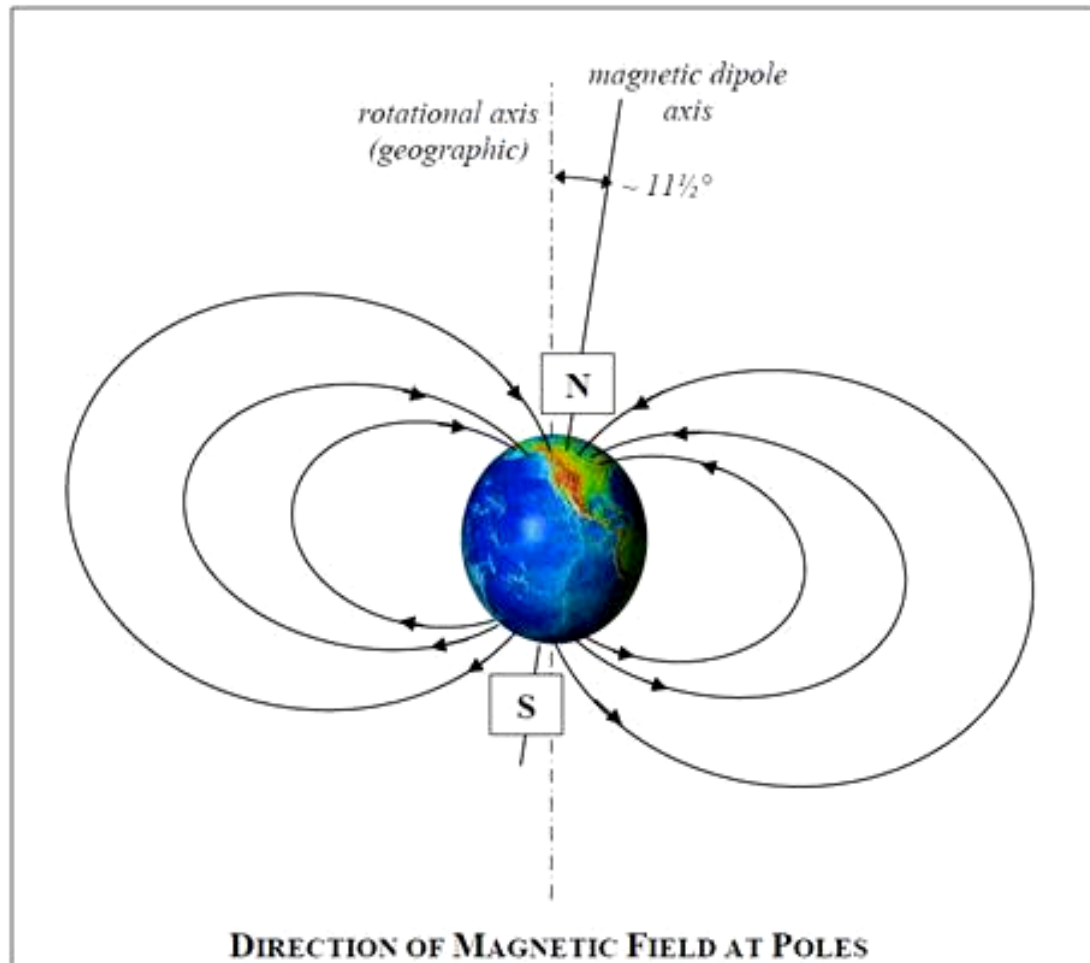
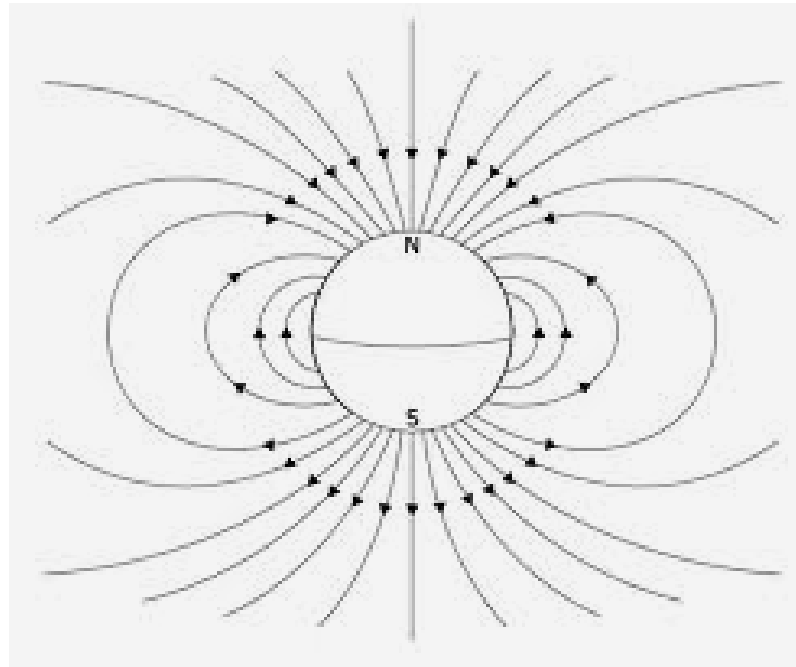


Fig. 5.5. Monthly averages of the counting rate of the Swarthmore/Newark neutron monitor [104]. Note that this is a suppressed zero plot and the variation is of the order of 20%.

Το μαγνητικό δίπολο της γης



Χάρτης Μαγνητικού Πεδίου για ιδανικό Μαγνητικό Δίπολο



Ακτίνα Stormer

Απλός υπολογισμός: Ένα σωματίδιο που κινείται σε πεδίο μαγνητικού διπόλου στο επίπεδο του μαγνητικού ισημερινού: Η κεντρομόλος ισούται με τη δύναμη Laplace

$$z |e| |\mathbf{B} \times \mathbf{v}| = \frac{mv^2}{r}$$

Όπου ze το φορτίο του σωματιδίου,

B το μαγνητικό πεδίο του διπόλου στο ισημερινό επίπεδο:

$$B = \left(\frac{\mu_0}{4\pi} \right) \frac{M}{r^3}$$

Η ακτίνα που προκύπτει :

Ονομάζεται ακτίνα Stormer.

$$r_s = \left[\left(\frac{\mu_0}{4\pi} \right) \frac{Mz |e|}{p} \right]^{1/2}$$

$$r_s = \text{Const} \cdot p^{-1/2}$$

Υπολογισμός

Η ελάχιστη ορμή για ένα σωματίο για να γίνει η ακτίνα ίση με την ακτίνα της γης, είναι

$$\frac{pc}{z} = \left(\frac{\mu_0}{4\pi} \right) \frac{Mc |e|}{r_E^2} = 59.6 \text{ GeV}$$

Όταν το γεωγραφικό πλάτος είναι λ και η γωνία της ταχύτητας με την προβολή του στο μεσημβρινό επίπεδο είναι θ (σε συντεταγμένες του διπόλου) το b είναι παράμετρος κρούσης. Το r μετριέται σε μονάδες Storrmer.

$$b = r \sin \theta \cos \lambda + \frac{\cos^2 \lambda}{r}$$

Το b είναι η παράμετρος κρούσης

Σύστημα Συντεταγμένων

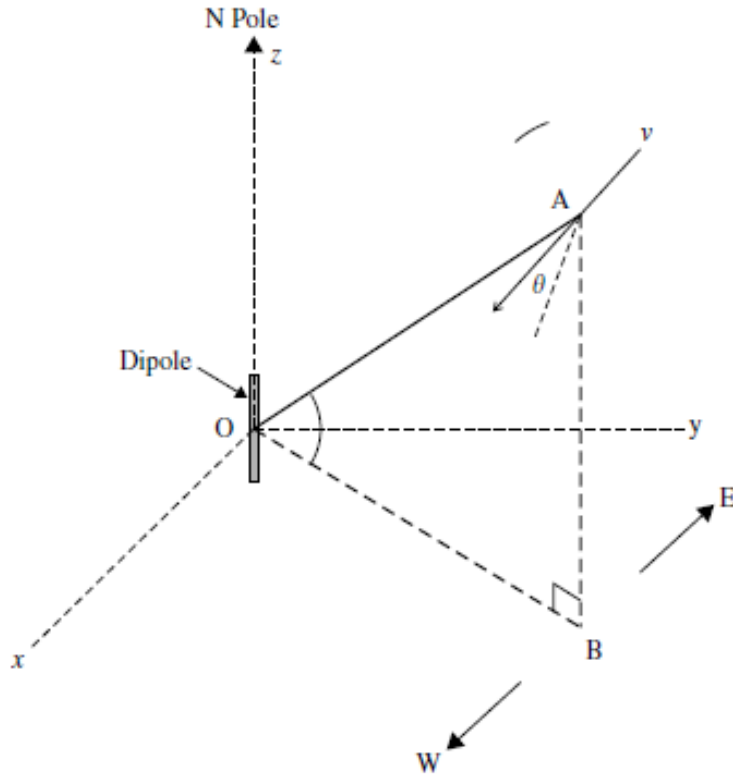


Fig. 9.4 Coordinate system and variables describing a particle *A* with velocity *v* in the field of a dipole *M* at *O*. θ is the angle between the velocity vector *v* of the particle and the meridian plane *OAB* rotating with the particle.

Όταν το γεωγραφικό πλάτος είναι λ και η γωνία της ταχύτητας με την προβολή του στο μεσημβρινό επίπεδο είναι θ (σε συντεταγμένες του διπόλου) το b είναι παράμετρος κρούσης. Το r μετριέται σε μονάδες Stormer.

$$b = r \sin \theta \cos \lambda + \frac{\cos^2 \lambda}{r}$$

$$r = \frac{\cos^2 \lambda}{\left[1 + (1 - \sin \theta \cos^3 \lambda)^{1/2}\right]}$$

(α)

$$\frac{pc}{z} = 59.6 r^2 \text{ GeV}$$

Για σωματίδιο που κινείται παράλληλα στον ισημερινό, $\lambda=0^\circ$ $\theta=90^\circ$

(β)

$$(pc)_{\min} (\theta = 0) = 14.9 z \cos^4 \lambda \text{ GeV}$$

Για σωματίδιο που κινείται στην κατακόρυφο $\theta=0$.

Για $Z=1$, $\theta=0$

λ $p \text{ GeV}/c$

0 14,9

40 5,1

90 0.53

Χαρακτηριστικές τιμές

- Σε μαγν. πλάτος $\lambda=50^\circ$ η αποκοπή στην κατακόρυφο θα είναι $pc/z = 1.1 \text{ GeV}$
- Στον μαγν ισημερινό, $\lambda=0$ η κατακόρυφη αποκοπή θα είναι $14,9 \text{ GeV}$.
- Για σωματίδιο που έρχεται από Ανατολικά $\sin\theta=+1$ και η αποκοπή γίνεται $59,6 \text{ GeV}$.
- Για σωματίδιο που έρχεται από Δυτικά $\sin\theta=-1$ και οι (α) και (β) δίνουν 10.2 GeV .

Χάρτης Μαγνητικού Πεδίου της Γης

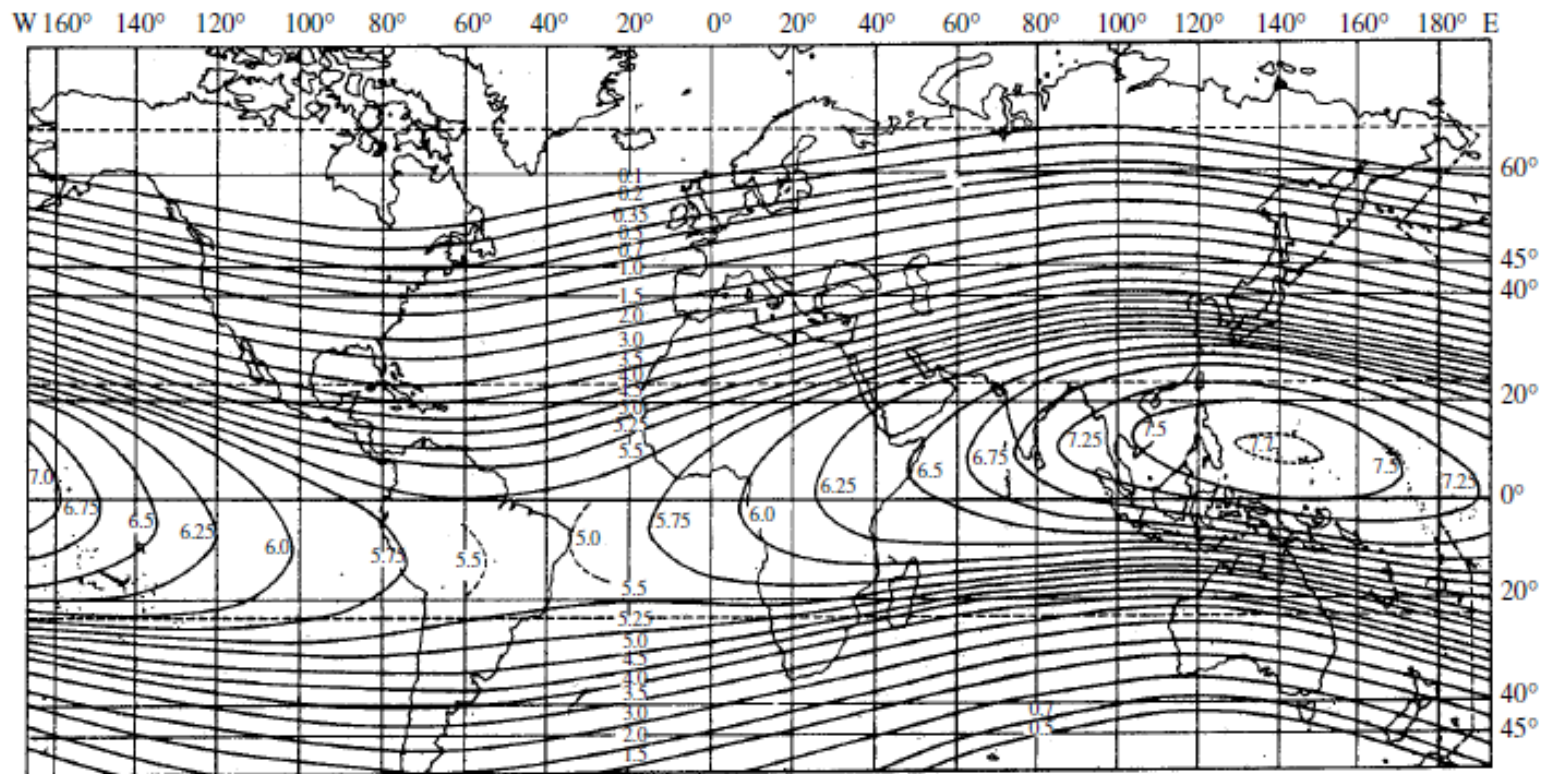


Fig. 9.5 Map of vertical geomagnetic cut-off values, given as kinetic energy in GeV per nucleon, for nuclei with $A = 2Z$. The values were calculated for a displaced dipole field. The maximum cut-off is about 7.7 GeV, or a momentum cut-off of 8.6 GeV/c, per nucleon. For protons the momentum cut-off would then be 17.2 GeV/c, to be compared with the value (9.7) for an undisplaced dipole field (from Webber 1958).

Υπολογισμός κατακόρυφης αποκοπής

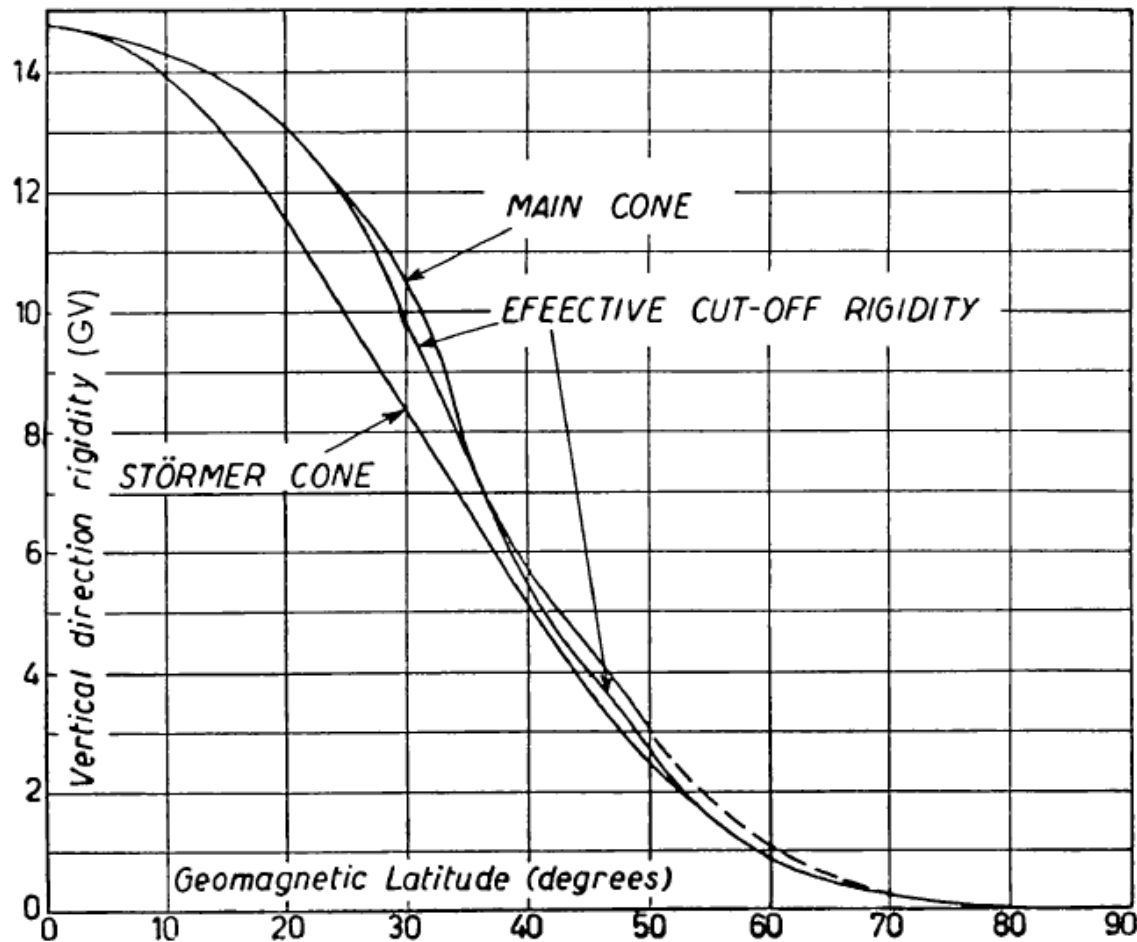
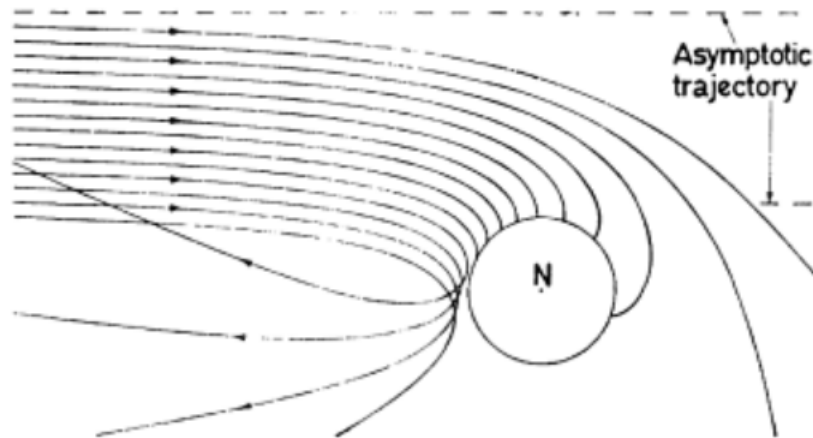


Fig. 2. Dipole cutoffs, including penumbral effects, as determined by SCHWARTZ (1959).

Απόκλιση των θετικών σωματιδίων



Trajectories of 20 GV positively charged particles in the equatorial plane.

Ανατολική Δυτική Ασυμμετρία.

Το σχήμα των τροχιών είναι πολύπλοκο!

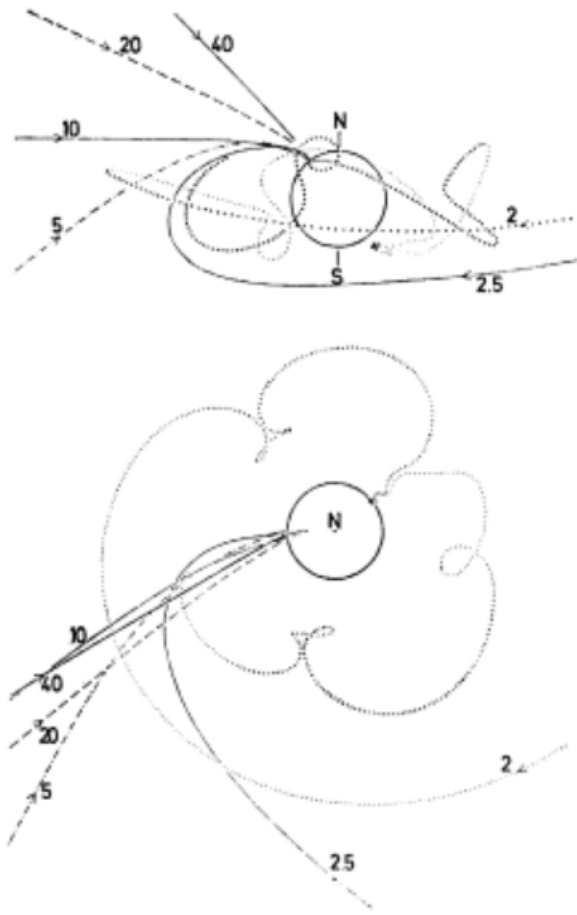


FIG. 7. Projections onto equatorial plane (below) and meridian plane (above) of trajectories (in dipole field) of positively charged particles which arrive vertically at a selected point (53° N). Magnetic rigidities marked in GV.

Ακριβής Υπολογισμός

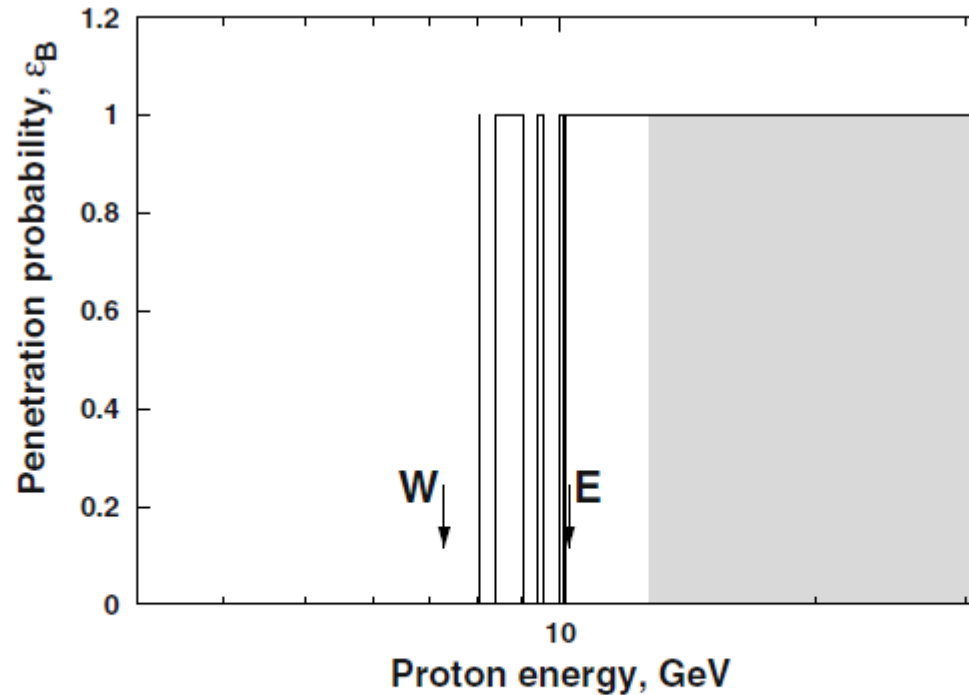


Fig. 5.7. Penetration probability for protons of different energy and with zenith angle of 30 degrees coming from east (shaded area) and from west. The arrows show the Stoermer cutoffs.

Συμπέρασμα

- Οι προηγούμενοι υπολογισμοί αφορούν Κ.Α. έξω από την ατμόσφαιρα. Καθώς διασχίζουν την ατμόσφαιρα, τα σωματίδια αντιδρούν και απορροφούνται. Η ροή στη επιφάνεια της γης εξαρτάται κυρίως από την απορρόφηση και η Ανατολική Δυτική ασυμμετρία είναι εμφανής κυρίως σε περιοχές κοντά στον ισημερινό. Ιστορικά, η παρατήρηση της ασυμμετρίας αυτής ήταν η απόδειξη ότι τα σωματίδια που φθάνουν στη γη, είναι φορτισμένα θετικά.

Fredrik Carl Mülertz Størmer

(3 September 1874 – 13 August 1957)



Έλυσε τη διαφορική εξίσωση της κίνησης φορτίου στο πεδίο μαγνητικού διπόλου, για να ερμηνεύσει το φαινόμενο της Aurora.

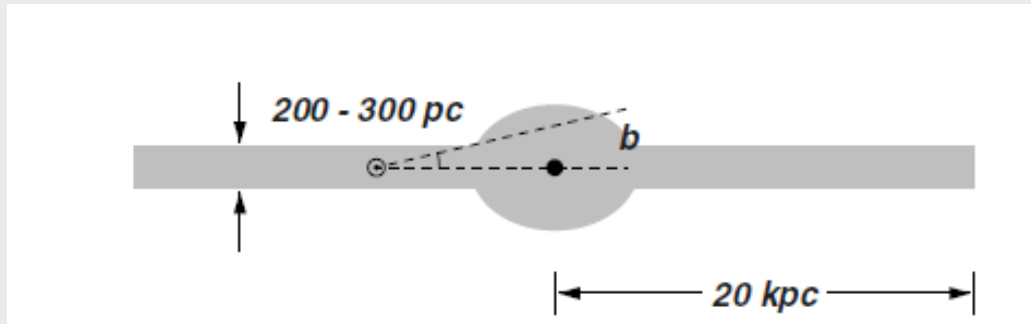


Διακεκριμένος Νορβηγός μαθηματικός, μελέτησε τα φαινόμενα που προκαλούνται από τα φορτισμένα σωματίδια στην ατμόσφαιρα.

Πηγές, επιτάχυνση Κοσμικών Ακτίνων

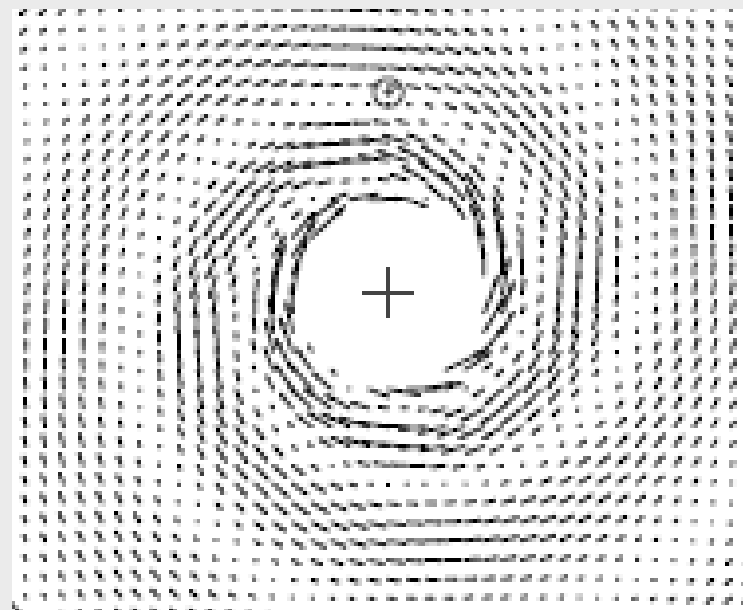
Πηγές

Διαστάσεις Γαλαξία



Διαστάσεις Γαλαξία:
Ακτίνα 15-20 kpc, ύψος
δίσκου 200-300 pc ($1 \text{ pc} =$
 $3,1 \cdot 10^{16} \text{ m}$). Ο ήλιος
βρίσκεται σε απόσταση
8,5 kpc από το κέντρο του
γαλαξία.

Το Μαγνητικό πεδίο είναι
παγιδευμένο κατά μήκος των
σπειρών. Περίπου $3 \cdot 10^{-6}$
Gauss



Μαγνητικό πεδίο γαλαξία

Πυκνότητα $H \approx 1H/cm^3$
 50% ουδέτερο
Μοριακά νέφη $\cdot 10^3$
Άλως $\approx 700 \text{ pc}$ **πυκνότητα** \approx
 $.031H/cm^3$

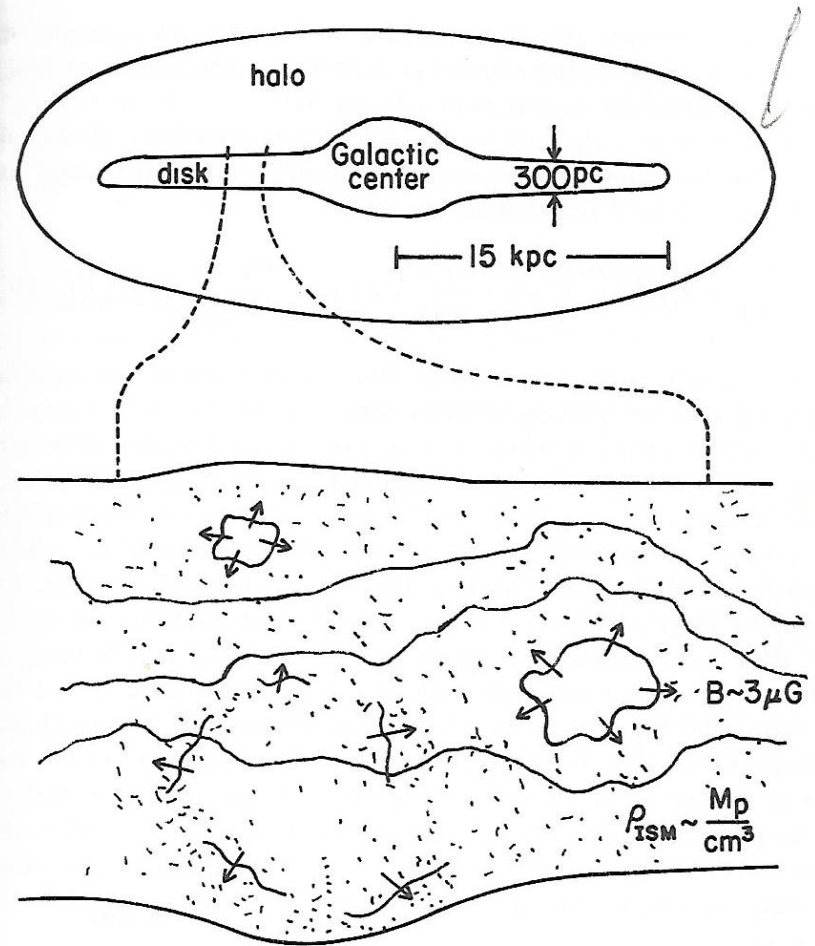


Figure 9.2: Schematic view of the galaxy seen edge on. In the exploded section of the disk, arrows indicate possible regions of cosmic ray acceleration as supernova remnants expand into the interstellar medium.

Μαγνητικό πεδίο Γαλαξία

Το μαγνητικό πεδίο παγιδεύεται στο πλάσμα το οποίο συμπεριφέρεται σαν μαγνητο-υδροδυναμικό υγρό. Παράδειγμα: Στις σπείρες του γαλαξία το μαγνητικό πεδίο είναι $3 \cdot 10^{-6}$ Gauss. Η πυκνότητα ενέργειας του μαγνητικού πεδίου είναι

$$\frac{1}{2} \rho v^2 = \frac{B^2}{8\pi}$$

$$\frac{B^2}{8\pi} \approx 0,4 \times 10^{-12} \text{ erg / cm}^3$$

Η ενέργεια είναι συγκρίσιμη με την πυκνότητα ενέργειας των κοσμικών ακτίνων $1,5 \cdot 10^{-12} \text{ erg/cm}^3$!

Μοντέλο διάδοσης (leaky box)

- Οι Κ.Α. παράγονται από τις πηγές (Πιθανότερες πηγές είναι οι υπερκαινοφανείς) .
- Στη διαδρομή αντιδρούν με την διαστρική ύλη . Μετά από κάποιο χρόνο διαφεύγουν από τον γαλαξία.
- Από τις δευτερογενείς αντιδράσεις παράγονται νέα σωματίδια μικρότερης ενέργειας.
- Το σύστημα βρίσκεται σε ισορροπία. Όσα σωματίδια παράγονται τόσα χάνονται.

Διαφυγή ακτίνων

Αν αγνοήσουμε τη δευτερογενή παραγωγή σωματιδίων ο αριθμός σωματιδίων N με ενέργεια E :

$$N(E, t) = N_0(E) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{esc}}\right)$$

όπου τ_{esc} ο μέσος χρόνος διαφυγής από το «κουτί».

Η μέση πυκνότητα που διασχίζει είναι $\lambda_{esc} = \rho \beta c \tau_{esc}$

όπου ρ η πυκνότητα της διαστρικής ύλης και βc η ταχύτητα του σωματιδίου

Από τα πειραματικά δεδομένα προκύπτει ότι το μήκος διαφυγής στις μικρές ενέργειες είναι σταθερό (10.8 g/cm^2) και ανεξάρτητο από το είδος του πυρήνα. (**C**, **O**, **Fe**, κ.α.)

Για $R > 4 \text{ GV}$

$$\lambda_{esc} = 10.8 \beta \times \left(\frac{4}{R}\right)^\delta \text{ g/cm}^2 \quad \delta = 0,6$$

Αντί για χρόνο διαφυγής χρησιμοποιούμε μήκος διαφυγής για να είναι συγκρίσιμο με το μήκος αντίδρασης.

Ελάττωση αριθμού

$$N(E, x, t) = N \exp\left(-\left(\frac{x}{\lambda} + \frac{t}{\gamma\tau_0}\right)\right)$$

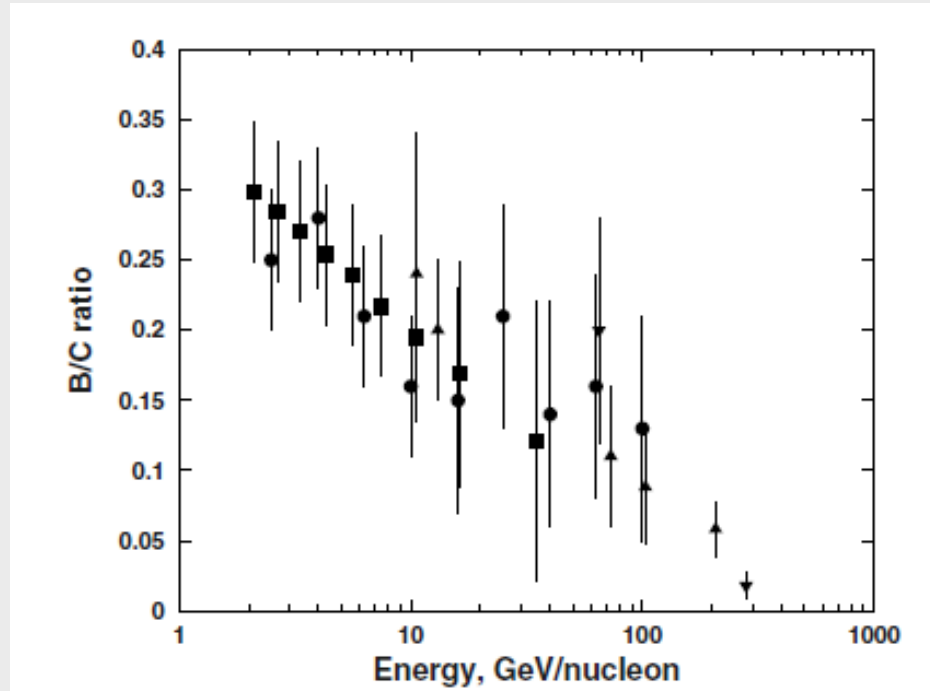
Αντίδραση

Διάσπαση

Για πρωτόνια, το μήκος αντίδρασης είναι 50,8 g/cm²,
ενώ δεν διασπώνται. Άρα ο σημαντικότερος παράγοντας
απώλειας για τα πρωτόνια είναι η διαφυγή.

Για πυρήνες άνθρακα το μήκος αντίδρασης είναι 6,4 g/cm² και
για πυρήνες σιδήρου 2,6 g/cm².

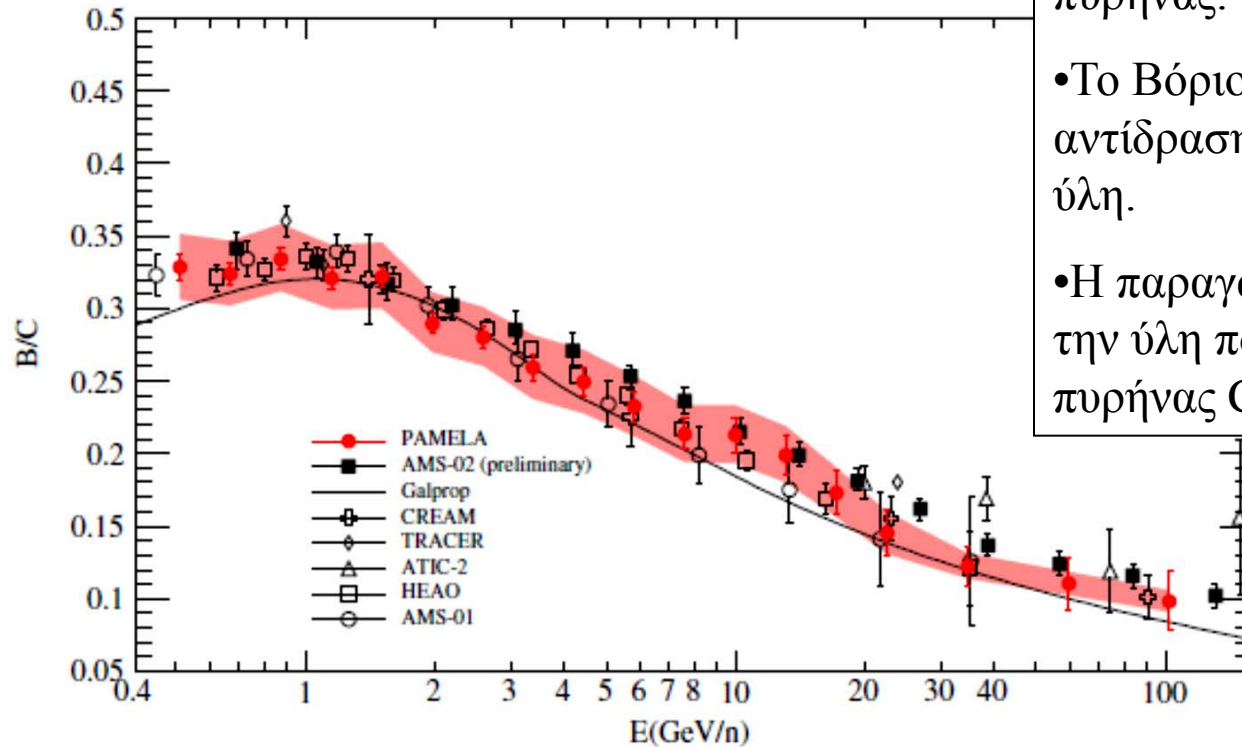
Λόγος αριθμού πυρήνων βορίου προς αριθμό πυρήνων άνθρακα, σαν συνάρτηση της ενέργειας.



Ο Άνθρακας θεωρείται πρωτογενές στοιχείο, ενώ το Βόριο δημιουργείται από το spallation του Άνθρακα.

Το ποσοστό του Βορίου εξαρτάται από το μήκος της διαδρομής του πυρήνα άνθρακα στον γαλαξία,
Από το διάγραμμα προκύπτει ότι η διαδρομή είναι μικρότερη στις μεγάλες ενέργειες άρα και ο χρόνος παραμονής των πυρήνων.

Λόγος B/C



- Ο Άνθρακας πρωτογενής πυρήνας.
- Το Βόριο παράγεται από την αντίδραση του C με την γαλαξιακή ύλη.
- Η παραγωγή B εξαρτάται από την ύλη που θα συναντήσει ο πυρήνας C, σε όλη τη διαδρομή.

Λόγος πυρήνων Βορίου προς Άνθρακα όπως μετρήθηκε από το Πείραμα Pamelala. $\gamma_B=3.01\pm 0.13$ για το Βόριο $\gamma_C=2.72\pm 0.06$ για τον Άθρακα.

Στις υψηλές ενέργειες παράγεται μικρότερο ποσοστό Βορίου άρα η διαδρομή είναι μικρότερη.

Υπολογισμός χρόνου διαφυγής

Μετρώντας τον λόγο ενός ασταθούς ισotόπου σε προς το σταθερό.

Το ^{10}Be είναι ασταθές με χρόνο ζωής $1,6 \cdot 10^6 \text{ y}$ και συγκρίνουμε το ποσοστό του σε σχέση με το σταθερά ^9Be και ^7Be .

Δορυφορικές μετρήσεις (IMP, Voyager) δίνουν χρόνους $8 - 30 \times 10^6 \text{ y}$

Άλλες μετρήσεις:	(Ulysses)	$^{26}\text{Al}/\text{Al}$	$16 \pm 3 \cdot 10^6 \text{ y}$
		$^{36}\text{Cl}/\text{Cl}$	$11 \pm 6 \cdot 10^6 \text{ y}$

Μέσος όρος;

$$\tau_{\text{esc}} = 15 \pm 2 \cdot 10^6 \text{ y}$$

$$\rho_{\text{ISM}} = 0.39 \pm 0.05 \text{ cm}^{-3}$$

$$d_{\text{halo}} = 2.8 \pm 0.1 \text{ kpc}$$

Υπολογισμός χρόνου παραμονής στον γαλαξία

Τα ποσοστά των ισοτόπων μας δίνουν την εκτίμηση της «ηλικίας» των ακτίνων δηλαδή τον χρόνο που παραμένουν στον γαλαξιακό χώρο.

Ειδικότερα ο λόγος Be^{10}/Be . Το Be^{10} έχει χρόνο ζωής $1,6 \cdot 10^6$ y παράγεται στο ίδιο ποσοστό με το σταθερό Be .

Ο χρόνος ζωής του ισοτόπου είναι μικρότερος από τον χρόνο παραμονής στον γαλαξία, άρα μετρούμε μικρότερο ποσοστό.

Από το μετρούμενο ποσοστό προκύπτει ότι ο χρόνος τ_{esc} είναι 8-30 εκατομμύρια χρόνια και $\lambda_{\text{esc}} = 10 \text{ g/cm}^2$.

Επίσης $\rho_{\text{ist}} = 0,2-0,3 \text{ gr/cm}^3$, μικρότερη από την πυκνότητα του γαλαξιακού δίσκου. Συμπεραίνουμε ότι χώρος που κινούνται τα σωματίδια είναι μεγαλύτερος από το πάχος του γαλαξία και επεκτείνεται στην περιοχή της άλω.

Το πάχος της άλω προκύπτει **2,8 parsec** σε σύγκριση με το πάχος του γαλαξιακού δίσκου **0,3 – 0,5 parsec**

Υπολογισμός χρόνου διαφυγής

Η υπολογιζόμενη πυκνότητα διαστρικής ύλης ($\rho_{\text{ISM}} = 0.39 \pm 0.05 \text{ cm}^{-3}$) είναι μικρότερη από την πυκνότητα της ύλης στον γαλαξία, άρα συμπεραίνουμε ότι τα σωματίδια ταξιδεύουν σε μεγάλη απόσταση από τον γαλαξιακό δίσκο, 500-700 psc.

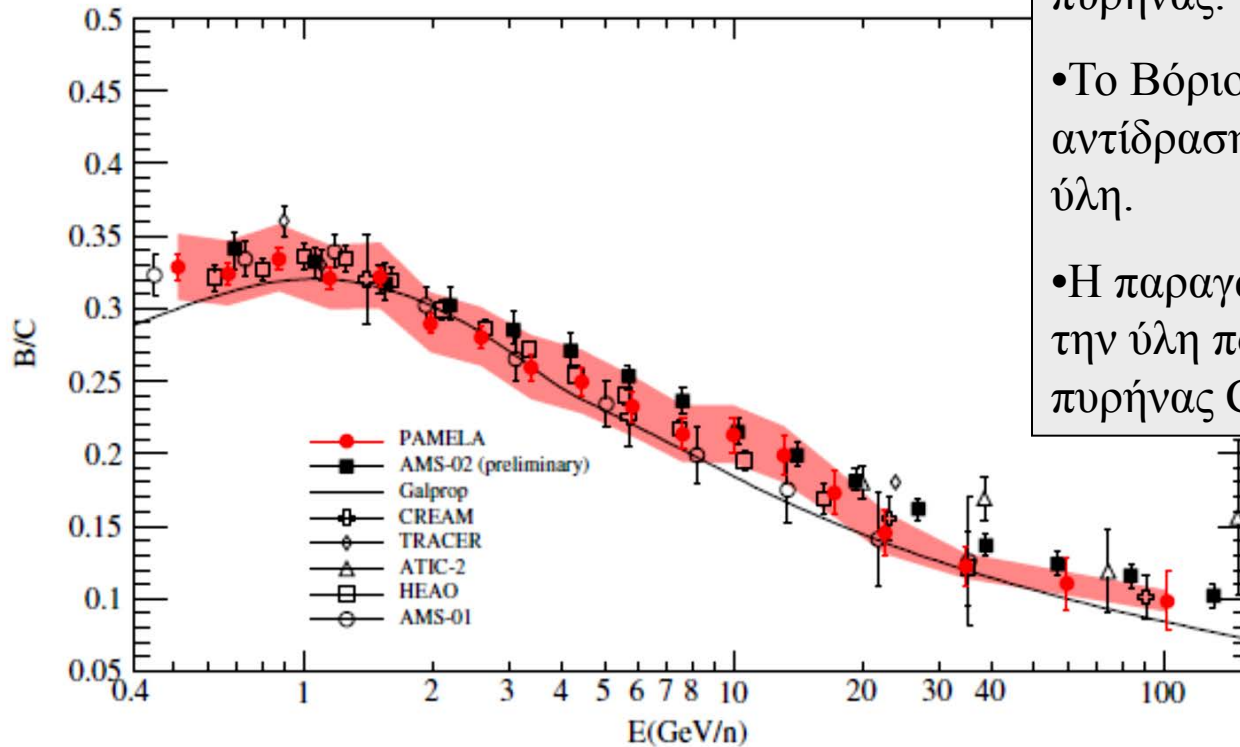
επίσης υπολογίζουμε το πάχος της halo που περιβάλλει τον γαλαξία ($d_{\text{halo}} = 2.8 \pm 0.1 \text{ kpc}$).

Χρόνος Παραμονής

Για ακαμψίες μικρότερες από 4 GV ο χρόνος παραμονής είναι ανεξάρτητος από την ενέργεια του σωματιδίου. Το μήκος διαφυγής είναι 10.8 g/cm^2

Ο τύπος δίνει για πρωτόνια με ακαμψία 10 GV έχει $=6,2 \text{ g/cm}^2$ ενώ ένας πυρήνας ηλίου ίδιας ακαμψίας $9,5 \text{ g/cm}^2$.

Λόγος B/C νέα αποτελέσματα.



- Ο Άνθρακας πρωτογενής πυρήνας.
- Το Βόριο παράγεται από την αντίδραση του C με την γαλαξιακή ύλη.
- Η παραγωγή B εξαρτάται από την ύλη που θα συναντήσει ο πυρήνας C, σε όλη τη διαδρομή.

Λόγος πυρήνων Βορίου προς Άνθρακα όπως μετρήθηκε από το Πείραμα Pamelas. $\gamma_B=3.01\pm 0.13$ για το Βόριο $\gamma_C=2.72\pm 0.06$ για τον Άθρακα.

Στις υψηλές ενέργειες παράγεται μικρότερο ποσοστό Βορίου άρα η διαδρομή είναι μικρότερη.

Επιτάχυνση στα Μαγνητικά Νέφη, Κύμα Κρούσης

Τα κελύφη των σουπερνόβα είναι οι πιο πιθανοί τόποι επιτάχυνσης επειδή επεκτείνονται με μεγάλη ταχύτητα, έχουν ισχυρό μαγνητικό πεδίο, και μεγάλο χρόνο ζωής.

Τα κοσμικά σωματίδια επιταχύνονται στο κρουστικό κύμα που δημιουργείται από την εκτινασσόμενη ύλη στους υπερκαινοφανείς. Ένα μικρό ποσοστό της ενέργειας του κρουστικού κύματος μεταφέρεται στις κοσμικές ακτίνες.

Κύμα κρούσης σε Υ.Κ.

Εκτοξευμένη ύλη που επεκτείνεται

Acceleration to $> 100 \text{ TeV}$

167

Διαστρικό μέσο.

Άνεμος Πάλσαρ

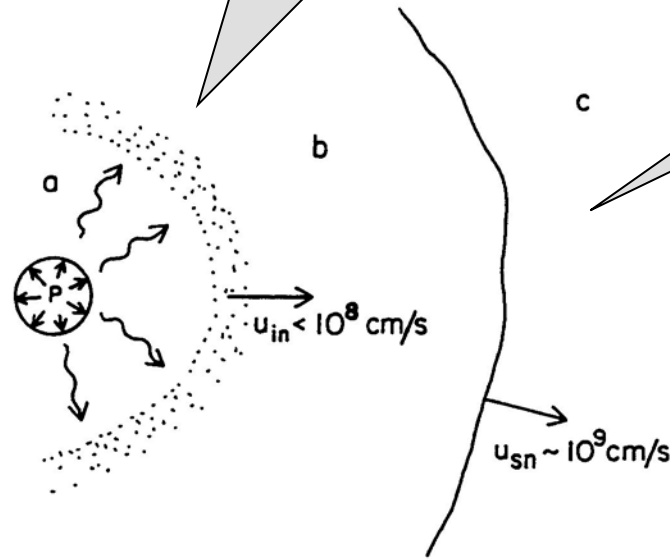


Figure 12.2: A very young supernova remnant: (a) shocked pulsar wind; (b) expanding ejecta; (c) interstellar medium (perhaps modified by wind of progenitor star). Straight and wavy arrows represent, respectively, unshocked and shocked pulsar wind. From Gaisser, Harding & Stanev, 1989.

Υπολογισμός ισχύος που διαφεύγει από τον γαλαξία λόγω κοσμικών ακτίνων.
(Ginzbourg)

Χρόνος παραμονής ακτίνων στον γαλαξία: $t_{GD} = 10^7$ γ

Πυκνότητα ενέργειας κοσμικών ακτίνων : $\rho_E = 0,5 \text{ eV/cm}^3$

Θεωρούμε το γαλαξία δίσκο ακτίνας 15 kpc και ύψους 500 pc

Όγκος Γαλαξία: $V_{GD} = 10^{67} \text{ cm}^3$

Οι ακτίνες διαφεύγουν από το Γαλαξία και η ισχύς που διαφεύγει από τον Γαλαξία είναι:

$$L_{CR} = (V_{GD} * \rho_E) / t_{GD} = 3 * 10^{40} \text{ erg/s}$$

Αρκούν 3 εκρήξεις σουπερνόβα με μάζα 10 ηλιακών. Το κέλυφος τους απλώνεται με ταχύτητα $5 * 10^8 \text{ cm/century}$.

Ελευθερώνουν ενέργεια $Q = 3 * 10^{42} \text{ erg/s}$.

Περίπου 100 φορές την ενέργεια που διαφεύγει λόγω των κοσμικών ακτίνων. Αρκεί λοιπόν ένας μηχανισμός με απόδοση 1% για να παραχθούν οι παρατηρούμενες κοσμικές ακτίνες.

Επιτάχυνση σε νέφη, μηχανισμός Fermi 2ης τάξης

Fermi Acceleration Mechanism

Stochastic energy gain in collisions with plasma clouds

2nd order :
randomly distributed magnetic mirrors

$\frac{\Delta E}{E} \sim \beta^2 \quad \beta = \frac{v}{c} \lesssim 10^{-4}$

[Slow and inefficient]

$$\xi \equiv \frac{\Delta E}{E} = \frac{E_1 - E_0}{E_0} = \gamma_{cl}^2 (1 + \beta_{cl}^2) - 1 \quad \text{Μέση τιμή} \quad \langle \xi \rangle = \frac{4}{3} \beta_{cl}^2$$

Μετά από n κρούσεις $E_n = E_0 (1 + \xi)^n$

Επειδή η μεταβολή της ενέργειας εξαρτάται από το τετράγωνο του, β δεν είναι αποδοτικός

Υπολογισμός

152

11.2. Shock acc

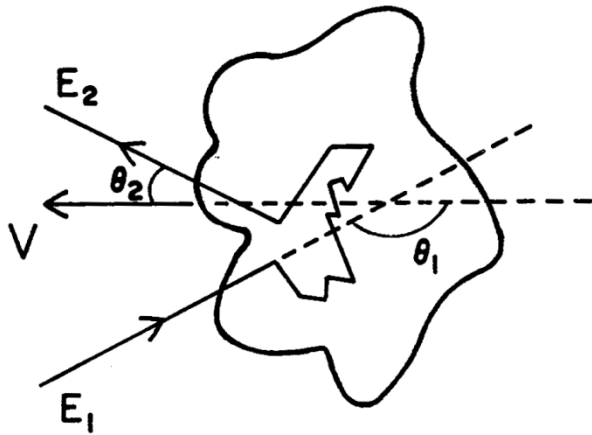


Figure 11.1: Acceleration by a moving, partially ionized gas cloud.

E_1 η ενέργεια εισόδου και E_2 η ενέργεια εξόδου

$$E_1 \approx p_1 c$$

u_{cl} ταχύτητα νέφους $\beta_{cl} = \frac{u_{cl}}{c}$

E_1^* Ενέργεια στο σύστημα νέφους

$$E_1^* = \gamma_{cl}(E_1 - u_{cl} p_1)$$

Αντικαθιστώντας από την (1)

$$\rightarrow E_1^* = \gamma_{cl}(E_1 - \beta_{cl} E_1) = \gamma_{cl} E_1 (1 - \beta_{cl})$$

μετά από ελαστική "κρούση":

$$E_2^* = E_1^*$$

$$\rightarrow E_2^* = \gamma_{cl}(E_1^* + \beta_{cl} p_1^*) = \gamma_{cl} E_1^* (1 + \beta_{cl})$$

Τελικά

$$E_2 = \gamma_{cl}^2 E_1 (1 + \beta_{cl}^2)$$

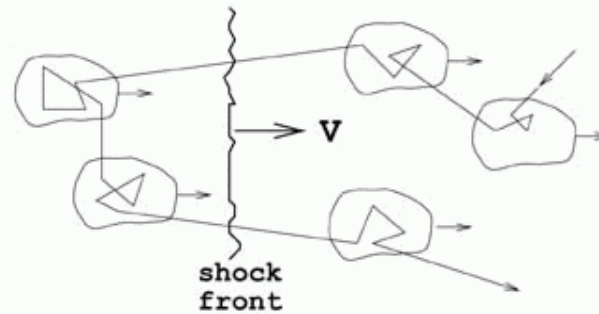
Τελικά :

$$\frac{\Delta E}{E_1} \sim \beta_{cl}^2$$

Μηχανισμός στοχαστικής επιτάχυνσης 1ης τάξης

Σκέδαση σε κύμα κρούσης

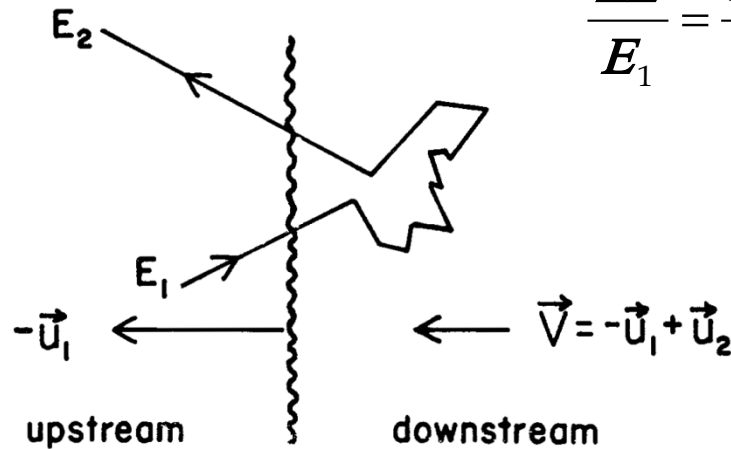
1st order :
acceleration in strong shock waves
(supernova ejecta, RG hot spots...)



$$\frac{\Delta E}{E} \sim \beta \quad \beta = \frac{v}{c} \lesssim 10^{-1}$$

Υπολογισμός για επίπεδο κύμα κρούσης

Acceleration



$$\frac{\Delta E}{E_1} = \frac{1 - \beta \cos \theta_1 + \beta \cos \theta'_2 - \beta^2 \cos \theta_1 \cos \theta'_2}{1 - \beta^2} - 1$$

$$V = -u_1 + u_2$$

$$|u_2| < |u_1|$$

$$\beta = \frac{V}{c}$$

Figure 11.2: Acceleration at a plane shock front.

Μέση τιμή του $\cos \theta'$

$$\frac{dn}{d \cos \theta'_2} = 2 \cos \theta'_2 \quad 0 \leq \cos \theta'_2 \leq 1$$

$$\rightarrow \langle \cos \theta'_2 \rangle_b = \frac{2}{3}$$

Υπολογισμός για επίπεδο κύμα κρούσης

$$\frac{\langle \Delta E \rangle_2}{E_1} = \frac{1 - \beta \cos \theta_1 + \frac{2}{3} \beta - \frac{2}{3} \beta^2 \cos \theta_1}{1 - \beta^2} - 1$$

β) Για το κύμα η κατανομή του $\cos \theta_1$ είναι η προβολή μιας ιστροπικής ροής σε ένα επίπεδο με $-1 \leq \cos \theta_1 \leq 0$ έτσι $\langle \cos \theta_1 \rangle_b = -\frac{2}{3}$

Τελικά το σωματίδιο κερδίζει ενέργεια με ρυθμό: $\xi \cong \frac{4}{3} \beta = \frac{u_S - u_R}{c}$

Συνοπτικά

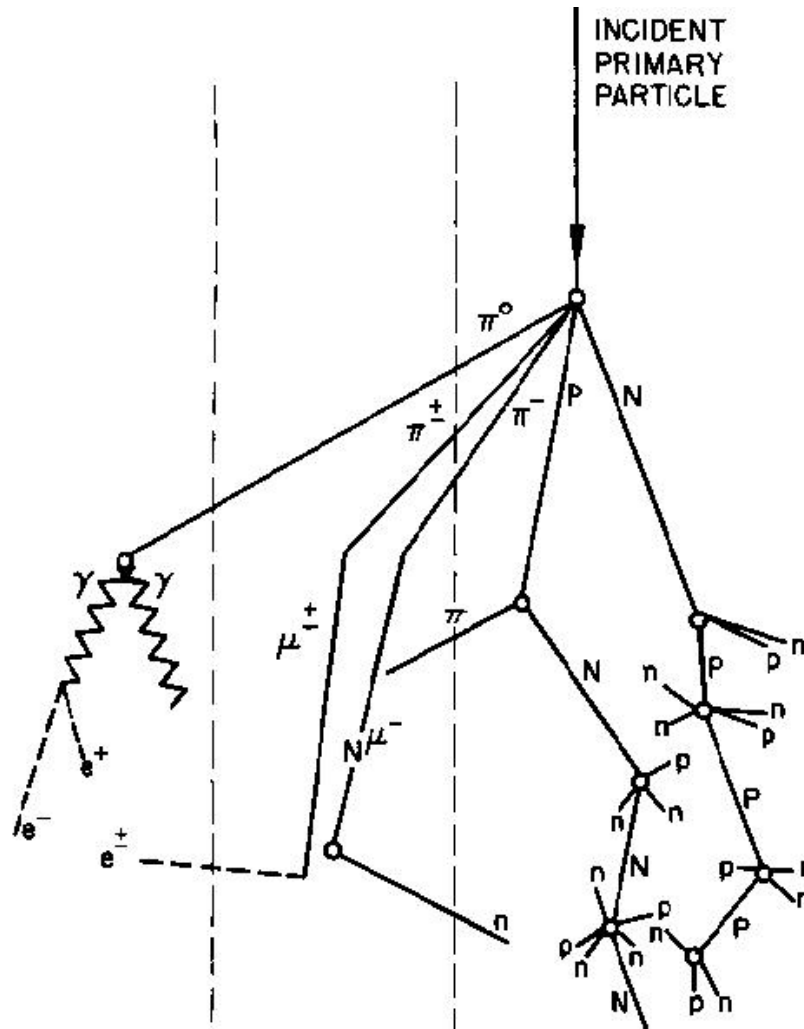
Οι μηχανισμοί που περιγράψαμε αποτελούν βασικά μοντέλα για την επιτάχυνση κοσμικών σε νέφη και σε κύματα κρούσης που παράγονται μετά από τη έκρηξη SN.

Αντίστοιχα φαινόμενα εμφανίζονται στη περιοχή κοντά στον πάλσαρ (Pulsed Wind Nebulae), σε διαδικούς αστέρες πάλσαρ, ή στους πίδακες ενεργών γαλαξιών.

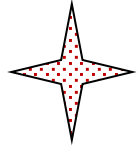
Στην πράξη δεν αρκούν για να περιγραφουν συνολικά τους μηχανισμούς και συμπληρώνονται με διάφορα μοντέλα.

Για τους μηχανισμούς παραγωγής ακτίνων γ πολύ υψηλών ενεργειών, θα μιλήσουμε στο αντίστοιχο κεφάλαιο.

Αντιδράσεις των κοσμικών ακτίνων στην ατμόσφαιρα, Καταιονισμοί.



Αδρονικές αλληλεπιδράσεις στην ατμόσφαιρα



Κατά μέσον όρο 50% της ενέργειας του αρχικού παίρνει το leading particle.

$$p \rightarrow p + \dots$$

Η πολλαπλότητα των δευτερογενών εξαρτάται από την ενέργεια του αρχικού.

Λόγω της ώθησης Lorentz τα δευτερογενή συγκεντρώνονται σε ένα στενό κώνο.

Τα πολυπληθέστερα είναι τα πιόνια λόγω της μικρής μάζας.

Τα δευτερογενή είτε συνεχίζουν την πορεία τους είτε διασπώνται.

Δημιουργία καταιονισμών.

Αναλυτική προσέγγιση δημιουργίας αδρονικών καταιονισμών

Οι εξισώσεις μεταφοράς υπολογίστηκαν αρχικά από τους Rossi και Greisen το 1941 για Η.Μ. καταιονισμούς.

Μας δίνουν μια ποιοτική περιγραφή των καταιονισμών, παλαιότερα χρησιμοποιούνταν για αναλυτική λύση των εξισώσεων μεταφοράς.

Ορισμοί

Μήκος αντίδρασης λ_{int} είναι το πάχος του υλικού που όταν το περνά μια δέσμη σωματιδίων το ποσοστό των σωματιδίων που δεν έχουν αντιδράσει είναι $1/e$.

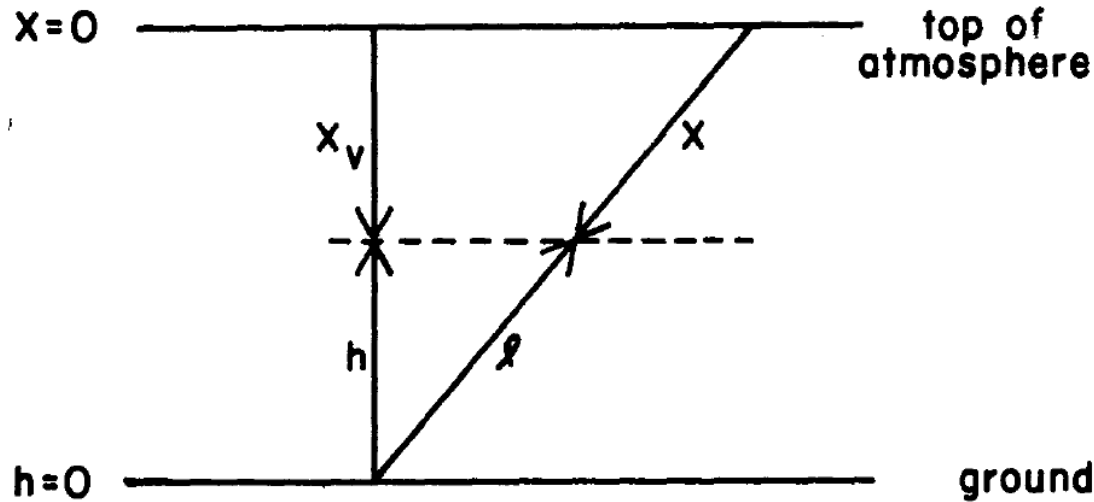
$$\frac{dN}{N} = -\frac{dx}{\lambda_{\text{int}}} \quad \rightarrow \quad N = N_0 e^{-\frac{x}{\lambda_{\text{int}}}}$$

Μήκος διάσπασης για σωματίδιο με χρόνο ζωής τ_0

$$\frac{dN}{N} = -\frac{dt}{\tau_0} \quad \rightarrow \quad N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau_0}}$$

ορίζουμε μήκος διάσπασης $d = \gamma(\tau_0 c)$

Βάθος ατμόσφαιρας



$$X_v = X_0 e^{-h/h_0}$$

$$X_0 = 1030 \text{ gr} / \text{cm}^2$$

Λόγω μεταβολής
θερμοκρασίας

$$h_0 = 8.4 \text{ km}$$

$$h_0 = 6.4 \text{ km}$$

Figure 3.1: Definition of variables to describe the atmosphere.

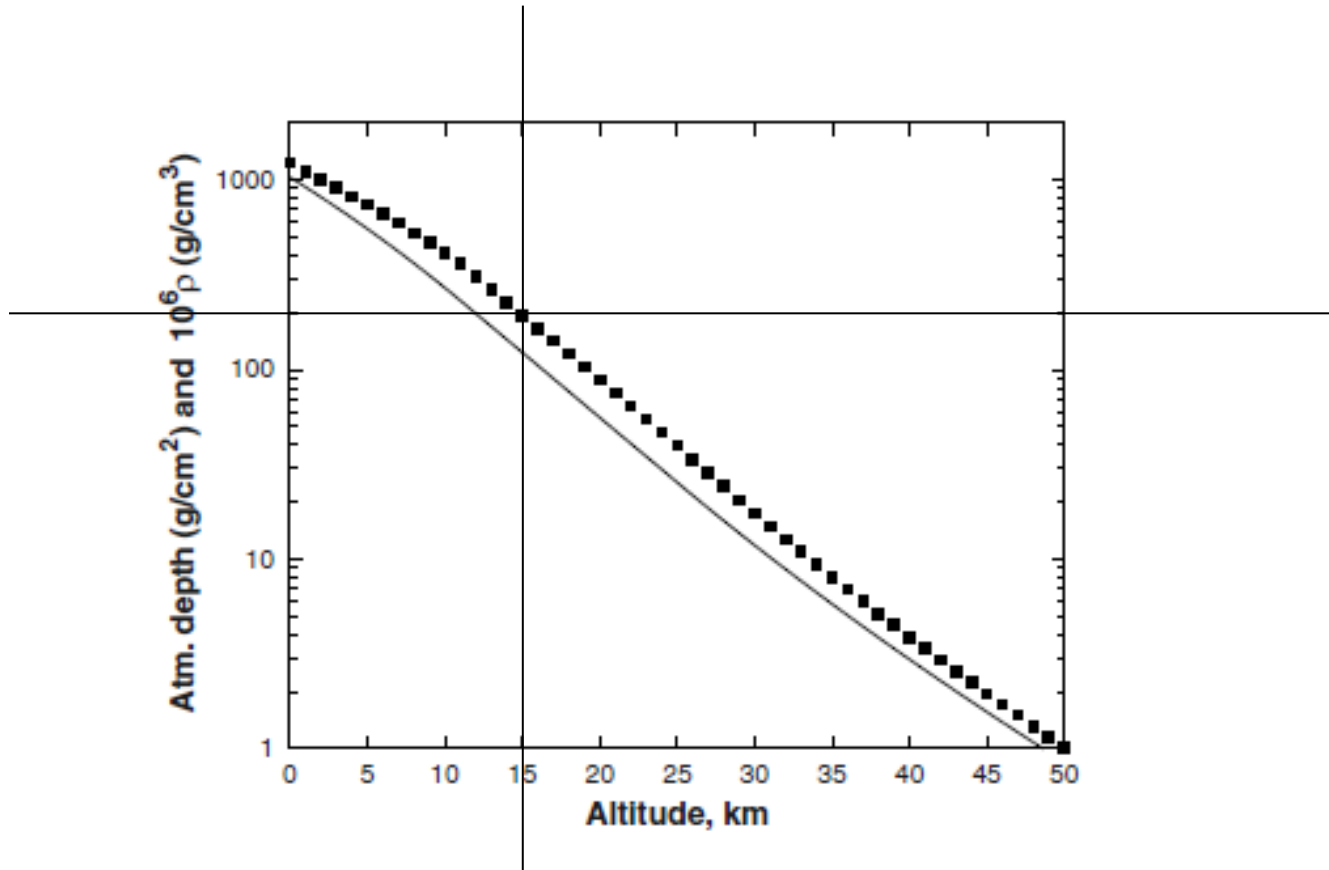
$$\rho = -\frac{dX_v}{dh}$$

$$h_v = l \cos \theta + \frac{1}{2} \frac{l^2}{R_0} \sin^2 \theta$$

Λόγω καμπυλότητας της
γής

$$X_{90} = 36000 \text{ gr/cm}^2$$

Ατμόσφαιρα



Η σχέση ύψους και ατμοσφαιρικού βάθους όπως υπολογίζεται με ακριβέστερους τύπους

Ατμοσφαιρικό βάθος, μήκος αντίδρασης

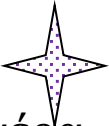
Το συνολικό κατακόρυφο βάθος που διανύει το σωματίδιο δίνεται από το ολοκλήρωμα :

$$X_V = \int_h^\infty \rho(h') dh'$$

$$X_V = \int_h^\infty \rho(h_V) dl$$

Η πιθανότητα ένα νουκλεόνιο να αντιδράσει αφού διανύσει βάθος dX είναι

$$\frac{dX}{\lambda_N(E)}$$

όπου λ_N είναι το μήκος αντίδρασης του σωματιδίου στον αέρα. 

$$\lambda_N = \frac{\rho}{\rho_N \sigma_N^{air}} = \frac{Am_p}{\sigma_N^{air}}$$

$$\sigma_N^{air} \cong 300 mb \quad A = 14,5$$

$$\lambda_N = 80 \text{ g/cm}^2$$

Εξίσωση παραγωγής νουκλεονίων (T. Gaisser)

Ελάττωση λόγω αντίδρασης

Νέα νουκλεόνια που παράχθηκαν από την αντίδραση.

$$\frac{dN(E, X)}{dX} = -\frac{N(E, X)}{\lambda_N(E)} + \int_E^\infty \frac{N(E', X)}{\lambda_N(E')} F_{NN}(E, E') \frac{dE'}{E}$$

Μέσα στο ολοκλήρωμα περιέχεται και η ενεργειακή κατανομή των νουκλεονίων.

Η αρχική συνθήκη, είναι το διαφορικό φάσμα νουκλεονίων, στην κορυφή της ατμόσφαιρας.

$$N(E, 0) = N_0(E) = \frac{dN}{dE} \approx 1.8 E^{-2.7} \frac{\text{nucleons}}{\text{cm}^2 \text{sr s GeV}/A}$$

Εξίσωση παραγωγής νουκλεονίων. (T. Gaisser)

Οι συναρτήσεις $F_{NN}(E, E')$, είναι αδιάστατες και ονομάζονται συνολικές (inclusive) ενεργές διατομές.

υπολογίζουμε
μήκος
απορρόφησης Λ_N

$$\frac{1}{\Lambda_N} = \frac{1}{\lambda_N} \left[1 - \int_0^1 (x_L)^{\gamma-1} F_{NN}(x_L) dx_L \right]$$

$$N(E, X) = g(0) e^{-X/\Lambda} E^{-(\gamma+1)}$$

$\gamma+1=2,7$ ο φασματικός δείκτης

$$\frac{1}{\Lambda_N} = \frac{1}{\lambda_N} [1 - Z_{NN}]$$

$$F_j(E, X) = F_j(E, 0) \exp\left(-\frac{X}{\Lambda_j}\right)$$

Διάσπαση πιονίων, μήκος διάσπασης

$$\Delta\Pi = -\Pi \frac{\Delta\ell}{\gamma c \tau_\pi} = -\Pi \frac{\Delta X}{\rho \gamma c \tau_\pi} \equiv -\frac{\Pi}{d_\pi} \Delta X,$$

• τ_π είναι ο μέσος χρόνος ζωής του πιονίου στο σύστημα ηρεμίας, $c\tau_\pi$ είναι το μέσο μήκος διάσπασης του πιονίου και πολλαπλασιασμένο με το γ το μήκος στο σύστημα εργαστηρίου.

• πολλαπλασιάζουμε με την πυκνότητα του αέρα και το μετατρέπουμε σε **επιφανειακή πυκνότητα** για να είναι συγκρίσιμο με το μήκος αντίδρασης.



Εξίσωση Παραγωγής πονίων

Τα πόνια ελαττώνονται λόγω αντίδρασης και λόγω διάσπασης.

Παράγονται νέα πόνια από την αντίδραση των πρωτονίων ή πονίων.

$$\frac{dN_i(E, X)}{dX} = -\left(\frac{1}{\lambda_i} + \frac{1}{d_i}\right) N_i(E, X) + \sum_j \int \frac{F_{ji}(E_i, E_j)}{E_i} \frac{N_j(E_j)}{\lambda_j} dE_j,$$

$$\begin{aligned} \frac{d\Pi}{dX} = & -\left(\frac{1}{\lambda_\pi} + \frac{1}{d_\pi}\right) \Pi + \int_0^1 \frac{\Pi(E/x_L) F_{\pi\pi}(E_\pi, E_\pi/x_L)}{\lambda_\pi(E/x_L)} \frac{dx_L}{x_L^2} \\ & + \int_0^1 \frac{N(E/x_L) F_{N\pi}(E_\pi, E_\pi/x_L)}{\lambda_N(E/x_L)} \frac{dx_L}{x_L^2}. \end{aligned} \quad (3.18)$$



Πίνακας σταθερών διάσπασης

Μήκος
Διάσπασης

Table 3.1: Decay constants.

Κρίσιμη
Ενέργεια

Particle	τ_0 (cm)	ϵ (GeV)
μ^\pm	6.59×10^4	1.0
π^\pm	780	115
π^0	2.5×10^{-6}	3.5×10^{10}
K^\pm	371	850
K_S	2.68	1.2×10^5
K_L	1554	205
D^\pm	0.028	4.3×10^7
D^0	0.013	9.2×10^7
n	2.69×10^{13}	–

$E > E_C$ επικρατεί
η αντίδραση.

$E < E_C$ επικρατεί
η διάσπαση

Ανάπτυξη πονίων.

$$\frac{d\Pi}{dX} = -\left(\frac{1}{\lambda_\pi} + \frac{1}{d_\pi}\right) \Pi + \int_0^1 \frac{\Pi(E/x_L) F_{\pi\pi}(E_\pi, E_\pi/x_L)}{\lambda_\pi(E/x_L)} \frac{dx_L}{x_L^2} \quad (3.18)$$

Παραγωγή π^\pm από π^\pm

$$+ \int_0^1 \frac{N(E/x_L) F_{N\pi}(E_\pi, E_\pi/x_L)}{\lambda_N(E/x_L)} \frac{dx_L}{x_L^2}.$$

Παραγωγή π^\pm από p, n

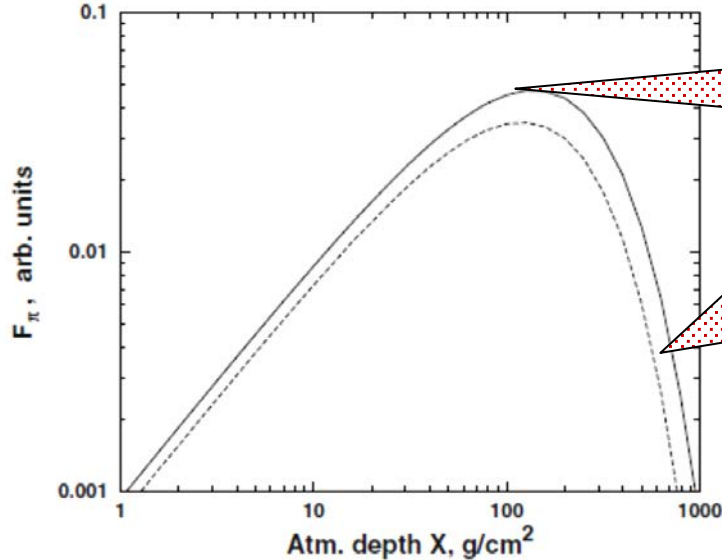
$E \gg E_c$

$$\Pi(E, X) = F_N(E, 0) \frac{Z_{N\pi}}{(1 - Z_{NN})} \frac{\Lambda_\pi}{\Lambda_\pi - \Lambda_N} [\exp(-X/\Lambda_\pi) - \exp(-X/\Lambda_N)] ,$$

Για $E < E_c$

$$\Pi(E, X) \simeq F_N(E, 0) \frac{Z_{N\pi}}{\lambda_N} \frac{XE}{\epsilon_\pi} \exp(-X/\Lambda_N)$$

Καμπύλη παραγωγής πιονίων



Η παραγωγή δευτερογενών πιονίων μεγιστοποιείται σε ορισμένο βάθος ατμόσφαιρας

Η παραγωγή σταματά γιατί έχει μειωθεί η ενέργεια των σωματιδίων

Fig. 6.3. Pion flux in the atmosphere calculated with (6.8) and (6.9) neglecting decay, solid line, and with decay, dashes. The normalization of the two curves is arbitrary, only the shape is correct.

Υπολογισμός παραγωγής πιονίων με τον τύπο του Gaisser

Ο τύπος αυτός δίνει για τα πόνια βάθος μέγιστης παραγωγής 125 g/cm^2 που αντιστοιχεί σε υψος 15 km .

Πειραματική καμπύλη παραγωγής σωματιδίων

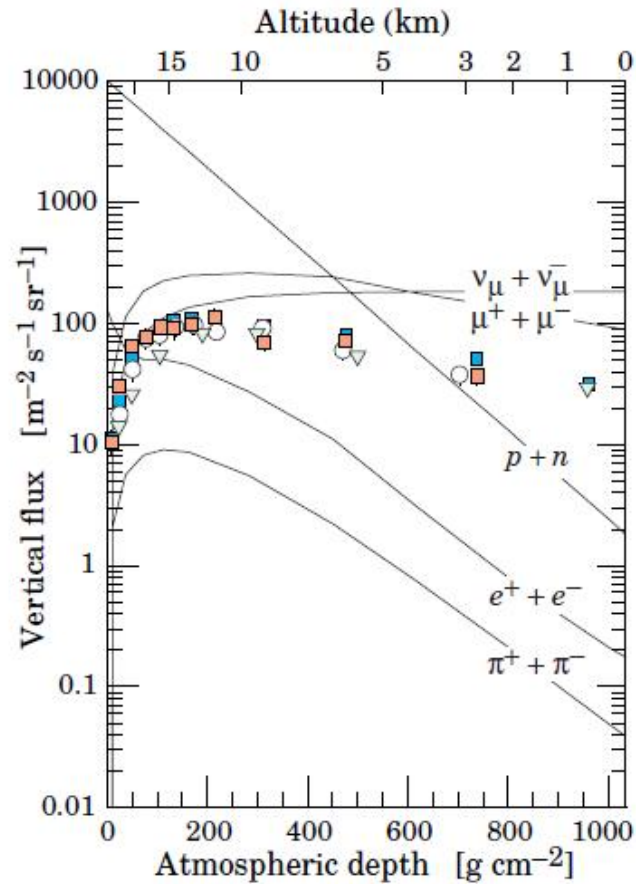


Figure 26.3: Vertical fluxes of cosmic rays in the atmosphere with $E > 1$ GeV estimated from the nucleon flux of Eq. (26.2). The points show measurements of negative muons with $E_{\mu} > 1$ GeV [32–36].

$$\pi^\pm \quad (u\bar{d}, d\bar{u})$$

$$\text{Mass } m = 139.57018 \pm 0.00035 \text{ MeV}$$

$$\text{Mean life } \tau = (2.6033 \pm 0.0005) \times 10^{-8} \text{ s}$$

$$c\tau = 7.8045 \text{ m}$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \quad (99.98770 \pm 0.00004) \%$$

$$\pi^0 (u\bar{u}-d\bar{d})/\sqrt{2}$$

Mass $m = 134.9766 \pm 0.0006$ MeV

Mean life $\tau = (8.52 \pm 0.18) \times 10^{-17}$ s

$c\tau = 25.5$ nm

$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ (98.823 \pm 0.034) %

$\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ (1.174 \pm 0.035) %

Μήκη εξασθένησης στην ατμόσφαιρα (g/cm^2)

Λ_N	Λ_π	Λ_K
Νουκλεόνια	Πιόνια	Καόνια
120	160	180

Αντιδράσεις πρωτονίων.

Ορισμοί

- **Ενεργός διατομή.**

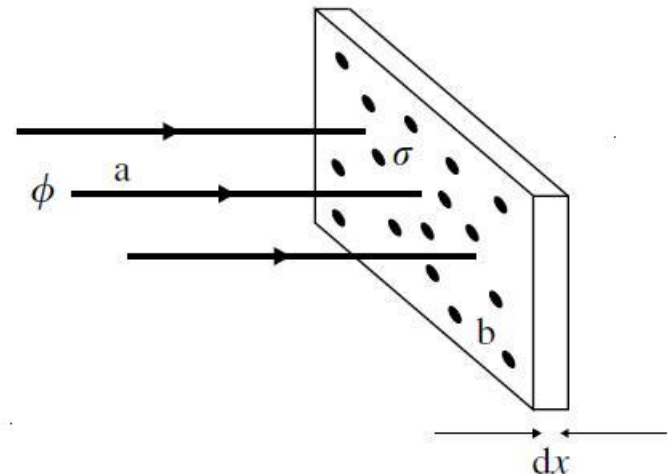
- Όταν έχουμε μια δέσμη σωματιδίων που πέφτει σε ένα στόχο που αποτελείται από διακεκριμένα σωματίδια, η ενεργός διατομή είναι η ισοδύναμη επιφάνεια που περιγράφει την πιθανότητα σκέδασης στα σωματίδια του στόχου. Μετριέται σε cm^2 . Συνήθως χρησιμοποιούμε το **barn**, $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^{-2}$ και τις υποδιαίρέσεις του **mb** και **μb ή nb** .

Αν η πυκνότητα της δέσμης είναι n_i και η ταχύτητα v , ο αριθμός των σωματιδίων που διασχίζουν τον στόχο είναι $\phi_i = n_i v$.

Η πυκνότητα των σκεδαστών θα είναι $n_b dx$ και η επιφάνεια που καλύπτουν $\sigma n_b dx$.

Ο αριθμός των σκεδάσεων ανα μονάδα επιφάνειας και χρόνου θα είναι $\phi_i \sigma n_b dx$.

Ο ρυθμός ανά σωματίο στόχου θα είναι $W = \phi_i \sigma$



Μέση ελεύθερη διαδρομή.

Η ελάττωση του αριθμού των σωματιδίων της δέσμης μετά από απόσταση dx είναι:

$$dN = -\sigma\rho_N dx$$

Μετά από μήκος x : $N(x) = N(0)e^{-\sigma\rho_N x}$

$$\lambda = \frac{1}{\sigma\rho_N} \quad \text{μήκος αντίδρασης}$$

Μέση ελεύθερη διαδρομή για αντίδραση.

ρ_N είναι η πυκνότητα των στόχων, δηλαδή των νουκλεονίων. Για να το εκφράσουμε σε μονάδες επιφανειακής πυκνότητας πρέπει να υπολογίσουμε τον αριθμό των νουκλεονίων ανα μονάδα μάζας.

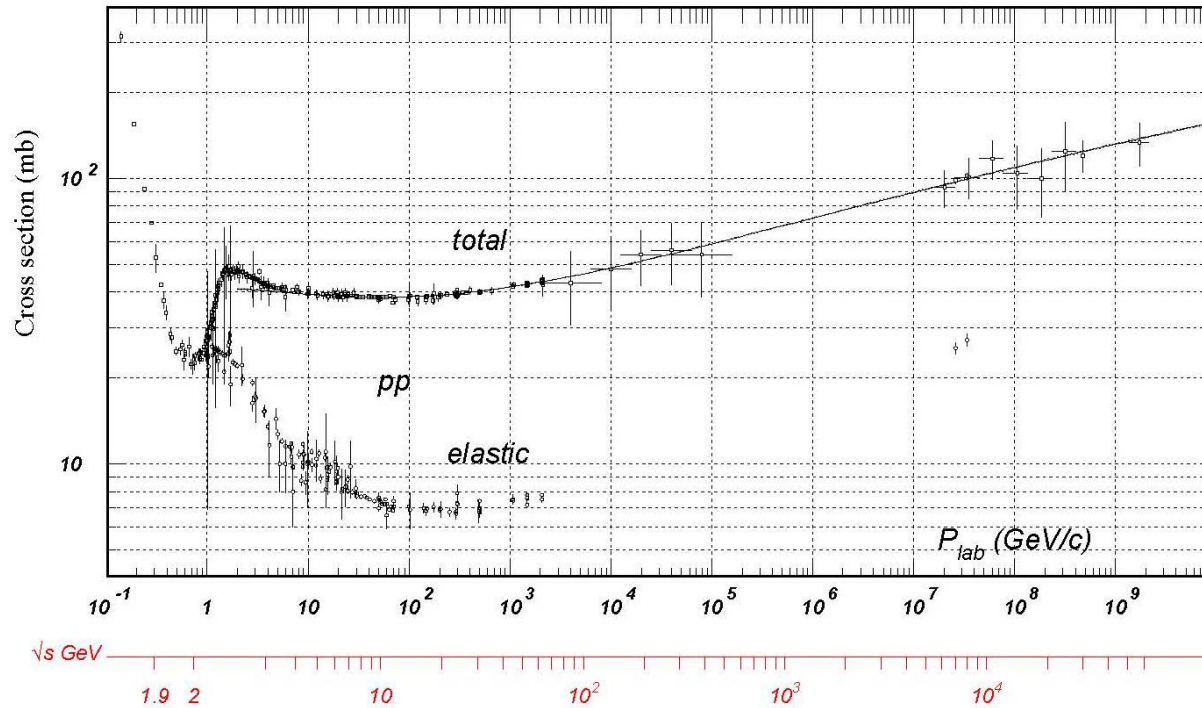
$$\lambda = \frac{A}{N_A \rho \sigma}$$

Όπου A ο ατομικός αριθμός του υλικού, N_A αριθμός Avogadro, ρ η πυκνότητα του υλικού σε g.cm^3 .

Ελαστική, Ανελαστική Σκέδαση

- Ελαστική, Ανελαστική Σκέδαση.
 - **Ελαστική** ονομάζεται όταν το σωματίδιο της δέσμης αλλάζει διεύθυνση χωρίς να δημιουργηθούν νέα σωματίδια .
 - **Ανελαστική** όταν στην τελική κατάσταση δημιουργούνται νέα σωματίδια.
 - Στους υπολογισμούς χρησιμοποιούμε την ανελαστική, γιατί μας ενδιαφέρει η **παραγωγή δευτερογενών** σωματιδίων.

Ολική Διατομή pp , σαν συνάρτηση της ενέργειας δέσμης.



Στις χαμηλές ενέργειας αυξάνεται ή διατομή, λόγω της παρουσίας συντονισμών. Στις υψηλές ενέργειες, αυξάνεται αργά σύμφωνα με τον $\log(\sqrt{s})$.

Μήκος αντίδρασης.

- Το μέσο μήκος διαδρομής μέσα σε υλικό, που χρειάζεται, ώστε στη δέσμη να απομείνει ποσοστό $1/e$ (0,386) των αρχικών. Ο ορισμός αναφέρεται σε δέσμη σωματιδίων υψηλής ενέργειας (σχετικιστικά). Για την παραγωγή δευτερογενών θα χρησιμοποιήσουμε μόνο την ανελαστική διατομή.

$$\lambda_N = \frac{\rho}{\rho_v \sigma_N^{air}} = \frac{Am_p}{\sigma_N^{air}}$$

- Το ρ είναι η πυκνότητα του αέρα και ρ_N η αριθμητική πυκνότητα των νουκλεονίων.
- Το σ_N^{air} είναι η ενεργός διατομή για την αντίδραση των πρωτονίων στην ατμόσφαιρα. Είναι γνωστή από τα πειράματα σε επιταχυντές. Για τις ενέργειες **1000 GeV είναι περίπου ίση με 300 mb**. Ο μέσος ατομικός αριθμός της ατμόσφαιρας είναι περίπου **14,5** και αυτό μας δίνει μήκος αντίδρασης **$\lambda_N=80 \text{ g/cm}^2$** .



Μοντέλο

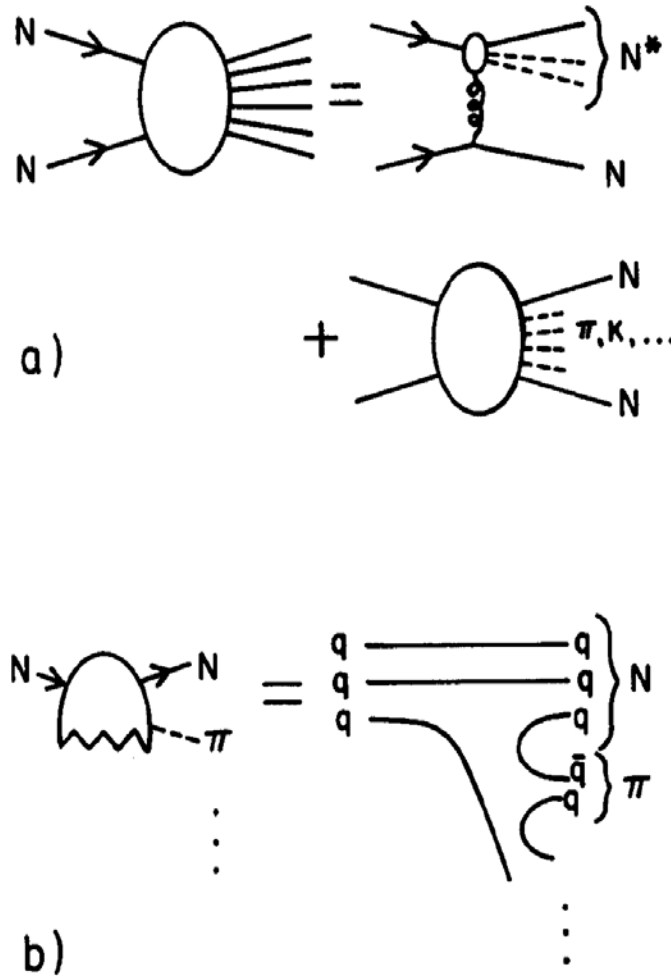


Figure 5.1: (a) Isobar-pionization picture of a nucleon–nucleon collision. (b) Fragmentation of a projectile nucleon.

Αντιδράσεις Πιονίων.

$$\pi^+, \pi^-, \pi^0$$

$$\pi^0$$

$$\tau = 8.4 \times 10^{-17} \text{ s}, \quad l_d = \gamma * 2.51 \times 10^{-7} \text{ cm}$$

$$\pi^\pm$$

$$\tau = 2.6 \times 10^{-8} \text{ s}, \quad l_d = \gamma \times 780 \text{ cm}$$

Μέσος χρόνος ζωής

Μέσος χρόνος ζωής ενός σωματιδίου τ_0 , δίνεται τη σχέση :

$$\frac{dN}{N} = -\frac{dt}{\tau_0} \quad \rightarrow \quad N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau_0}}$$

όπου το τ_0 μετριέται στο σύστημα ηρεμίας.

Αν το σωματίδιο είναι ρελατιβιστικό, ο μέσος χρόνος ζωής γίνεται $\gamma\tau_0$ όπου γ ο παράγοντας **Lorentz**.

Μέσο μήκος διάσπασης.

Στην περίπτωση αυτή η ταχύτητα του σωματιδίου $v \sim c$ και ονομάζουμε μέσο μήκος διάσπασης, το $c\tau_0$ (σύστημα ηρεμίας) και αντίστοιχα το $d = \gamma c\tau_0$ (σύστημα εργαστηρίου).

Το μήκος αυτό το πολλαπλασιάζουμε με την αντίστοιχη πυκνότητα της ατμόσφαιρας και το μετατρέπουμε σε ατμοσφαιρικό βάθος με **μονάδες επιφανειακής πυκνότητας**, για να είναι συγκρίσιμο με το μήκος αντίδρασης.



Μήκος εξασθένησης.

Είναι πρακτικό για τους υπολογισμούς να εκφράσουμε τη μεταβολή αυτή με ένα μήκος ελάττωσης (**Attenuation length**) Λ_π και αντίστοιχα για τα υπόλοιπα σωματίδια.

$$\frac{1}{\Lambda} = \frac{1}{\lambda_i} + \frac{1}{d}$$

Ένα ασταθές σωματίδιο αντιδρά ή διασπάται ανάλογα με την τιμή του λ και του d .

Σαν μέτρο σύγκρισης χρησιμοποιούμε την τιμή της ενέργειας για την οποία η τιμή του d_i (μήκος διάσπασης), γίνεται ίση με το μήκος αντίδρασης λ_i . Η ενέργεια αυτή \square ονομάζεται **κρίσιμη**.



Μήκη εξασθένησης στην ατμόσφαιρα (g/cm^2)

Λ_N	Λ_π	Λ_K
Νουκλεόνια	Πιόνια	Καόνια
120	160	180

Table 3.1: Decay constants.

Particle	$c\tau_0(\text{cm})$	ϵ (GeV)
μ^\pm	6.59×10^4	1.0
π^\pm	780	115
π^0	2.5×10^{-6}	3.5×10^{10}
K^\pm	371	850
K_S	2.68	1.2×10^5
K_L	1554	205
D^\pm	0.028	4.3×10^7
D^0	0.013	9.2×10^7
n	2.69×10^{13}	–

Μιόνιο μ^\pm .

Mass $m = 105.6583715 \pm 0.0000035$ MeV

Mean life $\tau = (2.1969811 \pm 0.0000022) \times 10^{-6}$ s

$\tau_{\mu^+}/\tau_{\mu^-} = 1.00002 \pm 0.00008$

$c\tau = 658.6384$ m

Παραγωγή μιονίων

- $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$ ($\approx 100\%$)
 $K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$ ($\approx 63,5\%$)
- Η συνεισφορά των καονίων είναι 5% στις χαμηλές ενέργειες μιονίων , 8% στα 100 GeV και 19% στα 1000 GeV.
- :

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

Παραγωγή μιονίων

Για την παραγωγή από K^\pm
έχουμε:

$$\frac{dn}{dE_\nu} = \frac{dn}{dE_\mu} = \frac{0,635}{(1 - m_\mu^2 / m_K^2) P_K}$$

Για παραγωγή από π^\pm

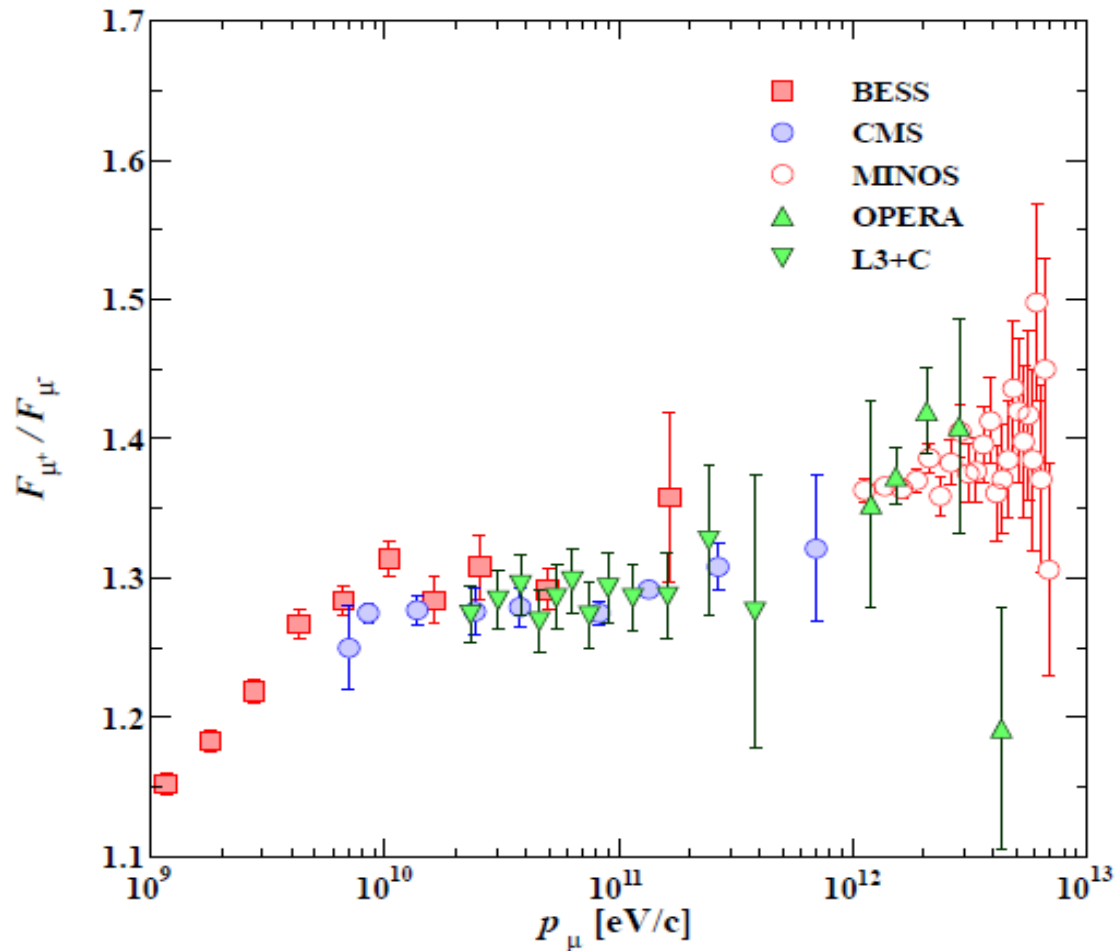
$$\frac{dn}{dE_\nu} = \frac{dn}{dE_\mu} = \frac{1}{(1 - m_\mu^2 / m_\pi^2) P_\pi}$$

Αποδεικνύεται ότι

$$\frac{\langle E_\mu \rangle}{E_\pi} = 0.79$$

$$\frac{\langle E_n \rangle}{E_\pi} = 0.21$$

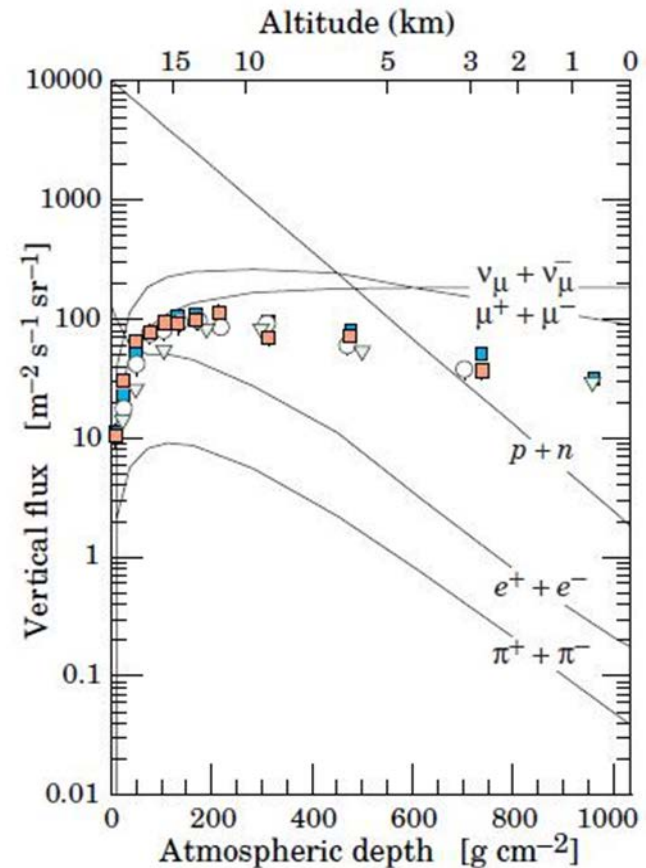
Λόγος $\mu^+ \mu^-$



Βάθος παραγωγής

Ο χρόνος ζωής των πιονίων είναι μικρός όμως ο παράγοντας γ μπορεί να είναι μεγάλος.

Στην ενέργεια 115 GeV για τα πιόνια, 850 GeV για τα καόνια, το μήκος διάσπασης γίνεται ίσο με το «βάθος» της ατμόσφαιρας. Δηλαδή σε ενέργεια μικρότερη από αυτήν επικρατεί η διάσπαση των πιονίων και το φάσμα ακολουθεί το φάσμα των πρωτογενών ενώ σε υψηλότερες ενέργειες, γίνεται πιο απότομο κατά μία μονάδα επειδή το μήκος διάσπασης γίνεται υπερβολικά μεγάλο σε σχέση με το ύψος της ατμόσφαιρας και τα πιόνια δεν προλαβαίνουν να διασπαστούν. ($c\tau=7.8$ m $E_{\pi}=1000$ GeV γίνεται 55,7 km).



Ροή μιονίων

Η ροή μιονίων, όπως δίδεται παραμετρικά από τον Gaisser, είναι:

$$\frac{dN_{\mu}}{dE_{\mu}d\Omega} \approx \frac{0.14 E_{\mu}^{-2.7}}{\text{cm}^2 \text{ s sr GeV}} \times \left\{ \frac{1}{1 + \frac{1.1E_{\mu} \cos \theta}{115 \text{ GeV}}} + \frac{0.054}{1 + \frac{1.1E_{\mu} \cos \theta}{850 \text{ GeV}}} \right\}$$

Ο πρώτος όρος περιγράφει την συνεισφορά των πιονίων ενώ ο δεύτερος την συνεισφορά των καονίων. Η κρίσιμη ενέργεια για τα πιόνια είναι 115 GeV για τα Καόνια 850 GeV.

θ είναι η γωνία της τροχιάς με την κατακόρυφο (ζενιθιακή γωνία).

Απώλειες Ενέργειας

Η απώλεια ενέργειας για μίονα είναι κατά προσέγγιση ίση με:

$$\frac{dE}{dx} \approx - \left(1,8 + 0,08 \ln \left(\frac{E_\mu}{\mu} \right) \right)$$

Σε γρήγορους υπολογισμούς χρησιμοποιούμε τον τύπο:

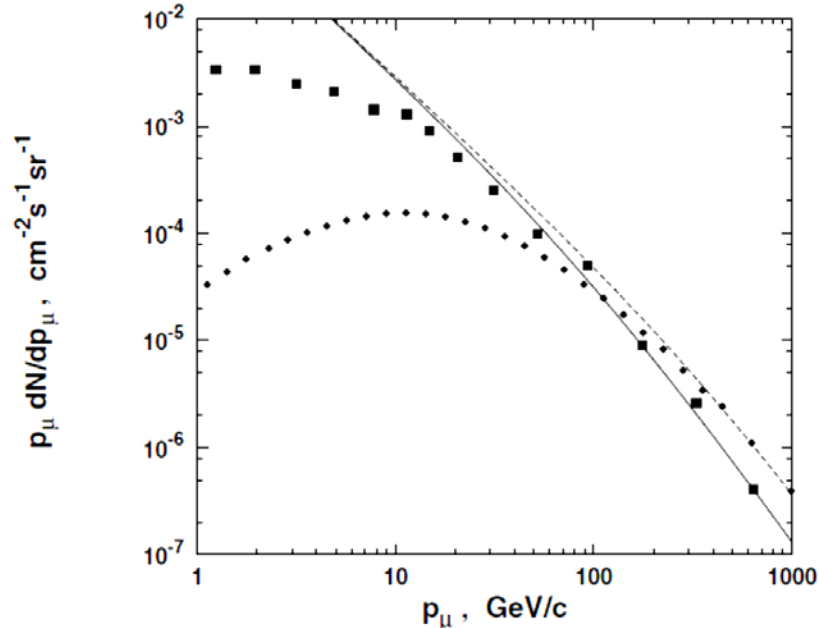
$$\frac{dE}{dx} \approx -1.8 \text{ MeV} / \text{g cm}^{-2}$$

Το x είναι η επιφανειακή πυκνότητα σε g/cm^2 .

Η επιφανειακή πυκνότητα που αντιστοιχεί σε μια κατακόρυφη αέριο στήλη είναι περίπου 1030 g/cm^2

Οι απώλειες λόγω ακτινοβολίας πέδης, είναι πολύ μικρότερες από τις απώλειες των ηλεκτρονίων, επειδή εξαρτώνται από τον λόγο $(m_e/m_\mu)^2$ περίπου 40000 φορές μικρότερες.

Ενεργειακό φάσμα.



Βλέπουμε την ροή των μιονίων σαν συνάρτηση της ορμής, όπως τα μετράμε στην επιφάνεια της θάλασσας. Τα τετράγωνα αντιστοιχούν σε κατακόρυφη διαδρομή, ενώ οι ρόμβοι σε γωνία 75 από την κατακόρυφο. Η συμπαγής γραμμές είναι ο υπολογισμός για τις δύο περιπτώσεις (σχέση 1). Παρατηρούμε την απώλεια ενέργειας στις χαμηλές ενέργειες, που οφείλεται στην ατμόσφαιρα. Στη δεύτερη περίπτωση διασχίζει πολύ μεγαλύτερο πάχος ατμόσφαιρας.

Πειραματικές τιμές

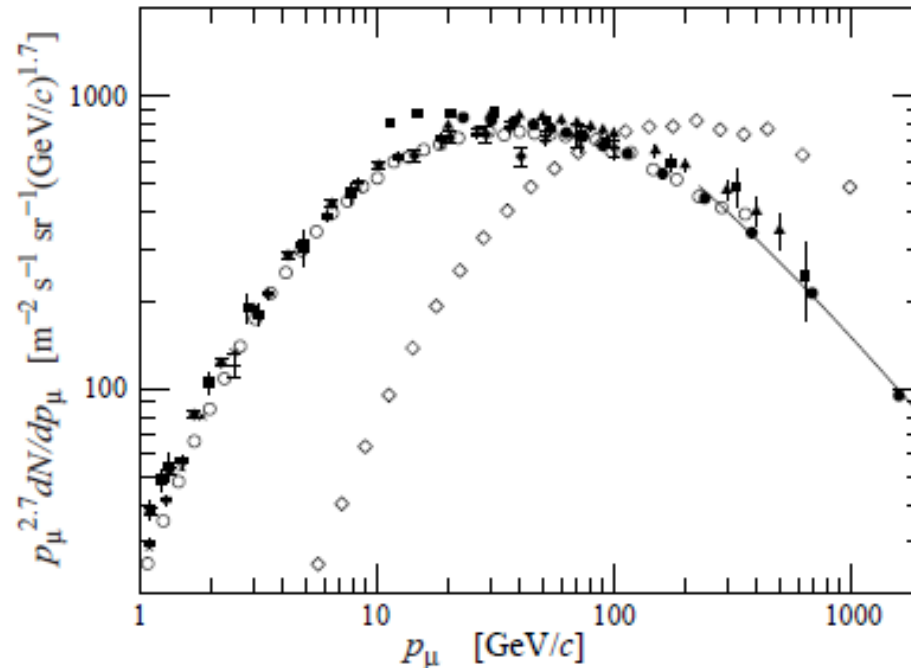
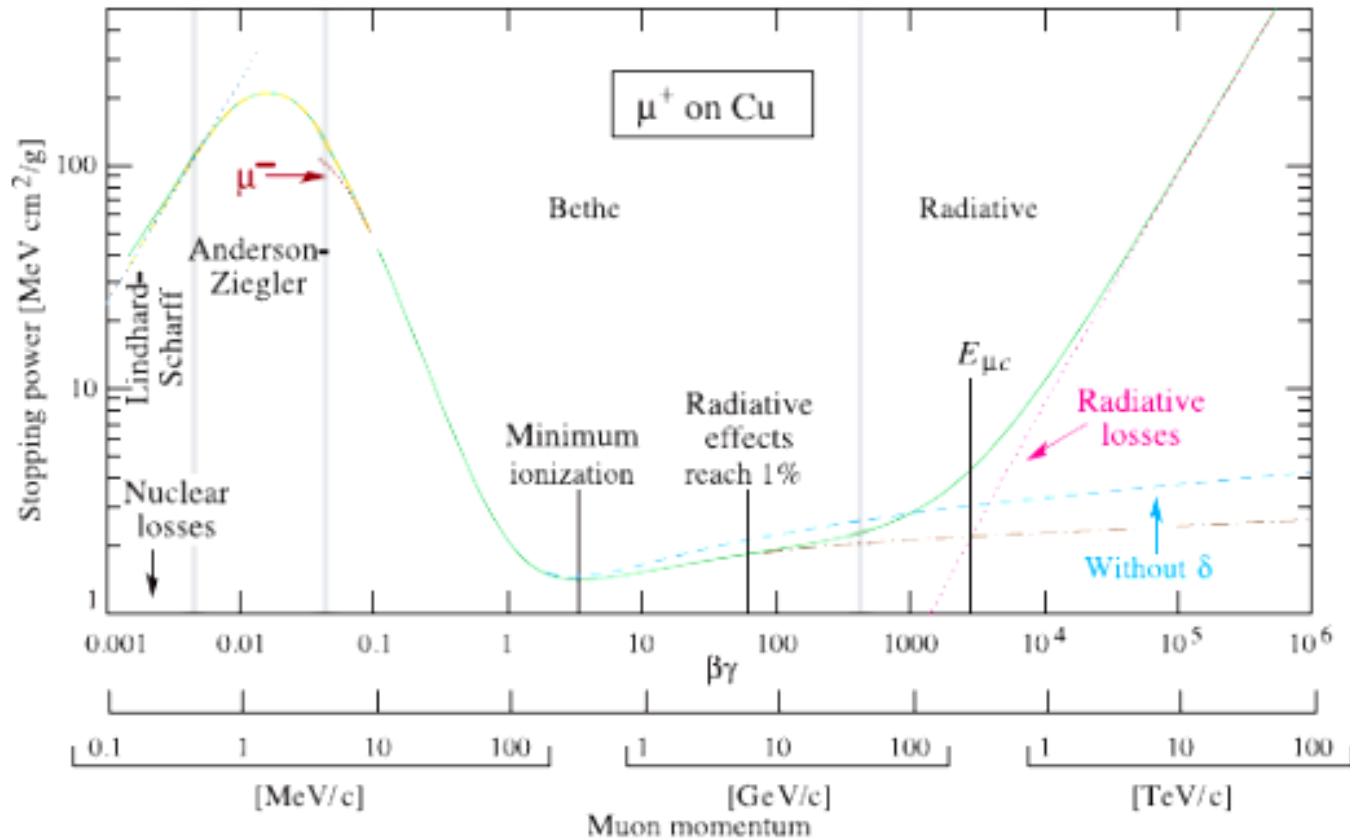


Figure 26.4: Spectrum of muons at $\theta = 0^\circ$ (\blacklozenge [41], \blacksquare [46], \blacktriangledown [47], \blacktriangle [48], \times , $+$ [43], \circ [44], and \bullet [45] and $\theta = 75^\circ$ \diamond [49]). The line plots the result from Eq. (26.4) for vertical showers.

Απώλεια ενέργειας μιονίων.



Διακρίνονται οι περιοχές ιονισμού, και ακτινοβολίας. Η ενδιάμεση περιοχή (0,5 ως 50 GeV είναι περιοχή ελάχιστου ιονισμού.

Μετρήσεις μιονίων.

- Ιστορικά αναφέρονται σαν σκληρή συνιστώσα των κοσμικών λόγω της διεισδυτικής ικανότητάς τους.
- Αρχικά μέχρι τη δεκαετία του 1970, για τη μελέτη του γεωμαγνητικού πεδίου.
- Στη συνέχεια για τη μελέτη των αδρονικών αντιδράσεων και της παραγωγής των αδρονικών καταιονισμών.
- Για τη μελέτη των αντιδράσεων των νετρίνων.

Μετρήσεις μιονίων

- Μετρήσεις του φάσματος των ορμών, μπορούν να γίνουν με μαγνητικά φασματομέτρα. Όμως τα φασματομέτρα βρίσκονται στην επιφάνεια της γης και έχουν περιορισμένο όγκο.
- Το μιονίο δημιουργεί ένα καθαρό ίχνος στους ανιχνευτές, και λόγω της μικρής απώλειας ενέργειας διασχίζει ολόκληρο τον ανιχνευτή. Σε μεγάλους ανιχνευτές οι τροχιές των κοσμικών μιονίων χρησιμοποιούνται για την ευθυγράμμιση των ανιχνευτών.
- Σε περιόδους που δεν έχουν δέσμη, τα πειράματα καταγράφουν κοσμικά μίονια και υπολογίζουν την ορμή τους από την απόκλιση της τροχιάς στο μαγνητικό πεδίο του ανιχνευτή.
- Τα πειράματα του LEP έκαναν ακριβείς μετρήσεις για το φορτίο, και την ορμή των μιονίων.

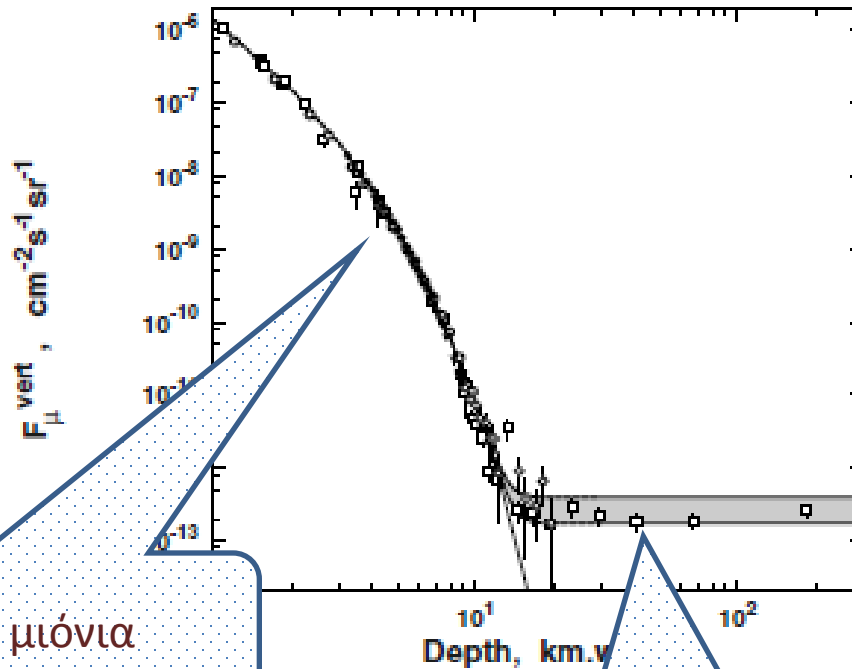
Πειράματα μεγάλου βάθους.

- Η ικανότητα μέτρησης της καμπυλότητας της τροχιάς, περιορίζεται στις υψηλές ορμές λόγω της μικρής απόκλισης.
- Όμως τα μίονια είναι διεισδυτικά και μπορούμε να υπολογίσουμε τις απώλειες ενέργειας όταν διασχίζουν την ύλη.
- Εδώ και δεκαετίες έχουν κατασκευαστεί πειράματα σε μεγάλο βάθος στο έδαφος σε μεγάλο βάθος στη θάλασσα καθώς και στον πάγο της Ανταρκτικής.
- Τα μίονια είναι τα μοναδικά σωματίδια που μετράμε σε μεγάλο βάθος.
- Το ενδιαφέρον έχει μετατοπιστεί στα μίονια που προέρχονται από τις αντιδράσεις των νετρίνων. Χρησιμοποιούνται για την ανίχνευση νετρίνων.

Μιόνια σε μεγάλο βάθος

Η ροή των μιονίων όπως έχει μετρηθεί και υπολογιστεί σε μεγάλο βάθος εδάφους ή νερού. Το βάθος δίνεται σε ισοδύναμα km νερού για να γίνεται σύγκριση ανάμεσα σε μετρήσεις στο έδαφος και τη θάλασσα.

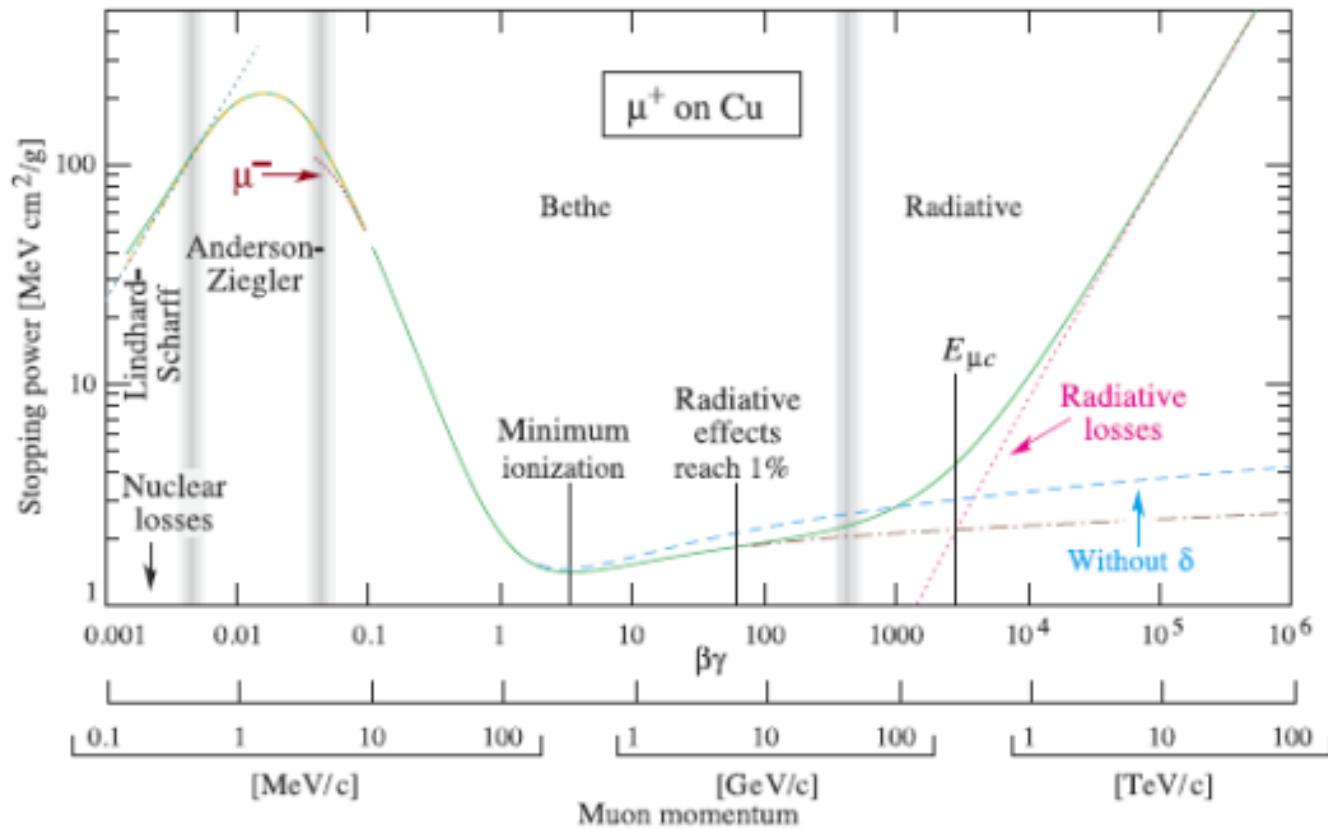
$$E_0^* = e^{-\frac{X}{\xi}} (E_\mu + \varepsilon) - \varepsilon$$



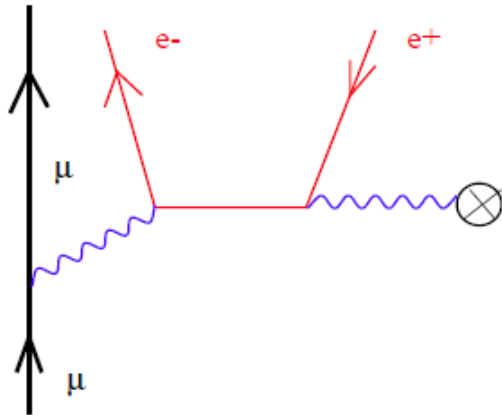
Ατμοσφαιρικά μιόνια

Τα μιόνια αυτά, παράγονται από νετρίνα

Απώλειες Ενέργειας



Απέευθείας Παραγωγή Ζεύγους



Παραγωγή αδρονίων από Βαθιά
Ανελαστική Σκέδαση μιονίου.

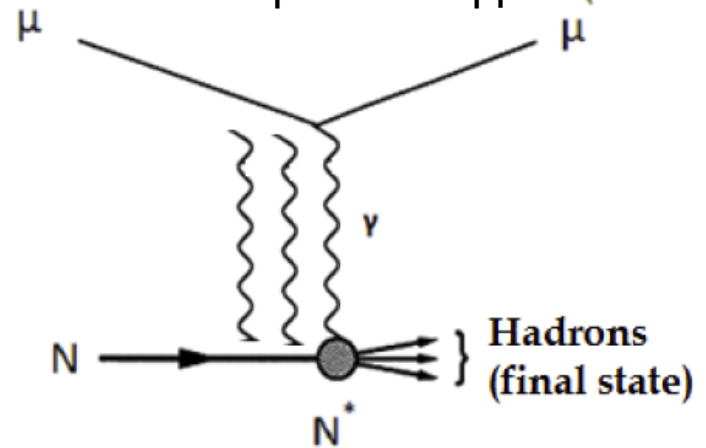


Figure 1. Deep inelastic muon-nucleon scattering

Ανιχνευτές μεγάλου βάθους.

- Στους ανιχνευτές αυτούς δεν προσδιορίζουμε την ορμή, αλλά υπολογίζουμε την ενέργεια από το βάθος διείσδυσης.
- Οι διαφορετικές ζενιθιακές γωνίες αντιστοιχούν σε διαφορετικά βάθη.
- Στους υπολογισμούς συνήθως θεωρούμε ότι η μέση επιφανειακή πυκνότητα της γης είναι $2,65 \text{ gr/cm}^2$.
- Για μεγαλύτερη ακρίβεια, χρησιμοποιούνται τα γεωλογικά στοιχεία της περιοχής.
- Για να έχουμε σύγκριση με τα πειράματα σε νερό, χρησιμοποιούμε σαν μονάδα το 1k.w.e. (Ισοδύναμο χιλιόμετρο νερού)

Κατακόρυφη (ισοδύναμη) ροή μιονίων .

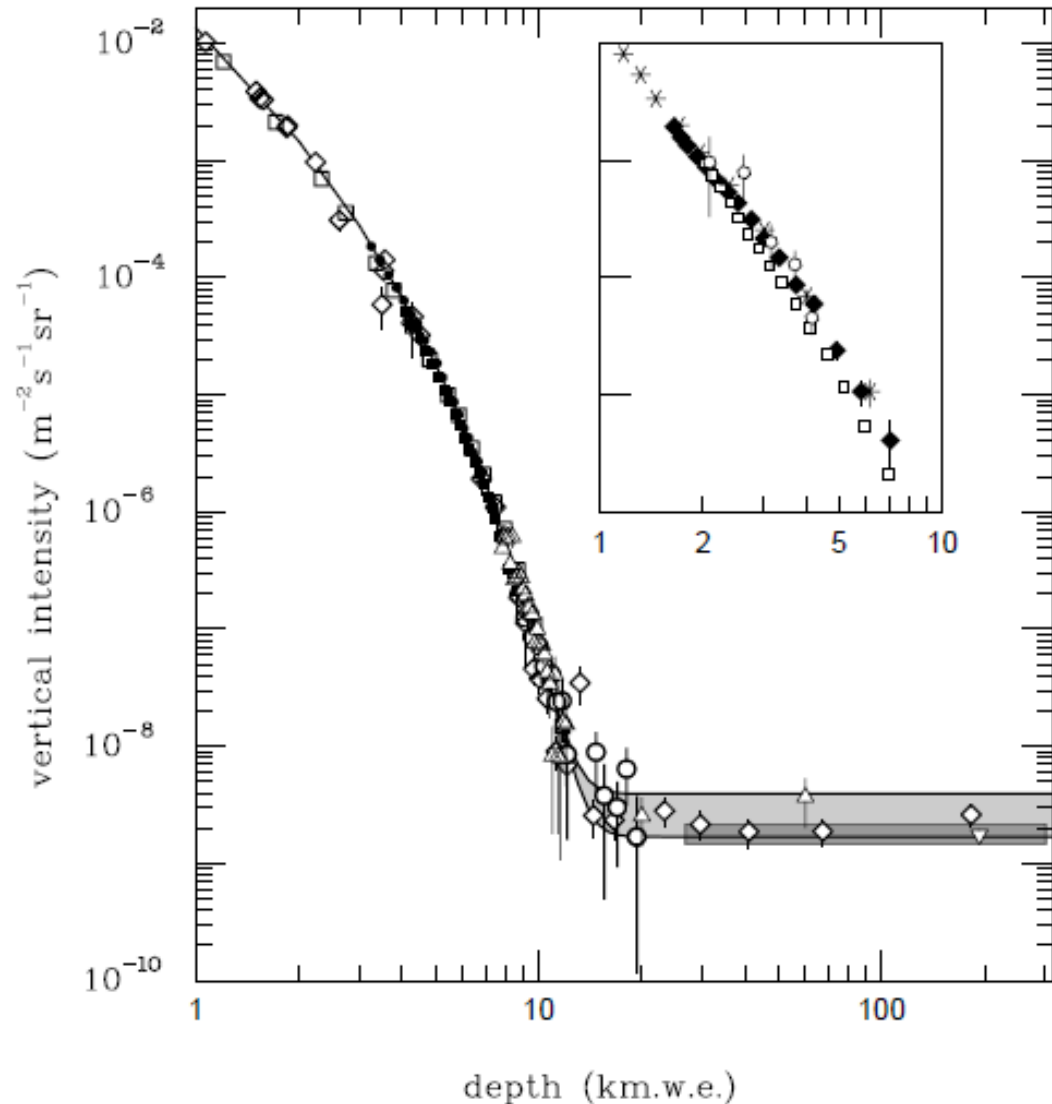


Figure 29.7: Vertical muon rock). The experimental data: Baksan [74], \circ : LVD [75], \bullet . The shaded area at large depth is for vertically upward muons at 2 GeV. The upper line is for the SuperKamiokande experiment in water and ice published in Refs. [70–73].

Ροή μιονίων στη θάλασσα.

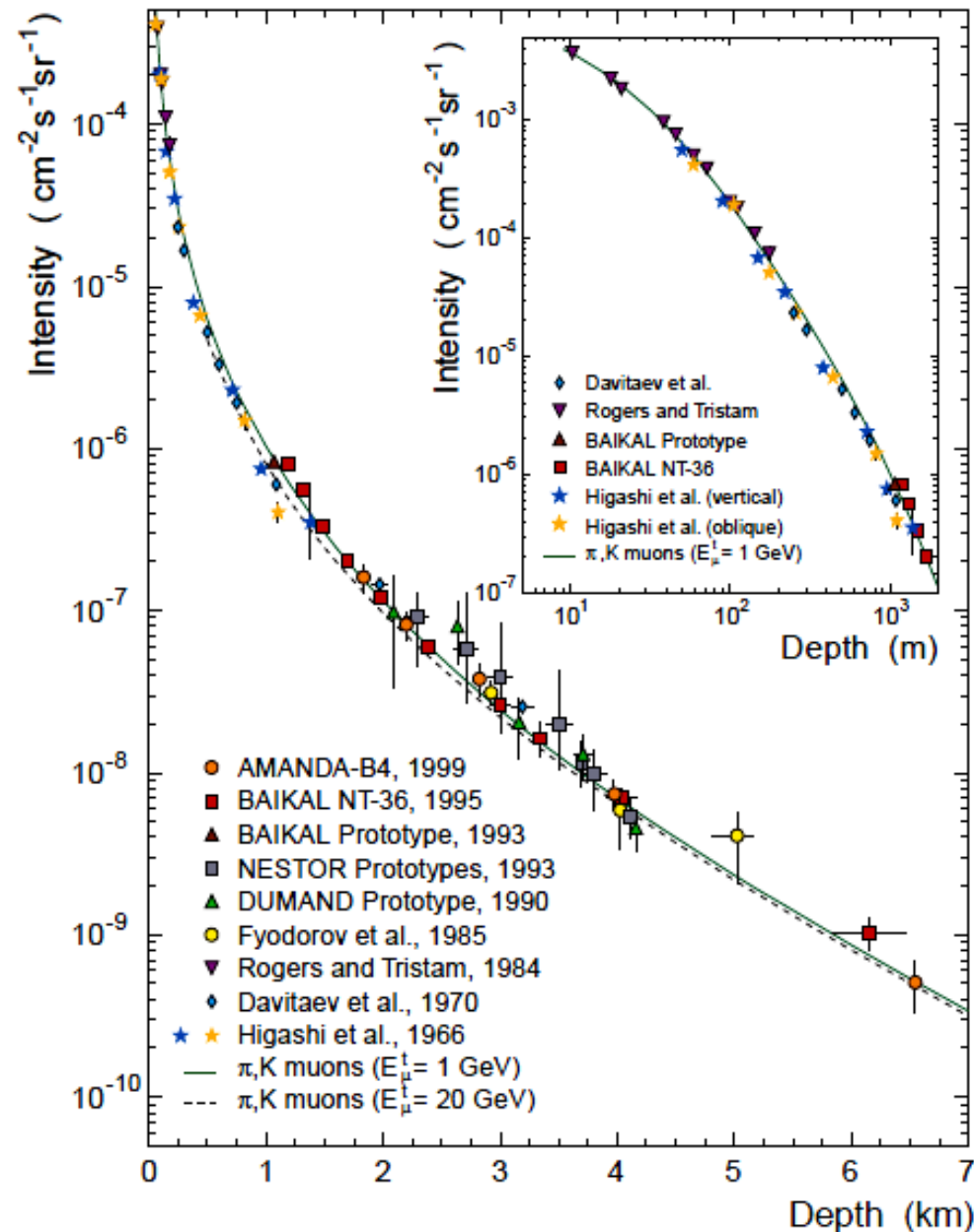
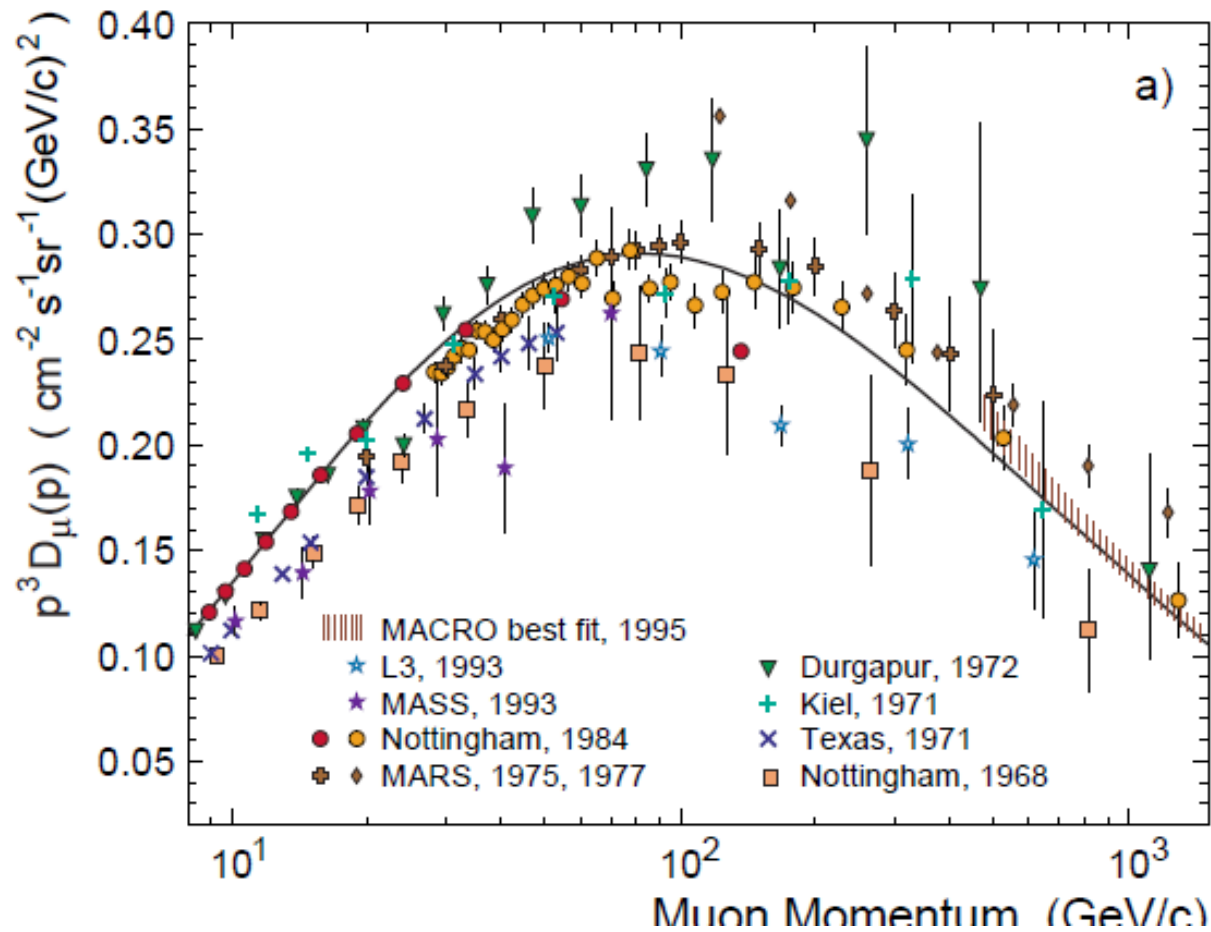
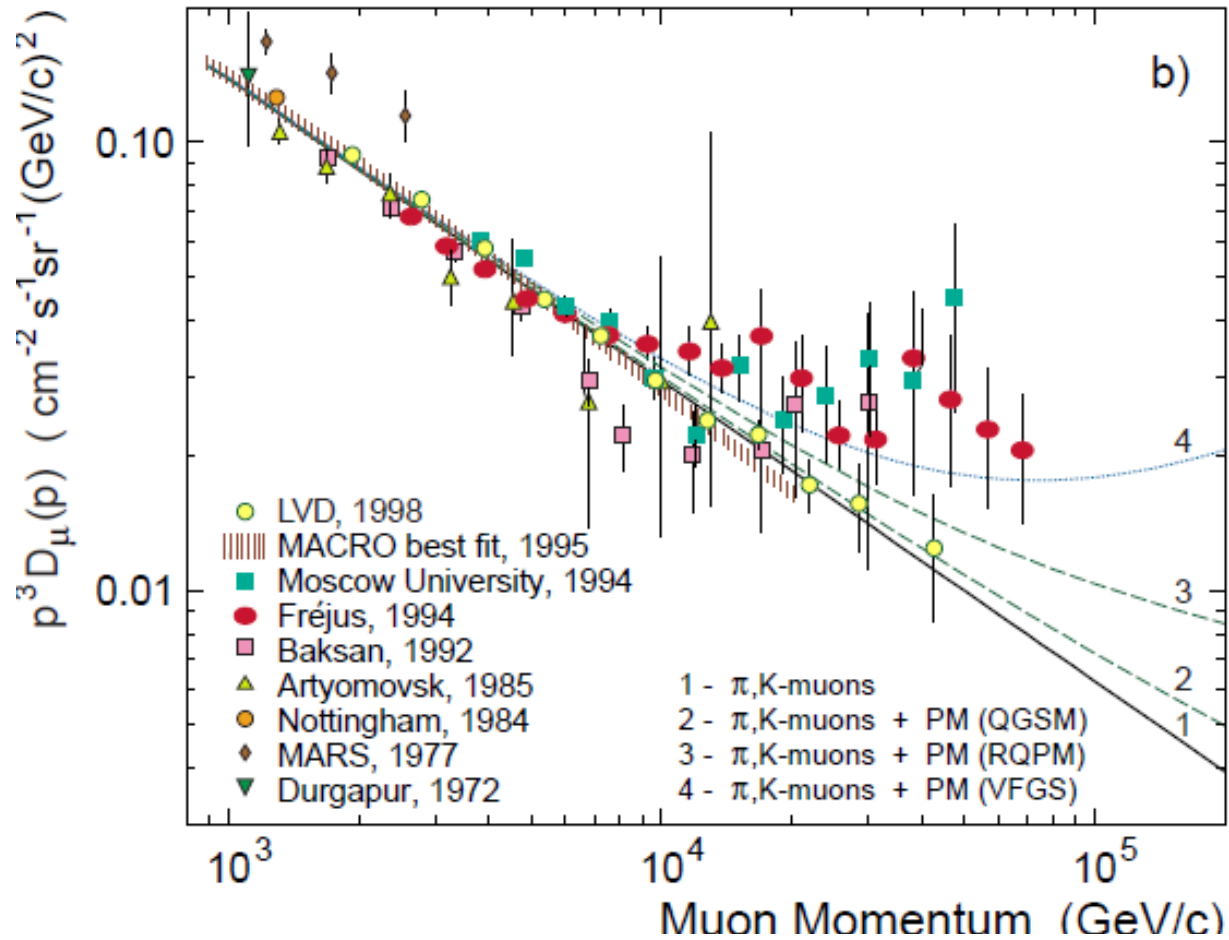


FIG. 15. Muon intensity vs depth in water. The data of underwater experiments are from Refs. [51–59]. The curves are for the calculated π, K -muon DIR.

Κατακόρυφη ροή μιονίων στην επιφάνεια της γης, 1-1000 GeV/c.



Κατακόρυφη ροή μιονίων στην επιφάνεια της γης 10^3 - 10^5 GeV/c.



Διάσπαση πιονίου, γωνία νετρίνου – μιονίου

$$E_1 + E_2 = \sqrt{m_1^2 + p_1^2} + \sqrt{m_2^2 + p_2^2}$$

$$\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$$

$$(\vec{p}_2)^2 = (\vec{p} - \vec{p}_1)^2 \rightarrow$$

$$p_2^2 = p^2 + p_1^2 - 2 p p_1 \cos \theta$$

$$p_1 = \frac{(M^2 + m_1^2 - m_2^2) p \cos \theta \pm 2 E \sqrt{M^2 p^{*2} - m_1^2 p^2 \sin^2 \theta_1}}{2(M^2 + p^2 \sin^2 \theta_1)}$$

$$\frac{M p^*}{m_1 p} > 1 \rightarrow \theta_1 > \frac{\pi}{2}$$

Παραγωγή μιονίων.

Όρια στην Ενέργεια
Εργαστηρίου του
παραγόμενου

$$\gamma(E_i^* - \beta p^*) \leq E_i \leq \gamma(E_i^* + \beta p^*)$$

$$\frac{dn}{d\Omega^*} = \frac{dn}{2\pi d(\cos\theta)} \prec \frac{dn}{dE_i} = \text{constant}$$

Η κανονικοποιημένη
κατανομή ενέργειας
των προϊόντων γίνεται:

$$\frac{n_{ij}}{dE_i} = \frac{B_{ij}}{2\gamma\beta p^*} = \frac{B_{ij}M}{2p^* P_L}$$

B_{ij} branching ratio $j \rightarrow i$

p^* CM momentum

P Lab Momentum

$$\gamma\beta = \left(\frac{E}{M}\right)\left(\frac{P}{E}\right) = \frac{P}{M}$$

$$E_i = \gamma E_i^* + \gamma\beta p^* \cos\theta$$

$$dE_i = \gamma\beta p^* d(\cos\theta)$$

Ο αριθμός των τελικών καταστάσεων είναι σταθερός αν εκφραστεί σαν συνάρτηση του κλάσματος της ενέργειας που παίρνει το τελικό σωματίδιο.

Τα όρια γίνονται :

$$E_{\mu}(\mu^2/\mu_{\pi}^2) \leq E_{\mu} \leq E$$

$$0 \leq E_{\nu} \leq (1 - \mu^2/\mu_{\pi}^2)E$$

$$\frac{\langle E_{\mu} \rangle}{E_{\pi}} = 0.79$$

$$\frac{\langle E_{\nu} \rangle}{E_{\pi}} = 0.21$$

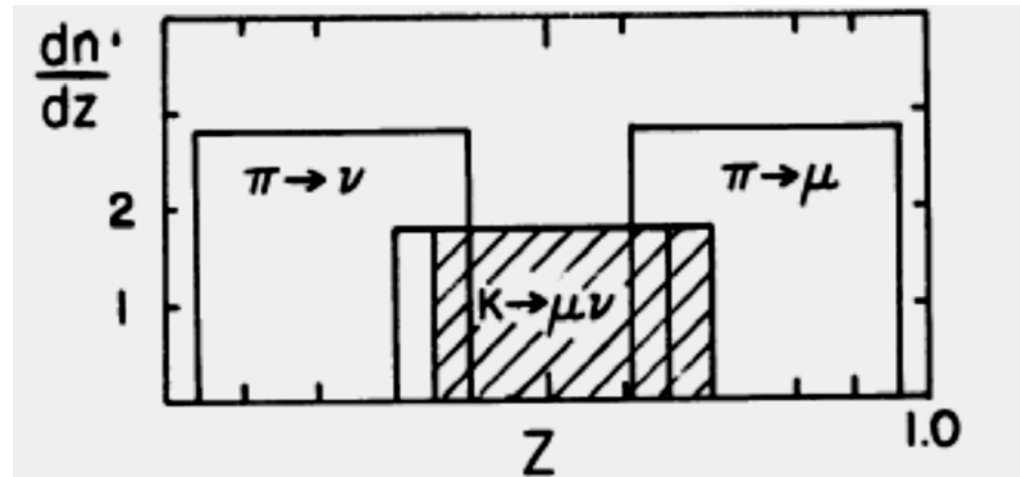


Figure 4.1: Decay distributions of π -decay and K -decay into $\mu\nu_{\mu}$ for 200 MeV/c parent mesons. z is the ratio of the total laboratory energy of the decay product to that of the parent.

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

ροή $\sim 1 \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

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

Υπολογίζουμε τον ρυθμό αντιδράσεων:

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

Προέλευση, Διασπάσεις μεσονίων

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

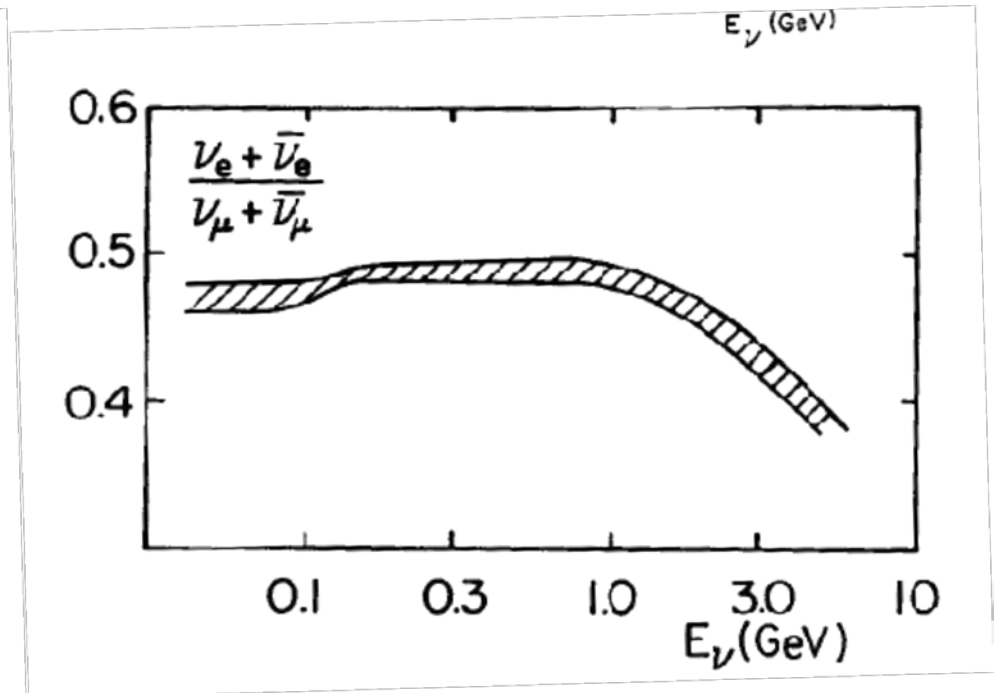
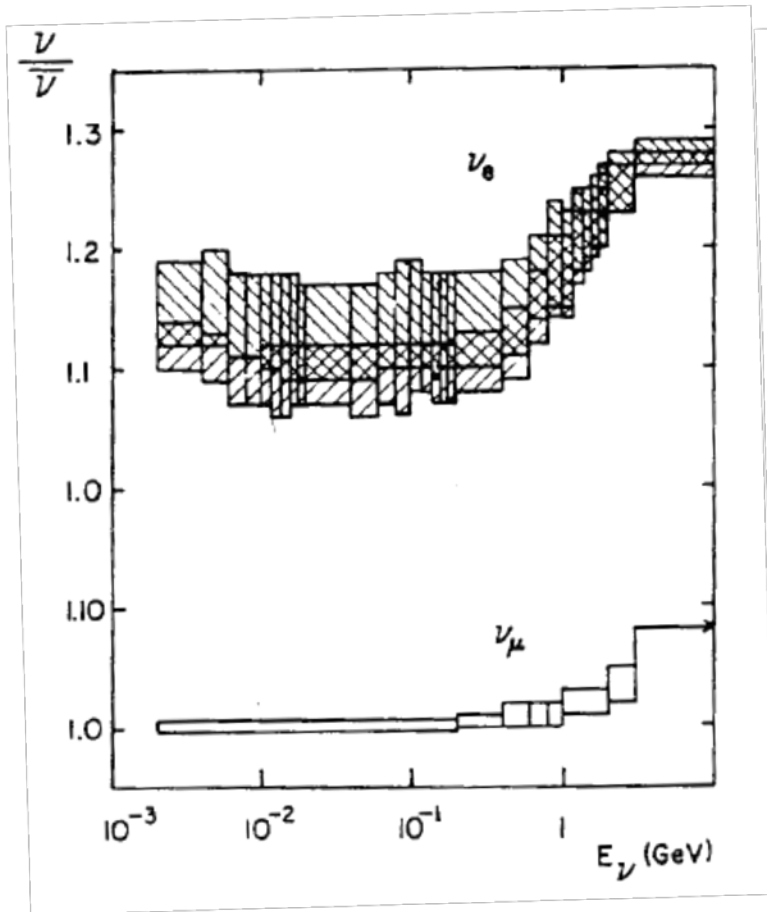
$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \approx 63.5\%$$

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

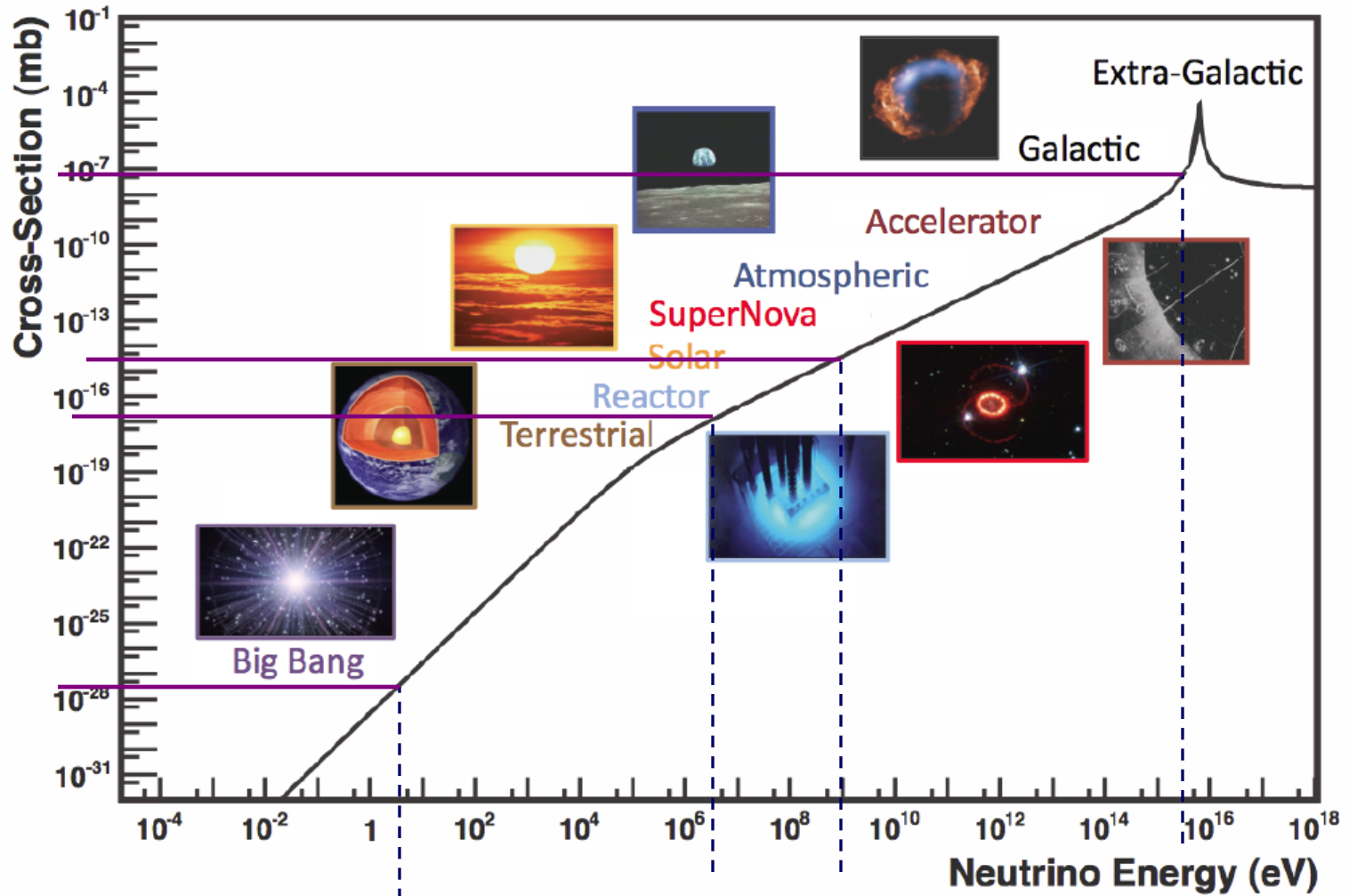
$$\frac{\nu_e + \bar{\nu}_e}{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu} = \frac{1}{2}$$

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

Λόγοι $\nu_e \nu_\mu$ στην ατμόσφαιρα



Ενεργειακή κλίμακα



Υπόγεια πειράματα νετρίνων

Αποτελέσματα

SN 1987

Ταλαντώσεις ν_e

Ταλαντώσεις ν_μ

Επίδραση μάζας στις ταλαντώσεις ν

Όριο στη διάσπαση πρωτονίου.

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

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 ν $3 \cdot 10^{53}$ erg
- Μάζα $m_\nu < 15$ eV

Μετρήσεις

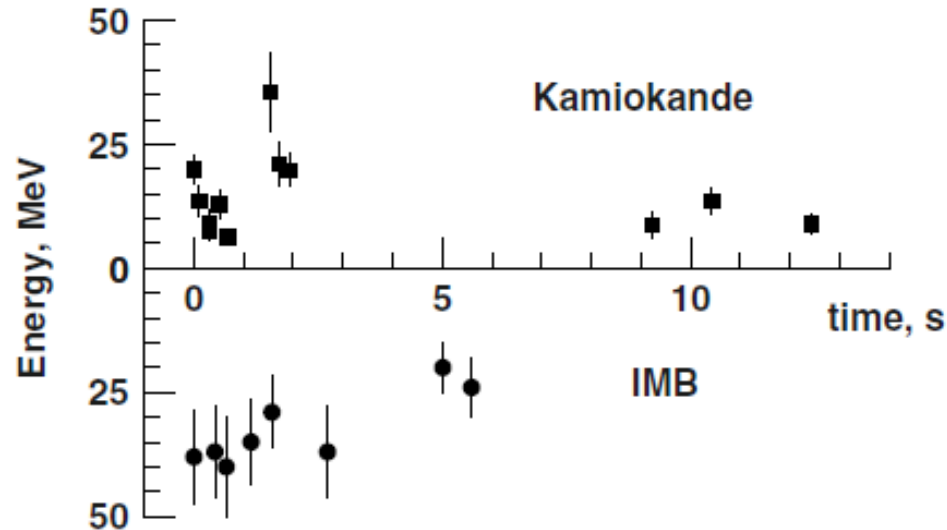


Fig. 3.5. Energy–time plot of the neutrinos detected by Kamiokande (squares) and IMB (filled circles). Note the higher energy threshold of the IMB detector. The first neutrinos detected by each detector are assumed to arrive simultaneously.

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

Ενέργεια μοντέλα.

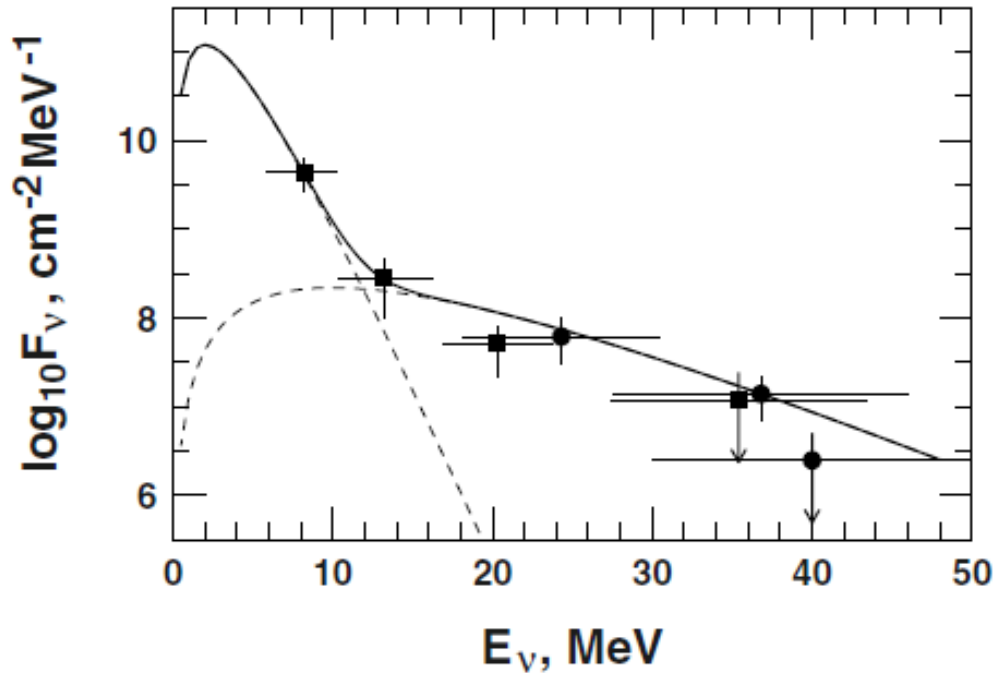


Fig. 3.6. Energy spectrum of the supernova neutrinos. The Kamiokande data are plotted with squares and IMB – with dots. The two dashed lines represent black body spectra with temperatures 1.5 and 5 MeV and the solid line is their sum.

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 ελευθερώνεται ενέργεια $2-3 * 10^{53}$ erg.
- Η θερμοκρασία $2*10^{12}$ K ή 200 MeV. Παράγονται ζεύγη σωματιδίων αν η μάζα τους είναι μικρότερη απο 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.
- Τα νετρίνα από $e^{-} + p \rightarrow n + \nu_e$ ακτινοβολούνται στα πρώτα κλάσματα δευτερολέπτου.
- Αν υπολογίσουμε τη ροή στη γή από την έκρηξη του SN1987:

$$F_{\nu} = \frac{E_b}{15MeV} \frac{1}{4\pi(50kpc)^2} \simeq 3-6 \times 10^{10} cm^{-2}$$

Η Εξέλιξη του SN1987 επιβεβαίωσε τα μοντέλα για SN.

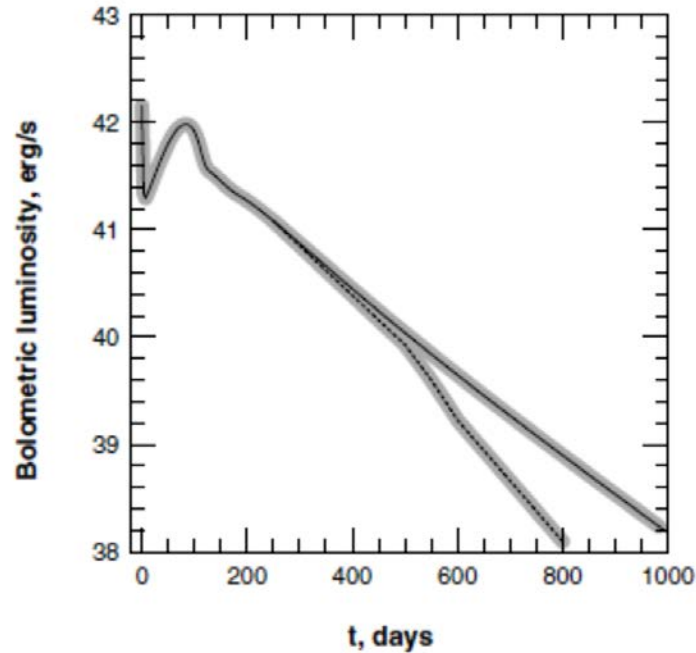


Fig. 3.7. The bolometric luminosity of SN1987a during the first 1,000 days after the explosion. The lower branch after ~ 400 days shows the optical luminosity and the upper branch adds the optical, X-ray and the γ -ray luminosities.

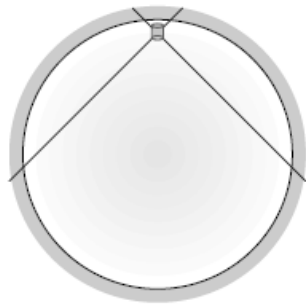
Η φωτεινή ροή ξεκίνησε περίπου 3 ώρες μετά την εκπομπή νετρίνων.

Το μέγιστο φωτεινότητας μετά από 10 μέρες ωφείλεται στην αύξηση της διαφάνειας του κελύφους. Η κάτω καμπύλη είναι οι μετρήσεις σε γ και γ ενώ η επάνω σε οπτικές.

Νετρίνα σε μεγάλο βάθος

Πρωτα αποτελέσματα
IMB, KAMIOKANDE

$$R2 = \frac{R(\mu/e)_{\text{observed}}}{R(\mu/e)_{\text{predicted}}} \sim \frac{1.25}{2.00} \sim 0.6$$



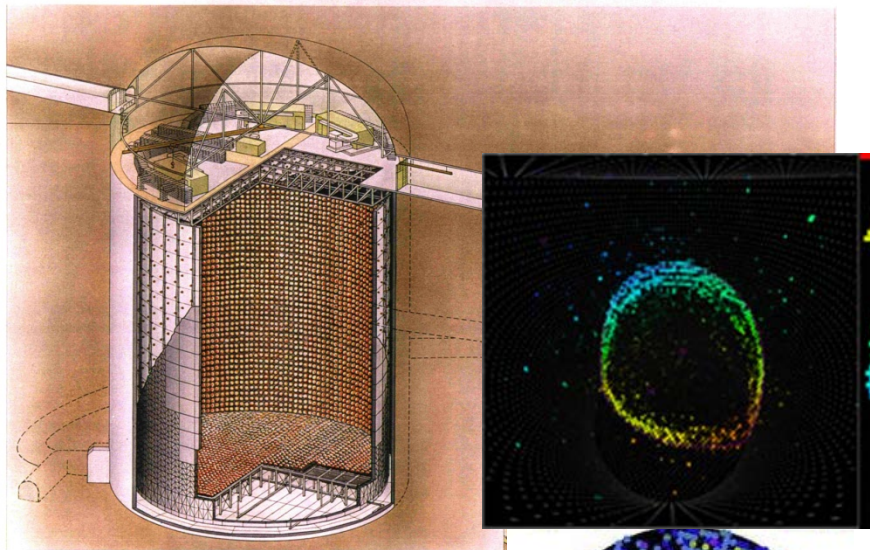
Τα νετρίνα που ανεβαίνουν καλύπτουν μεγάλη επιφάνεια της γής και έτσι η ροή τους δεν είναι ευαίσθητη στα μαγνητικά πεδία.

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

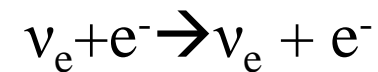
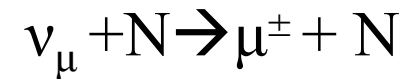
ΚΑΜΙΚΑΝΔΕ

Ανίχνευση.

45 ktn νερό 11000 PMT 50 cm

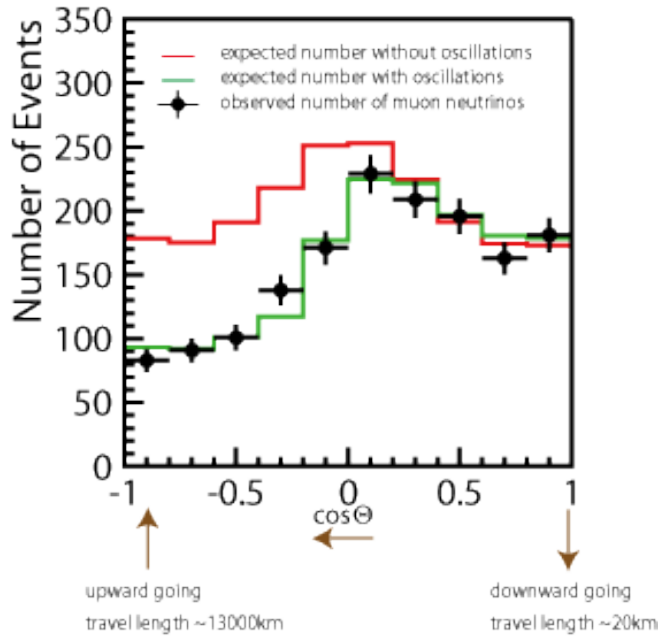


(c) Kamioka Observatory, ICRR(I)
SUPERKAMIOKANDE INSTITUTE FOR COSMIC RAY RESEARCH UNIVERSITY OF TOKYO

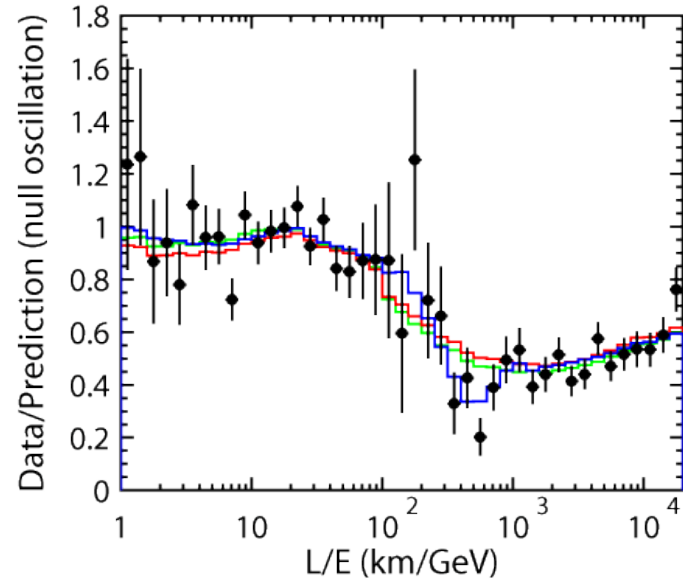


- Ακτινοβολία Cerenkov για μ και e Τα μόνια χάνουν λίγη ενέργεια μέσα στο νερό, το δακτυλίδι C που σχηματίζεται, έχει ευδιάκριτα όρια.
- Το ηλεκτρόνιο χάνει σταδιακά ενέργεια, το δακτυλίδι μετατρέπεται σε γεμάτο δίσκο.

KAMIOKANDE neutrino oscillation

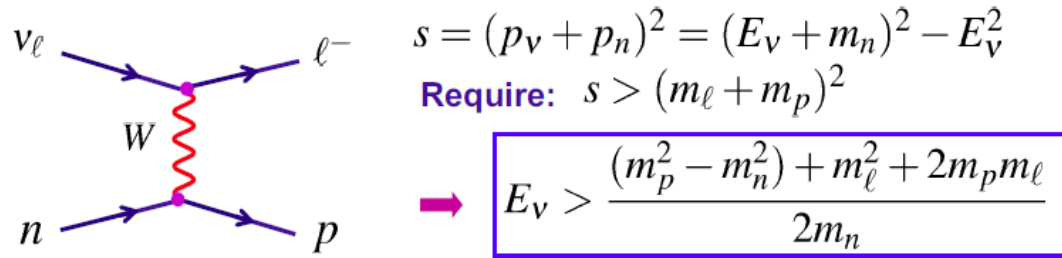


Η μείωση εμφανίζεται στα νετρίνα που ανεβαίνουν και εξαρτάται από τη γωνία. Το φαινόμενο δεν εμφανίζεται στα νετρίνα που κατεβαίνουν. Η πράσινη γραμμή αντιστοιχεί στην υπόθεση τη ταλάντωσης.



Λόγος απόστασης L στη γη προς ενέργεια E νετρίνου.

Ταλάντωση μιονικού νετρίνου σε νεutrίνο ταυ.



$$E_{\nu_e} > 0$$

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

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

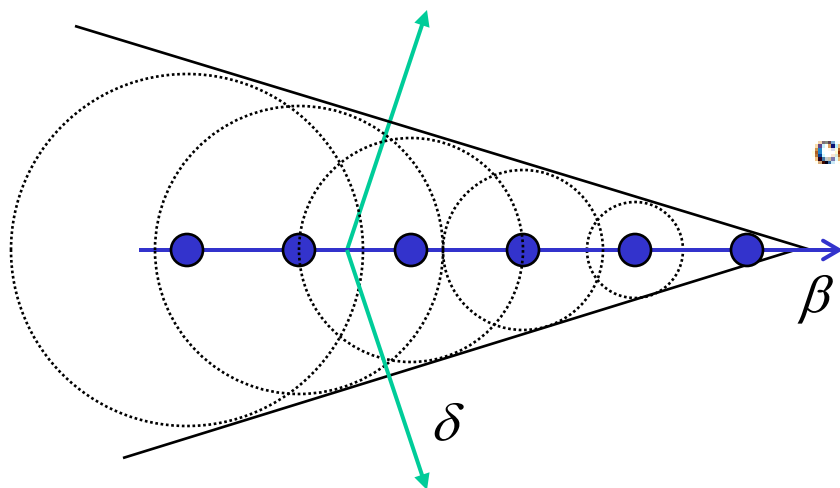
$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^\pm + N$$

$$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$$

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

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

Ακτινοβολία Cerenkov (1)

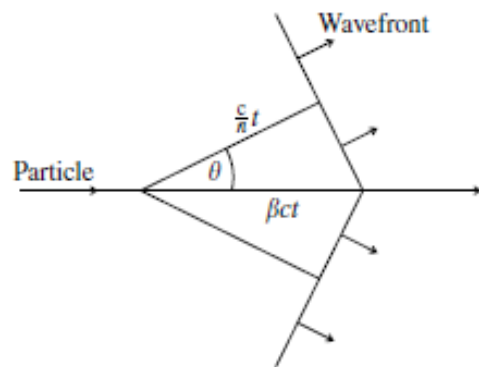


$$\cos \theta = \frac{(ct/n)}{\beta ct} = \frac{1}{\beta n}, \quad \beta > \frac{1}{n}$$

$$n = 1.0003$$

$$\beta = 1/n$$

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

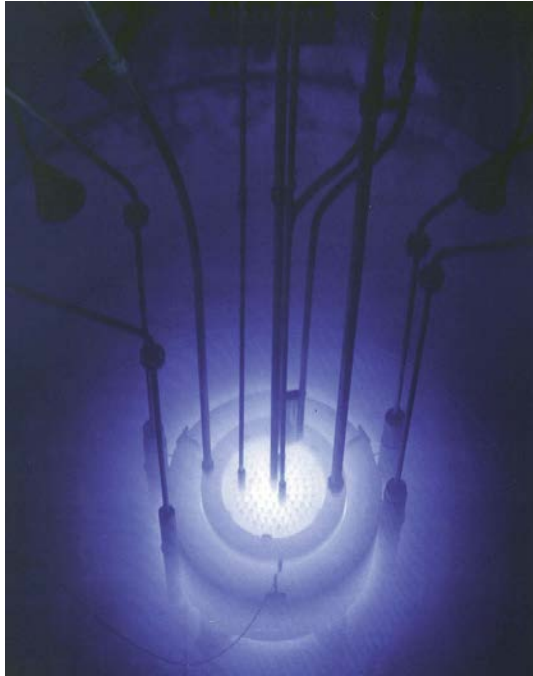


Υπολογισμός ενέργειας κατωφλίου

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

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

Ακτινοβολία Cerenkov (2)

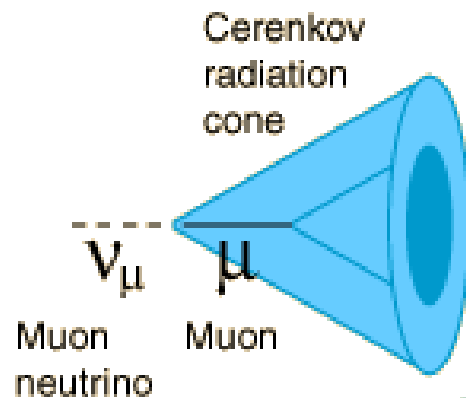


$$\frac{\partial^2 N}{\partial x \partial \lambda} = 2\pi\alpha \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \frac{1}{\lambda^2}$$

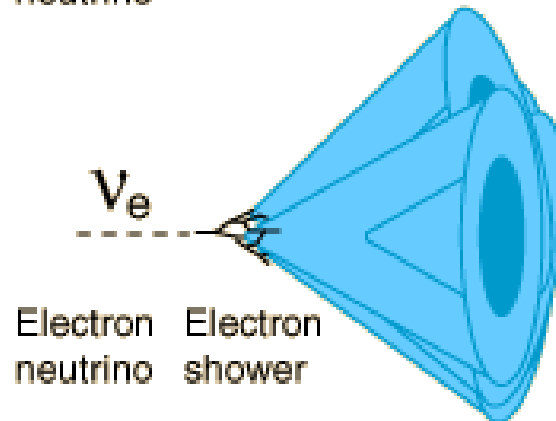
Ο αριθμός των φωτονίων που εκπέμπονται είναι αντιστρόφως ανάλογος του μήκους κύματος. Δηλαδή έχουμε περισσότερα στο υπεριώδες ιώδες και μπλε. Συνήθως το υπεριώδες απορροφάται από το υλικό και ανιχνεύουμε κυρίως το μπλε

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

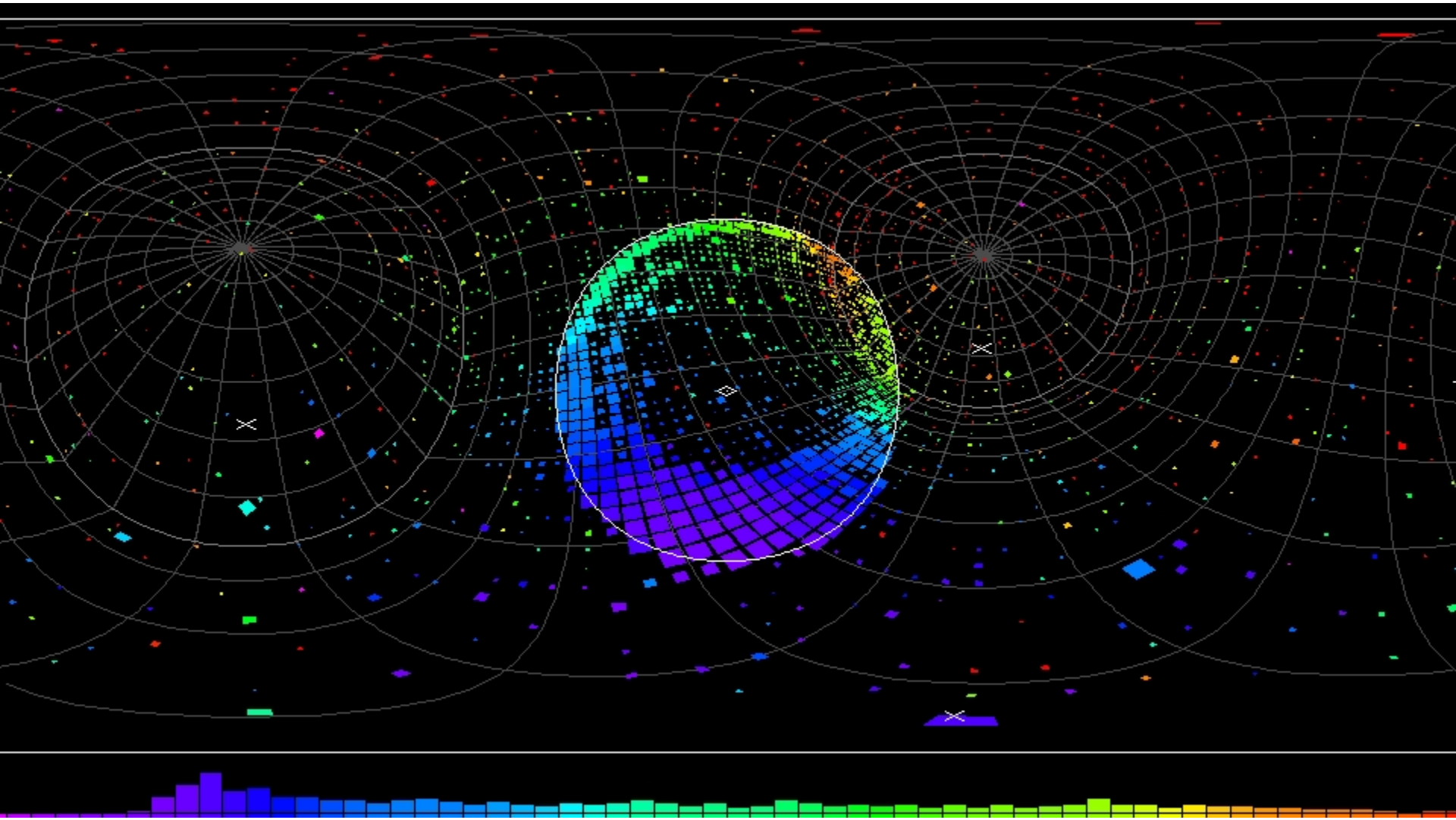
δακτυλίδια Cerenkov

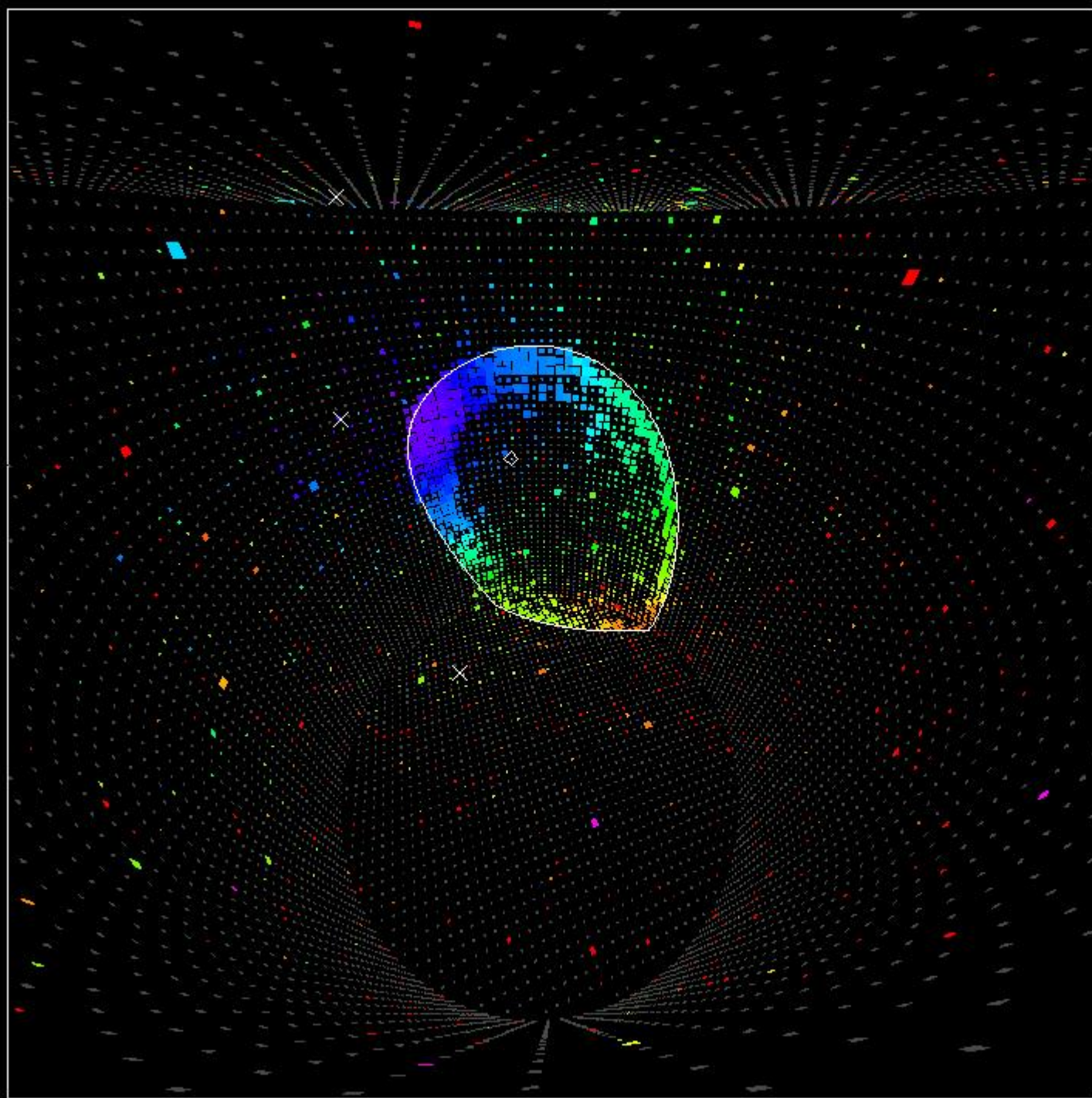


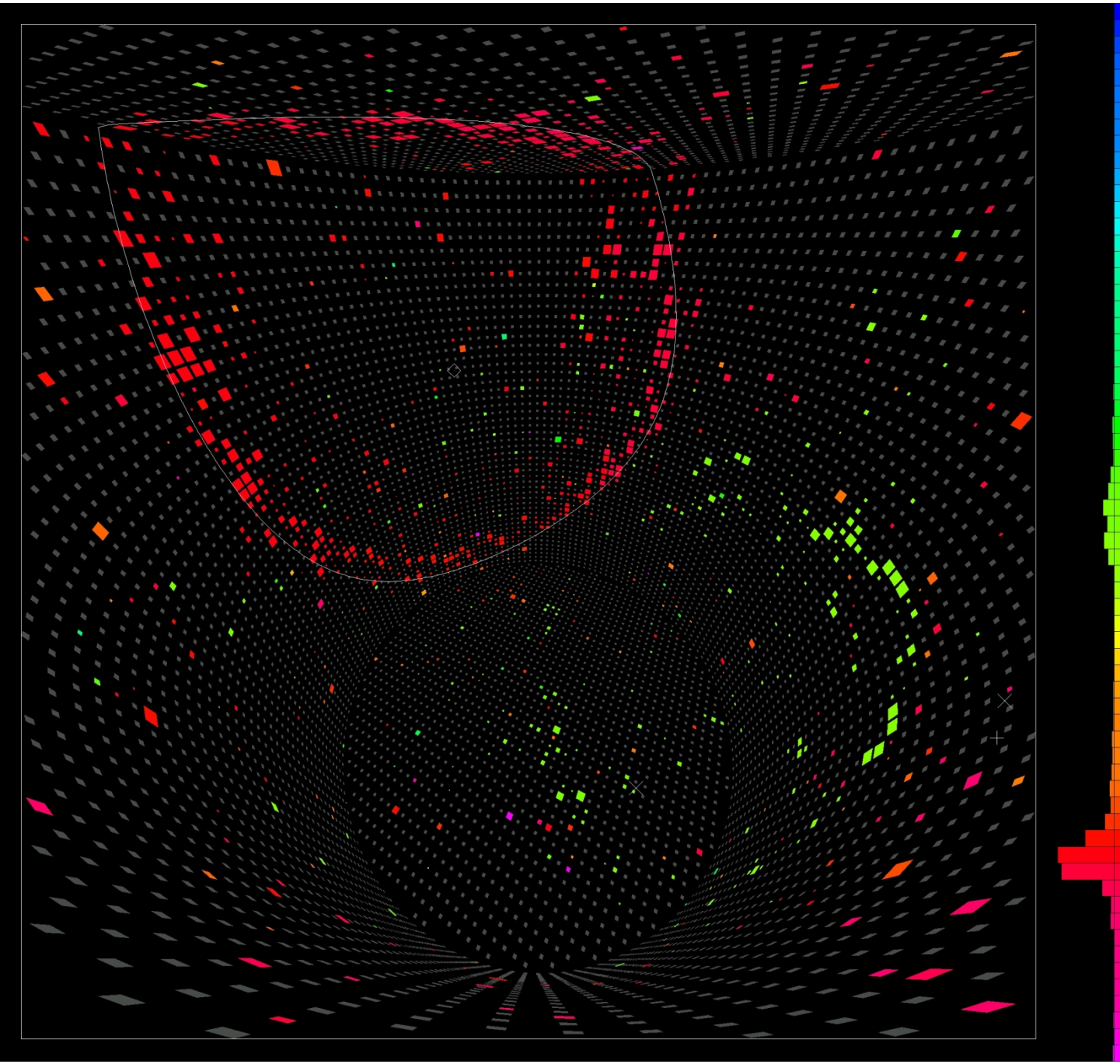
The Cerenkov radiation from a muon produced by a muon neutrino event yields a well defined circular ring in the photomultiplier detector bank.

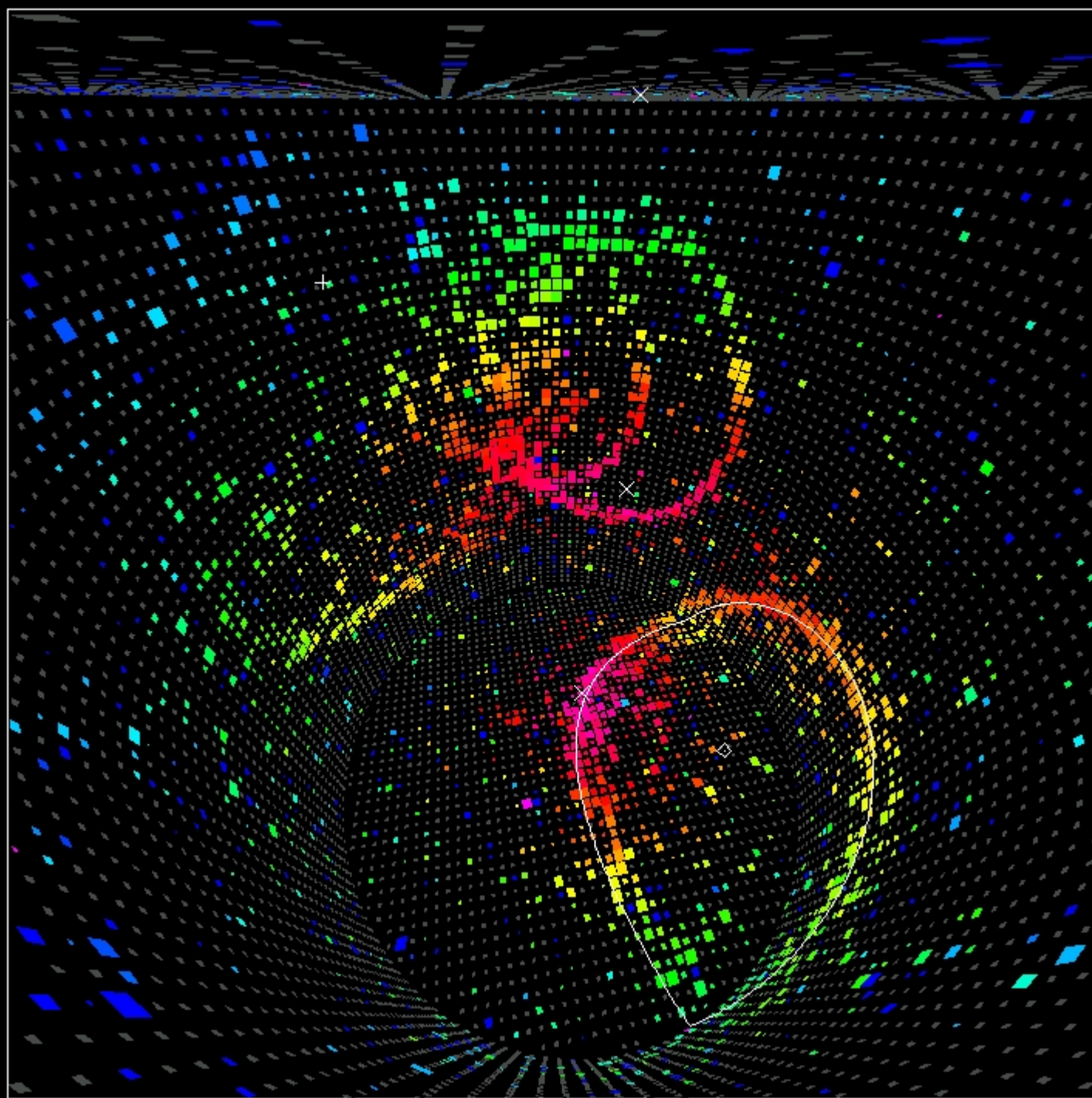


The Cerenkov radiation from the electron shower produced by an electron neutrino event produces multiple cones and therefore a diffuse ring in the detector array.







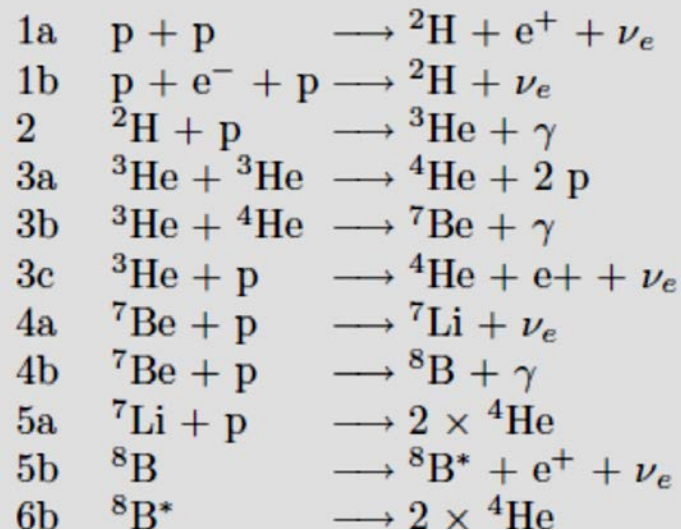


Ηλιακά νετρίνα

Πρόβλημα ηλιακών νετρίνων,
ταλαντώσεις.

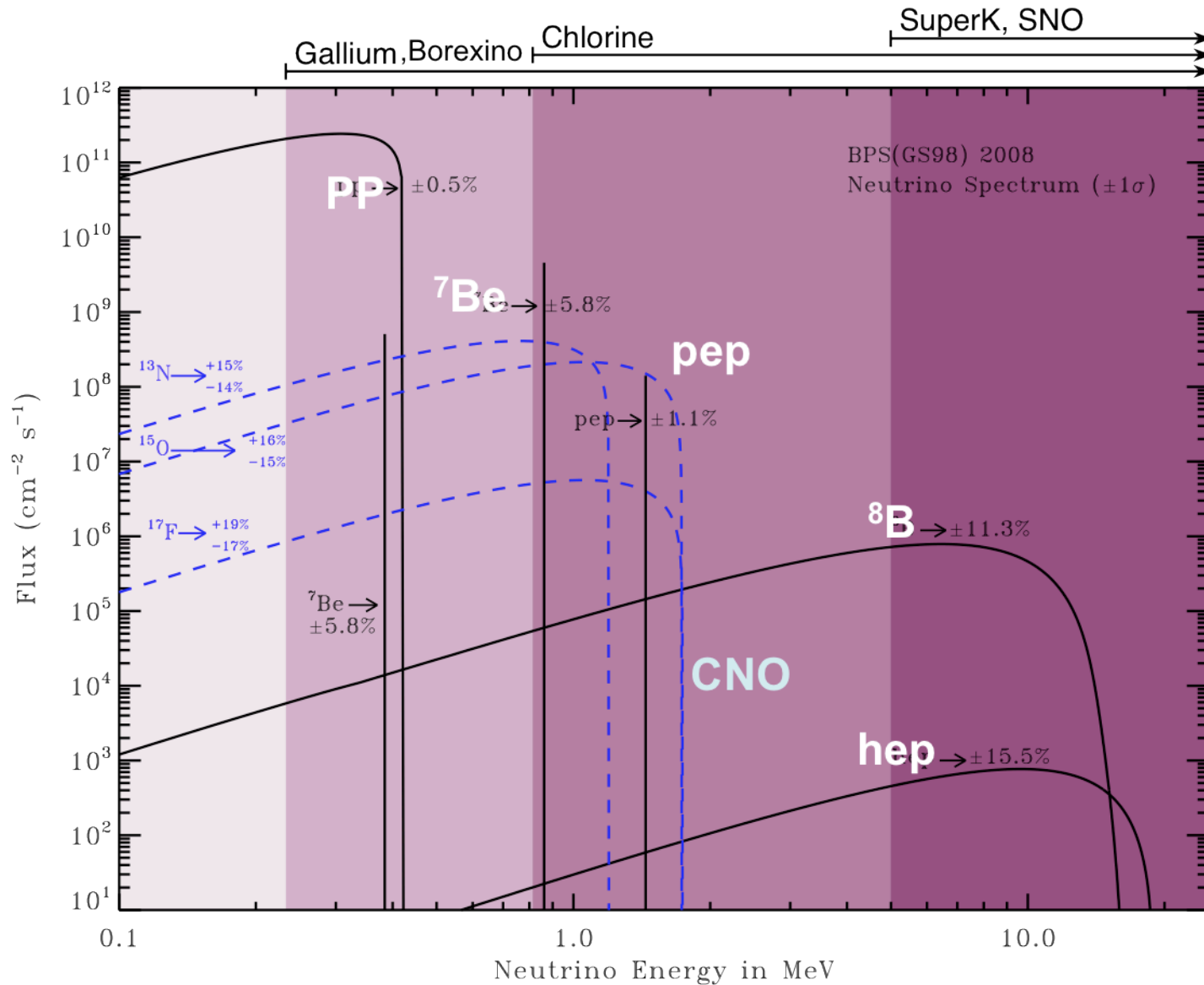
Αντιδράσεις στο εσωτερικό των αστέρων

The *pp* chain consists of the following reactions:



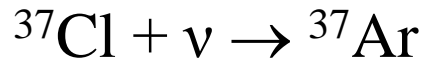
Εικόνα 1 Πορηνικές αντιδράσεις στο κέντρο του ηλίου

J. Bacall (2005)



Το πρόβλημα των ηλιακών νετρίνων.

1964 R. Davis J.N.Bachall

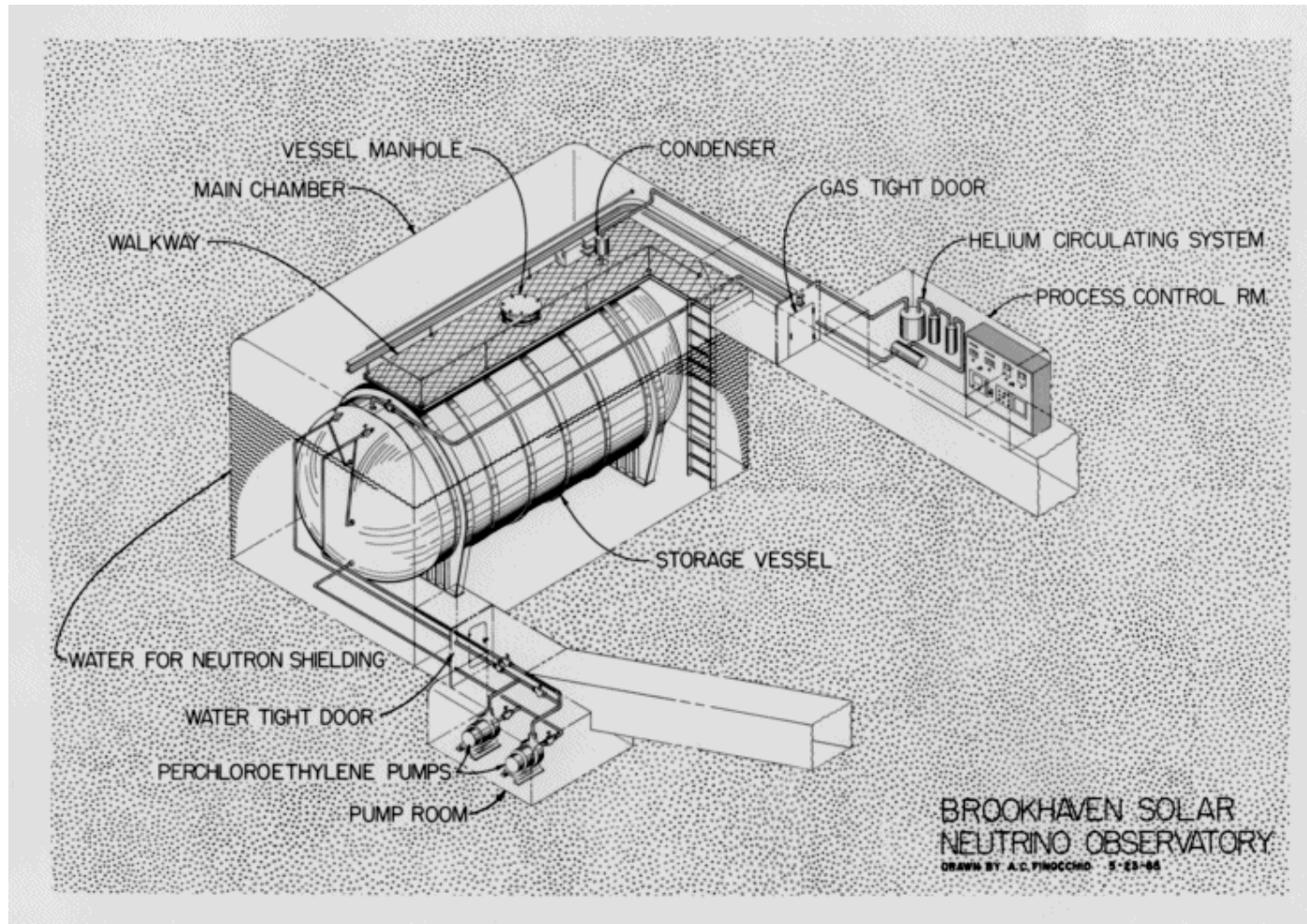


1969 Πρώτα αποτελέσματα, N_ν μικρότερο από αναμενόμενο.

1979 Υπόθεση ταλάντωσης.

2001 Αποτελέσματα SNO επιβεβαίωση.

Πείραμα Homestake mine



Μετρήσεις

615 τόνοι τετραχλωροαιθάνιο

Ένα **n** του Χλωρίου μετατρέπεται σε **p**

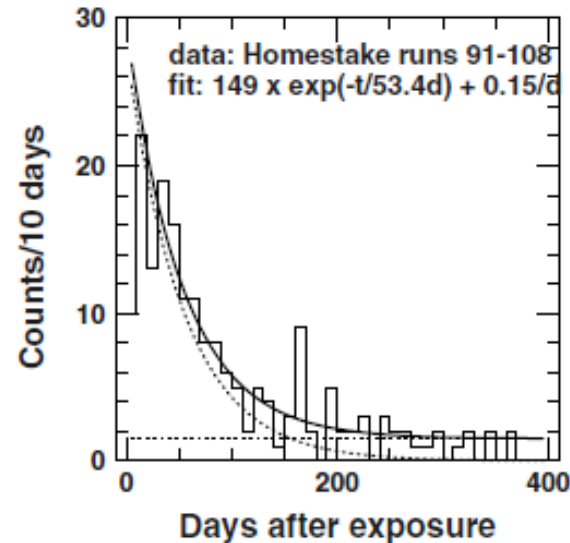


Κατώφλι Ενέργειας 0,814 MeV

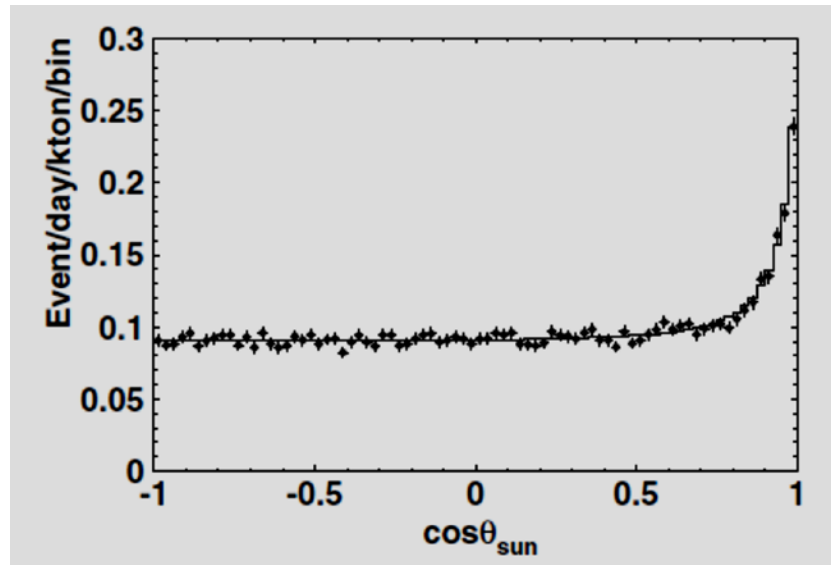
Αντιδρούν τα νετρίνα από την αντίδραση:



Κάθε 6 μήνες εξάγονταν τα άτομα Ar. Η ταυτοποίηση γίνεται από την καμπύλη διάσπασης.



Πείραμα Kamiokande.



Γωνία των νετρίνων ως προς τη διεύθυνση του ήλιου. Διακρίνονται τα ηλιακά από το υπόβαθρο.



Συνοπτικά αποτελέσματα

Table 9.1 Solar neutrino experiments

Experiment		Reaction	Threshold (MeV)	Observed/Expected Rate
SAGE + GNO	CC	$^{71}\text{Ga} (\nu_e, e)^{71}\text{Ge}$	0.2	0.58 ± 0.04
HOMESTAKE	CC	$^{37}\text{Cl} (\nu_e, e)^{37}\text{Ar}$	0.8	0.34 ± 0.03
SNO	CC	$\nu_e + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + e$	~ 5	0.30 ± 0.05
SUPER-K	ES	$\nu + e \rightarrow \nu + e$	~ 5	0.46 ± 0.01
SNO	ES	$\nu + e \rightarrow \nu + e$	~ 5	0.47 ± 0.05
SNO	NC	$\nu + {}^2\text{H} \rightarrow p + n + \nu$	~ 5	0.98 ± 0.09

CC = charged current (W-exchange); NC = neutral current (Z exchange); ES = electron scattering (via NC for ν_μ, ν_τ , and via NC and CC for ν_e)

Συνολικά αποτελέσματα. Όλα τα πειράματα που μετρούν φορτισμένα ρεύματα βρίσκουν μικρότερη ροή από την θεωρητική. Η μέτρηση του SNO σε ουδέτερα ρεύματα συμπίπτει με την θεωρητική.

Αποτελέσματα.

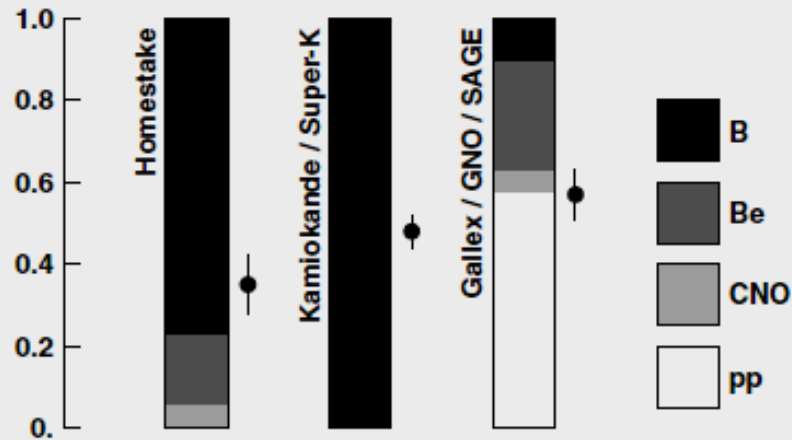
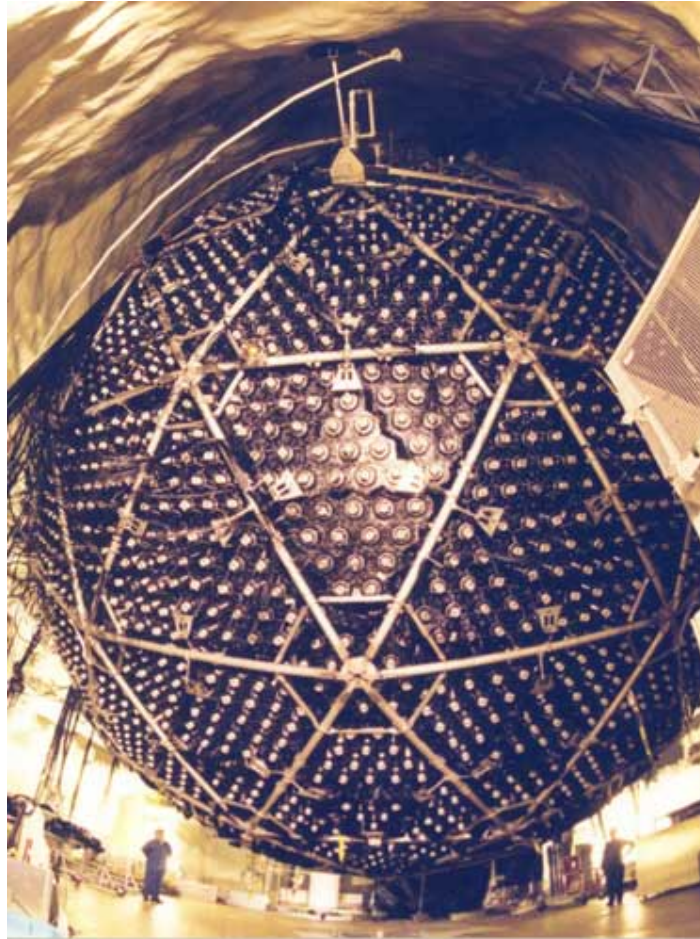


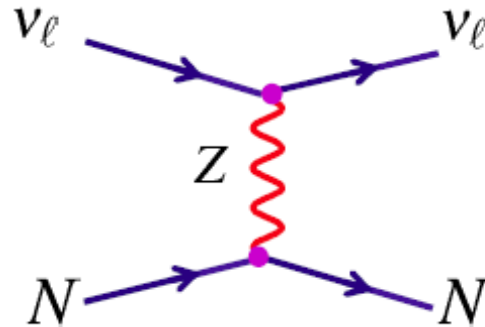
Fig. 3.3. Predictions of the contribution of different reactions to the neutrino rates in different types of detectors are compared to the observed rates.

Το ποσοστό από κάθε αντίδραση που ανιχνεύει κάθε πείραμα, και το ποσοστό των μετρούμενων νετρίνων.

Το πείραμα SNO (Sandburry Neutrino Observatory)



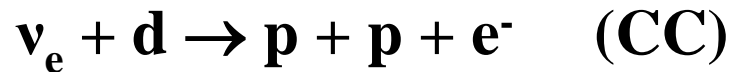
Αντίδραση ουδέτερου ρεύματος στο πείραμα SNO



Η αντίδραση αυτή προκαλείται από όλα τα είδη των νετρίνων άρα μπορεί να χρησιμοποιηθεί σαν μέτρο της συνολικής ροής των νετρίνων. Το χαρακτηριστικό είναι η δημιουργία νετρονίου το οποίο διασπάται με διάσπαση β. Όμως παρόμοια χαρακτηριστικά έχουν οι διασπάσεις από άλλα ισότοπα που υπάρχουν στο νερό και τα τοιχώματα. Για το πείραμα SNO χρησιμοποιήθηκαν υλικά εξαιρετικής καθαρότητας σε επίπεδο ισοτόπων.

Αποτελέσματα SNO.

Το πείραμα SNO χρησιμοποιεί για ανιχνευτή «βαρύ νερό» (D_2O) και ανιχνεύει τις αντιδράσεις:

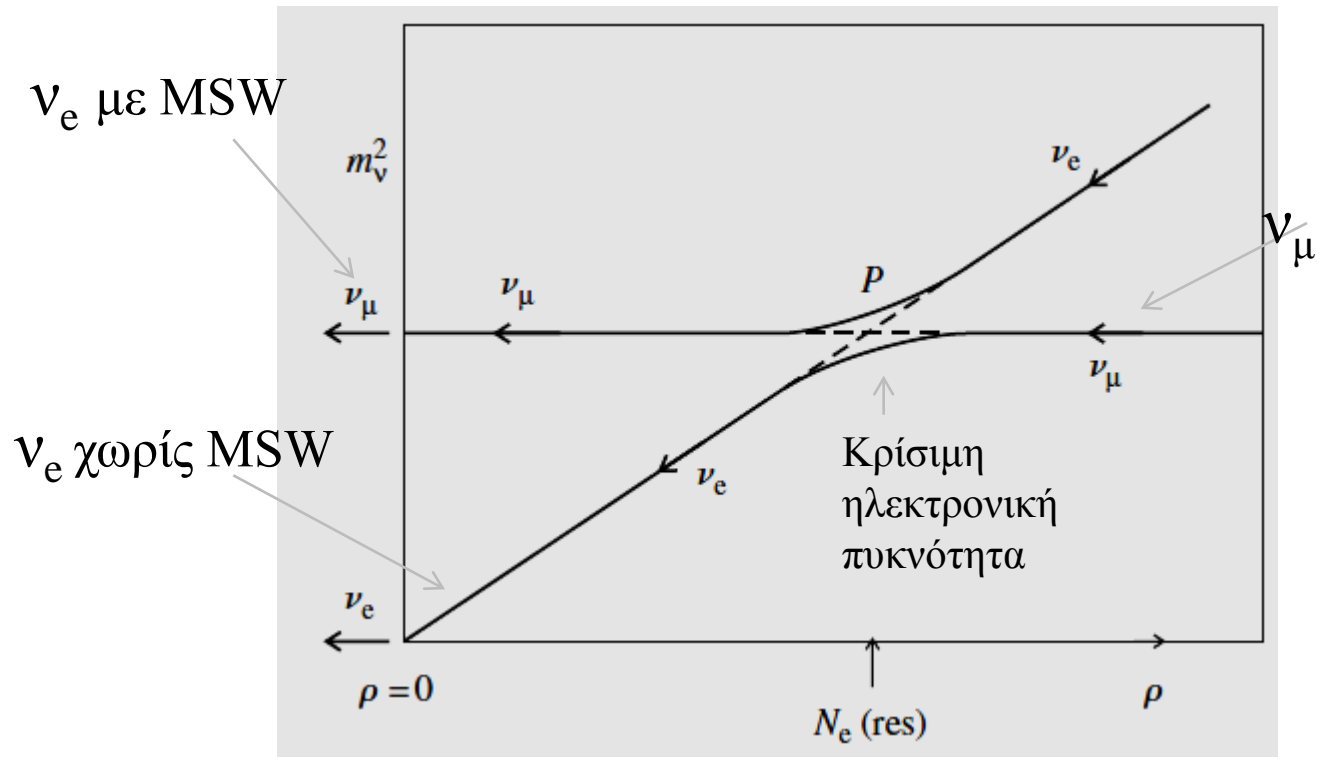


Μέτρησε την ροή των ηλιακών νετρίνων στις δύο ομάδες αντιδράσεων και τα αποτελέσματα του για μεν τις αντιδράσεις φορτισμένων ρευμάτων (ν_e) είναι συμβατές με τα προηγούμενα πειράματα ενώ η ροή στα ουδέτερα είναι πολύ μεγαλύτερη, (περίπου τριπλάσια $\Phi_e = 1,76 \pm 0,05 \pm 0,09$ $\Phi_{nc} = 5,09 \pm 0,43 \pm 0,44$) το οποίο σημαίνει ότι έχει γίνει ταλάντωση των νετρίνων με τη μέγιστη γωνία ανάμειξης.

Ταλαντώσεις νετρίνων.

- Από το 1980 και μετά , έγινε γενικά αποδεκτό ότι τα νετρίνα έχουν μάζα διαφορετική από το μηδέν και ότι είναι δυνατόν να μετατρέπονται από το ένα είδος στο άλλο (π.χ. από ν_e σε ν_μ).
- Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται ταλάντωση νετρίνων. Αν ένα πείραμα μπορεί να ανιχνεύσει μόνον το ν_e , λόγω της ταλάντωσης θα εμφανίζεται έλλειμμα .
- Η ταλάντωση μπορεί να εξηγήσει το πείραμα του Davies
- Από τα μοντέλα που προτάθηκαν το σημαντικότερο είναι το μοντέλο που προτάθηκε από τους Mikheyev – Smirnov (Δm^2), που στηρίχθηκε στις ιδέες του Wolfenstein (MSW).
- Σύμφωνα με το μοντέλο αυτό η ταλάντωση των νετρίνων είναι διαφορετική στο εσωτερικό του ηλίου από το κενό διότι η αλληλεπίδραση των νετρίνων με το μεγάλης πυκνότητας ηλεκτρονικό νέφος στο εσωτερικό του ηλίου μεγιστοποιεί την γωνία μείξης και συνεπώς το ποσοστό των ηλεκτρονικών νετρίνων που μετατρέπονται σε μυονικά.

Μηχανισμός MSW



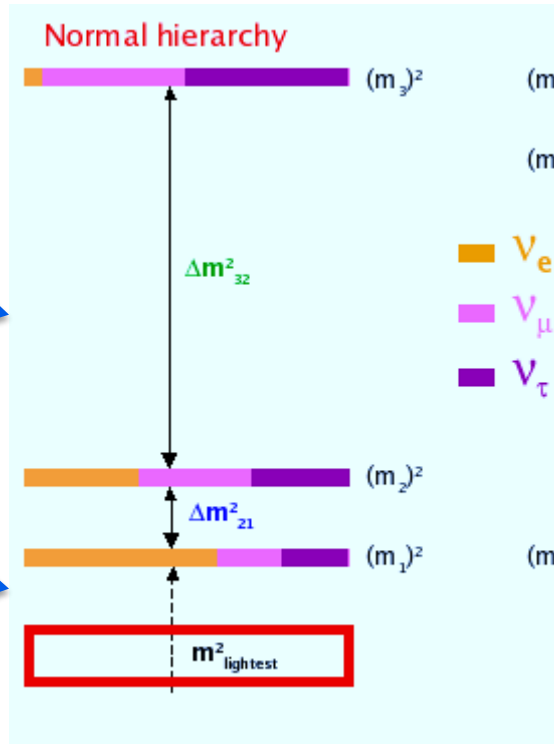
Μηχανισμός MSW

- Με λίγα λόγια η ν_1 κατάσταση του νετρίνου σκεδάζεται στα ηλεκτρόνια.
- Η αλληλεπίδραση αυτή είναι ισοδύναμη με την αύξηση της μάζας της από m_1 σε m_2 και με τη αύξηση της συνιστώσας ν_2 το νεutrino εμφανίζεται σαν μιονικό.
- Το μιονικό νεutrino μπορεί να βγει από την ηλιακή σφαίρα χωρίς να υποστεί άλλη μετατροπή.
- Επίσης βλέπουμε ότι για μια κρίσιμη πυκνότητα έχουμε τη μέγιστη μετατροπή. Η κρίσιμη πυκνότητα εξαρτάται από την ορμή του νεutrino. Σαν αποτέλεσμα το ποσοστό μετατροπής διαφέρει για τις διάφορες ενέργειες των νεutrino όπως φαίνεται στον πίνακα.

Διαφορά μαζών

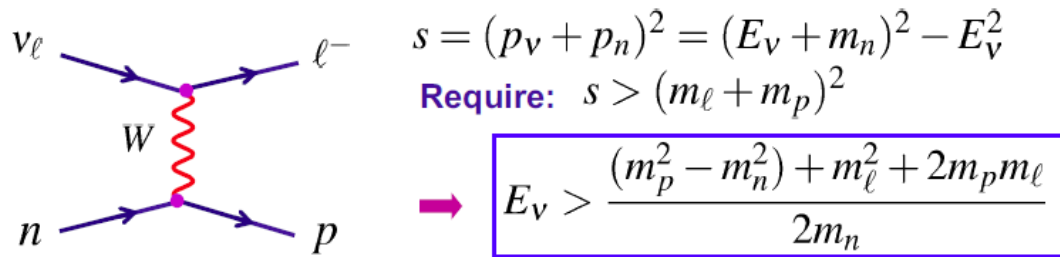
Μέτρηση σε επιταχυντές και ατμοσφαιρικά νετρίνα.

Μέτρηση σε αντιδραστήρες και ηλιακά νετρίνα.



Αντίστροφη β , χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα Homestake, Galex και Sage.

Στην αντίδραση ν_e με νετρόνιο, αναγνωρίζουμε την αντίστροφη της διάσπασης β .



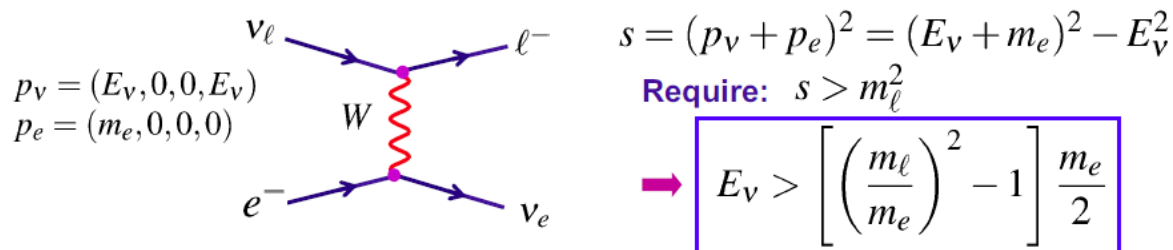
$$E_{\nu_e} > 0$$

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

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

Κινητικά το κατώφλι για την αντίδραση αυτή είναι μηδέν, όμως λόγω πυρηνικών φαινομένων, είναι μεγαλύτερο από το μηδέν και εξαρτάται από το είδος του πυρήνα.

Σκέδαση $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$, χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα KamioKande και SNO



$$E_{\nu_e} > 0$$

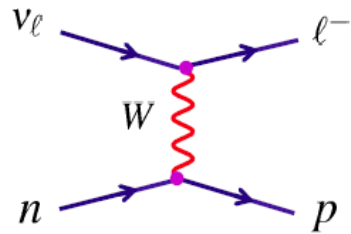
$$E_{\nu_\mu} > 110 \text{ MeV}$$

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

Κινητικά η ελάχιστη ενέργεια του ηλεκτρονίου είναι μηδέν, χρειάζεται όμως μεγαλύτερη ενέργεια (5 MeV), ώστε το παραγόμενο ηλεκτρόνιο να μπορέσει να ανιχνευτεί.

Αν $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ και $E_{\nu_\mu} < 110 \text{ MeV}$ δεν παράγουν μόνια άρα δεν ανιχνεύονται.

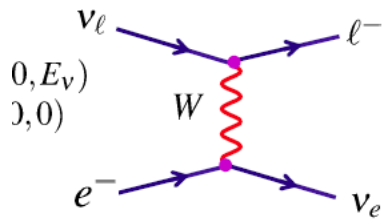
Αντιστοιχία νετρίνου λεπτονίου.



$$\nu_e + n \rightarrow e^- + p$$

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

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



$$\nu_e + e^- \rightarrow e^- + \nu_e$$

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_e$$

$$\nu_\tau + e^- \rightarrow \tau^- + \nu_e$$

Βιβλιογραφία

- T. Gaisser, Cosmic Rays and Particle Physics, Cambridge 1990
- D. Perkins Astroparticle Physics, Oxford, 2009
- Bahcall J.N., H.M. Pinsonneault, and S. Basu *Astroph. J.* **555**, 990 (2001)
- Barnett R.M. et al. (Review of Particle Physics) *Phys. Rev.* **D54**, 1 (1996)
- Davis et al 1968, *Phys. Rev. Lett.* 20 1205
- Mikheyev S.P. and Smirnov A.Yu. 1986 *Sov. J. Nucl. Phys.* 42 913
- The SNO collaborarion, *Phys.Rev.Lett.*,87: 071301 (2001)
- Q.R. Ahmad et al,*Phys.Rev.Lett.*,89:011302,(2002)
- Y. Fukuda et al., *Phys.Rev.Lett.*, 82, 1810 (1999)
- Y. Fukuda et al., *Phys.Rev.Lett.*, 82, 2644 (1999)

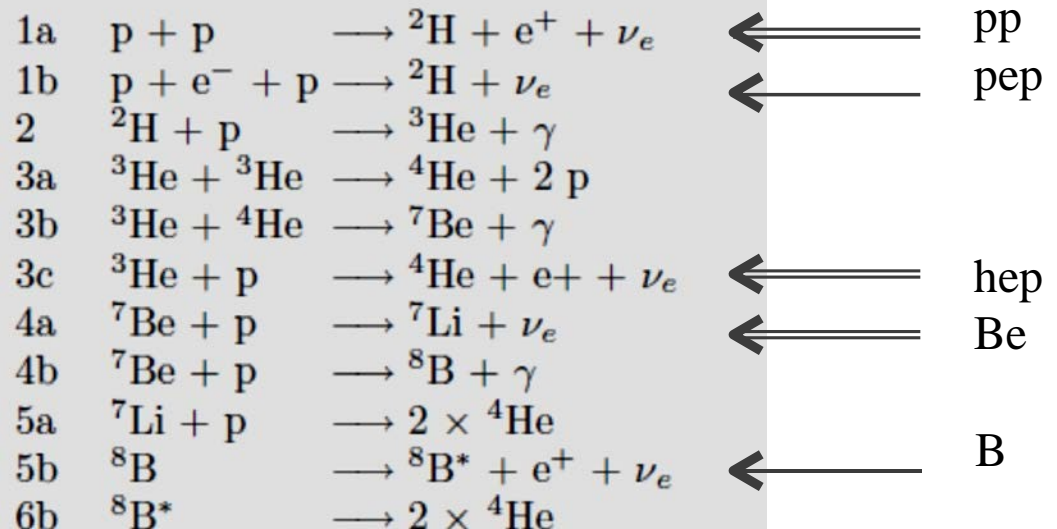
Ηλιακά νετρίνα

Πρόβλημα ηλιακών νετρίνων,
ταλαντώσεις.

Αντιδράσεις στο εσωτερικό του Ηλίου (Τυπικό Ηλιακό Μοντέλο)

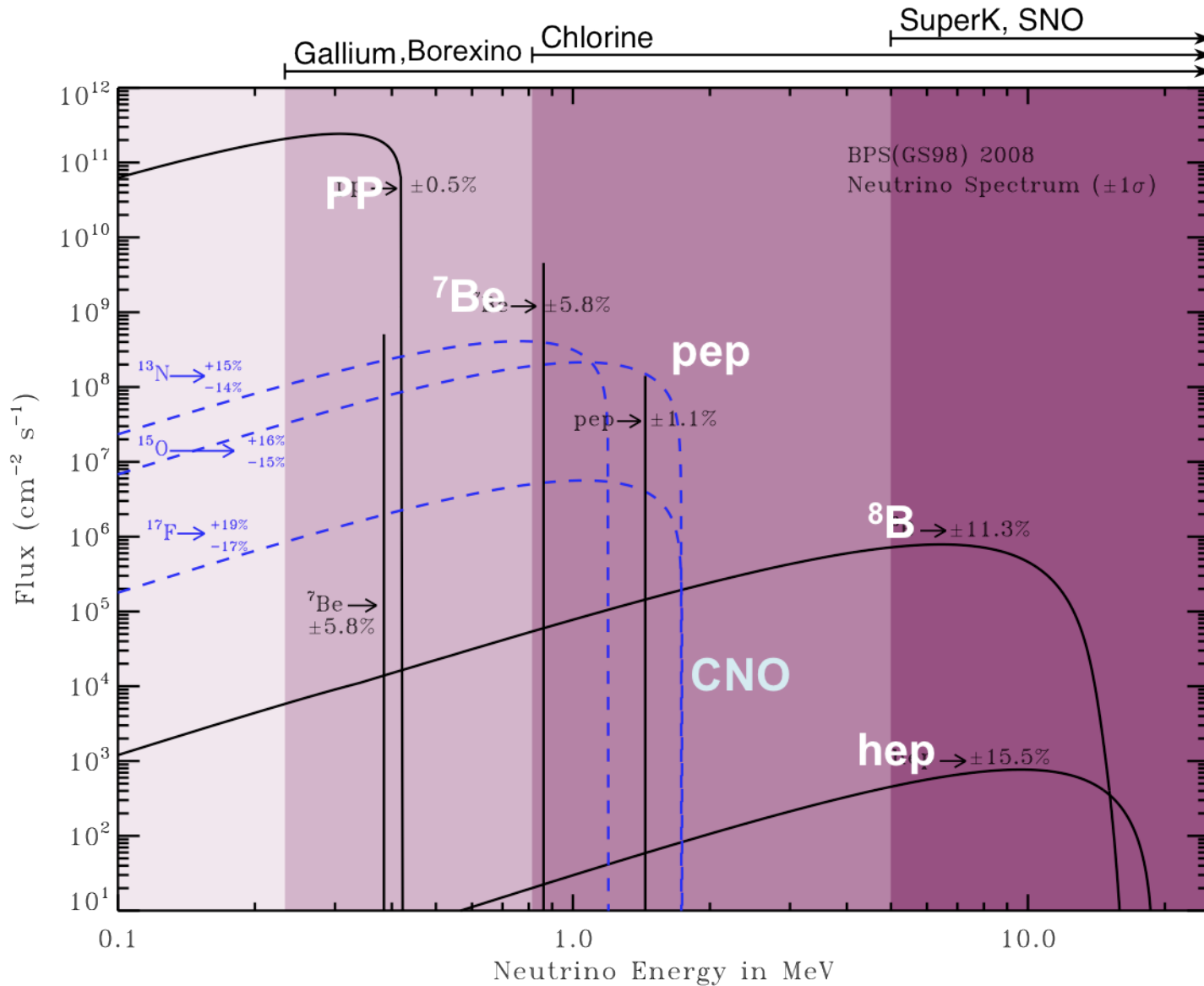
The *pp* chain consists of the following reactions:

98,4 %



Εικόνα 1 Πυρηνικές αντιδράσεις στο κέντρο του ηλίου

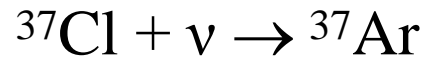
J. Bacall (2005)



- Ο αριθμός των ηλιακών νετρίνων που φθάνει στη γη είναι $6 \cdot 10^{10} / \text{s cm}^2$.
- Η μονάδα 1 SNU (Solar Neutrino Unit) αντιστοιχεί σε 10^{-38} αντιδράσεις το δευτερόλεπτο ανά πυρήνα στόχου.
- Για έναν τόνο από ένα υλικό με $A=20$, ο αριθμός των ατόμων που περιέχονται θα είναι $10^6 \cdot N_A / A = 3 \cdot 10^{28}$ άτομα. Για ροή 1 SNU περιμένουμε λιγότερο από μια αντίδραση τον χρόνο.

Το πρόβλημα των ηλιακών νετρίνων.

1964 R. Davis J.N.Bachall

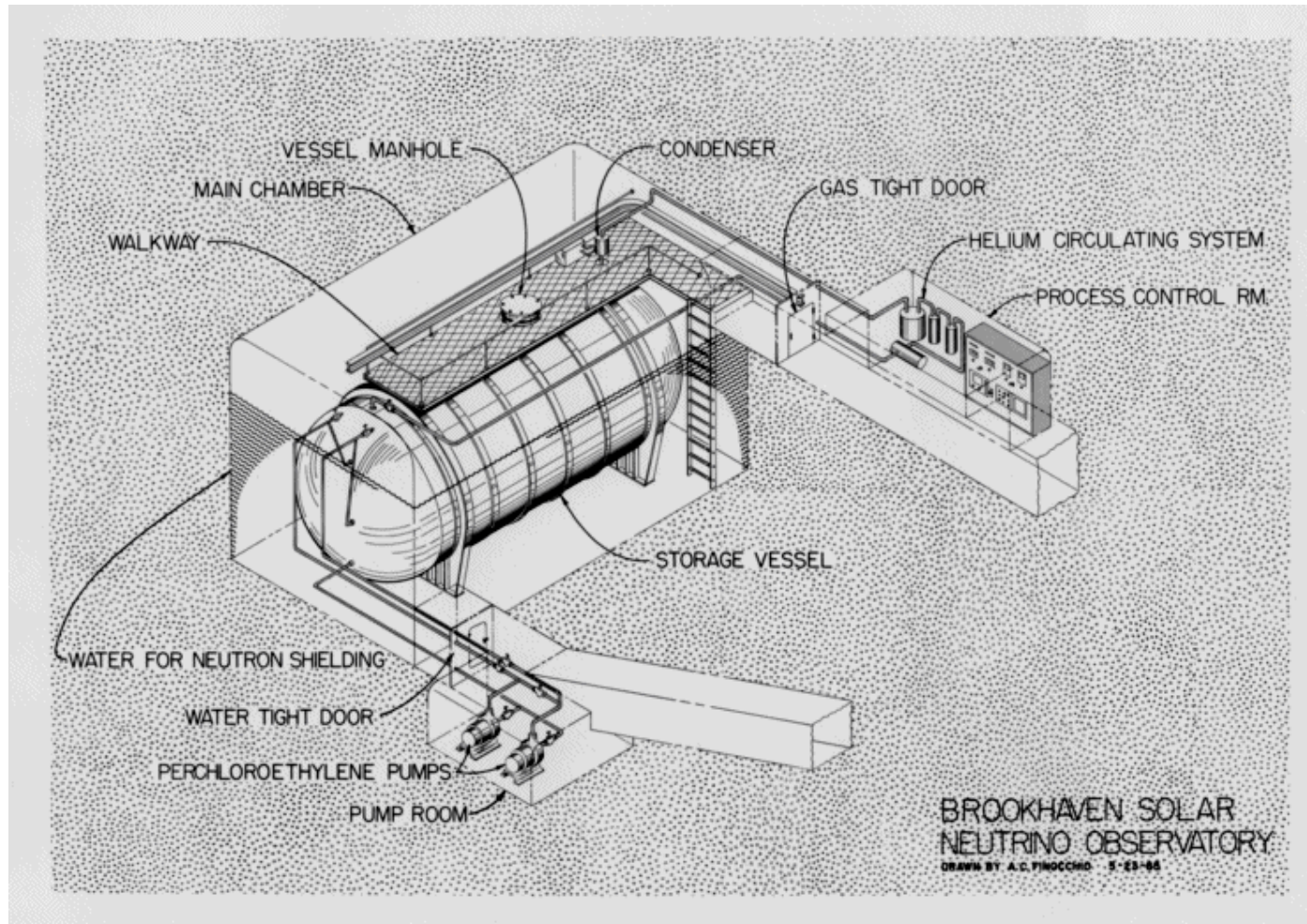


1969 Πρώτα αποτελέσματα, N_ν μικρότερο από αναμενόμενο.

1979 Υπόθεση ταλάντωσης.

2001 Αποτελέσματα SNO επιβεβαίωση.

Πείραμα Homestake mine



Μετρήσεις

615 τόνοι τετραχλωροαιθάνιο C_2Cl_4

Ένα n του Χλωρίου μετατρέπεται σε p



Κατώφλι Ενέργειας 0,814 MeV

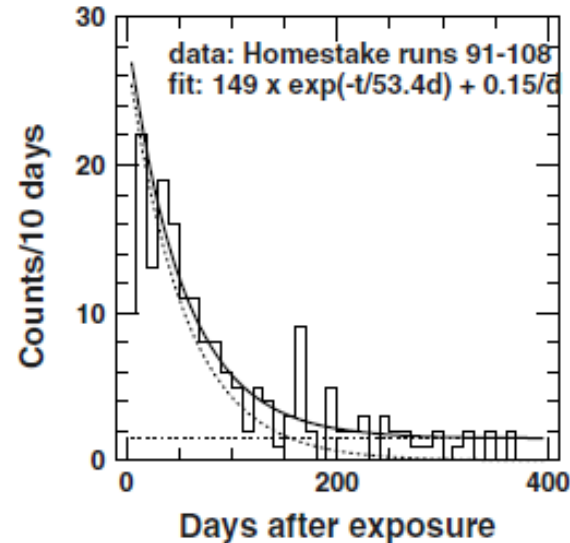
Αντιδρούν τα νετρίνα από την αντίδραση:



Κάθε 6 μήνες εξάγονταν τα άτομα Ar. Η ταυτοποίηση γίνεται από την καμπύλη διάσπασης.

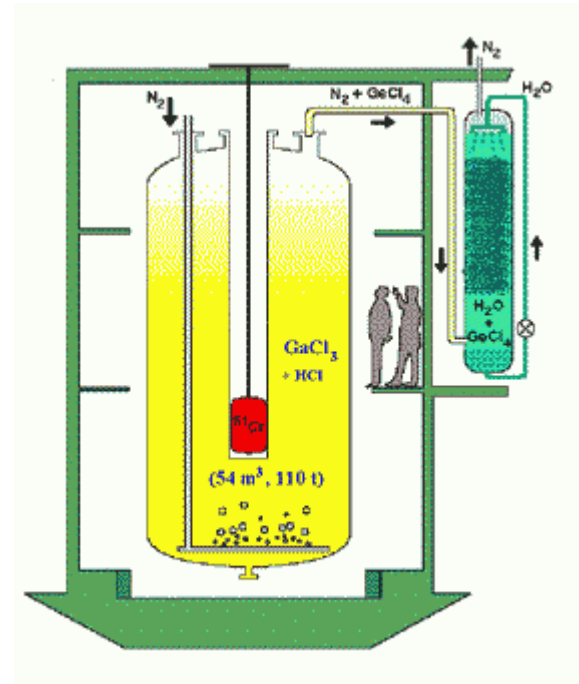
Η ροή νετρίνων που μετρούσε, ήταν περίπου το 30% της προβλεπόμενης από το Τυπικό Ηλιακό Μοντέλο.

Το ^{37}Ar διασπάται με ακτινοβολία β .



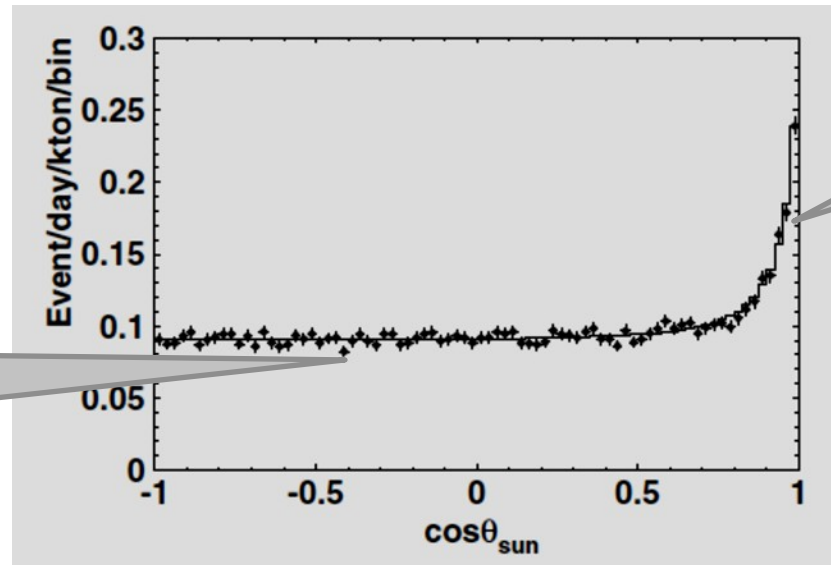
GALLEX, SAGE

- Στόχος Γάλιο Ga,
- $\nu_e + {}^{71}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}\text{Ge} + e^-$
- GALLEX 31 tn SAGE 57 tn
- Εξαγωγή Γερμανίου με χημική επεξεργασία.
- Κατώφλι ενέργειας 0,232 MeV μπορεί να ανιχνεύσει νετρίνα από την αντίδραση pp .
- Επιβεβαίωσε ότι η αντίδραση αυτή είναι η επικρατούσα στην παραγωγή ενέργειας..
- Μέτρησαν ~ 67 SNU αντί του αναμενόμενου 130 SNU.



Διάγραμμα του ανιχνευτή GALLEX

Πείραμα Kamiokande.



Ηλιακά
Νετρίνα

Υπόβαθρο
Ραδιενέργές
διασπάσεις



Γωνία των νετρίνων ως προς τη διεύθυνση του ήλιου. Διακρίνονται τα ηλιακά από το υπόβαθρο.

Συνοπτικά αποτελέσματα

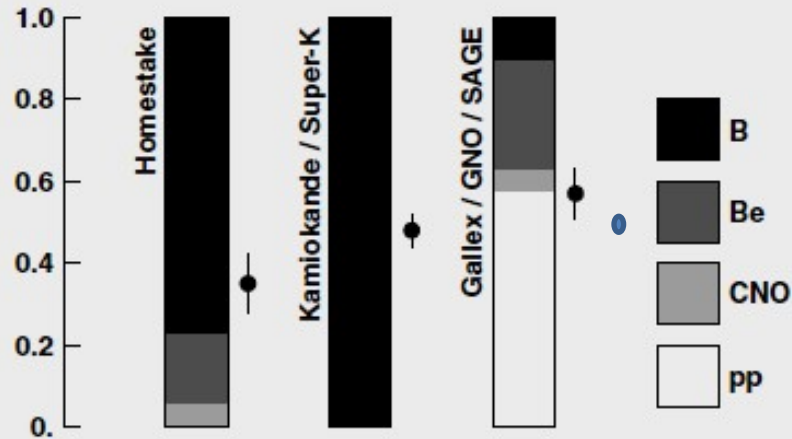
Experiment		Reaction	Threshold (MeV)	Observed/Expected Rate
SAGE + GNO	CC	$^{71}\text{Ga} (\nu_e, e)^{71}\text{Ge}$	0.2	0.58 ± 0.04
HOMESTAKE	CC	$^{37}\text{Cl} (\nu_e, e)^{37}\text{Ar}$	0.8	0.34 ± 0.03
SNO	CC	$\nu_e + ^2\text{H} \rightarrow p + p + e$	~ 5	0.30 ± 0.05
SUPER-K	ES	$\nu + e \rightarrow \nu + e$	~ 5	0.46 ± 0.01
SNO	ES	$\nu + e \rightarrow \nu + e$	~ 5	0.47 ± 0.05
SNO	NC	$\nu + ^2\text{H} \rightarrow p + n + \nu$	~ 5	0.98 ± 0.09

CC = charged current (W-exchange); NC = neutral current (Z exchange); ES = electron scattering (via NC for ν_μ, ν_τ , and via NC and CC for ν_e)

Borexino	ES	$\nu + e \rightarrow \nu + e$	^7Be	0.46 ± 1.5
			^8Be	0.22 ± 0.4

- **Συνολικά αποτελέσματα.** Όλα τα πειράματα που μετρούν φορτισμένα ρεύματα βρίσκουν μικρότερη ροή από την θεωρητική.
- Η μέτρηση του SNO σε ουδέτερα ρεύματα συμπίπτει με την θεωρητική.

Αποτελέσματα.

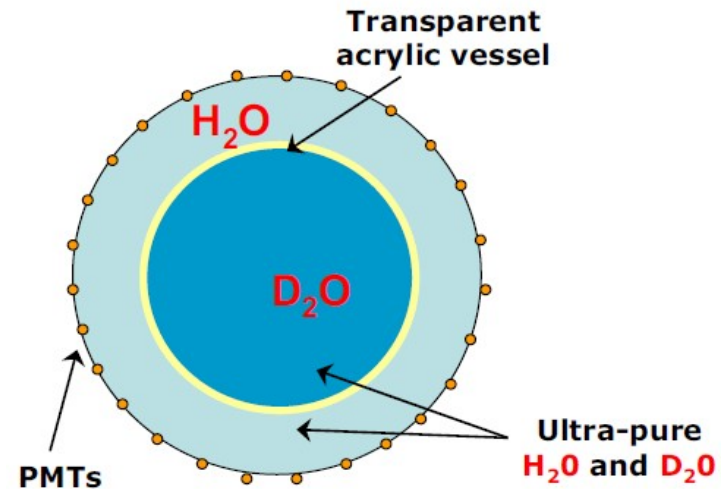
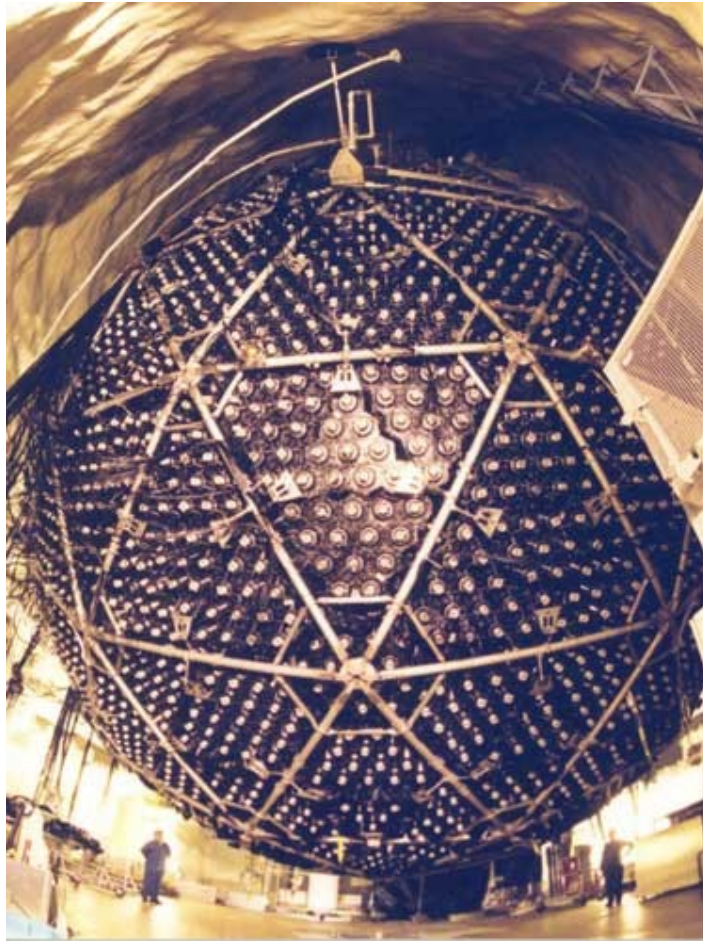


Το ποσοστό από κάθε αντίδραση που ανιχνεύει κάθε πείραμα, και το ποσοστό των μετρούμενων νετρίνων.

ates

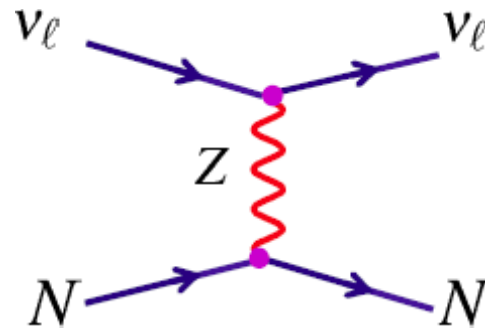
$$\nu_e \leftarrow \rightarrow \nu_\mu$$

Το πείραμα SNO (Sandbury Neutrino Observatory)



1000 τόνοι βαρύ ύδωρ D_2O , στο εσωτερικό διαφανές δοχείο.
Περιβάλεται από 3000 τόνους νερού, για αποκλεισμό ραδιενέργειας περιβάλλοντος.
Το H_2O και το D_2O εξαιρετικά υψηλής καθαρότητας.
Χρησιμοποιούνται 9546 PMT.

Αντίδραση ουδέτερου ρεύματος στο πείραμα SNO



Η αντίδραση αυτή προκαλείται από όλα τα είδη των νετρίνων άρα μπορεί να χρησιμοποιηθεί σαν μέτρο της συνολικής ροής των νετρίνων. Το χαρακτηριστικό είναι η δημιουργία νετρονίου το οποίο διασπάται με διάσπαση β. Όμως παρόμοια χαρακτηριστικά έχουν οι διασπάσεις από άλλα ισότοπα που υπάρχουν στο νερό και τα τοιχώματα. Για το πείραμα SNO χρησιμοποιήθηκαν υλικά εξαιρετικής καθαρότητας σε επίπεδο ισotόπων.

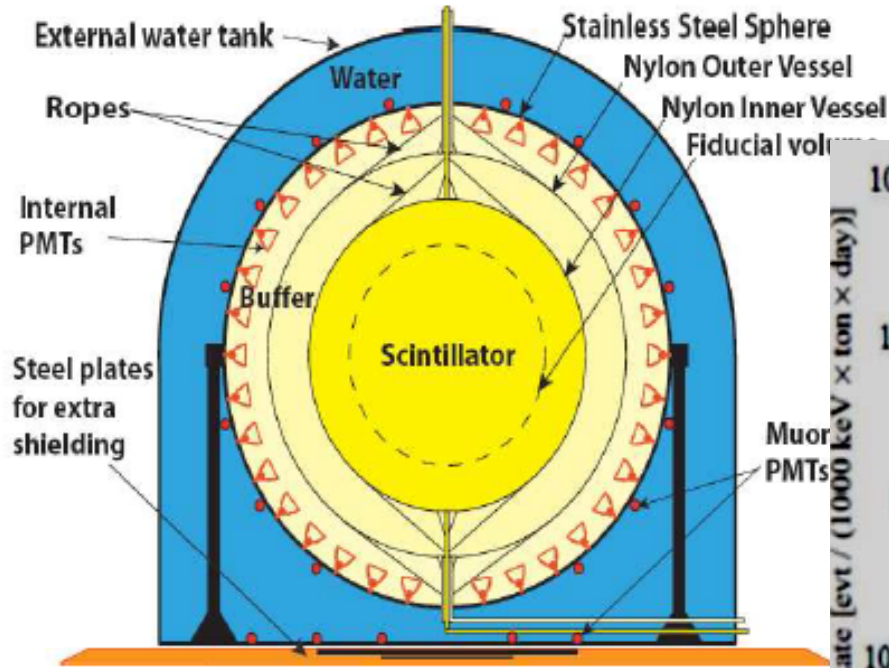
Αποτελέσματα SNO.

Το πείραμα SNO χρησιμοποιεί για ανιχνευτή «βαρύ νερό» (D_2O) και ανιχνεύει τις αντιδράσεις:

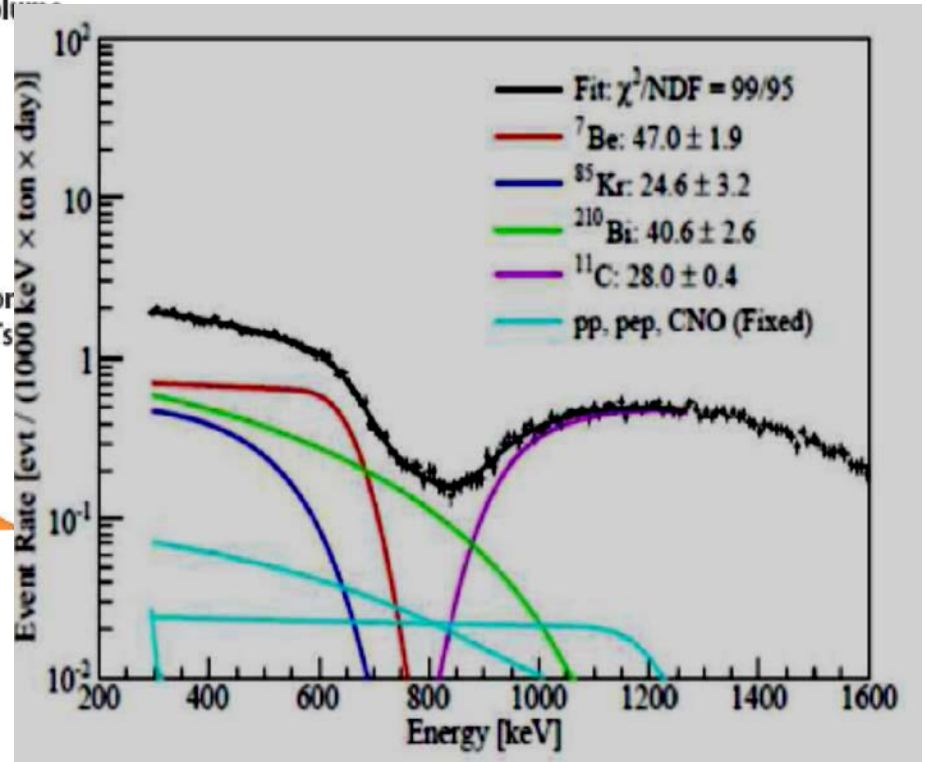
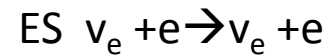


Μέτρησε την ροή των ηλιακών νευτρίνων στις δύο ομάδες αντιδράσεων και τα αποτελέσματα του για μεν τις αντιδράσεις φορτισμένων ρευμάτων (ν_e) είναι συμβατές με τα προηγούμενα πειράματα ενώ η ροή στα ουδέτερα είναι πολύ μεγαλύτερη, (περίπου τριπλάσια $\Phi_e = 1,76 \pm 0,05 \pm 0,09$ $\Phi_{nc} = 5,09 \pm 0,43 \pm 0,44$) το οποίο σημαίνει ότι έχει γίνει ταλάντωση των νευτρίνων με τη μέγιστη γωνία ανάμειξης.

BOREXINO



Liquid scintillator



Ταλαντώσεις νετρίνων.

- Από το 1980 και μετά , έγινε γενικά αποδεκτό ότι τα νετρίνα έχουν μάζα διαφορετική από το μηδέν και ότι είναι δυνατόν να μετατρέπονται από το ένα είδος στο άλλο (π.χ. από ν_e σε ν_μ).
- Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται ταλάντωση νετρίνων. Αν ένα πείραμα μπορεί να ανιχνεύσει μόνον το ν_e , λόγω της ταλάντωσης θα εμφανίζεται έλλειμμα .
- Η ταλάντωση μπορεί να εξηγήσει το πείραμα του Davies
- Από τα μοντέλα που προτάθηκαν το σημαντικότερο είναι το μοντέλο που προτάθηκε από τους Mikheyev – Smirnov (2), που στηρίχθηκε στις ιδέες του Wolfenstein (MSW).
- Σύμφωνα με το μοντέλο αυτό η ταλάντωση των νετρίνων είναι διαφορετική στο εσωτερικό του ηλίου από το κενό διότι η αλληλεπίδραση των νετρίνων με το μεγάλης πυκνότητας ηλεκτρονικό νέφος στο εσωτερικό του ηλίου μεγιστοποιεί την γωνία μείξης και συνεπώς το ποσοστό των ηλεκτρονικών νετρίνων που μετατρέπονται σε μυονικά.

Μηχανισμός MSW

- Με λίγα λόγια η ν_1 κατάσταση του νετρίνου σκεδάζεται στα ηλεκτρόνια.
- Η αλληλεπίδραση αυτή είναι ισοδύναμη με την αύξηση της μάζας της από m_1 σε m_2 και με τη αύξηση της συνιστώσας ν_2 το νετρίνο εμφανίζεται σαν μιονικό.
- Το μιονικό νετρίνο μπορεί να βγει από την ηλιακή σφαίρα χωρίς να υποστεί άλλη μετατροπή.
- Επίσης βλέπουμε ότι για μια κρίσιμη πυκνότητα έχουμε τη μέγιστη μετατροπή. Η κρίσιμη πυκνότητα εξαρτάται από την ορμή του νετρίνου. Σαν αποτέλεσμα το ποσοστό μετατροπής διαφέρει για τις διάφορες ενέργειας των νετρίνων όπως φαίνεται στον πίνακα.

Διαφορά μαζών

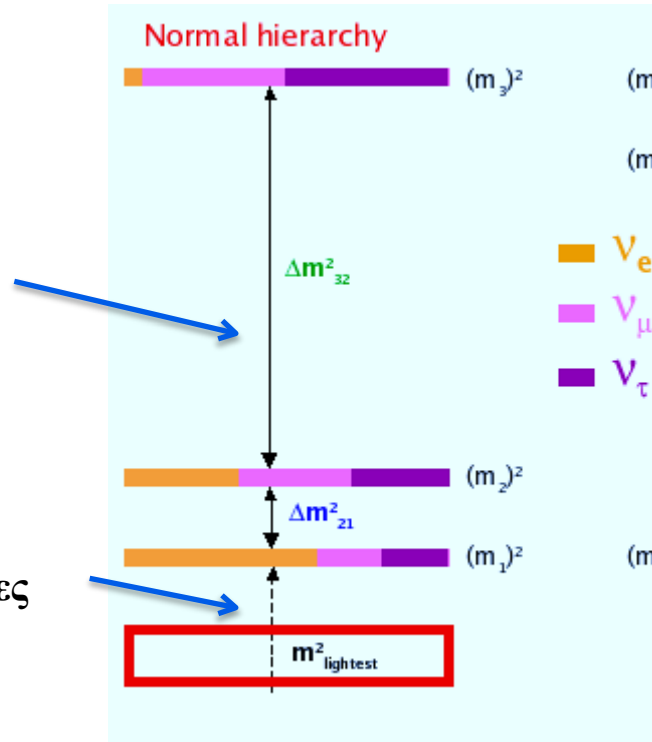
$$\Delta m_{21}^2 \approx \Delta m^2_{\text{sol}} = 7.59 + 0.20 - 0.21 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 [16]$$

$$|\Delta m_{31}^2| \approx |\Delta m^2|_{\text{atm}} = 2.43 + 0.13 - 0.13 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 [16]$$

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

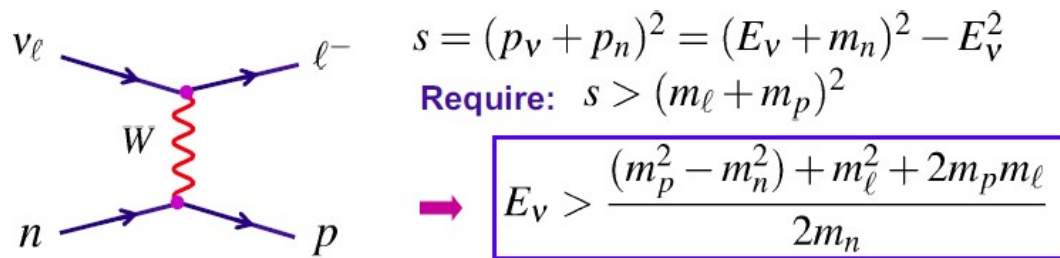
Μέτρηση σε
επιταχυντές και
ατμοσφαιρικά
νετρίνα.

Μέτρηση σε
αντιδραστήρες
και ηλιακά
νετρίνα.



Αντίστροφη β , χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα Homestake, Galex και Sage.

Στην αντίδραση ν_e με νετρόνιο, αναγνωρίζουμε την αντίστροφη της διάσπασης β .



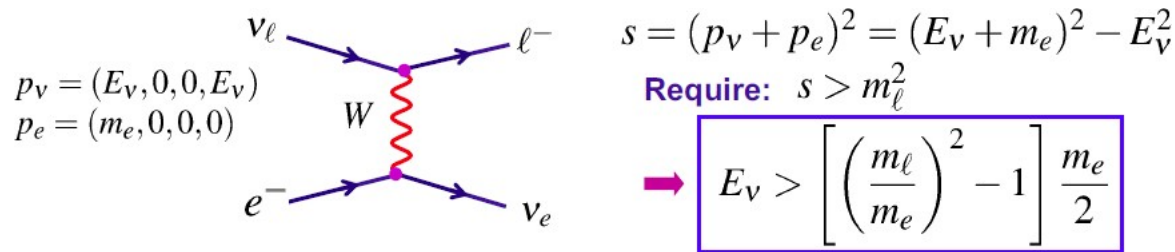
$$E_{\nu_e} > 0$$

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

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

Κινητικά το κατώφλι για την αντίδραση αυτή είναι μηδέν, όμως λόγω πυρηνικών φαινομένων, είναι μεγαλύτερο από το μηδέν και εξαρτάται από το είδος του πυρήνα.

Σκέδαση $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$, χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα KamioKande και SNO



$$E_{\nu_e} > 0$$

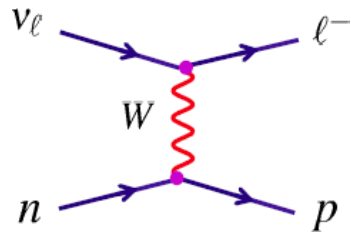
$$E_{\nu_\mu} > 110 \text{ MeV}$$

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

Κινητικά η ελάχιστη ενέργεια του ηλεκτρονίου είναι μηδέν, χρειάζεται όμως μεγαλύτερη ενέργεια (5 MeV), ώστε το παραγόμενο ηλεκτρόνιο να μπορέσει να ανιχνευτεί.

Αν $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ και $E_{\nu_\mu} < 110 \text{ MeV}$ δεν παράγουν μίονια άρα δεν ανιχνεύονται.

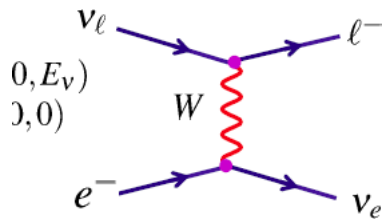
Αντιστοιχία νετρίνου λεπτονίου.



$$\nu_e + n \rightarrow e^- + p$$

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

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



$$\nu_e + e^- \rightarrow e^- + \nu_e$$

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_e$$

$$\nu_\tau + e^- \rightarrow \tau^- + \nu_e$$

Βιβλιογραφία

Βραβείο Nobel Φυσικής 2002

T. Gaisser, Cosmic Rays and Particle Physics, Cambridge 1990

D. Perkins Astroparticle Physics, Oxford, 2009

Bahcall J.N., H.M. Pinsonneault, and S. Basu *Astroph. J.* **555**, 990 (2001)

Barnett R.M. et al. (Review of Particle Physics) *Phys. Rev.* **D54**, 1 (1996)

Davis et al 1968, *Phys. Rev. Lett.* 20 1205

Mikheyev S.P. and Smirnov A.Yu. 1986 *Sov. J. Nucl. Phys.* 42 913

The SNO collaborarion, *Phys.Rev.Lett.*,87: 071301 (2001)

Q.R. Ahmad et al,*Phys.Rev.Lett.*,89:011302,(2002)

Y. Fukuda et al., *Phys.Rev.Lett.*, 82, 1810 (1999)

Y. Fukuda et al., *Phys.Rev.Lett.*, 82, 2644 (1999)

Αδρονικοί καταιονισμοί.

π^+, π^-, π^0

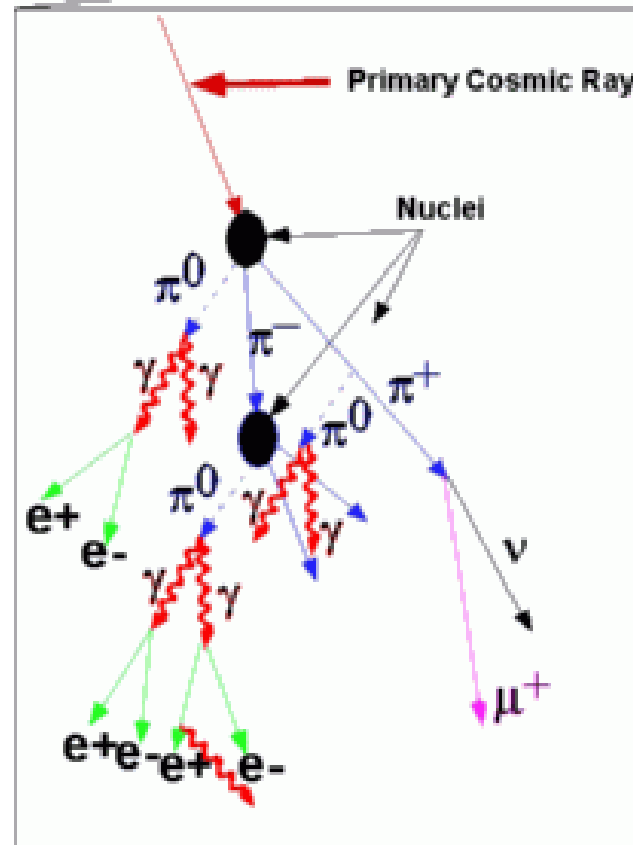
π^0

$\tau = 8.4 \times 10^{-17} \text{ s}, l_d = \gamma * 2.51 \times 10^{-7} \text{ cm}$

π^\pm

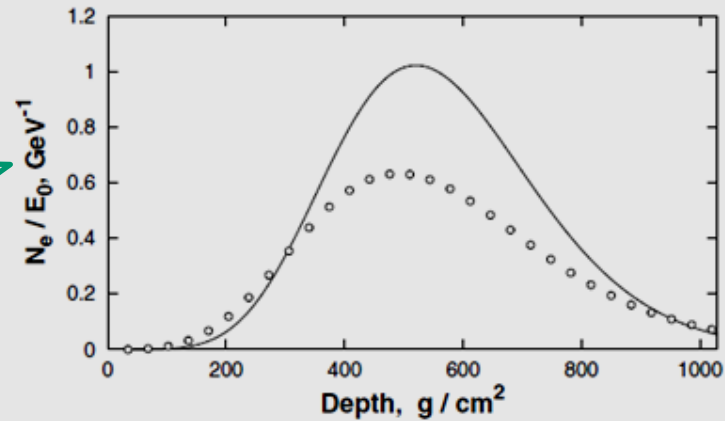
$\tau = 2.6 \times 10^{-8} \text{ s}, l_d = \gamma \times 780 \text{ cm}$

Λόγω της μεγάλης απόστασης μέχρι την επόμενη αντίδραση των π^\pm , ($\lambda_\pi = 120 \text{ g/cm}^2$) το σχήμα του καταιονισμού είναι ασύμμετρο.



Υπολογισμοί

Ολικός αριθμός
 $H\lambda/E_0$.



Προφίλ καταιονισμών που δημιουργήθηκαν από Πρωτόνιο (σημεία) και Φωτόνιο (γραμμή) ίδιας ενέργειας 10^4 GeV. Το βάθος του μεγίστου είναι αντίστοιχα 506 και 520 g/cm^2 . (περίπου 10 km).

Στον αδρονικό καταιονισμό έχουμε μεγάλο αριθμό από ηλεκτρόνια. Με ένα γρήγορο υπολογισμό αποδεικνύεται ότι ο αριθμός των ηλεκτρονίων είναι 10 φορές των μιονίων.

Αριθμός μιονίων

$$\frac{\pi^0}{\pi^\pm} = \frac{1}{2} \quad \pi^0 \rightarrow 2\gamma$$

$$1\text{GeV } \gamma \rightarrow 10e^\pm \quad E > E_c \approx 80\text{ MeV}$$

$$\Rightarrow \frac{N_e}{N_\mu} \approx 10$$

Στην επιφάνεια του εδάφους μετράμε ουσιαστικά τα ηλεκτρόνια.

Τα μίονια έχουν μικρές απώλειες στην ατμόσφαιρα και μεταφέρουν την πληροφορία για το ανοίγμα του καταιονισμού. Όμως για να τα ξεχωρίσουμε από τα ηλεκτρόνια, πρέπει να παρεμβάλουμε σημαντική ποσότητα υλικού ώστε να απορροφηθούν τα ηλεκτρόνια. Στο πείραμα KASCADE έχουν τοποθετηθεί σπινθηριστές στο έδαφος σε βάθος 2.5 μ για την ανίχνευση μιονίων

Απλό μοντέλο

Χρησιμοποιώντας το απλό μοντέλο του Heitler, μπορούμε να υπολογίσουμε τον μέγιστο αριθμό πονίων και μιονίων και ηλεκτρονίων.

$$N_{\mu} = (E_0/\varepsilon_{\pi})^{\beta},$$

$$\beta = \ln\left(\frac{2}{3}\langle m \rangle\right) / \ln\langle m \rangle = 0.85$$

$$N_e^{max} = \frac{1}{2} \frac{\langle m \rangle}{3} \frac{(1 - K_{el})E_0}{\varepsilon_0}.$$

Το μέγιστο υπολογίζεται :

$$X_{max} = X_0 \ln \left[\frac{2(1 - K_{el})E_0}{(\langle m \rangle/3)\varepsilon_0} \right] + \lambda_N(E_0)$$

Προφανώς το μοντέλο λειτουργει για τις μέσες τιμές λόγω της μεγάλης στατιστικής.

➤ Τα σχετικιστικά φορτισμένα σωματίδια στην ατμόσφαιρα εκπέμπουν φως Cerenkov. Μπορούμε να ανιχνεύσουμε το φως. Η διαδικασία ακολουθήθηκε αρχικά για ΗΜ καταιονισμούς. Μειονέκτημα ο μικρός χρόνος παρατήρησης.

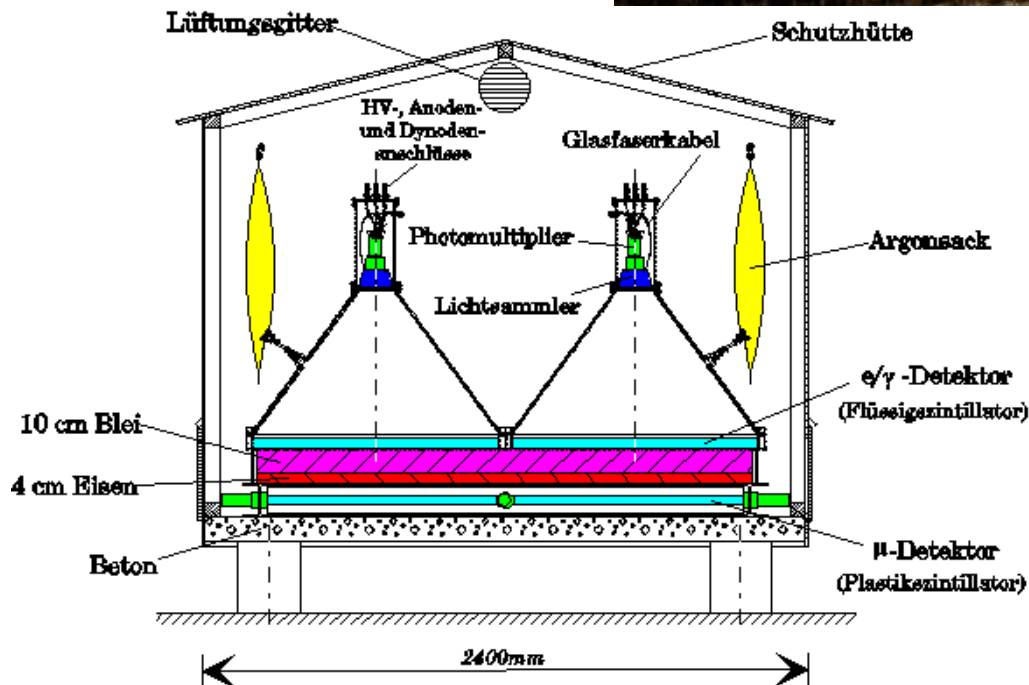
➤ Ανίχνευση μιονίων. Τα μίονια μετρώνται με ανιχνευτές σπινθηρισμού. Για να απορροφηθούν τα ηλεκτρόνια, σκεπάζονται με απορροφητή, η τοποθετούνται κάτω από το έδαφος.

➤ Ανιχνευτές Cerenkov, δεξαμενές νερού στην επιφάνεια, μετρούν το φως από όλα τα φορτισμένα.

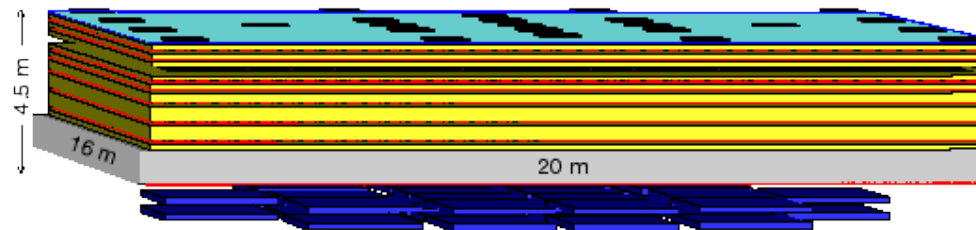
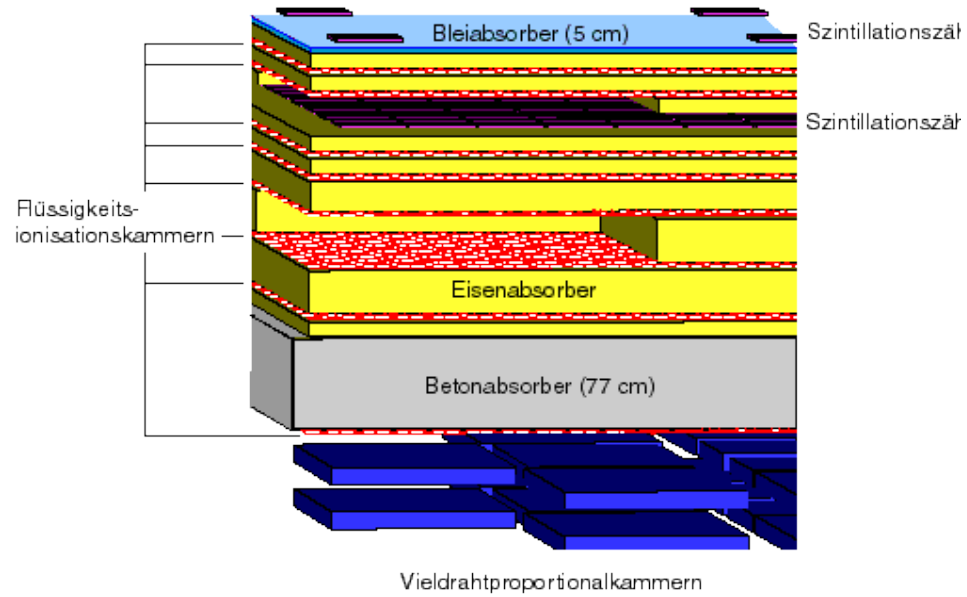
➤ Συνήθως κατασκευάζονται σε μεγάλο υψόμετρο, για να βρίσκονται κοντά στο μέγιστο του καταιονισμού.

➤ Οι διατάξεις αυτές μετρούν ενέργειες πάνω από 100 TeV.

KASCADE Array



Αδρονικό καλορίμετρο



Πειράματα

- Ανιχνευτές σπινθηρισμού στην επιφάνεια. (φορτισμένα σωματίδια)´.
- Κάτοπτρα ακτινοβολίας Cerenkov
- Ανιχνευτές σπινθηρισμού σε βάθος 2,5 m. (GeV μόνια)

Τυπικό πείραμα για EAS . KASCADE-GRANDE

Επιφάνεια περίπου 10^4 m^2 κάλυψη 1%

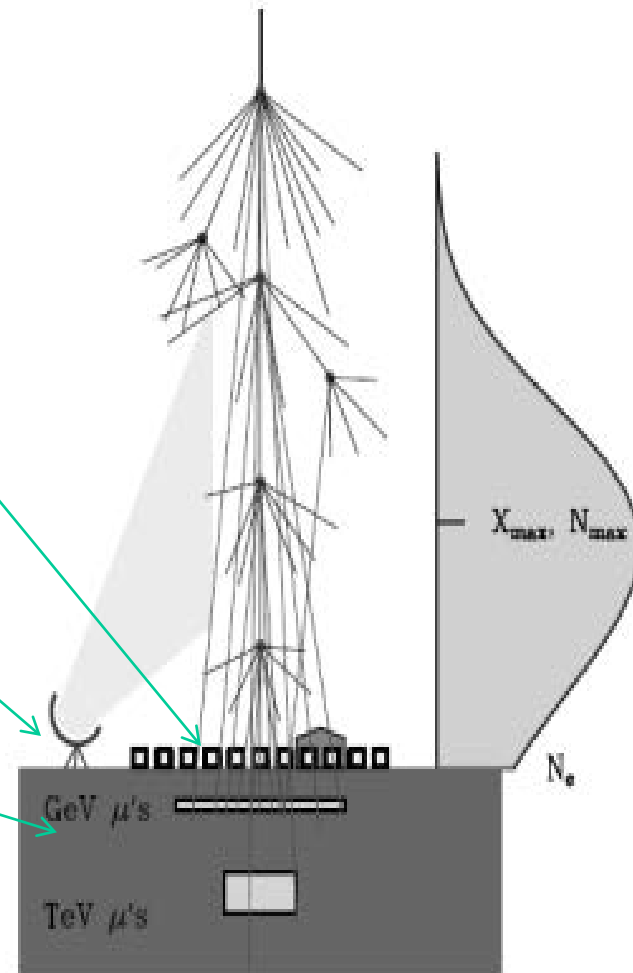
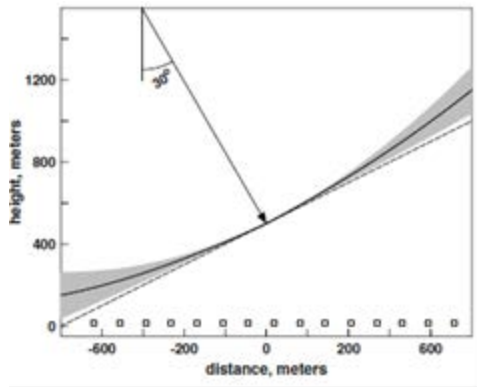


Fig. 8.12. Cartoon of shower development and detection.

Πως γίνεται η ανίχνευση



Τα σωματίδια ταξιδεύουν με ταχύτητα σχεδόν ίση με την ταχύτητα του φωτός. Σχηματίζουν μέτωπο με πάχος μερικών μέτρων. Μετρώντας τον χρόνο άφιξης προσδιορίζουμε τη διεύθυνση του αρχικού σωματιδίου.

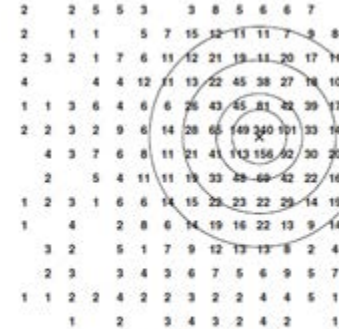


Fig. 8.13. Map of an air shower in a 196 detector array on a 15 m grid. The densities from (8.18) fluctuate with a Gaussian distribution with $\sigma = \sqrt{\bar{\rho}}$. Because of that some detectors do not trigger.

Από την πυκνότητα των ανιχνευτών που έχουν σήμα και το υψος του σήματος, μπορούμε να υπολογισουμε την ενέργεια του καταιονισμού.

Υπολογισμός Ενέργειας

Γνωρίζοντας τον αριθμό των ηλεκτρονίων και τη θέση του μεγίστου θεωρητικά μπορούμε να υπολογίσουμε την ενέργεια του αρχικού. Στην πράξη υπάρχουν πειραματικές δυσκολίες και ο υπολογισμός είναι πολύπλοκος.

Για να υπολογίσουμε την ενέργεια χρειαζόμαστε:

- Τον ολικό αριθμό ηλεκτρονίων, μιονίων.
- Την ακτίνα του καταιονισμού στο μέγιστο.

Όμως:

- Η διάσπορά του αριθμού είναι μεγάλη λόγω της διειδυτικότητας των αδρονίων.
- Το ύψος του μεγίστου πρέπει να προσιοριστεί και μεταβάλλεται επειδή το σημείο δημιουργίας έχει μεγάλη διασπορά.

Υπολογισμός Ενέργειας

- Κλασικά για τον υπολογισμό της ενέργειας χρησιμοποιείται ο τύπος NKG που χρησιμοποιεί την πυκνότητα σωματιδίων σαν συνάρτηση της απόστασης από τον άξονα και αφήνει την «ηλικία» σαν ελεύθερη παράμετρο.
- Στα σύγχρονα πειράματα γίνονται δοκιμές με υπολογισμούς MC και υπολογίζουμε την ενέργεια για την οποία συμπίπτει η παραγόμενη κατανομή

Πειράματα.

Αναφέρουμε μόνο τα πιο σημαντικά πειράματα.

Volacano Ranch: (New Mexico) (1959) ένα από τα πρώτα πειράματα με 33 ανιχνευτές σε μέση απόσταση 880 m. Συνολική κάλυψη 8 km^2 . Συνεισέφερε στη μελέτη του σχήματος και τον υπολογισμό της ενέργειας των καταιονισμών. Μέτρησε το πρώτο σωματίδιο με ενέργεια 10^{20} eV (1962)

Haverah Park : Οι ανιχνευτές του αποτελούνταν από ντεπόζιτα γεμάτα νερό και ο PMT μετρούσε το φώς Cerenkov που παράγονταν στο ντεπόζιτο. Εκτός από τα μόνια μετρούσε την ολική ενέργεια που αποτίθετο στον ανιχνευτή.

Yakutsk (Σιβηρία). Αποτελούνταν από σπινθηριστές και μετρητές μιονίων με συνολική επιφάνεια 10 km^2 . Εκτός από τους σπινθηριστές χρησιμοποιεί και PMT για να ανιχνεύει το φως Cerenkov που παράγεται και να υπολογίζει το μέγεθος του καταιονισμού. Έχει ανανεωθεί με προσθήκη μετρητών φωταύγειας.

AGASA: (Ιαπωνία). Ήταν ο μεγαλύτερος σε επιφάνεια ανιχνευτής κάλυπτε 100 km^2 . Αποτελούνταν από 111 ανιχνευτές εκ των οποίων 27 ανιχνευτές μιονίων. Είχε πολύ καλή γωνιακή διακριτικότητα 3° στα 10^{19} και 1.5° στα 10^{20} EeV .

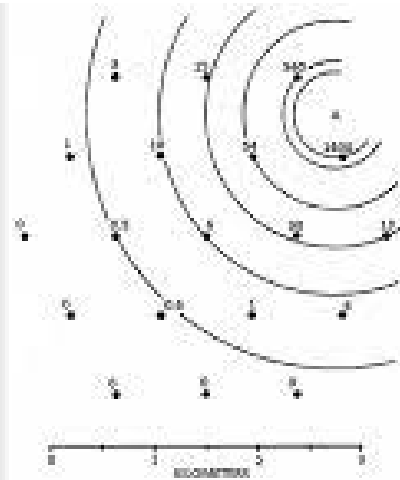
Fly's Eye. (Utah) μετρούσε τη φωταύγεια που προκαλεί ο ιονισμός του αέρα όταν σχηματίζεται καταιονισμός. Αποτελούνταν από 67 κάτοπτρα με 14 PMT το καθένα. Στη συνέχεια εγκαταστάθηκε και δεύτερος ανιχνευτής σε απόσταση $3,3 \text{ km}^2$ που επιβλέπει τον ίδιο όγκο στην ατμόσφαιρα ώστε με την στεροσκοπική εικόνα προσδιορίζει το ύψος και τις διαστάσεις του κατ. Μέτρησε το σωματίδιο με την υψηλότερη ενέργεια $3 \cdot 10^{20} \text{ eV}$.

Πειράματα.

HiRes 1 & 2: Το πείραμα αποτελεί συνέχεια του Fly's Eye, βρίσκεται στην ίδια περιοχή και αποτελείται από 22 κάτοπτρα. Κάθε κάτοπτρο έχει επιφάνεια $3,7 \text{ m}^2$ και εποταύεται από 256 PMT. Η διακριτική ικανότητα του είναι 1° . Το 2 αποτελείται από 42 κάτοπτρα και οι δύο διατάξεις καλύπτουν 360° στον ορίζοντα.

Auger: Είναι ο μεγαλύτερος ανιχνευτής, επιφάνειας 3000 km^2 . Αποτελείται από 1600 ανιχνευτές Cerenkov. Επίσης περιφεριακά καλύπτεται από 4 σταθμούς φωταύγειας με κάτοπτρα 11 m^2 και 440 PMT. Μπορεί και συλλέγει γεγονότα από μικρές ενέργειες. Σε πολλά γεγονότα έχει όψεις σε δύο ή τρεις σταθμούς φωταύγειας.

Volcano Ranch, Linsley

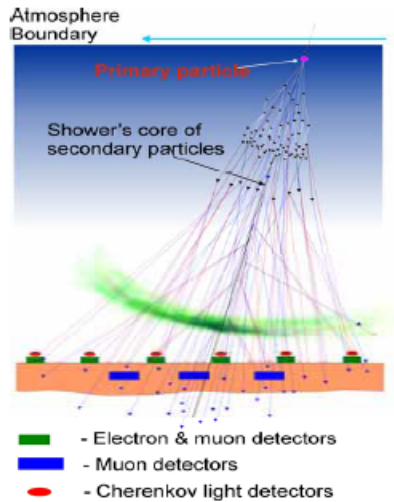


Haverah, Watson

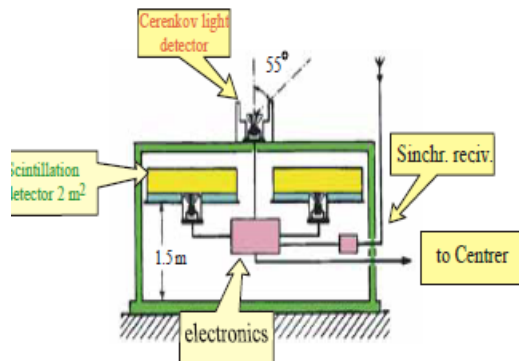


Yakutsk EAS Array

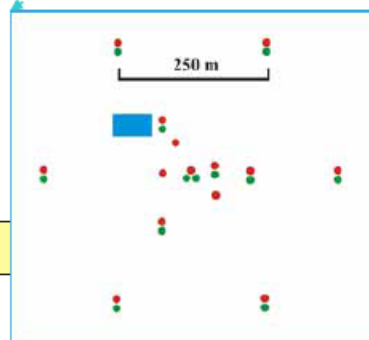
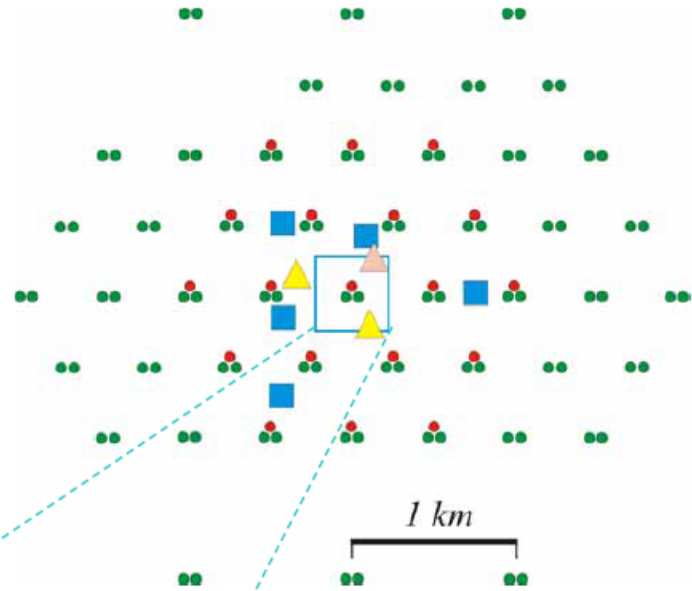
Extensive Air Shower (EAS)



Single array station

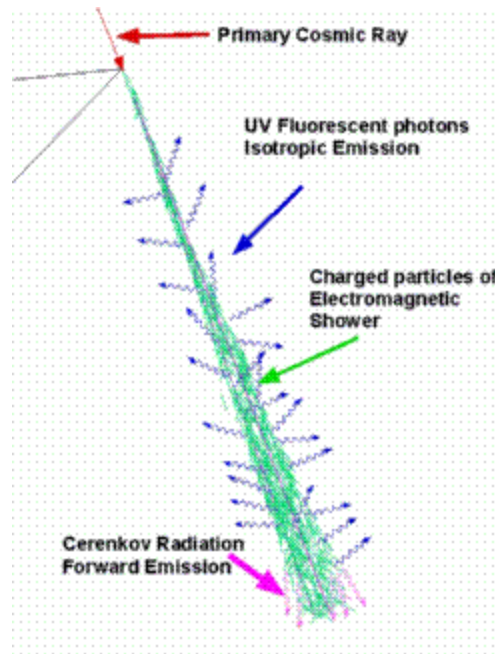


Yakutsk EAS Array (area S=12 km²)

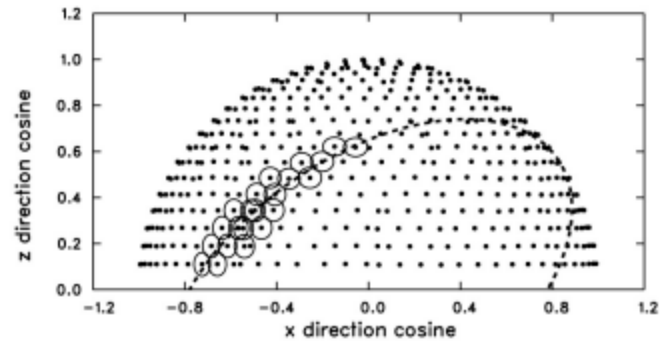


- - Surface detectors (49x2+10)
- - Cherenkov light detectors (32)
- - Muon detectors S=20 m² (5)
- - Large muon detector S=180 m²
- ▲ - Differential detectors of Cherenkov light (2)
- ▲ - Future differential detector

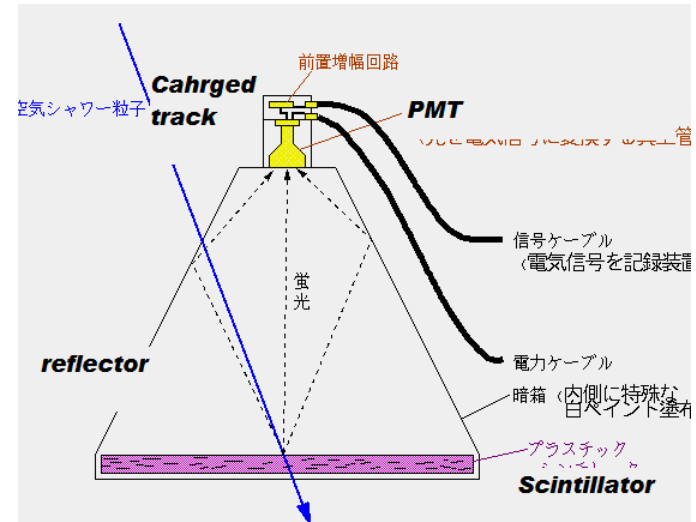
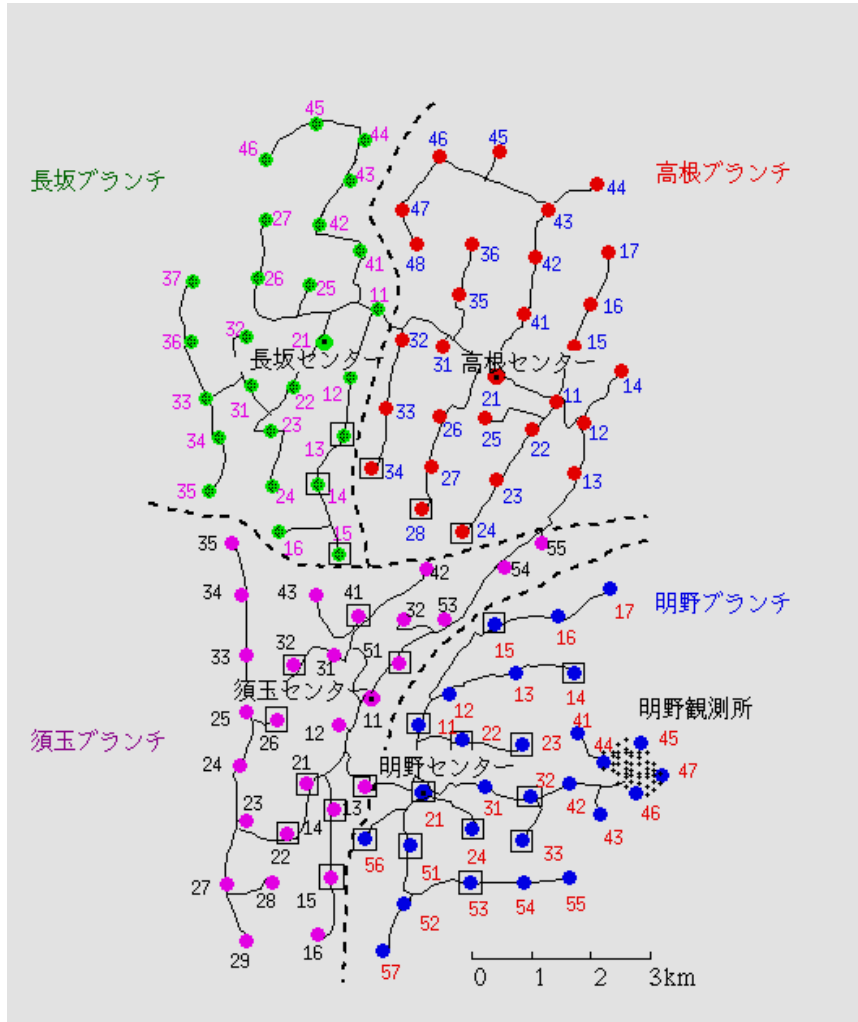
Πείραμα HiRes



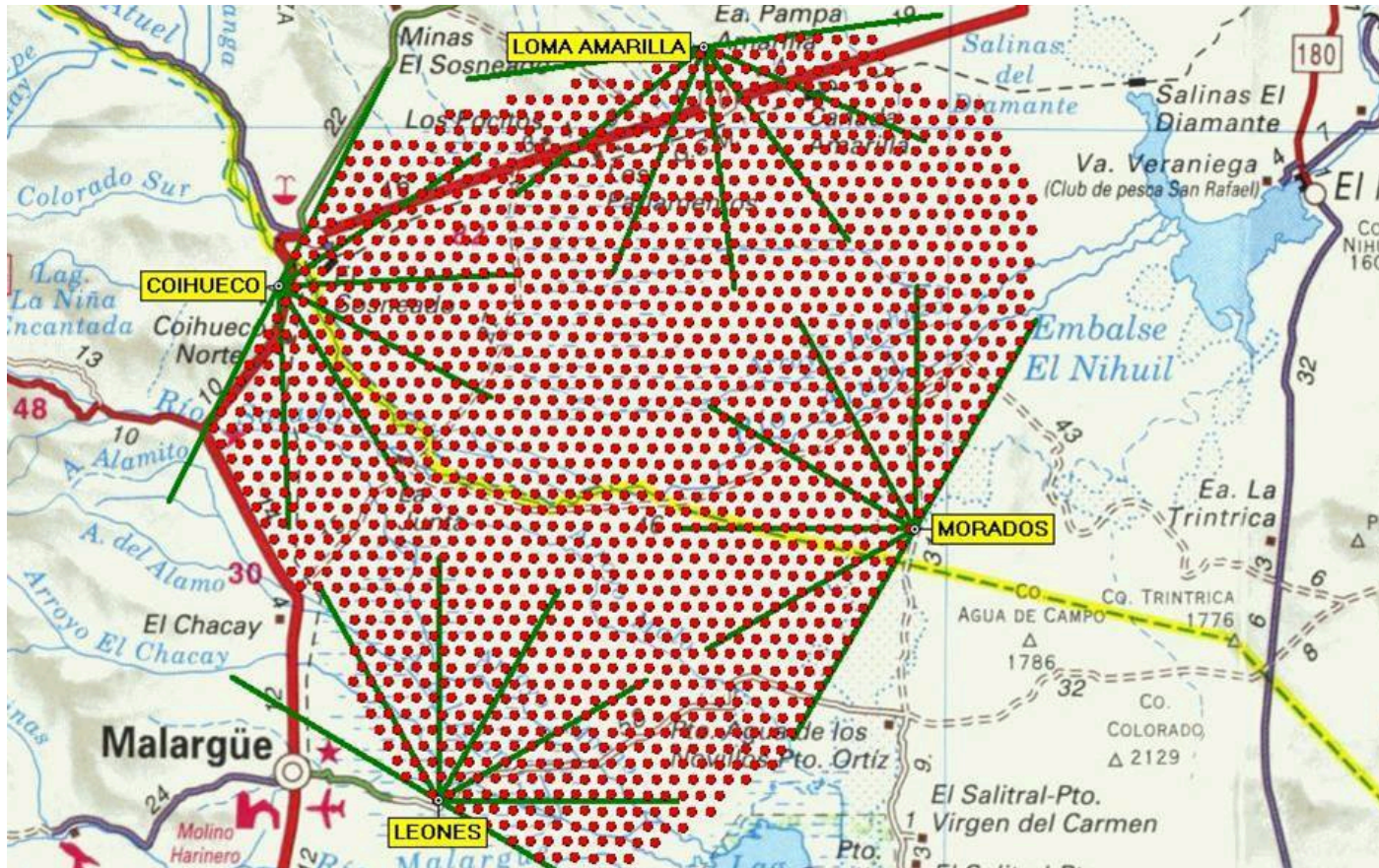
- Φωταύγεια από καταιονισμό.
- Πείραμα HiRes.
- Ανακατασκευή στον ανιχνευτή.



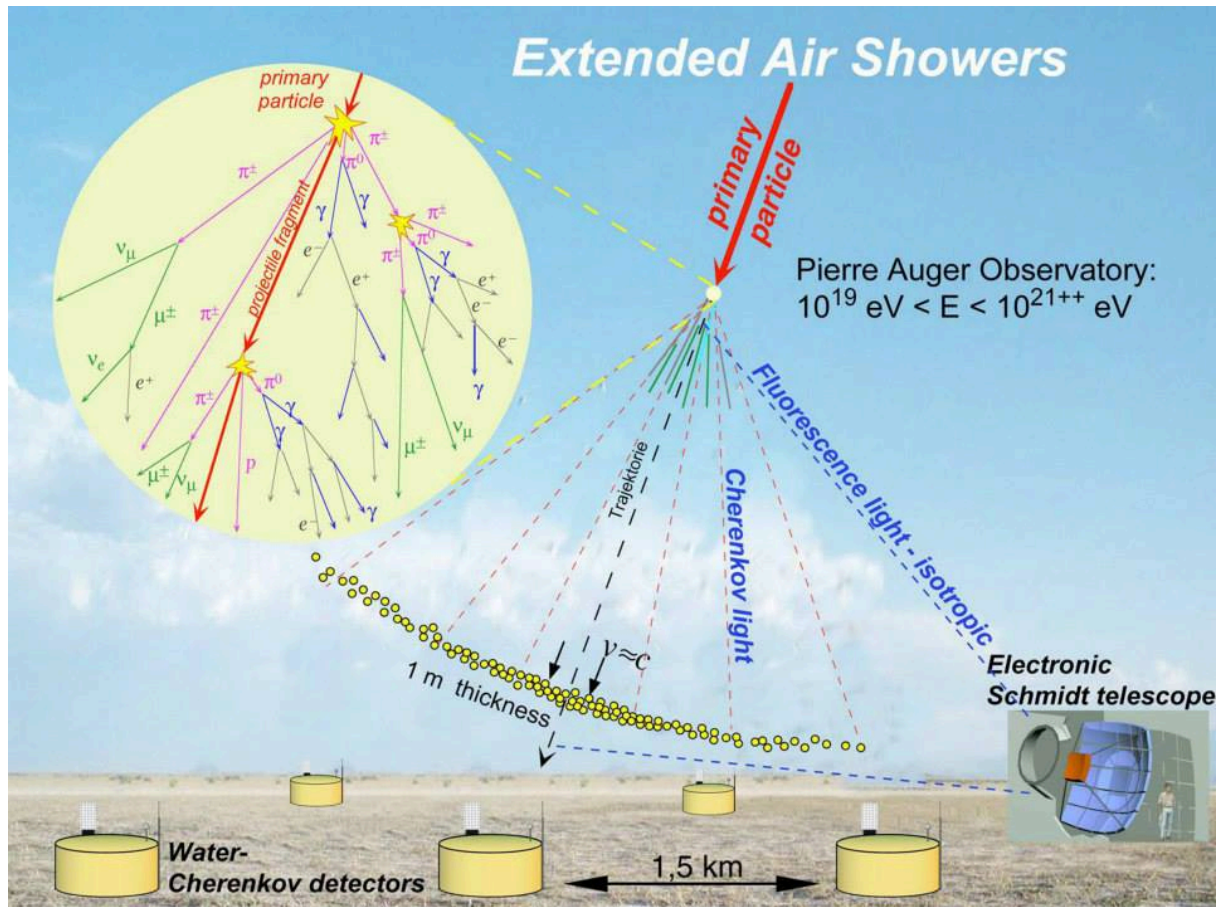
AGASA



Πείραμα Auger



Πείραμα Auger



Αδρονικοί καταιονισμοί.

π^+, π^-, π^0

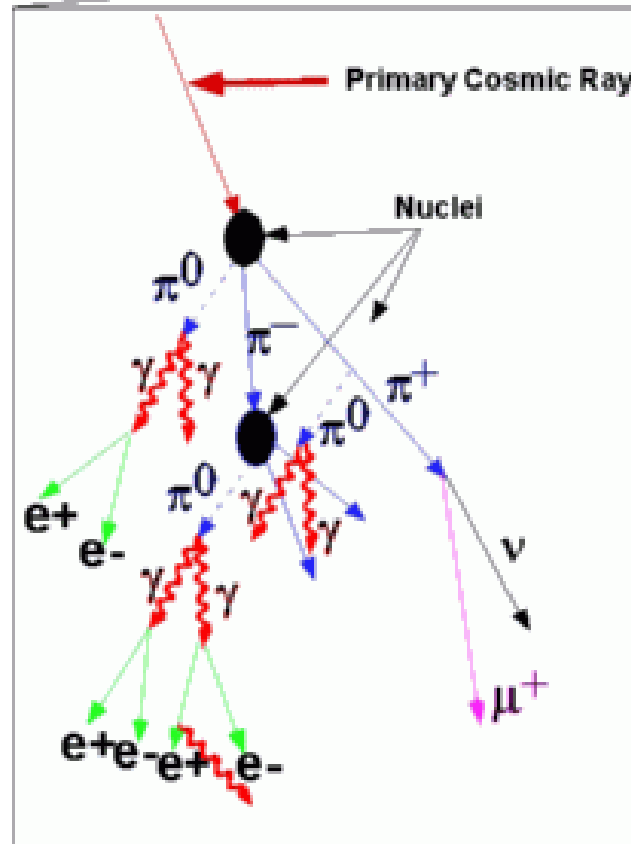
π^0

$\tau = 8.4 \times 10^{-17} \text{ s}, l_d = \gamma * 2.51 \times 10^{-7} \text{ cm}$

π^\pm

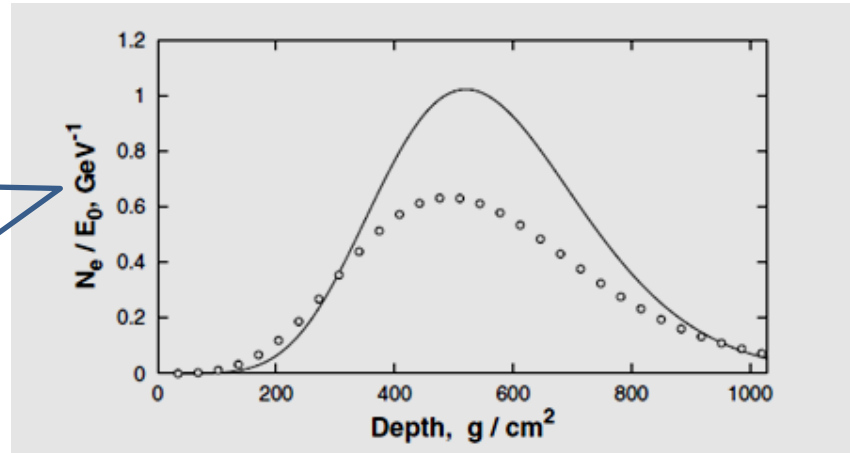
$\tau = 2,6 \times 10^{-8} \text{ s}, l_d = \gamma \times 780 \text{ cm}$

Λόγω της μεγάλης απόστασης μέχρι την επόμενη αντίδραση των π^\pm , ($\lambda_\pi = 120 \text{ g/cm}^2$) το σχήμα του καταιονισμού είναι ασύμμετρο.



Υπολογισμοί

Ολικός αριθμός
 $H\lambda/E_0$.



Προφίλ καταιονισμών που δημιουργήθηκαν από Πρωτόνιο (σημεία) και Φωτόνιο (γραμμή) ίδιας ενέργειας 10^4 GeV. Το βάθος του μεγίστου είναι αντίστοιχα 506 και 520 g/cm^2 . (περίπου 10 km)

Απλό μοντέλο

Χρησιμοποιώντας το απλό μοντέλο του Heitler, μπορούμε να υπολογίσουμε τον μέγιστο αριθμό πιονίων και μιονίων και ηλεκτρονίων.

$$N_{\mu} = (E_0/\varepsilon_{\pi})^{\beta},$$

$$\beta = \ln\left(\frac{2}{3}\langle m \rangle\right) / \ln\langle m \rangle = 0.85$$

$$N_e^{max} = \frac{1}{2} \frac{\langle m \rangle}{3} \frac{(1 - K_{el})E_0}{\varepsilon_0}.$$

Το μέγιστο υπολογίζεται :

$$X_{max} = X_0 \ln \left[\frac{2(1 - K_{el})E_0}{(\langle m \rangle/3)\varepsilon_0} \right] + \lambda_N(E_0)$$

Προφανώς το μοντέλο λειτουργει για τις μέσες τιμές λόγω της μεγάλης στατιστικής.

Απλό μοντέλο

$\langle m \rangle$ μέση πολλαπλότητα δευτερογενών

K_{el} ποσοστό ενέργειας που πηγαίνει στο Leading particle. Περίπου 0,5.

β το ποσοστό των δευτερογενών που πηγαίνουν σε φορτισμένα πιόνια.

$E_{\pi} = 20 \text{ GeV}$

Καταιονισμοί από πυρήνες.

- Για πυρήνα με μαζικό αριθμό A και ενέργεια E_0 , η ενέργεια μοιράζεται στα νουκλεόνια, E_0/A .
- Ο καταιονισμός προκύπτει από το άθροισμα των καταιονισμών.
- Το γωνιακό άνοιγμα είναι μικρότερο επειδή αντιστοιχεί σε μικρότερη ενέργεια.
- Το ξεκίνημα του καταιονισμού γίνεται σε μικτότερο βάθος λόγω της μεγαλύτερης ενεργού διατομής.
- Οι Καταιονισμοί που δημιουργούνται από βαρείς πυρήνες, είναι πλουσιότεροι σε μίονια σε σχέση με αυτούς που ξεκινούν από πρωτόνια.
- Αν μπορέσουμε να διακρίνουμε τα μίονια, μπορούμε να ξεχωρίσουμε τους που προέρχονται από βαρείς πυρήνες.

Πείραματα

- Ανιχνευτές σπινθηρισμού στην επιφάνεια. (φορτισμένα σωματίδια)
- Κάτοπτρα ακτινοβολίας Cerenkov
- Ανιχνευτές σπινθηρισμού σε βάθος 2,5 m. (GeV μόνια)

Τυπικό πείραμα για EAS . *CORSICA-GRANDE*

Επιφάνεια περίπου 10^4 m^2 κάλυψη 1%

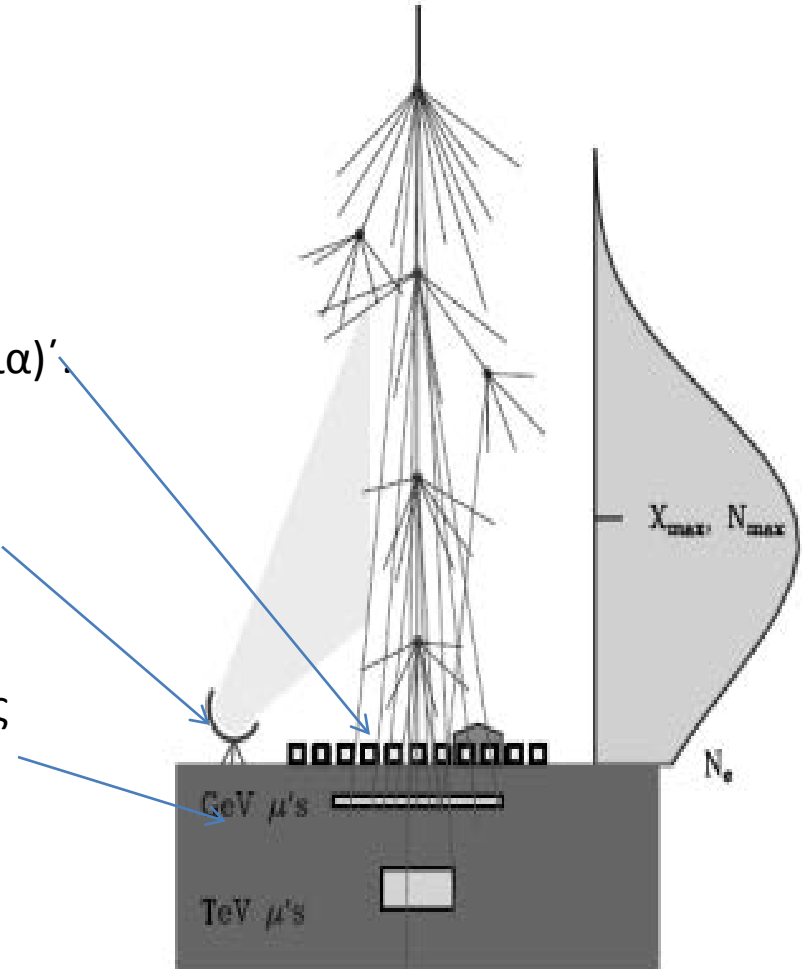
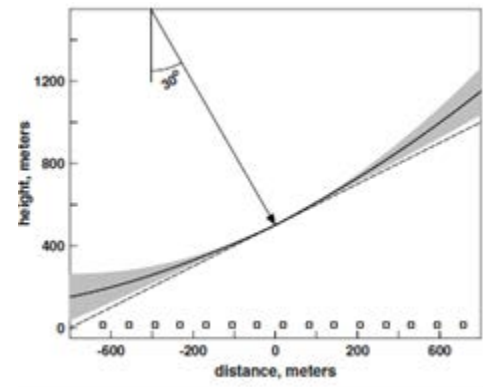


Fig. 8.12. Cartoon of shower development and detection.



Fig. 8.13. Map of an air shower in a 196 detector array on a 15 m grid. The densities from (8.18) fluctuate with a Gaussian distribution with $\sigma = \sqrt{\bar{\rho}}$. Because of that some detectors do not trigger.



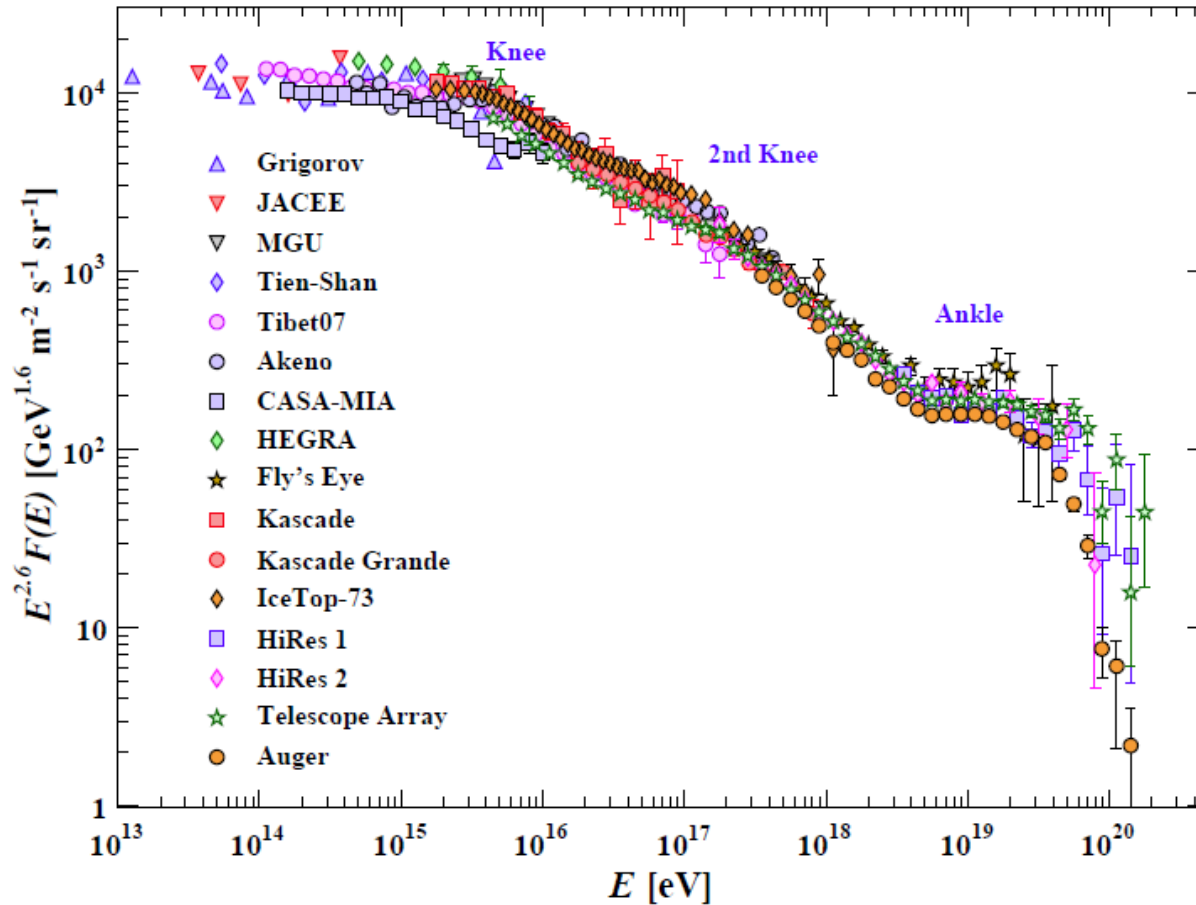
Υπολογισμός ενέργειας

$$N_e^{\gamma} = \frac{0.31}{\sqrt{\beta}} \exp \left[X \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right]$$

$$s = \frac{3X}{X + 2\beta}$$

$$\beta = \frac{E}{E_c}$$

Παγκόσμια δεδομένα



Στα παγκόσμια δεδομένα φαίνεται καθαρά αλλαγή της κλίσης στα $2 \cdot 10^{15}$ eV.

Οι ενέργειες πάνω από 10^6 GeV

Σε ενέργειες $2-5 * 10^{15}$ GeV, παρατηρούμε αλλαγή της κλίσης. Η αλλαγή οφείλεται:

α) στην διαφυγή των πρωτονίων υψηλής ενέργειας,

β) στην ανεπάρκεια των μηχανισμών επιτάχυνσης, οι μηχανισμοί αυτοί παρουσιάζουν ένα όριο στην ακαμψία που μπορούν να επιταχύνουν. Οι πυρήνες Fe ίδιας ακαμψίας με τα πρωτόνια έχουν πολλαπλάσια ενέργεια.

Πειραματικά: Στις ενέργειες αυτές, η ανίχνευση γίνεται με ανιχνευτές καταιονισμών και δεν ήταν δυνατή η ταυτοποίηση των πρωτογενών πυρήνων. Η μεγάλη διασπορά στα χαρακτηριστικά του εμποδίζει την διάκριση του πρωτογενούς σωματιδίου.

Το Πείραμα KASCADE

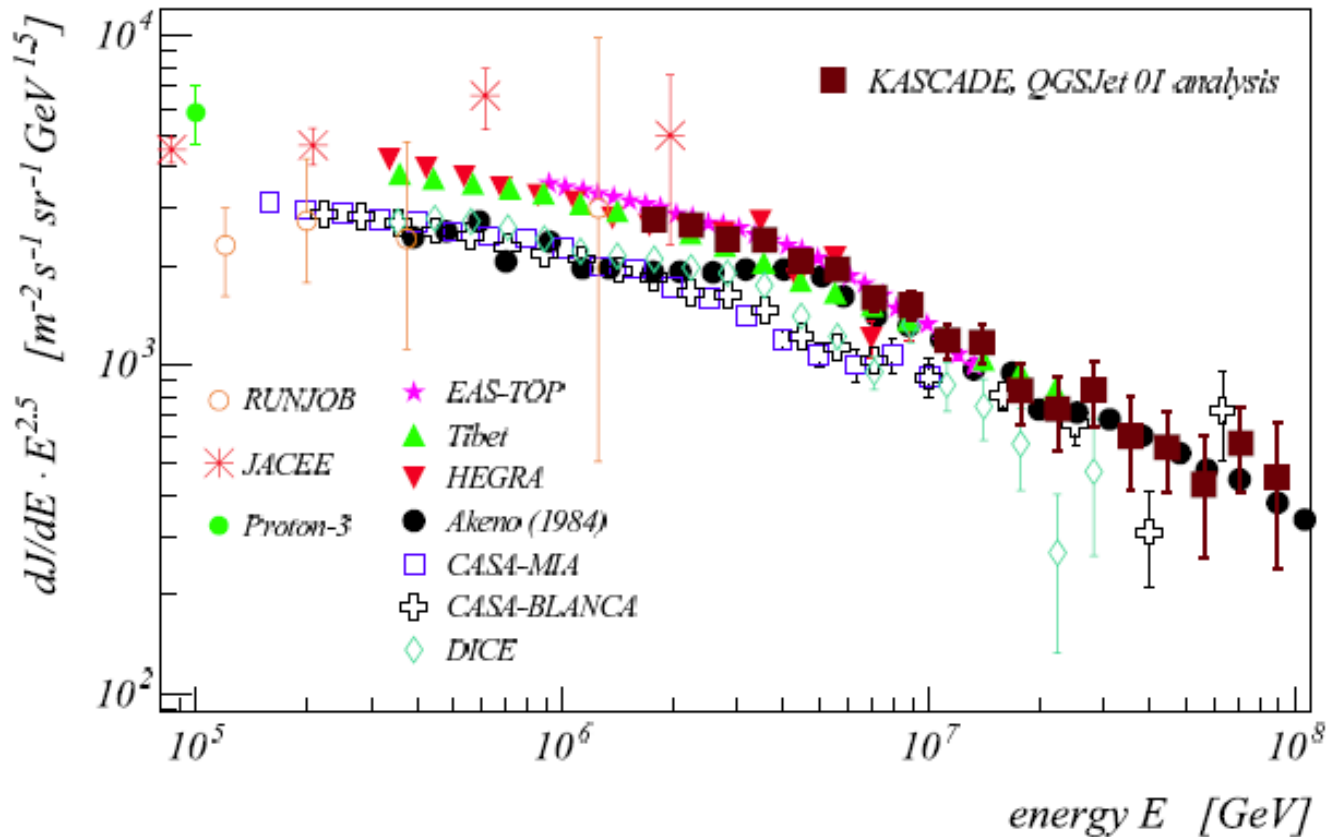
Αξιοποίησε τις διαφορές στους καταιονισμούς που προέρχονται από πυρήνες Fe:

➤ Οι καταιονισμοί από βαρείς πυρήνες ξεκινούν υψηλότερα στην ατμόσφαιρα.

➤ Λόγω του μεγαλύτερου ύψους παραγωγής, έχει ελαττωθεί ο αριθμός των ηλεκτρονίων. Αρα ο καταιονισμός από πυρήνες Fe περιέχει περισσότερα μίονια.

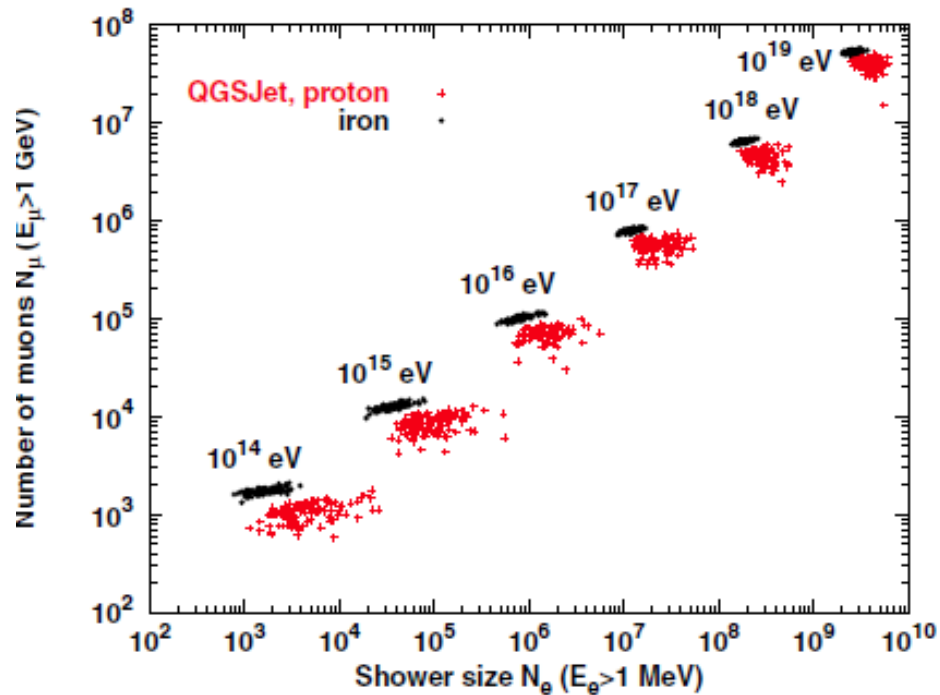
➤ Για την ίδια ενέργεια έχουν μικρότερη διασπορά σωματιδίων.

«Γόνατο»



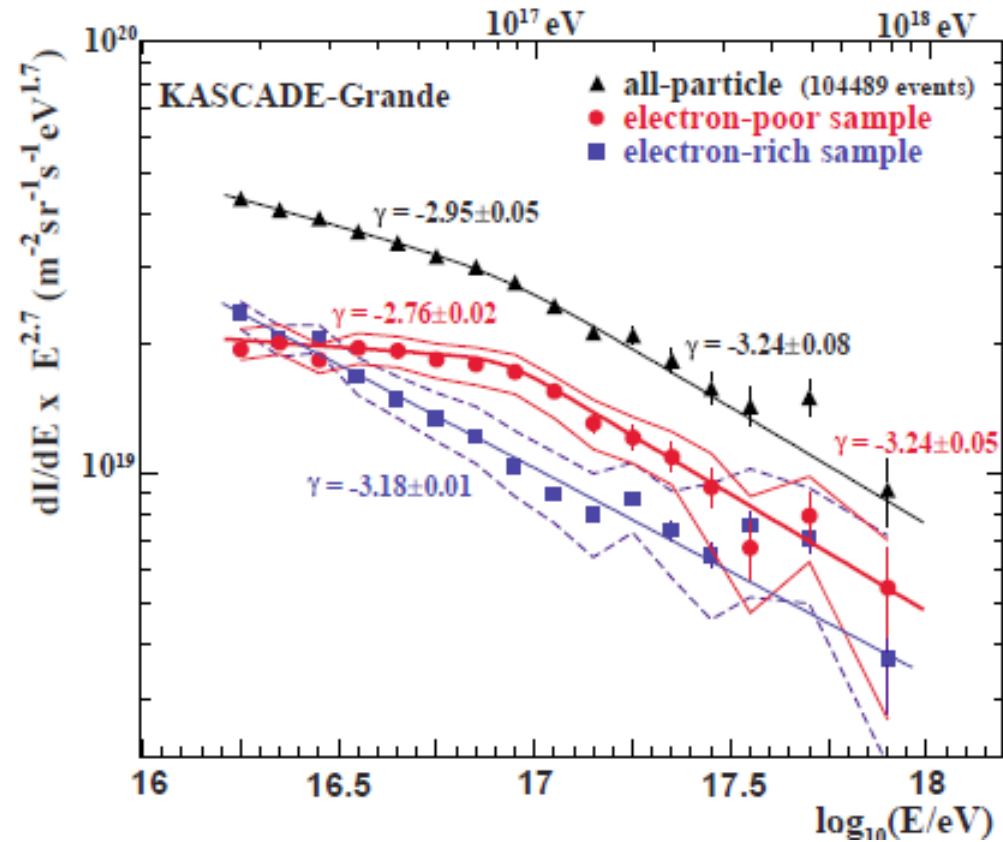
Σε ενέργειες $2-5 \cdot 10^6$ GeV, παρατηρούμε αλλαγή της κλίσης. Η αλλαγή οφείλεται α) στην διαφυγή των πρωτονίων υψηλής ενέργειας, β) στην ανεπάρκεια των μηχανισμών επιτάχυνσης, οι μηχανισμοί αυτοί παρουσιάζουν ένα όριο στην ακαμψία που μπορούν να επιταχύνουν. Οι πυρήνες Fe ίδιας ακαμψίας με τα πρωτόνια έχουν πολλαπλάσια ενέργεια.

Διασπορά μιονίων από το πρόγραμμα MC



Ο χαρακτηρισμός γίνεται συγκρίνοντας τις μετρήσεις με τα αποτελέσματα από πρόγραμμα MC

Αποτελέσματα. Δεύτερο Γόνιτο $8 \cdot 10^8$ GeV.



Τα αποτελέσματα επιβεβαιώνουν την υπόθεση ότι στις υψηλές ενέργειες επικρατούν οι πυρήνες σιδήρου. (Κόκκινη γραμμή)

Ηλεκτρομαγνητικοί Καταιονισμοί.

Ακτινοβολία πέδησης

Δίδυμη Γένεση

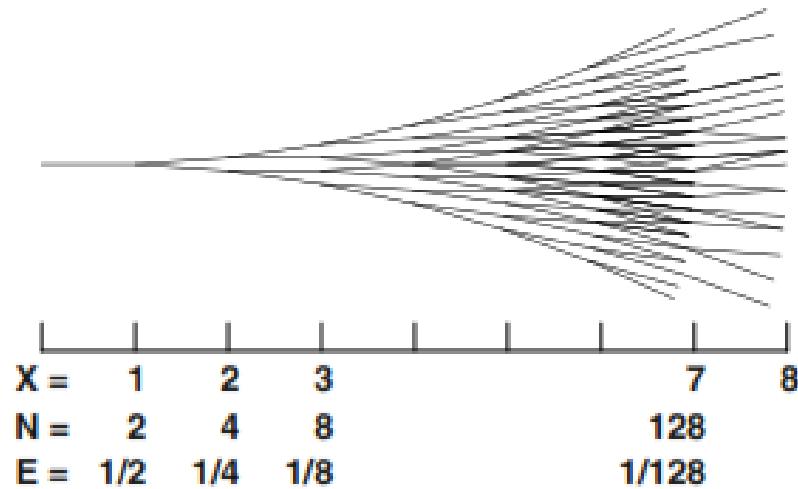
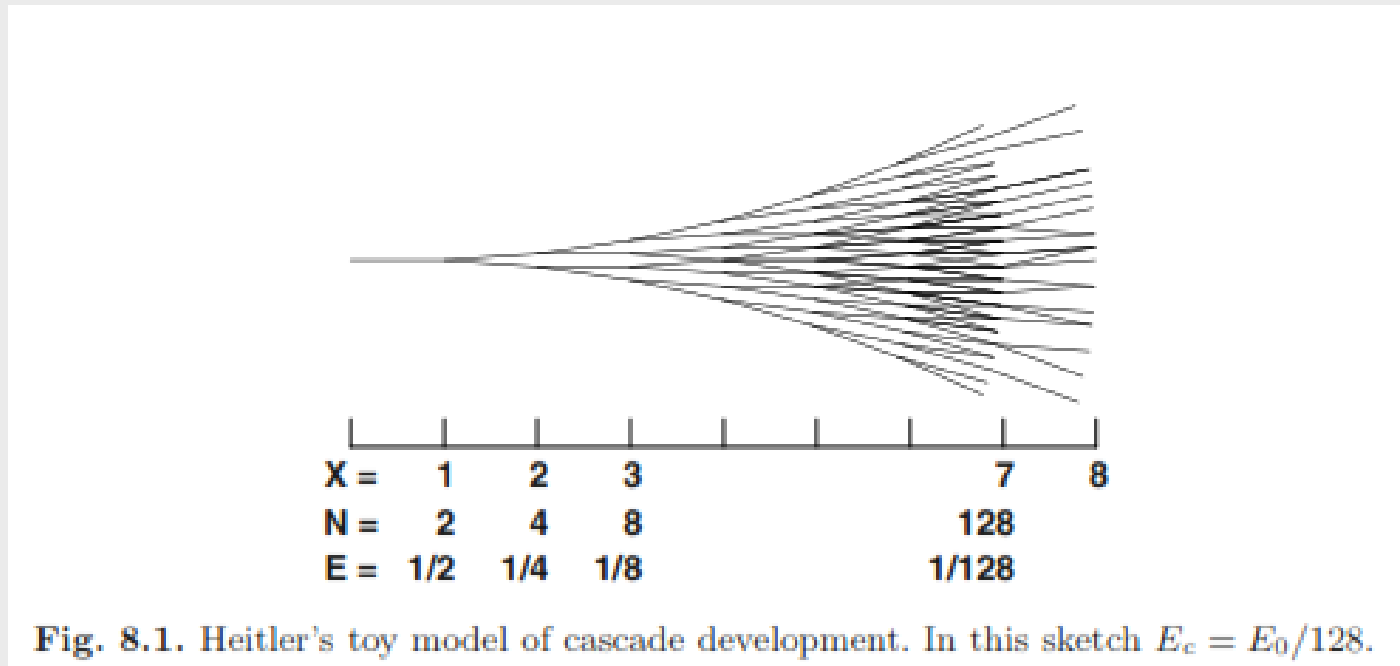


Fig. 8.1. Heitler's toy model of cascade development. In this sketch $E_c = E_0/128$.

Μοντέλο Heitler



$$E_0 \rightarrow 2 E_0/2 \rightarrow 4 E_0/4 \dots \quad X=N\lambda \rightarrow 2^N \text{ σωματίδια}$$

Ο υπολογισμός σταματά όταν $E=E_c$. $N_{\max}=E_0/E_c$ $X_{\max}=\lambda \log_2(E_0/E_c)$

Περίληψη:

Η γ μεγάλης ενέργειας δημιουργεί ζεύγος $e^+ e^-$.

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^- -$$

Η μέση ελεύθερη διαδρομή για παραγωγή ζεύγους είναι:

$$\lambda_{\text{ζεύγος}} = 1 / n\sigma_{\text{ζεύγος}}$$

Η ενεργή διατομή στον αέρα είναι:

$$\sigma_{\text{ζεύγος}} \approx 5.7 r_e^2 = 6 \times 10^{-26} \text{ cm}^2$$

Τα $e^+ e^-$ εκπέμπουν ακτινοβολία πέδησης. Η σχέση των διατομών είναι:

$$\sigma_{\text{ζεύγος}} = (7/9)\sigma_{\text{πέδησης}}$$

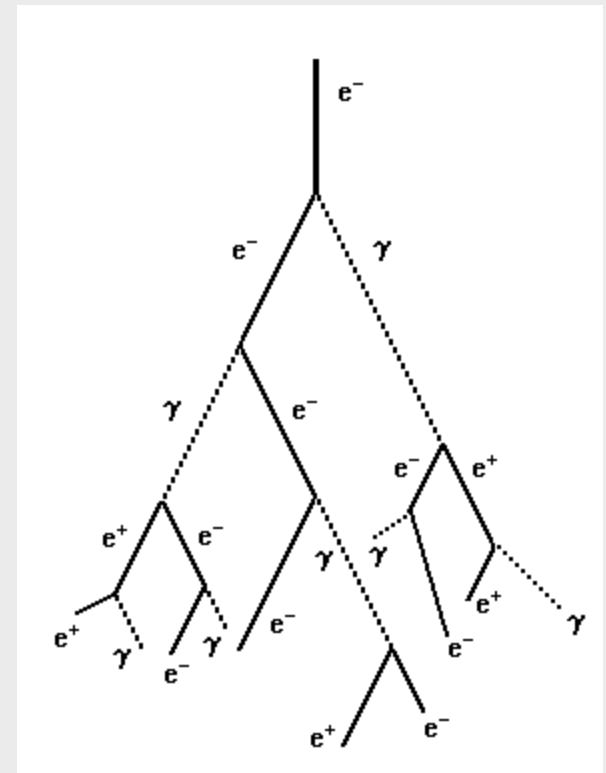
Τα $e^+ e^-$ φθάνουν σε Κρίσιμη ενέργεια όταν οι απώλειες ακτινοβολίας πέδησης γίνουν ίσες με τις απώλειες ιονισμού.

$$\left(\frac{dE}{dX} \right)_{\text{πέδησης}} = \left(\frac{dE}{dX} \right)_{\text{ιονισμός}}$$

Το X απόσταση σε επιφανειακή πυκνότητα.

Το μήκος ακτινοβολίας για τον αέρα είναι:

$\xi_0 = 36.62 \text{ gr/cm}^2$ ή $X_0 = 280 \text{ m}$ (κανονικές συνθήκες)



Δημιουργία ΗΜ καταιονισμού.

Βασικές ιδιότητες Η.Μ. καταιονισμού.

Ο μέγιστος αριθμός σωματιδίων που δημιουργούνται :

$$N_{\max} = E_0 / E_c$$

Το μέγιστο δημιουργείται σε απόσταση (σε μήκη ακτινοβολίας):

$$X_{\max} = \lambda \ln(E_0 / E_c) / \ln 2$$

Η ακτίνα του κώνου (Ακτίνα Möller)

$$r_1 = \left(\frac{E_s}{E_c} \right) X$$

Το μήκος του καταιονισμού:

$$L = \frac{2}{3} \int 2^t dt \approx \frac{2}{3} (\ln 2) \frac{E_0}{E} \approx \frac{E_0}{E}$$

Κρίσιμη ενέργεια

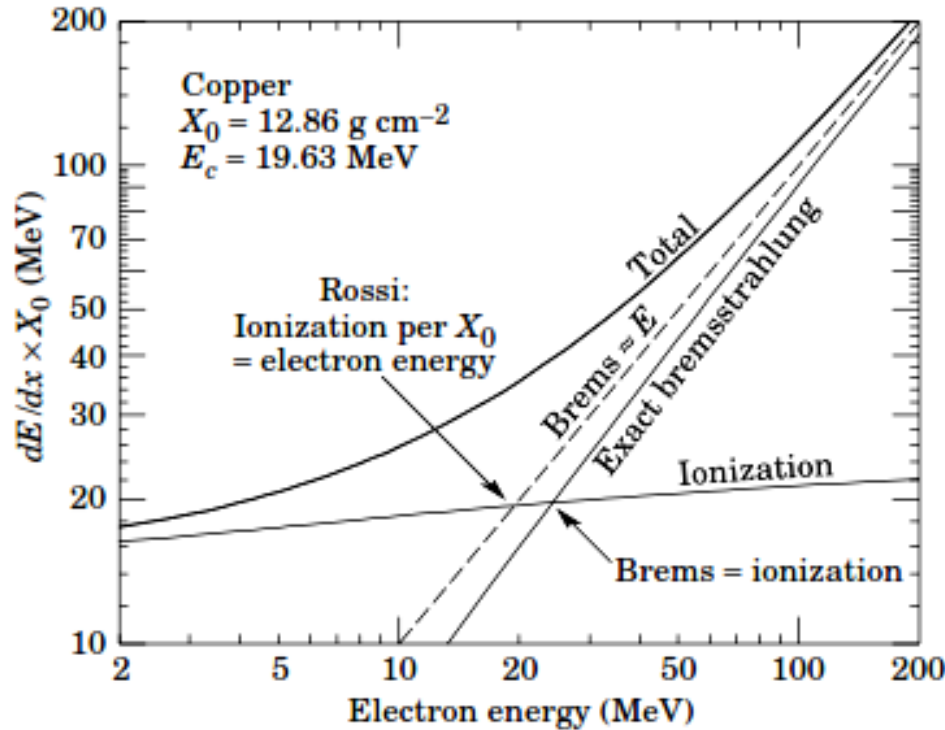


Figure 30.13: Two definitions of the critical energy E_c .

ορισμός κρίσιμης ενέργειας. $\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{πέδησης}} = \left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{ιονισμού}}$

Ακτίνα Molier

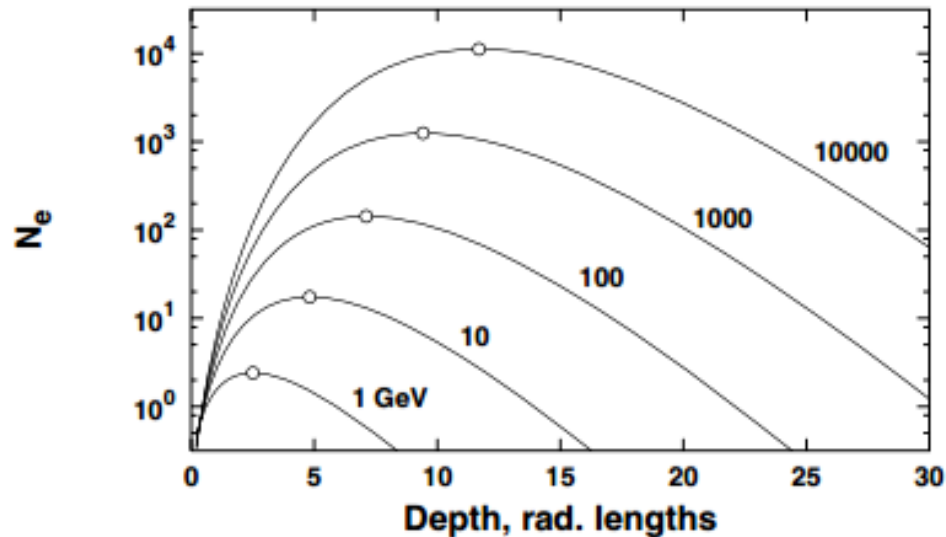
$$r_1 = \left(\frac{E_s}{E_c} \right) X$$

$$E_s = 21 \text{ MeV}$$

Ο τύπος δίδει την ακτίνα σε g/cm^2 , στα διάφορα υλικά εξαρτάται από την πυκνότητα τους ενώ στην ατμόσφαιρα η πυκνότητα δεν είναι σταθερή και είναι μεγαλύτερη όταν η πυκνότητα μικραίνει.

Ο τύπος ισχύει για χαμηλές ενέργειες στις υψηλότερες γίνεται στενότερη. Ο τύπος δίνει $r_1 = 9,3 \text{ g/cm}^2$, ενώ ο υπολογισμός MC για ένα φωτόνιο ενέργειας **1000 GeV** δίδει **5,94 g/cm²**

Προφίλ καταιονισμού.



$$N_e^\gamma = \frac{0.31}{\sqrt{\beta}} \exp \left[X \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right]$$
$$s = \frac{3X}{X + 2\beta}$$
$$\beta = \frac{E}{E_c}$$

Fig. 8.2. Shower profiles for electrons in Appr. B in showers of primary photons of different energy calculated with (8.6). The primary energy is indicated by the respective profiles. The depth of shower maximum is indicated with circles.

Αριθμός σωματιδίων και μέγιστο καταιονισμού όπως υπολογίζεται από τους τύπους των Rossi και Greisen . Οι καμπύλες χρησιμοποιούνται για γρήγορο υπολογισμό του βάθους του μεγίστου.

Αναλυτικός υπολογισμός από Greisen και Rossi.

Γρήγορος, παραμετρικός υπολογισμός. Ιδιαίτερα χρήσιμος την εποχή που οι υπολογιστές δεν είχαν αναπτυχθεί.

$$N_e^{\gamma} = \frac{0.135}{\sqrt{\beta}} \exp[X(1 - \frac{3}{2} \ln s)] \quad \text{Aproximation A}$$

$$N_e^{\gamma} = \frac{0.31}{\sqrt{\beta}} \exp[X(1 - \frac{3}{2} \ln s)] \quad \text{Aproximation B}$$

$$s = \frac{3X}{X + 2\beta}$$

$$\beta = \frac{E}{E_c}$$

Στη προσέγγιση A δεν υπολογίζονται οι απώλειες λόγω ιονισμού.

Προσομοίωση Η.Μ. καταιονισμού

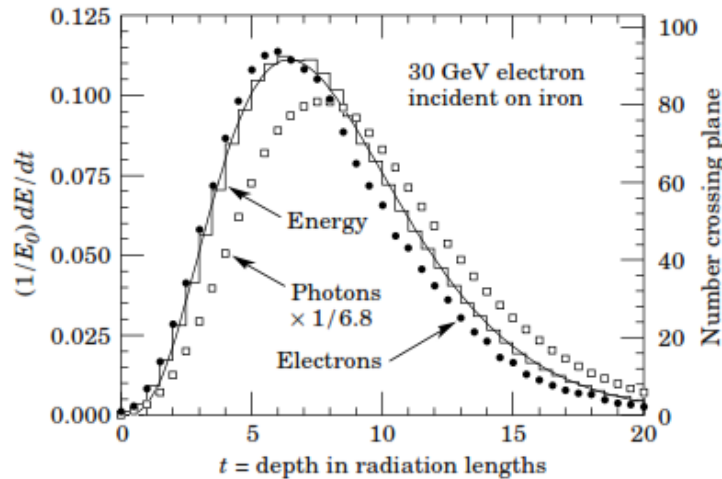


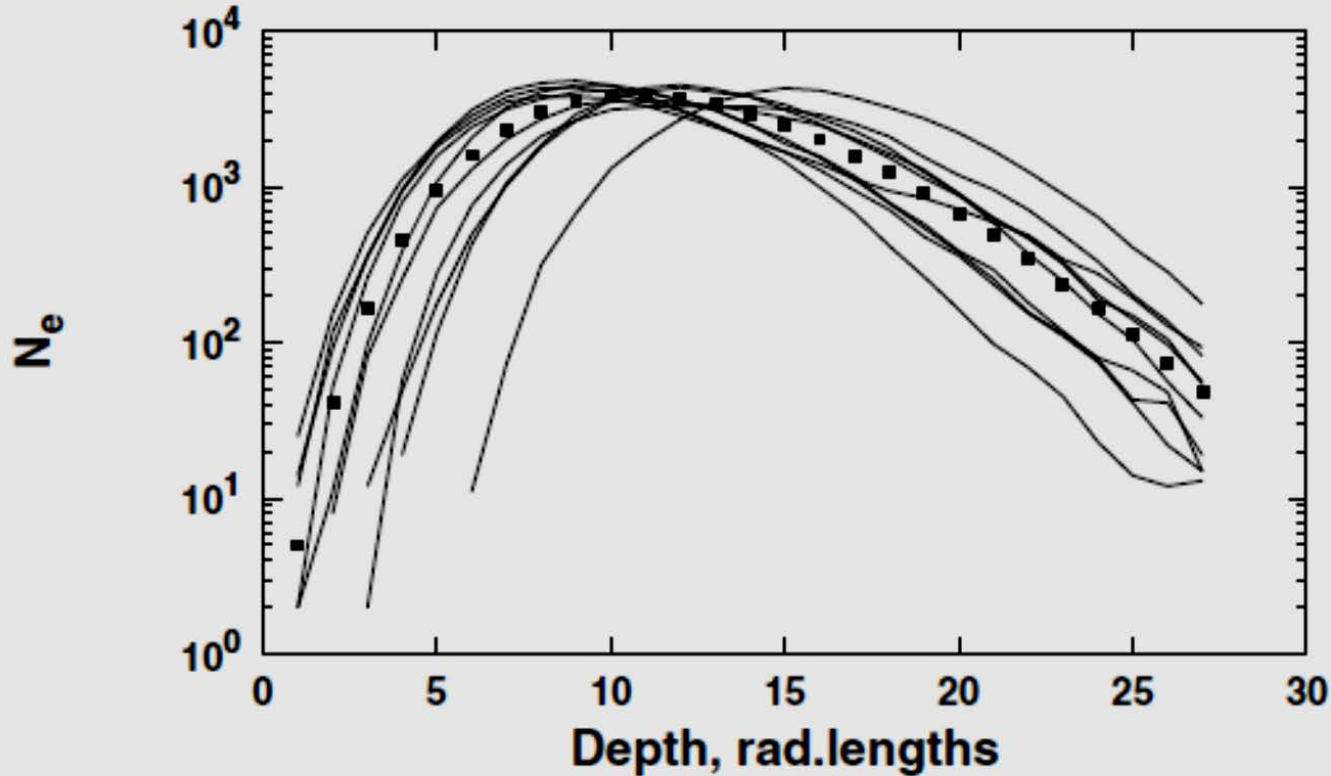
Figure 30.20: An EGS4 simulation of a 30 GeV electron-induced cascade in iron. The histogram shows fractional energy deposition per radiation length, and the curve is a gamma-function fit to the distribution. Circles indicate the number of electrons with total energy greater than 1.5 MeV crossing planes at $X_0/2$ intervals (scale on right) and the squares the number of photons with $E \geq 1.5$ MeV crossing the planes (scaled down to have same area as the electron distribution).

Προσομοίωση με τον κώδικα EGS ενός καταιονισμού που δημιουργείται από ηλεκτρόνιο 30 GeV. Δείχνει την απόθεση ενέργειας ανά μήκος ακτινοβολίας καθώς και τον αριθμό ηλεκτρονίων και φωτονίων σε κάθε βήμα

Υπολογισμός με τη μέθοδο Monte Carlo.

Σε κάθε βήμα $0,5 X_0$ γίνεται υπολογισμός της πιθανότητας για δημιουργία νέων σωματιδίων και υπολογίζονται οι απώλειες και η γωνία σκέδασης. Η διαδικασία επαναλαμβάνεται για κάθε σωματίδιο και σταματά όταν η ενέργεια κάτω από την ενέργεια που έχουμε ορίσει.

Προφίλ με προσομοίωση.



- F Αριθμός ηλεκτρονίων με $E > 1$ GeV σε καταιονισμό από πρωτογενές με
- pl ενέργεια 10^5 GeV.
- sh Οι γραμμές αντιστοιχούν σε μεμονωμένους υπολογισμούς, τα σημεία σε μέσους όρους 100 υπολογισμών.

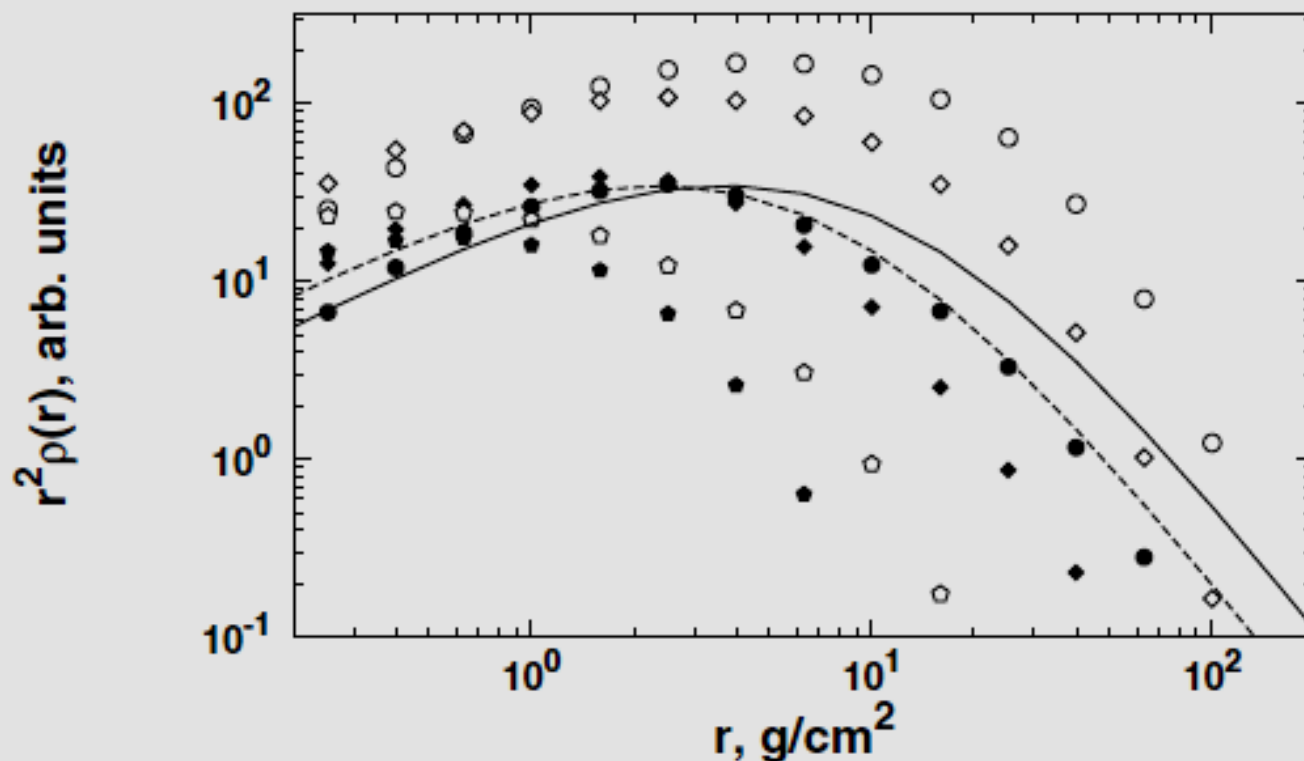
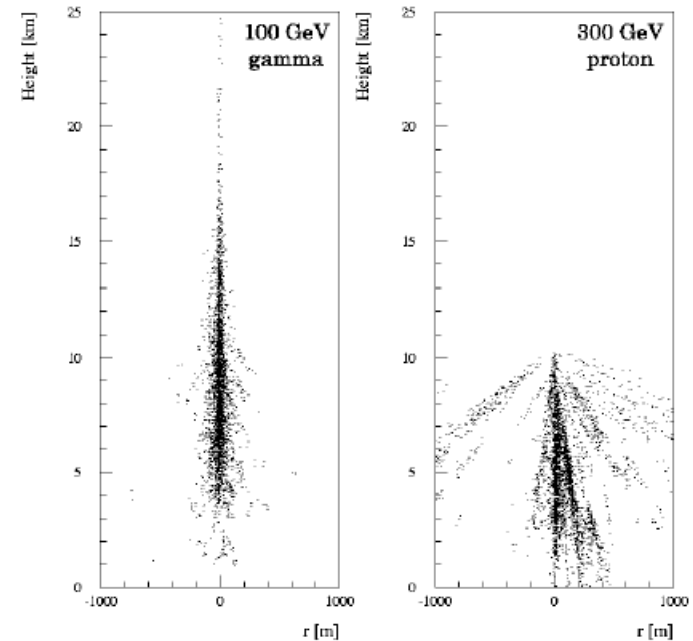
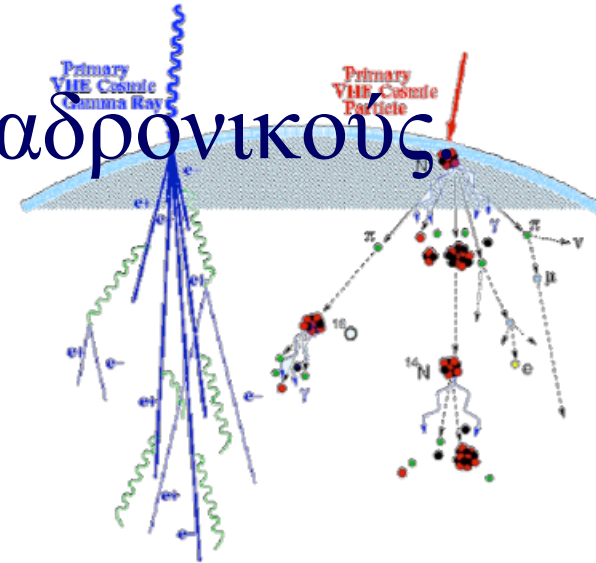


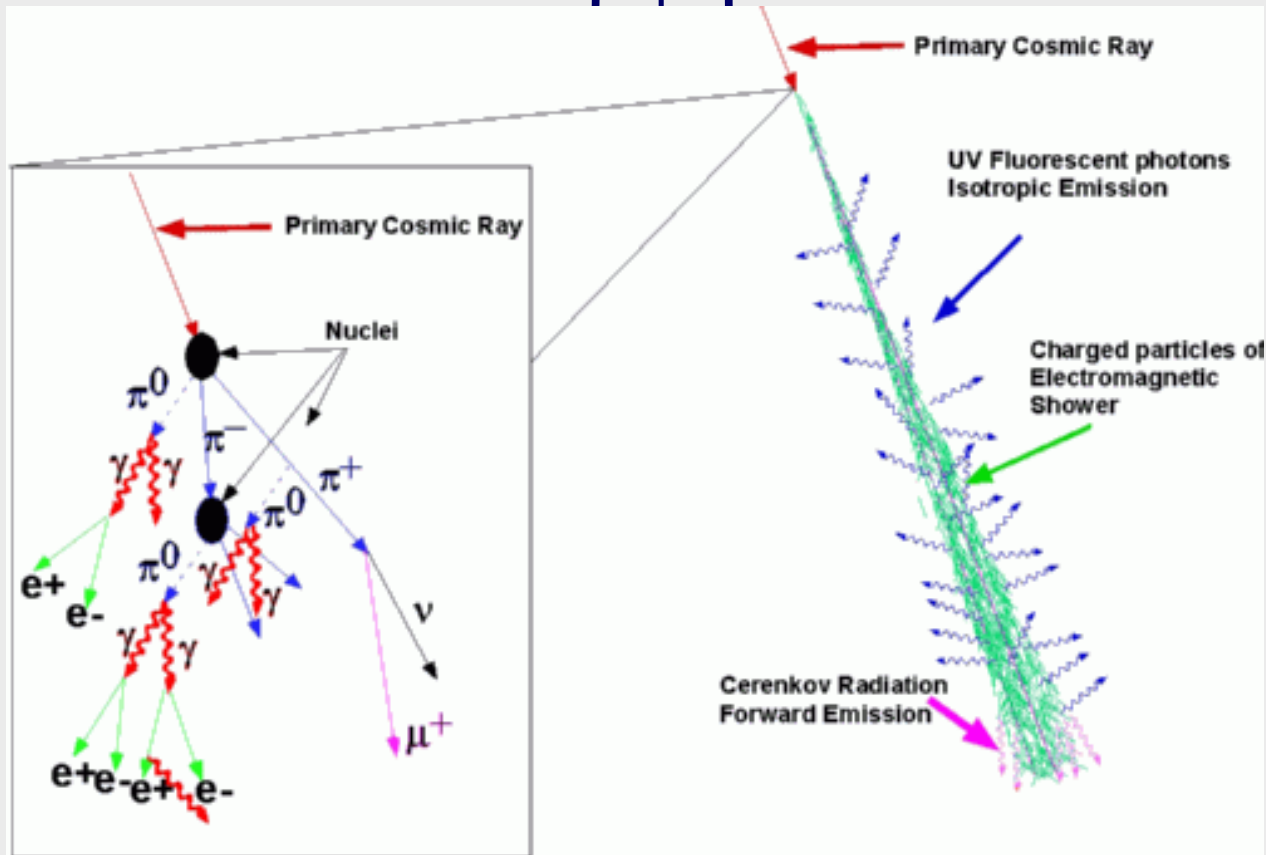
Fig. 8.7. Lateral distribution of electrons and photons of energy above 1.5 (circles), 10 (diamonds), and 100 (pentagons) MeV in the maximum of photon-initiated shower of energy 1,000 GeV. The electron points are filled. The solid line shows the NKG formula with r_1 of 9.3 g/cm² and the dashed line is for the fitted characteristic distance of 5.94 g/cm².

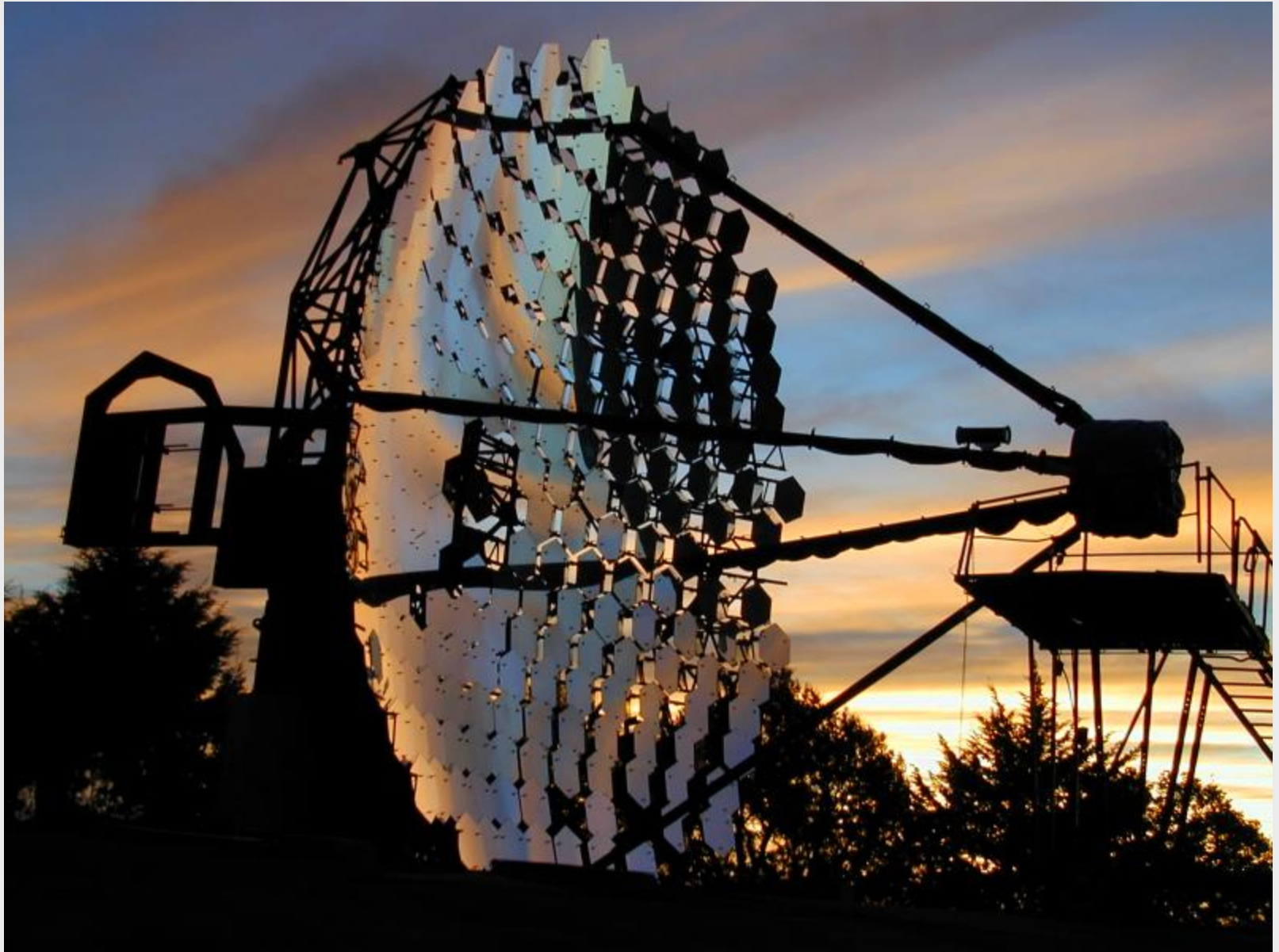
Σύγκριση Η.Μ. με αδρονικούς Hadronic and e.m. showers

- Electromagnetic showers develop more regularly, with less fluctuations.
- In the 300 GeV shower one can see jets of secondaries.
- At higher energies they are more strongly forward boosted.
- The difference in structure can be used for particle identification.



Μορφή

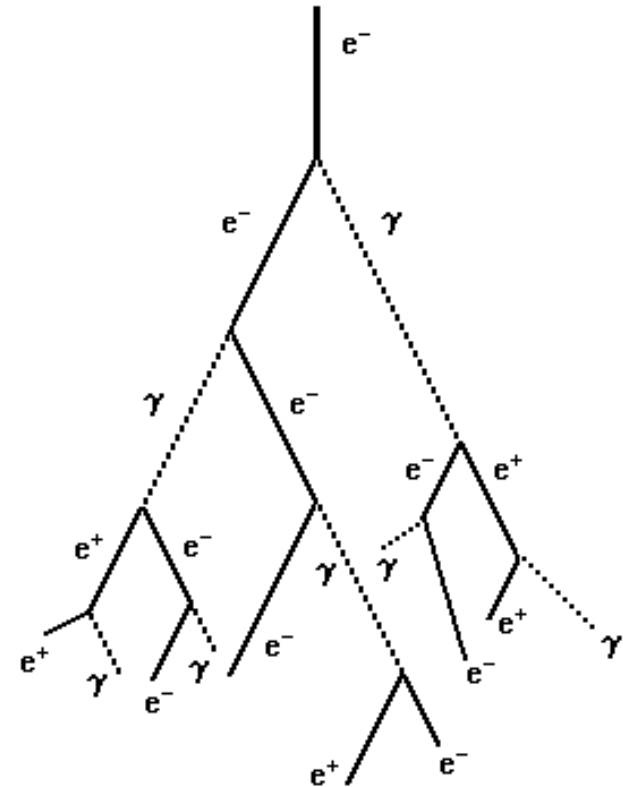




Ηλεκτρομαγνητικοί Καταιονισμοί.

Ακτινοβολία πέδησης

Δίδυμη Γένεση



Περίληψη:

Η γ μεγάλης ενέργειας δημιουργεί ζεύγος $e^+ e^-$.

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^- -$$

Η μέση ελεύθερη διαδρομή για παραγωγή ζεύγους είναι:

$$\lambda_{\text{ζεύγος}} = 1 / n\sigma_{\text{ζεύγος}}$$

Η ενεργή διατομή στον αέρα είναι:

$$\sigma_{\text{ζεύγος}} \approx 5.7 r_e^2 = 6 \times 10^{-26} \text{ cm}^2$$

Τα $e^+ e^-$ εκπέμπουν ακτινοβολία πέδης. Η σχέση των διατομών είναι:

$$\sigma_{\text{ζεύγος}} = (7/9)\sigma_{\text{πέδης}}$$

Τα $e^+ e^-$ φθάνουν σε Κρίσιμη ενέργεια όταν οι απώλειες ακτινοβολίας πέδης γίνουν ίσες με τις απώλειες ιονισμού.

$$\left(\frac{dE}{dX} \right)_{\text{πέδης}} = \left(\frac{dE}{dX} \right)_{\text{ιονισμός}}$$

Μοντέλο Heitler

- Το μήκος ακτινοβολίας και το μήκος διάσπασης θεωρούνται ίσα.
- Μετά από κάθε μήκος ακτινοβολίας ο αριθμός των σωματιδίων διπλασιάζεται

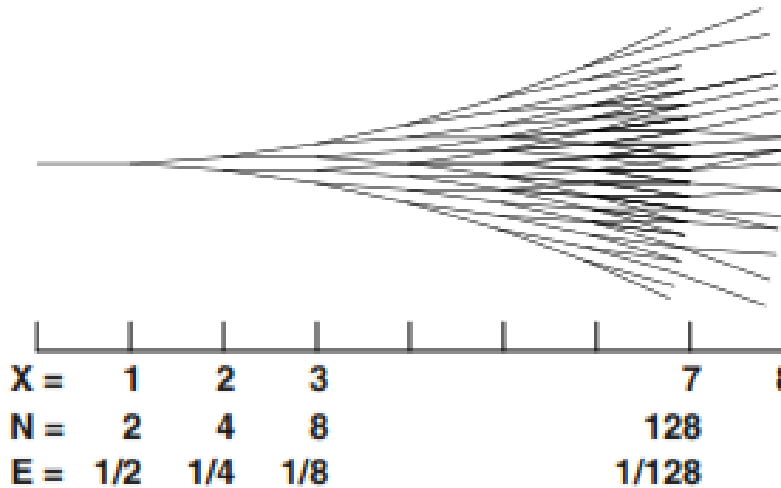


Fig. 8.1. Heitler's toy model of cascade development. In this sketch $E_c = E_0/128$.

$$E_0 \rightarrow 2 E_0/2 \rightarrow 4 E_0/4 \dots \quad X=N\lambda \rightarrow 2^N \text{ σωματίδια}$$

Ο υπολογισμός σταματά όταν $E=E_c$. $N_{\max}=E_0/E_c$ $X_{\max}=\lambda \log_2(E_0/E_c)$

Το μήκος ακτινοβολίας για τον αέρα είναι:

$$\xi_0 = 36.62 \text{ gr/cm}^2 \text{ ή } X_0 = 280 \text{ m (κανονικές συνθήκες)}$$

Ορισμός κρίσιμης ενέργειας.

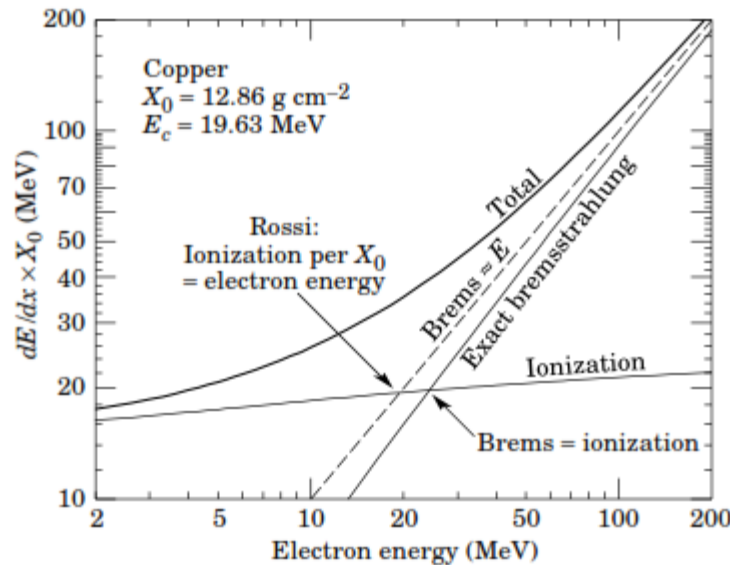


Figure 30.13: Two definitions of the critical energy E_c .

- Κρίσιμη ενέργεια E_c είναι η ενέργεια στην οποία η απώλεια λόγω ακτινοβολία πέδησης είναι ίση με την απώλεια λόγω ιονισμού.
- Όταν η ενέργεια γίνει μικρότερη από την κρίσιμη, τότε τα ηλεκτρόνια χάνουν ενέργεια χωρίς να μπορούν να δημιουργήσουν νέα σωματίδια.

Βασικές ιδιότητες Η.Μ. καταιονισμού.

Ο μέγιστος αριθμός σωματιδίων που δημιουργούνται :

$$N_{\max} = E_0 / E_c$$

Το μέγιστο δημιουργείται σε απόσταση (σε μήκη ακτινοβολίας):

$$X_{\max} = \lambda \ln(E_0 / E_c) / \ln 2$$

Εγκάρσιο πλάτος.

Το άνοιγμα του κώνου οφείλεται στην σκέδαση των ηλεκτρονίων στα ατομικά ηλεκτρόνια του μέσου. Πολλαπλή σκέδαση. Η μέση γωνία σκέδασης δίνεται:

$$\langle \delta\theta^2 \rangle = \left(\frac{E_s}{E} \right)^2 \delta X$$

Η διεύρυνση υπολογίζεται:

$$R_E = r_1 \frac{E_c}{E}$$

Όπου r_1 η ακτίνα Molier

$$r_1 = \left(\frac{E_s}{E_c} \right) X$$

$E_c = 80 \text{ MeV}$, $E_s = 21 \text{ MeV}$. Ο τύπος ισχύει για χαμηλές ενέργειες στις υψηλότερες η ακτίνα γίνεται στενότερη. Ο τύπος δίνει $r_1 = 9,3 \text{ g/cm}^2$, ενώ ο υπολογισμός MC για ένα φωτόνιο ενέργειας **1000 GeV** δίνει **5,94 g/cm**.

Υπολογισμοί

Αναλυτικός υπολογισμός από Greisen και Rossi.

Γρήγορος, παραμετρικός υπολογισμός. Ιδιαίτερα χρήσιμος την εποχή που οι υπολογιστές δεν είχαν αναπτυχθεί.

$$N_e^r = \frac{0.31}{\sqrt{\beta}} \exp \left[X \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right]$$

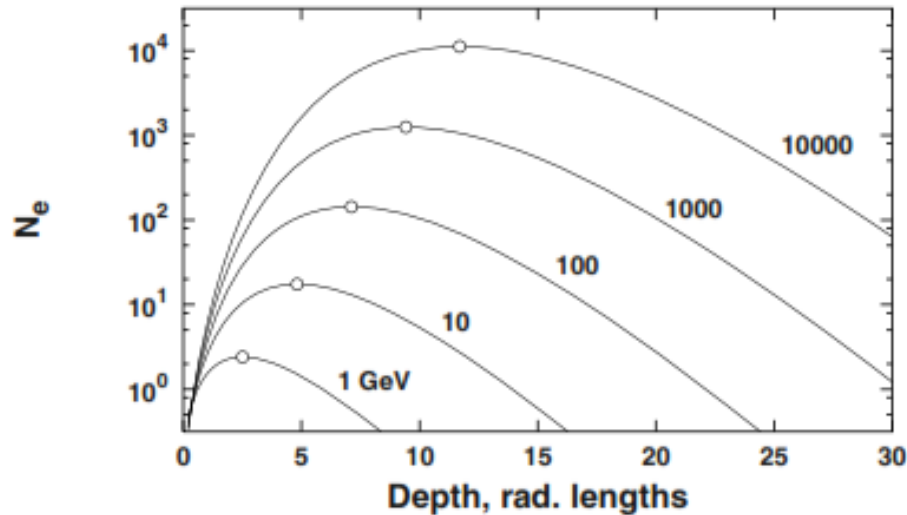
$$s = \frac{3X}{X + 2\beta}$$

$$\beta = \frac{E}{E_c}$$

Υπολογισμός με τη μέθοδο Monte Carlo.

Σε κάθε βήμα $0,5 X_0$ γίνεται υπολογισμός της πιθανότητας για δημιουργία νέων σωματιδίων και υπολογίζονται οι απώλειες και η γωνία σκέδασης. Η διαδικασία επαναλαμβάνεται για κάθε σωματίδιο και σταματά όταν η ενέργεια κάτω από την ενέργεια που έχουμε ορίσει.

Παραμετρικός υπολογισμός



$$N_e^r = \frac{0.31}{\sqrt{\beta}} \exp[X(1 - \frac{3}{2} \ln s)]$$

$$s = \frac{3X}{X + 2\beta}$$

$$\beta = \frac{E}{E_c}$$

Fig. 8.2. Shower profiles for electrons in Appr. B in showers of primary photons of different energy calculated with (8.6). The primary energy is indicated by the respective profiles. The depth of shower maximum is indicated with circles.

Αριθμός σωματιδίων και μέγιστο καταιονισμού όπως υπολογίζεται από τους τύπους των Rossi και Greisen . Οι καμπύλες χρησιμοποιούνται για γρήγορο υπολογισμό του βάθους του μεγίστου.

Υπολογισμός με Μόντε Κάρλο

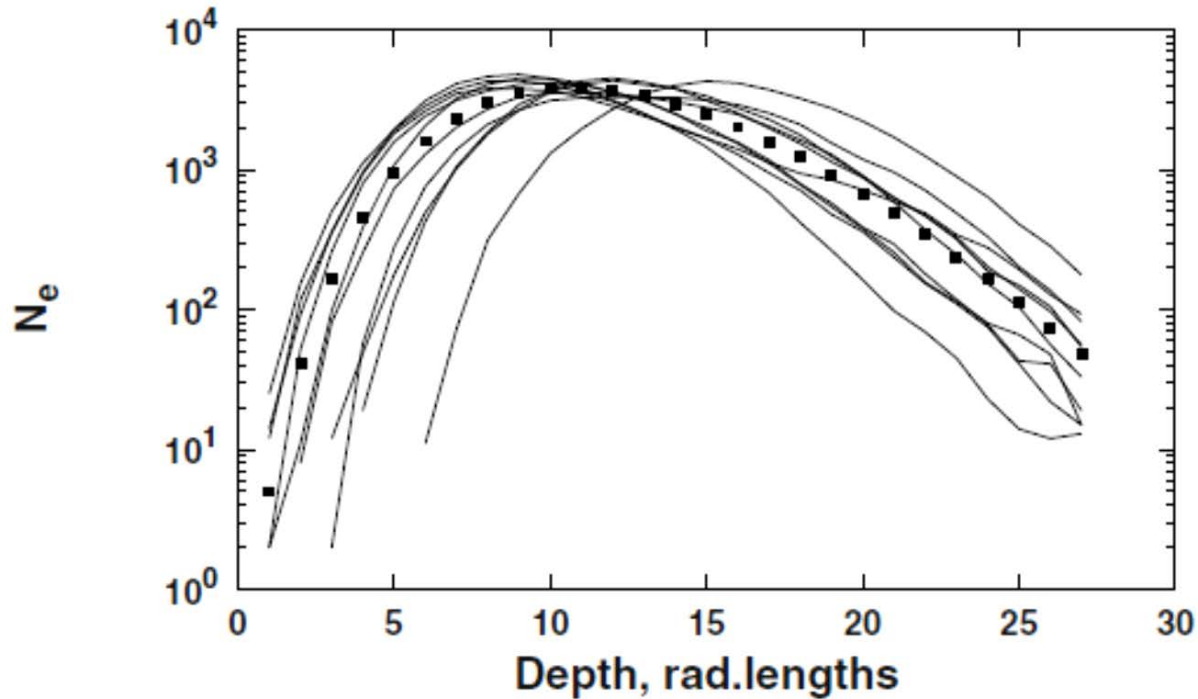
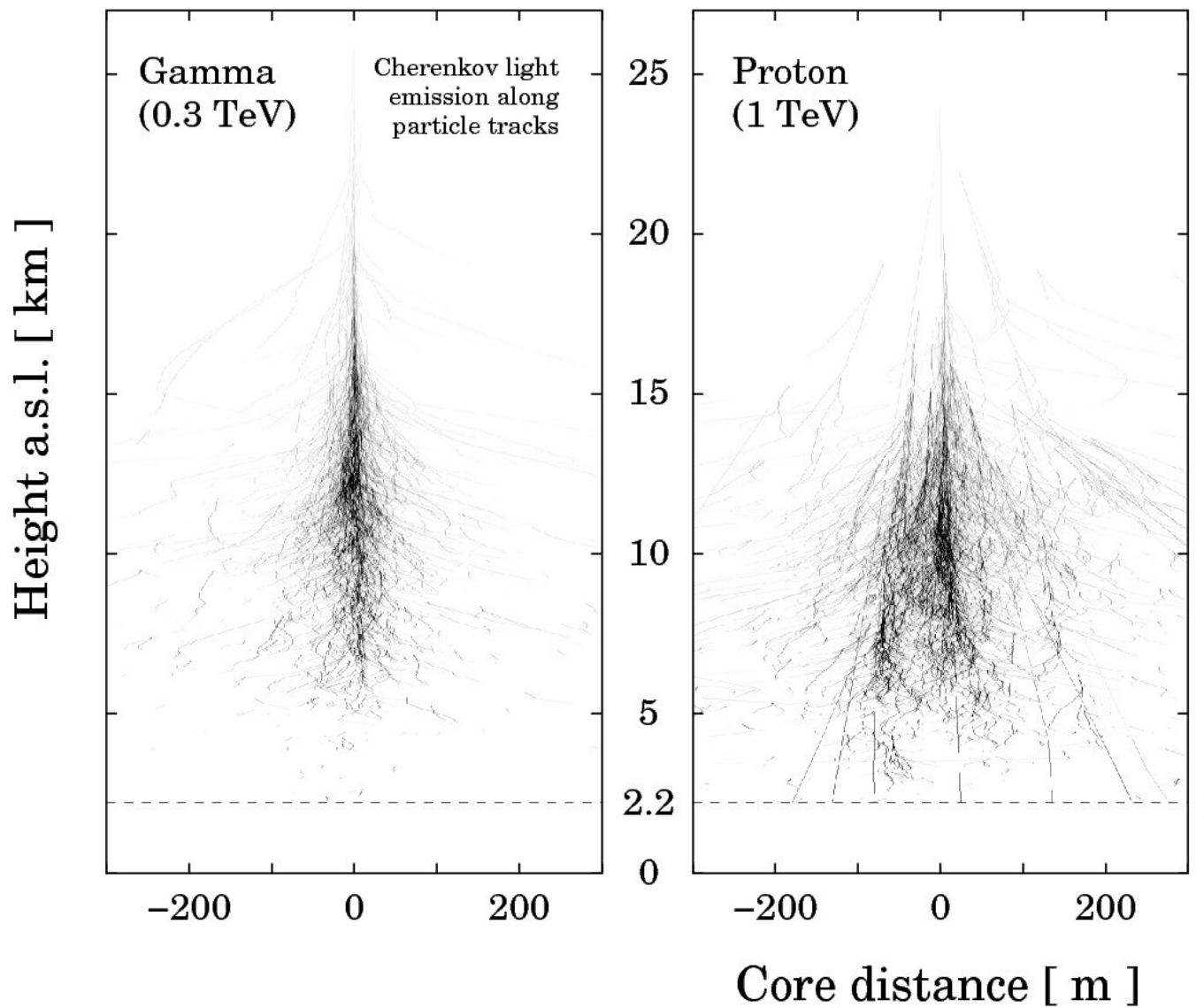


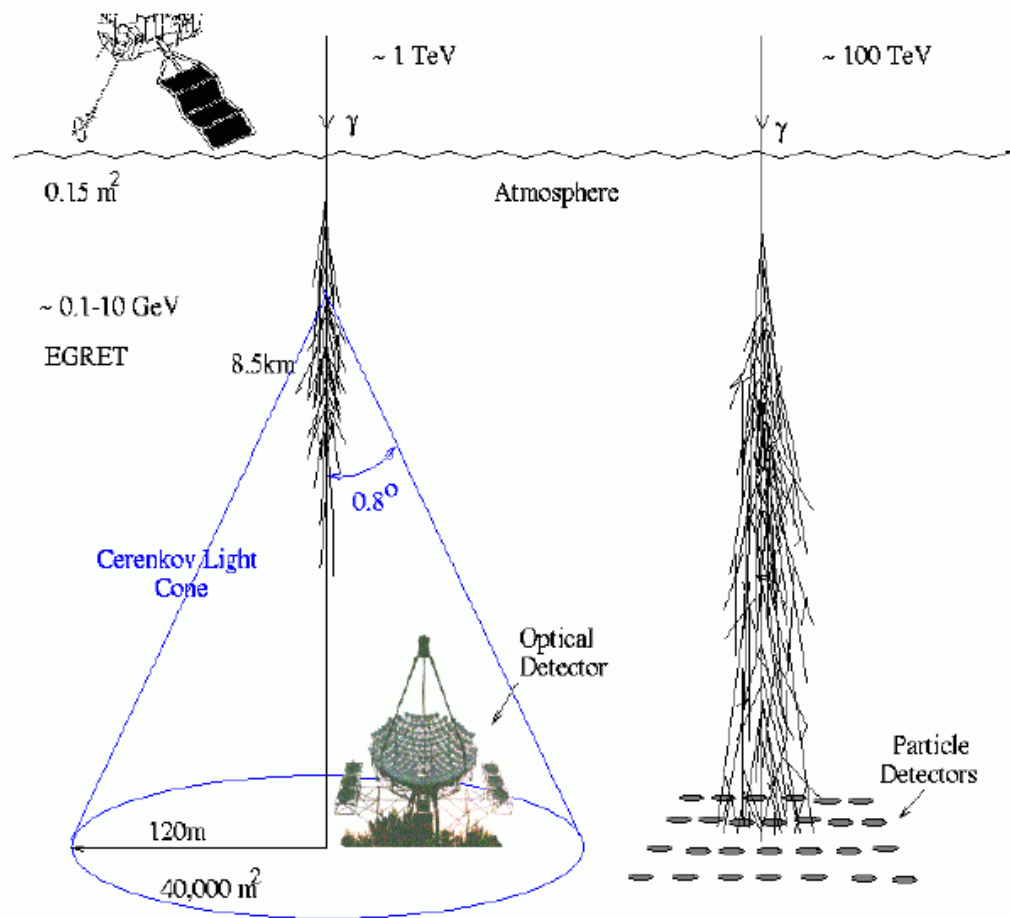
Fig. 8.6. Number of electrons with energy above 1 GeV in a shower from primary photon of energy 10^5 GeV. The lines show the shower profiles for 10 individual

Με τον υπολογισμό Μ.Κ. μπορούμε να υπολογίσουμε την διασπορά στη θέση δημιουργίας, στον αριθμό των σωματιδίων και το άνοιγμα του καταιονισμού.

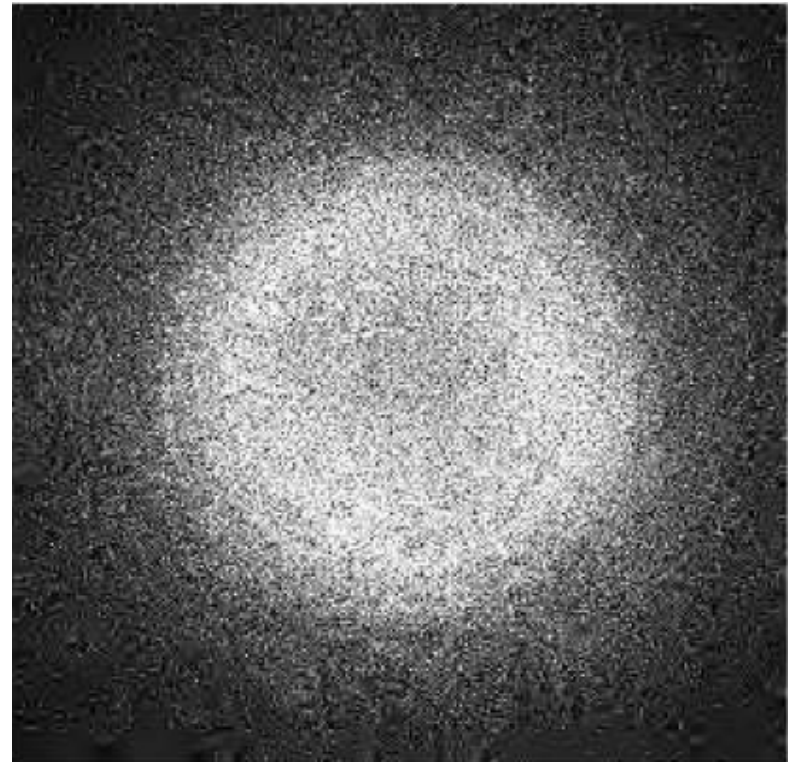
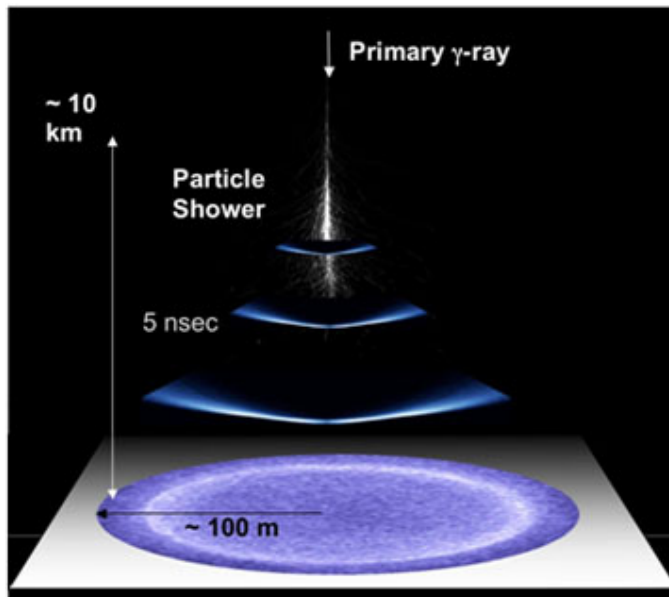
Μορφή ΗΜ καταιονισμών



Ανιχνευτές ακτίνων γάμα



Μέτωπο Cerenkov



Ιστορία.

Δεκατία 1960 Jelly, παρατηρήθηκε η ακτινοβολία Cherenkov σε Κ.Α.
Δεκαετία 1980 μια ένδειξη ότι υπάρχει ακτινοβολία που συσχετίζεται με τον Cyg X3.

Νέο ενδιαφέρον για τις ακτίνες γ , (T. Weeks)

1990 Πιθανό σήμα από Cyg X3 (Whipple). (Μάλλον λάθος ανάλυση)

Ξεκινά η κατασκευή νέων τηλεσκοπίων με μεγάλη διακριτική ικανότητα.

Ιδιότητες

Μεγάλη κατευθυντικότητα του φωτός, μπορεί να εντοπίσει σημειακές πηγές.

Ανιχνεύουν γ πολύ υψηλής ενέργειας.

Μεγάλη επιφάνεια ανιχνευσης, για γεγονότα με μικρή συχνότητα.

Υπόβαθρο από αδρονικούς καταιονισμούς

Οι ΗΜ έχουν στενότερο ίχνος

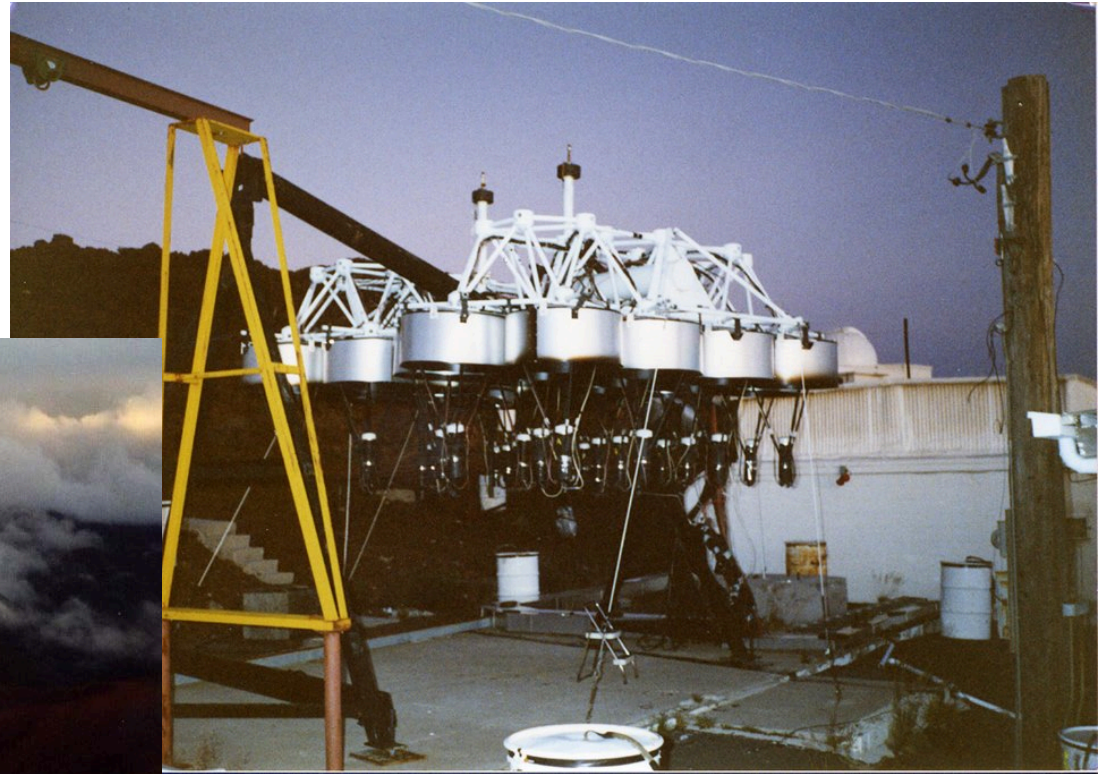
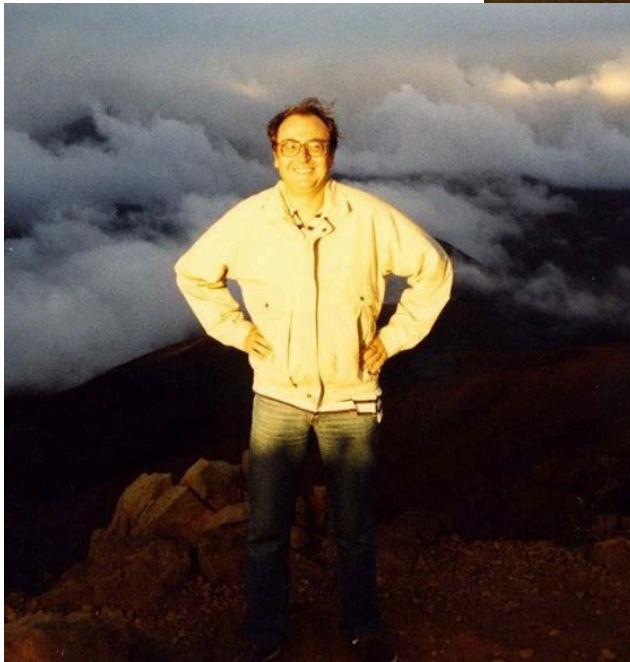
Χρονική διασπορά μικρότερη από 10 ns.

Κατασκευή με πολλούς ανιχνευτές για μεγαλύτερη διακριτότητα.

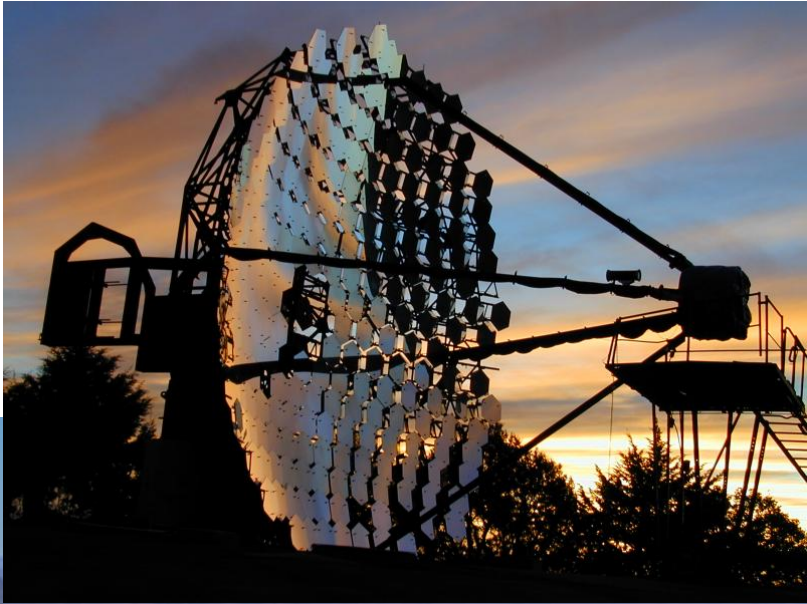
Υψηλό κατώφλι ενέργειας (1 TeV)

Με τα νέα μεγάλα κάτοπτρα έχει ελαττωθεί στα 50 GeV

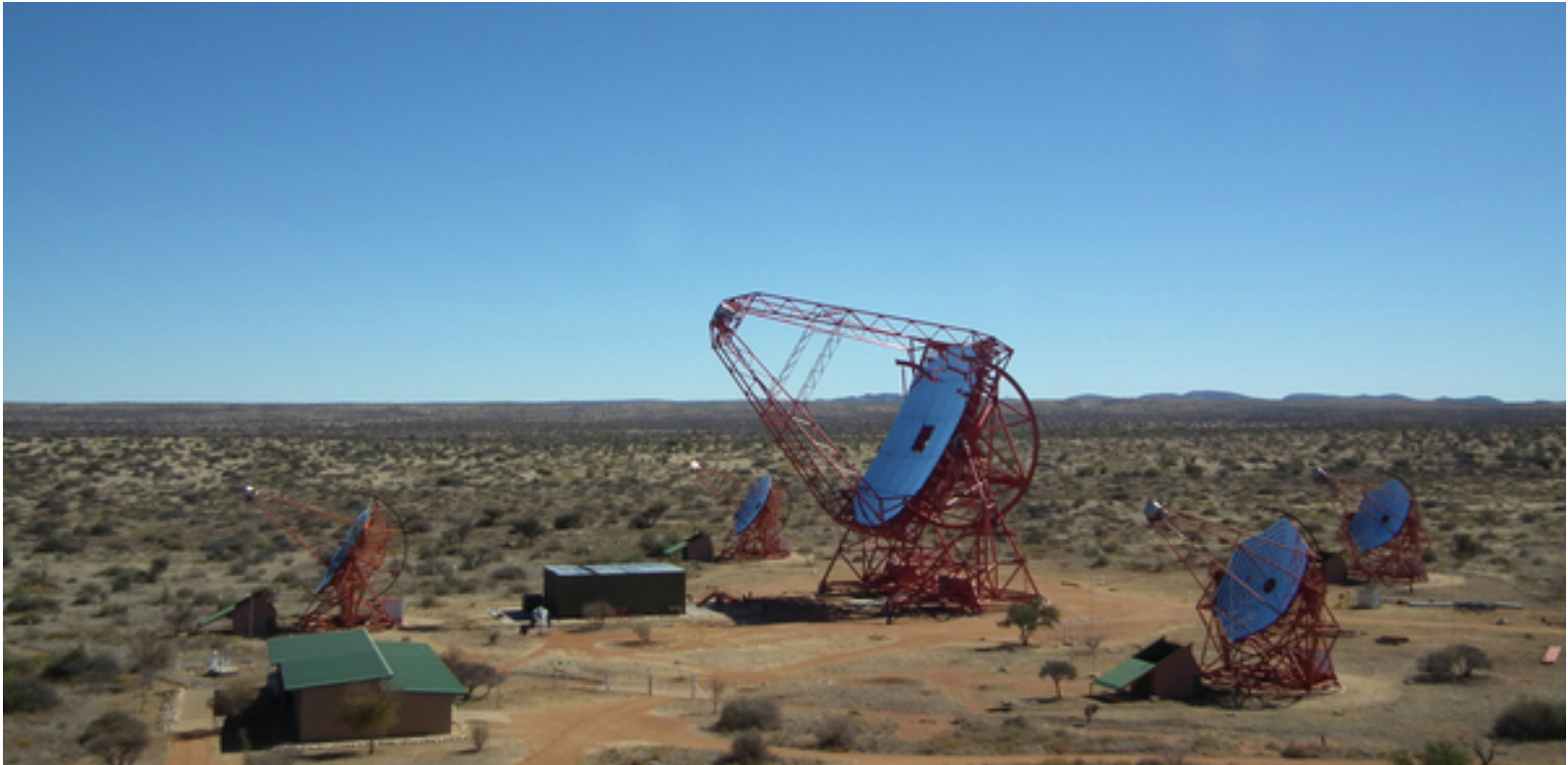
Hawaii-Athens-Wisconsin



Whipple, VERITAS

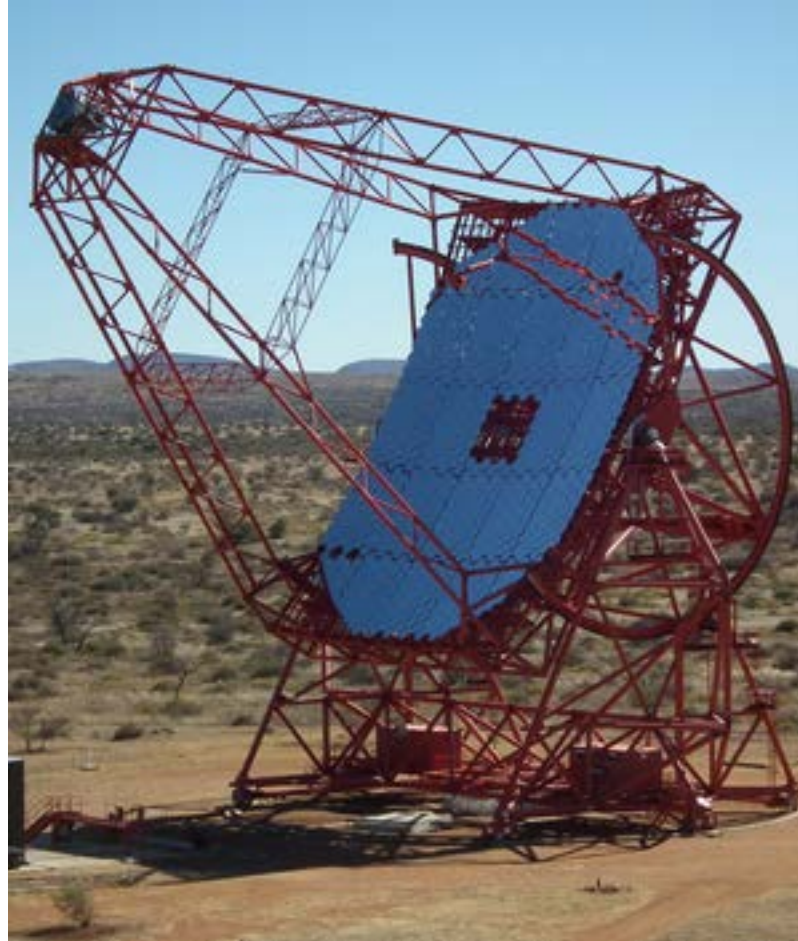


HESS



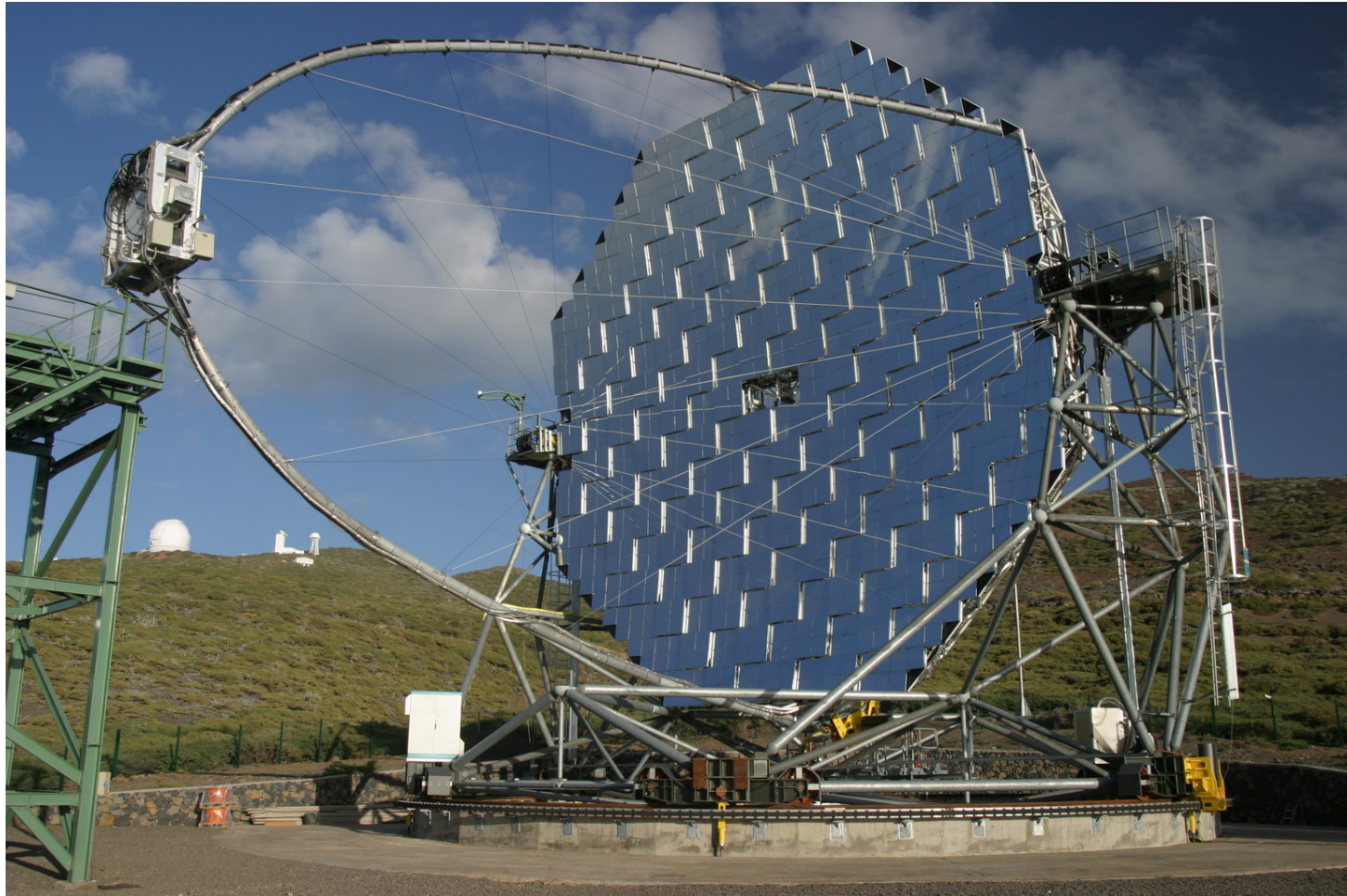
Κάθε τηλεσκόπιο έχει κάτοπτρο 12m επιφάνειας 107m^2 και εστιάζει σε κάμερα με 960 PMT. Γωνία αποδοχής 5° και διακριτότητα $0,1^\circ$. 4 κάτοπτρα για στερεοσκοπική εικόνα σε απόσταση 120 . Βρίσκεται στην Namibia σε υψόμετρο 1800 .

HESS



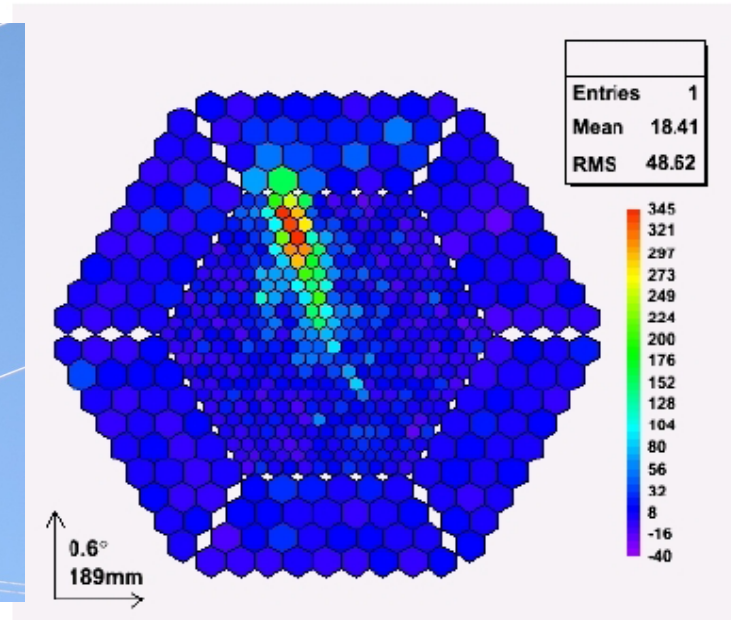
32.6 m by 24.3 m 600 m²

MAGIC



Διάμετρος κατόπτρου 17m και επιφάνεια 236 m² η κάμερα αποτελείται από 576 PMT. Ενέργεια κατωφλίου 60 GeV. La Palma Kanarie islands Υψόμετρο 2,2 km.

Κάμερα MAGIC



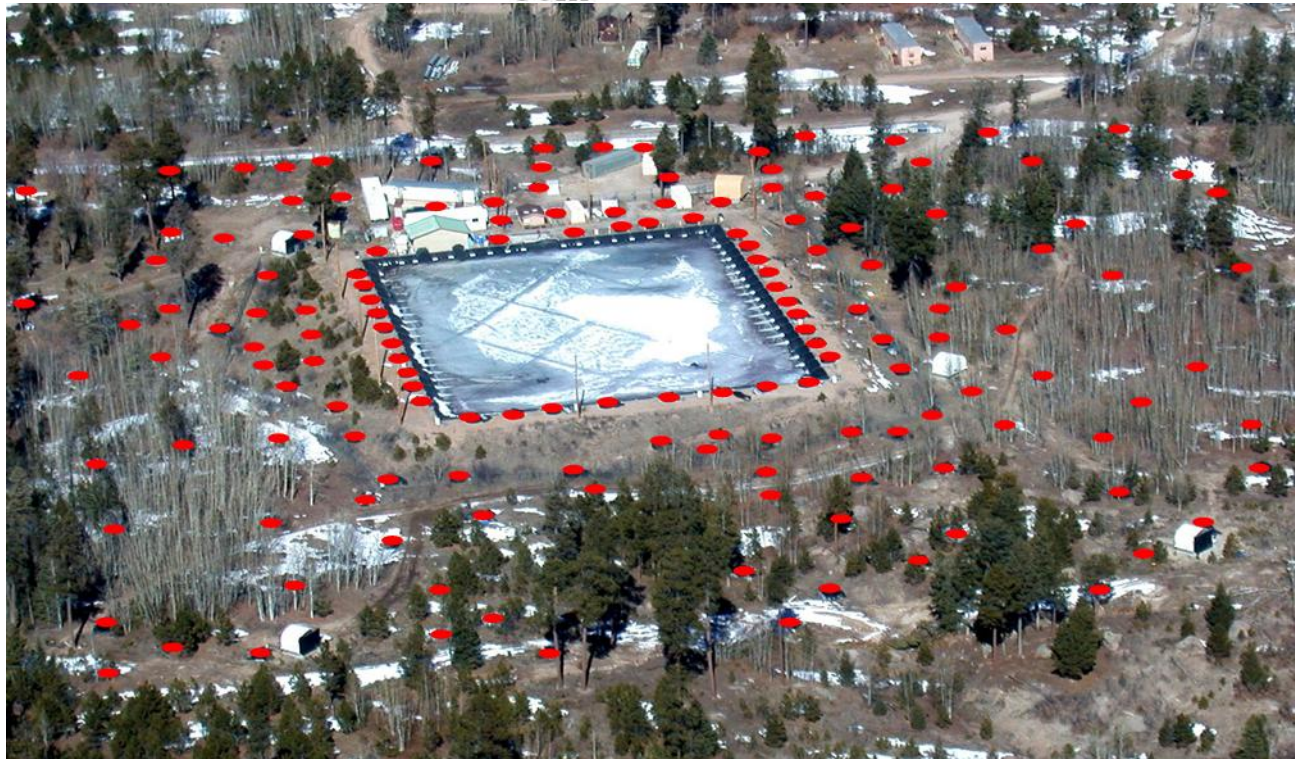
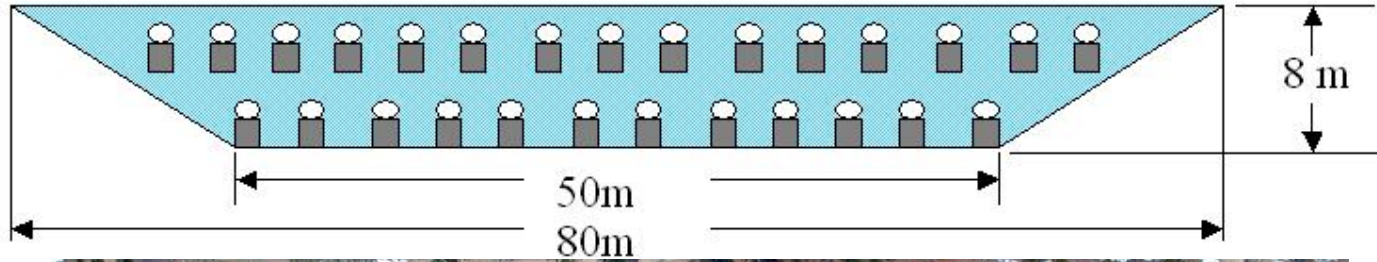
Ιχνος καταιονισμού στην κάμερα.

KANGAROO



4 κάτοπτρα διαμέτρου 10m και επιφάνεια $57,3 \text{ m}^2$, γωνιακό άνοιγμα 4° , σε απόσταση 100 m. Αυστραλία.

MILAGRO

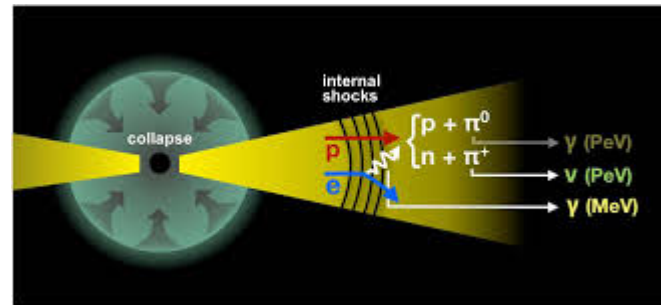


Παραγωγή

$p + p \rightarrow p (n) + m \pi^0 + 2m \pi^{\pm}$
 m η πολλαπλότητα.

π^0	π^+	π^-	p
1/6	1/6	1/6	1/2
$\gamma \gamma$	$e^+ \nu_e \nu_{\mu} \bar{\nu}_{\mu}$	$e^- \nu_e \nu_{\mu} \bar{\nu}_{\mu}$	

Ενέργεια σε γ $e^+ e^-$ ίση με την ενέργεια που πάει σε νετρίνα.



Πηγές

Γαλαξιακές

SNR Υπολείμματα Σουπερ Νόβα.

PWN pulsar wind nebule

BP Διαδικοί Πάλσαρ

GMC Γιγάντια Μοριακά νέφη.

Εξωγαλαξιακές

AGN (Blasars) Ενεργοί Πυρήνες Γαλαξιών.

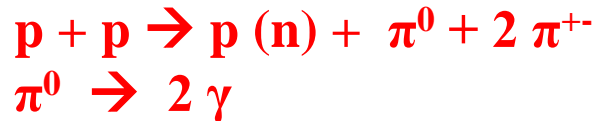
Αντιδράσεις:

Πρωτόνια αντιδρούν με το αέριο γύρω από τη πηγή και παράγουν π^0 το οποίο διασπάται σε δύο φωτόνια γ .

Ηλεκτρόνια επιταχύνονται στα κύματα κρούσης, στη συνέχεια, με αντίστροφη σκέδαση Compton, μεταφέρεται η ενέργειά τους στα φωτόνια γ .

Παραγωγή ακτίνων γ από π^0

Πρωτόνια αντιδρούν με το αέριο γύρω από τη πηγή και παράγουν π^0 το οποίο διασπάται σε δύο φωτόνια γ .



Κοντά στην περιοχή επιτάχυνσης πρέπει να υπάρχει νέφος μεγαλύτερης πυκνότητας είτε υπόλειμμα από τον αρχικό αστέρα, ή μοριακό νέφος που παρεμβάλλεται ανάμεσα στο SNR.

Η πυκνότητα της ύλης, πρέπει να είναι αρκετή για την αντίδραση των πρωτονίων, αλλά αρκετά μικρή για να μπορούν να διαφύγουν οι ακτίνες γ πριν αντιδράσουν.

Από τις παρατηρήσεις αποδείχθηκε ότι τα SNR αποτελούν πηγές επιτάχυνσης κοσμικών ακτίνων.

Παραγωγή ακτίνων γ από ηλεκτρόνια

Ηλεκτρόνια επιταχύνονται στα κύματα κρούσης, με τον μηχανισμό Fermi, στη συνέχεια, με αντίστροφη σκέδαση Compton, μεταφέρεται η ενέργεια τους στα φωτόνια γ .

Σε περιοχές όπου υπάρχει ισχυρό μαγνητικό πεδίο τα ηλεκτρόνια διαγράφουν κυκλικές τροχιές. Λόγω της επιτάχυνσης τα ηλεκτρόνια εκπέμπουν ακτινοβολία σύγχροτρον. Η ενέργεια των φωτονίων είναι στην περιοχή ακτίνων X.

Αν η πυκνότητα των φωτονίων X είναι υψηλή τότε σκεδάζονται στα ηλεκτρόνια με αντίστροφη σκέδαση Compton και αποκτούν υψηλότερη ενέργεια.

Χαρακτηριστικό παράδειγμα τον νεφέλωμα Crab.

Αντίστροφη Σκέδαση Compton

Είναι γνωστό το φαινόμενο **Compton** κατά το οποίο, ένα φωτόνιο σκεδάζεται σε ένα ατομικό ηλεκτρόνιο, μεταφέροντας ένα μέρος της ενέργειας του στο ηλεκτρόνιο.

Εάν το **ηλεκτρόνιο έχει μεγάλη κινητική ενέργεια** συμβαίνει τον αντίστροφο φαινόμενο, δηλαδή **το φωτόνιο κερδίζει ενέργεια**.

Για μία μετωπική κρούση, υπολογίζεται :

$$\hbar\omega = \frac{4}{3} \gamma^2 \hbar\omega_0$$

Αν ηλεκτρόνιο με $\gamma=1000$ (510 MeV)

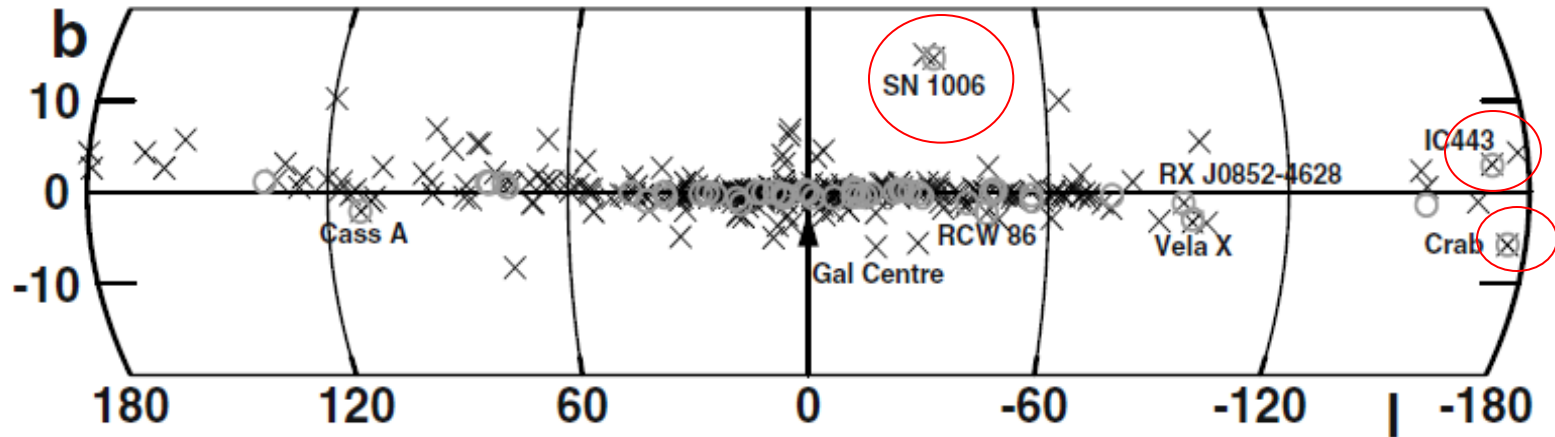
σκεδαστεί με φωτόνιο

R.F. $\nu=10^9$ Hz $\rightarrow 10^{15}$ Hz (UV)

I.F. $\nu=3 \times 10^{12}$ Hz $\rightarrow 3 \times 10^{18}$ (x-ray)

visual $\nu=4 \times 10^{14}$ Hz $\rightarrow 4 \times 10^{20}$ (γ 1,6 MeV)

Πηγές στον Γαλαξία



Κατανομή των πηγών TeV στον Γαλαξία. Παρατηρούμε τη μεγαλύτερη συγκέντρωση στον πυρήνα του γαλαξία. Παρατηρούμε για ορισμένες πηγές TeV σύμπτωση με πηγές SNR . Ξεχωρίζει η σύμπτωση με τον SN 1006. Επίσης παρατηρούμε σύμπτωση με το νέφος IC443 ενώ δείχνει κοντά στο νεφέλωμα Crab.

Σύγκριση με θέση SNR

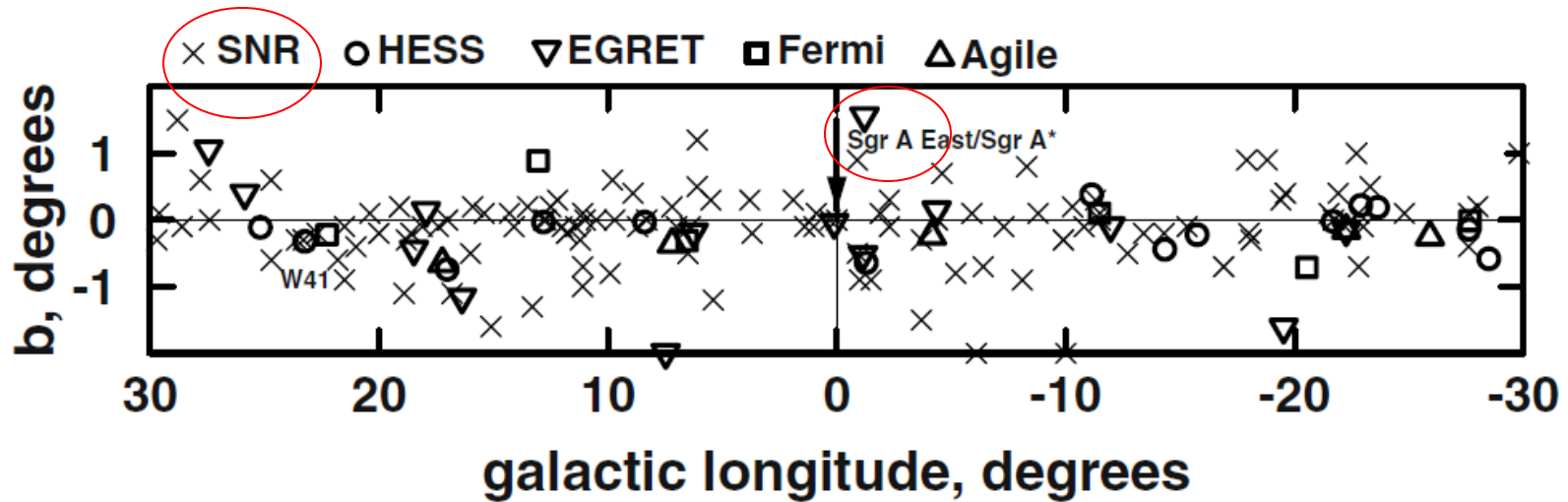
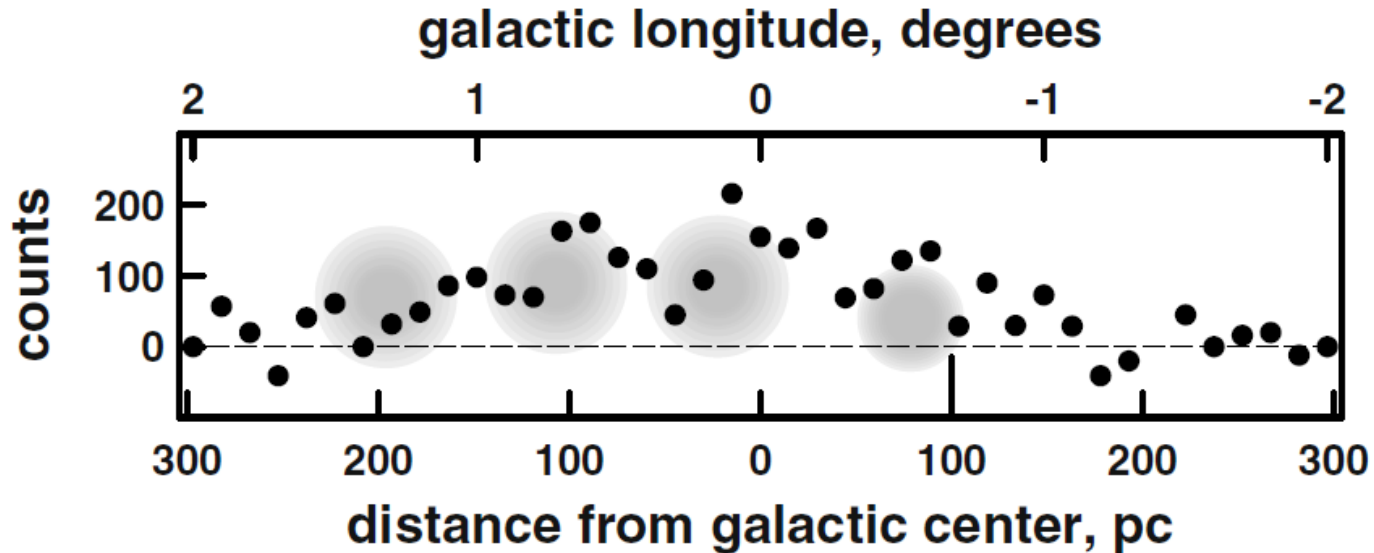


Fig. 10.6. The HESS survey of the central galaxy compared to the positions of SNR and data from GeV γ -ray telescopes.

Πηγές GeV και σύγκριση με SNR. Παρατηρούμε ότι στις περισσότερες πηγές δεν υπάρχει ακριβής σύμπτωση.

Μοριακά νέφη



Οι πηγές που ανίχνευσε το HESS, σε σχέση με τα μοριακά νέφη.
Συμπεραίνουμε ότι στις πηγές επιταχύνονται πρωτόνια τα οποία αντιδρούν και παράγουν TeV gamma στο υλικό του μοριακού νέφους

Ενέργεια από SNR (υπόλειμμα Σ.Ν.)

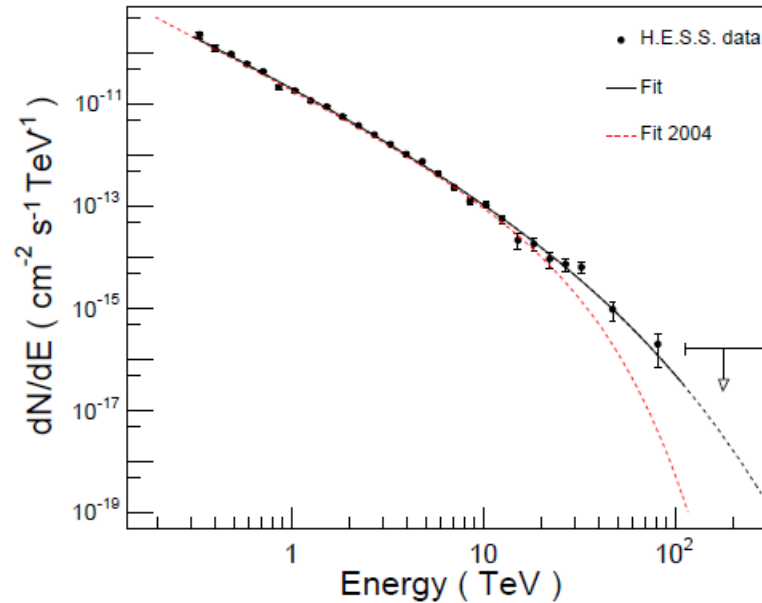
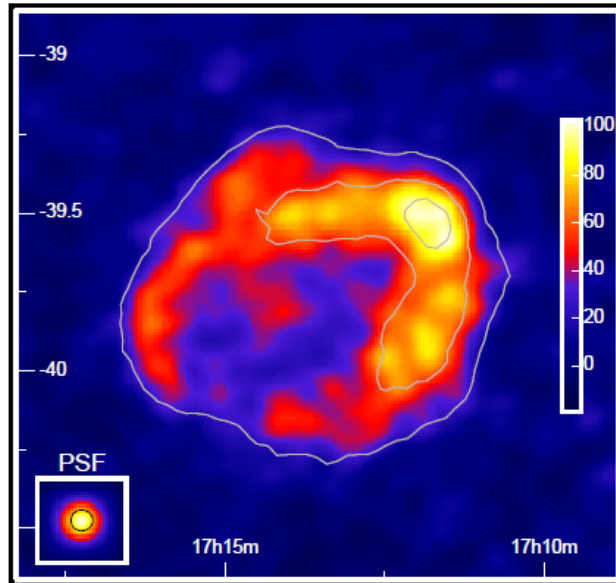


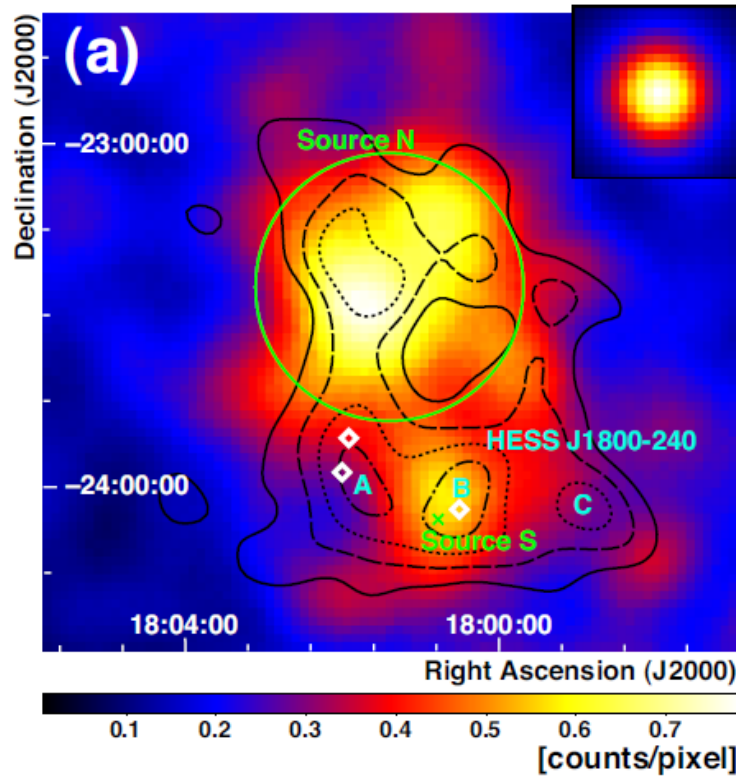
Fig. 1. The TeV gamma-ray image of RX J1713.7-3946. The energy spectrum of gamma-rays from RX J1713.7-3946. The spec

The Fascinating TeV Sky

Felix Aharonian

Παραγωγή TeV γ από
πρωτόνια υψηλής ενέργειας

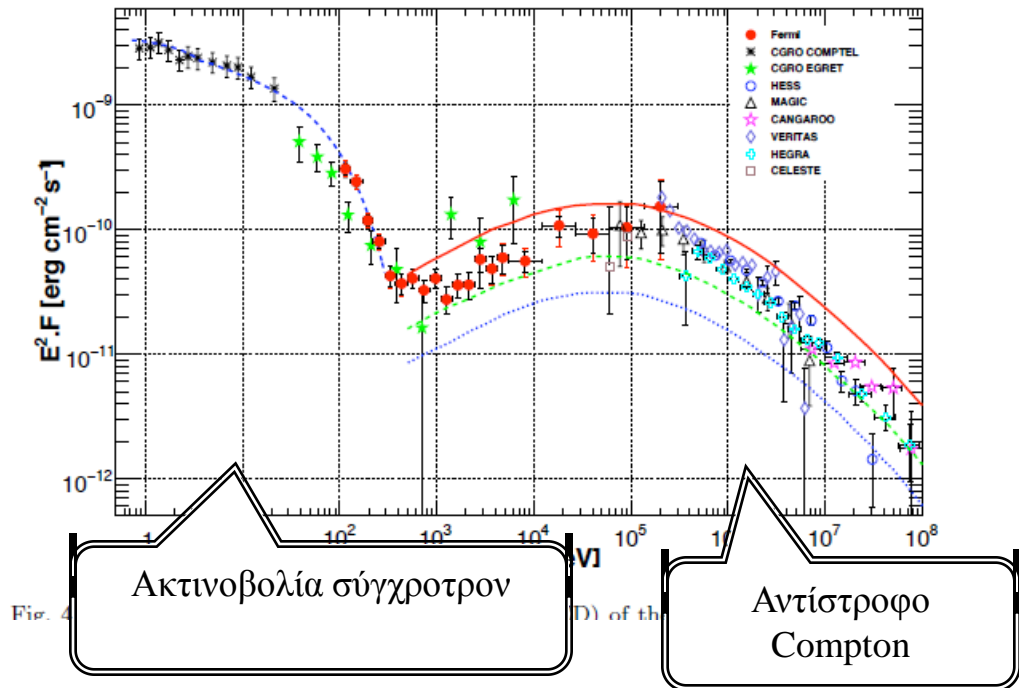
τα περιγράμματα αντιστοιχούν σε θερμές περιοχές σε ακτινοβολία TeV, πρόκειται για μοριακά νέφη τα οποία βρίσκονται στη διαδρομή των πρωτονίων μετά την έξοδο από το SNR ίσως σχετίζονται με προηγούμενο στάδιο του SN.



W28 Fermi-LAT 2-10GeV ,
HESS TeV

noothed image of 2-10 GeV gamma-rays around W28 obtained w
ontours show the HESS significance map for TeV gamma-rays (20%,

Grab Nebula , Αντίστροφη σκέδαση Compton

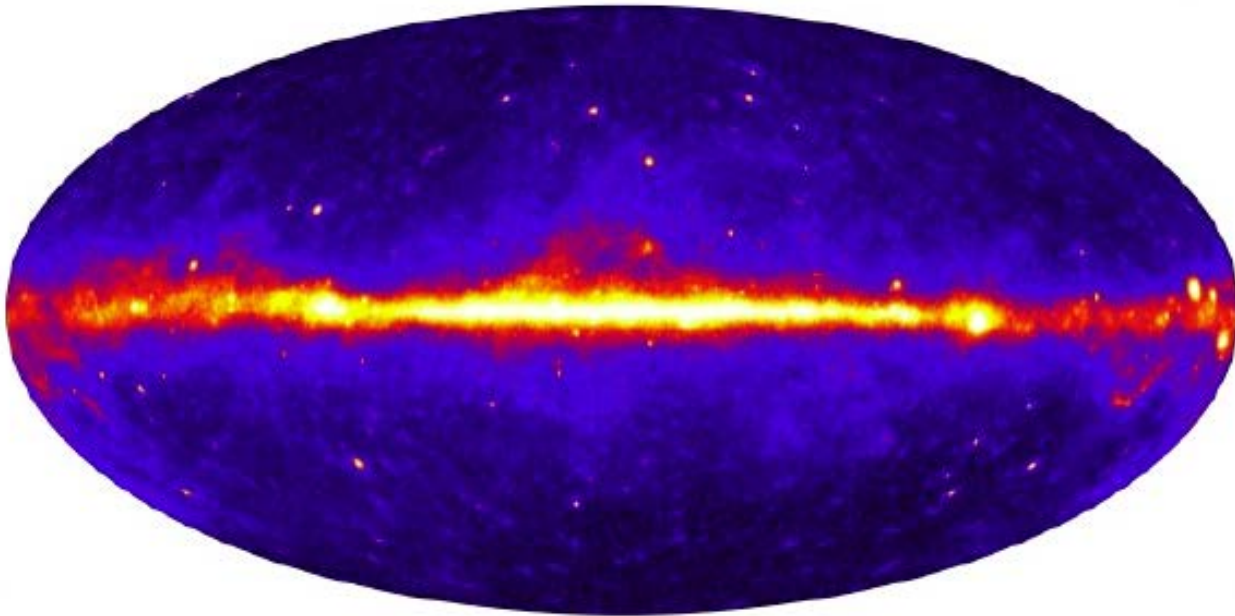


Fermi-LAT, HESS

Παραγωγή TeV γ από Ηλεκτρόνια.

Συνδιασμός δορυφορικών και επίγειων μετρήσεων

Εικόνα του Γαλαξία από την παρατήρηση των ακτίνων γ



Διακρίνονται η διάχυτη ακτινοβολία στο γαλαξιακό επίπεδο,
καθώς και ισχυρές πηγές.

Εξωγαλαξιακές πηγές

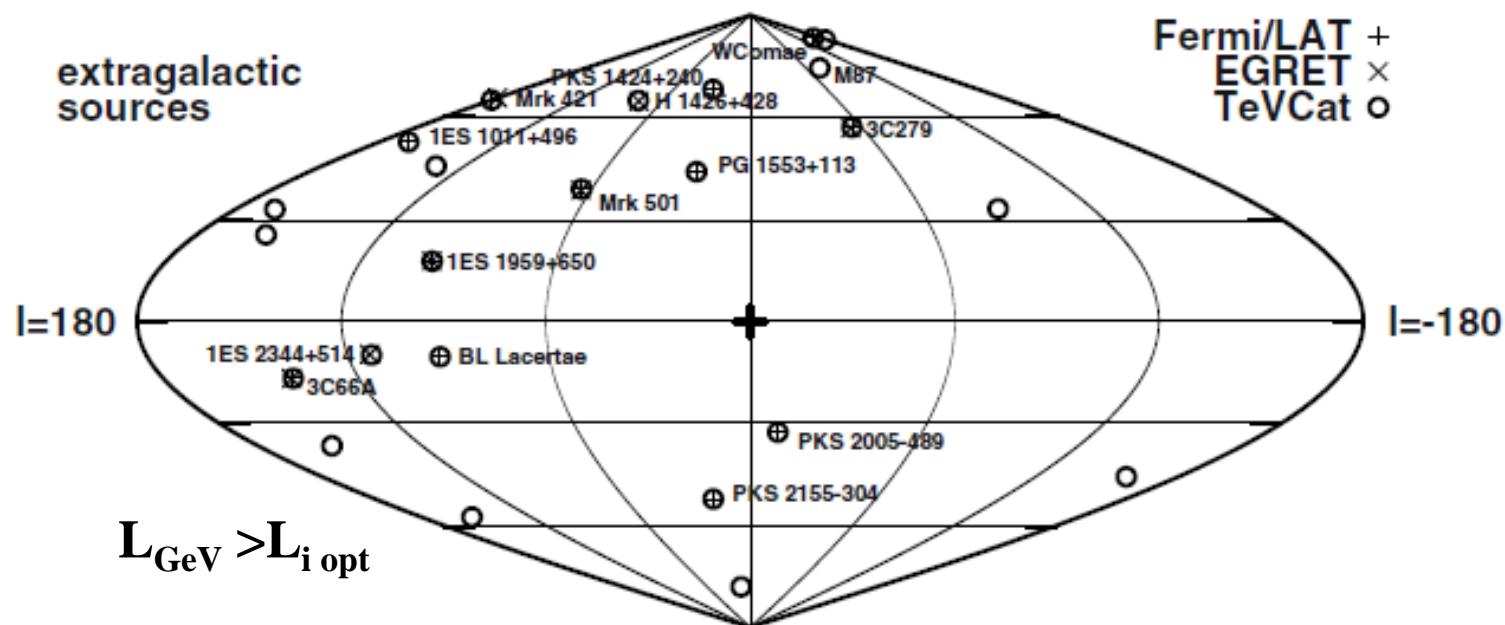


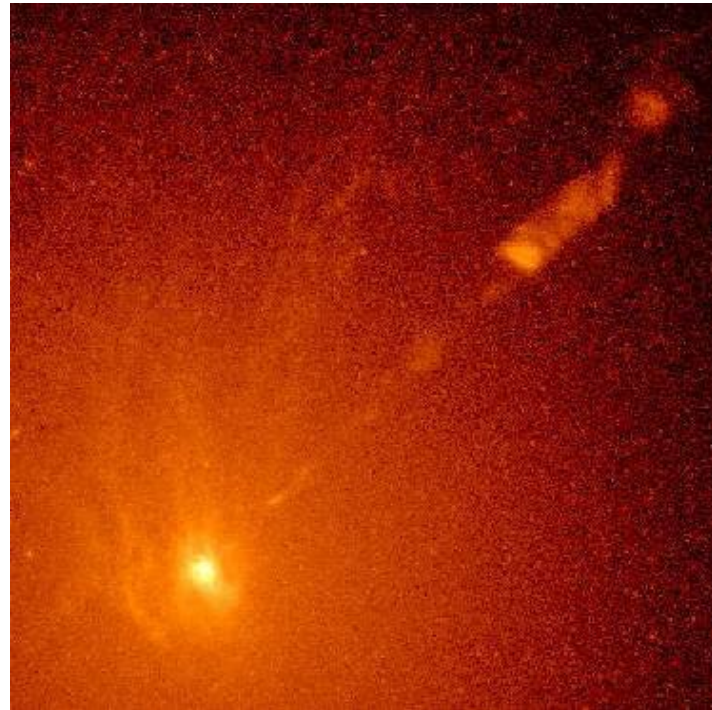
Fig. 10.9. Twenty-three TeV γ -ray sources listed in TeVCat are shown with circles

Κατανομή εξωγαλαξιακών πηγών TeV. Τα δεδομένα είναι από δορυφορικά και επίγεια πειράματα. Οι πηγές ταυτίζονται με ενεργούς γαλαξίες AGN δηλαδή με γαλαξίες που βρίσκονται σε αρχικό στάδιο ανάπτυξης.

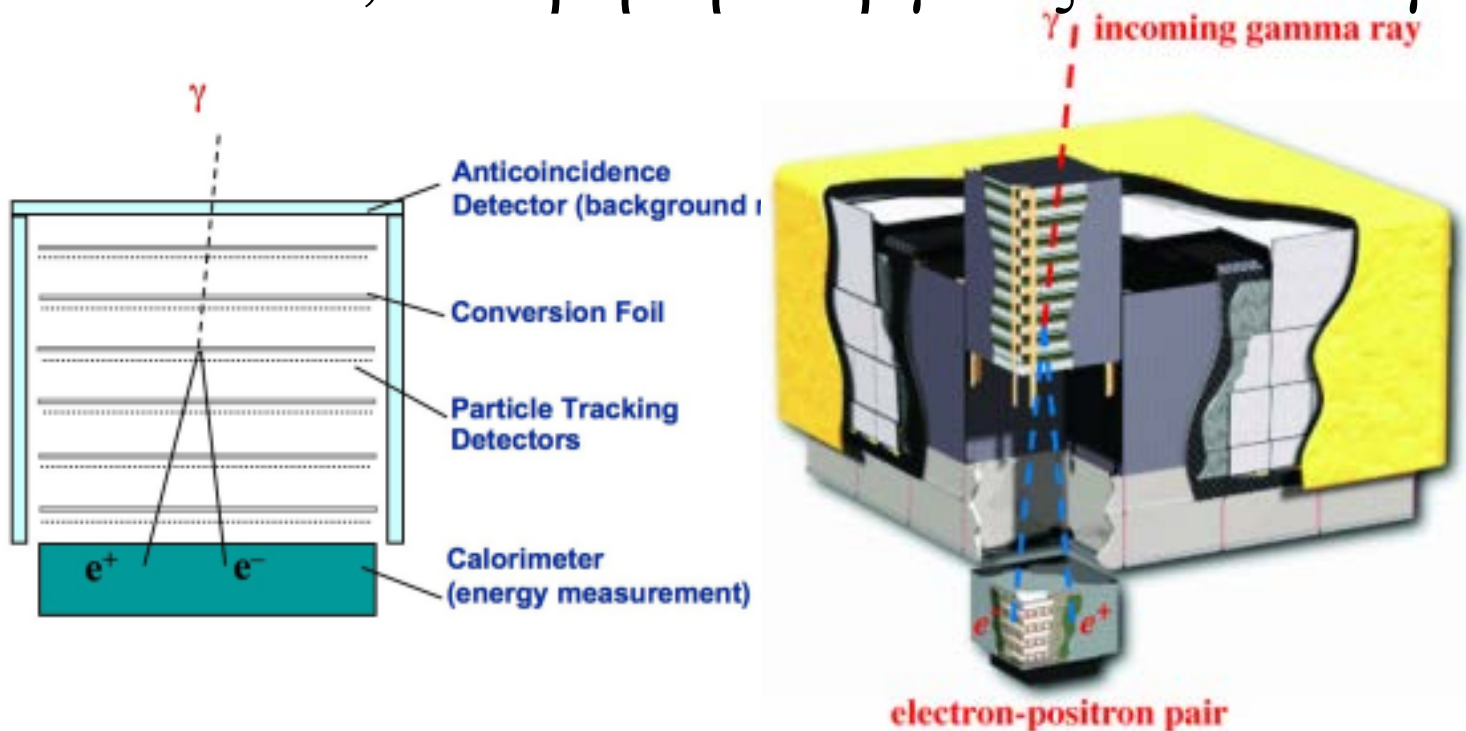
Οι πηγές αυτές χαρακτηρίζονται από φωτεινότητα σε ενέργειες GeV μεγαλύτερη από τη φωτεινότητα στο ορατό.

Ραδιογαλαξίας M87

Απόσταση 16 Mpc
Μάζα Μαύρης Οπής $3 \cdot 10^9$ ηλ.
Μεταβλητή ροή ακτίνων TeV.
Η παραγωγή γίνεται στην
κεντρική περιοχή.



FERMI, Μέτρηση ενέργειας ακτίνων γ .



Large Area Telescope

Pair-production instrument

Energy range: 20 MeV to > 300 GeV

Field of view: 2.4 steradians

Single photon angular resolution: $<1^\circ$ at 1 GeV

Timing accuracy: 1 microsecond

LAT Web site:

<https://www-glast.stanford.edu/instrument.html>

Gamma-ray Burst Monitor

NaI and BGO scintillators

Energy range: 8 keV to 40 MeV

Field of view: 9.5 steradians

Gamma-ray burst localization: typical 3°

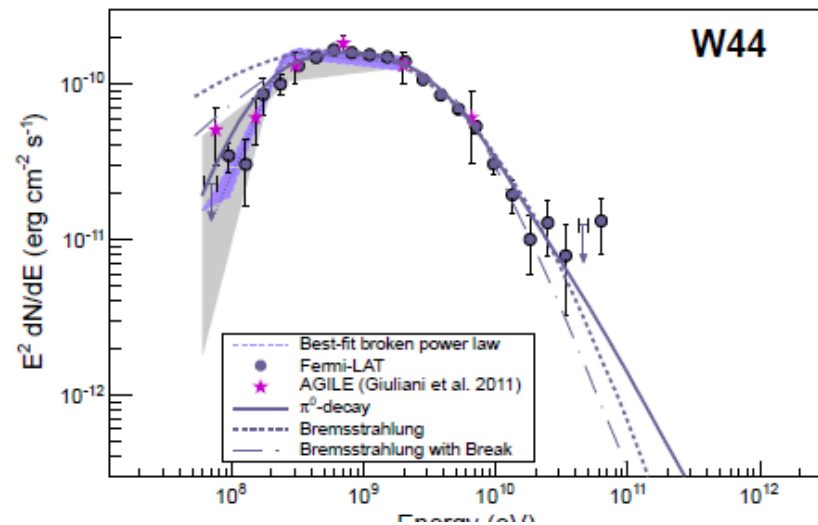
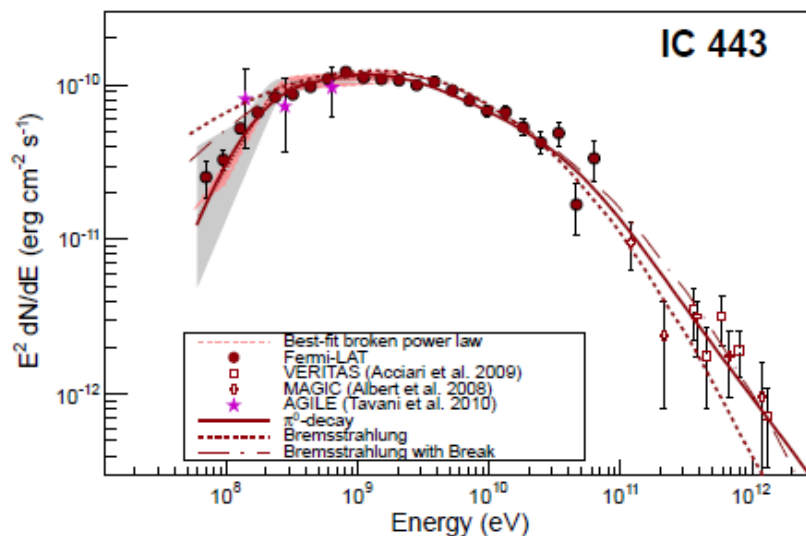
Timing accuracy: 2 microseconds

GBM Web site:

<http://f64.nssc.nasa.gov/gbm/instrument/>

FERMI Επιβεβαίωση μοντέλου επιτάχυνσης SNR

Μέτρησαν το φάσμα εκπομπής ακτίνων γ από τα δύο νέφη IC433 και W44. Χρησιμοποιώντας το ενεργειακό φάσμα των πρωτονίων, υπολόγισαν το φάσμα των ακτίνων γ, που παράγονται από την διάσπαση των π^0 . Η καμπύλη συμφωνεί με τα δεδομένα.



Εκπομπή από binaries

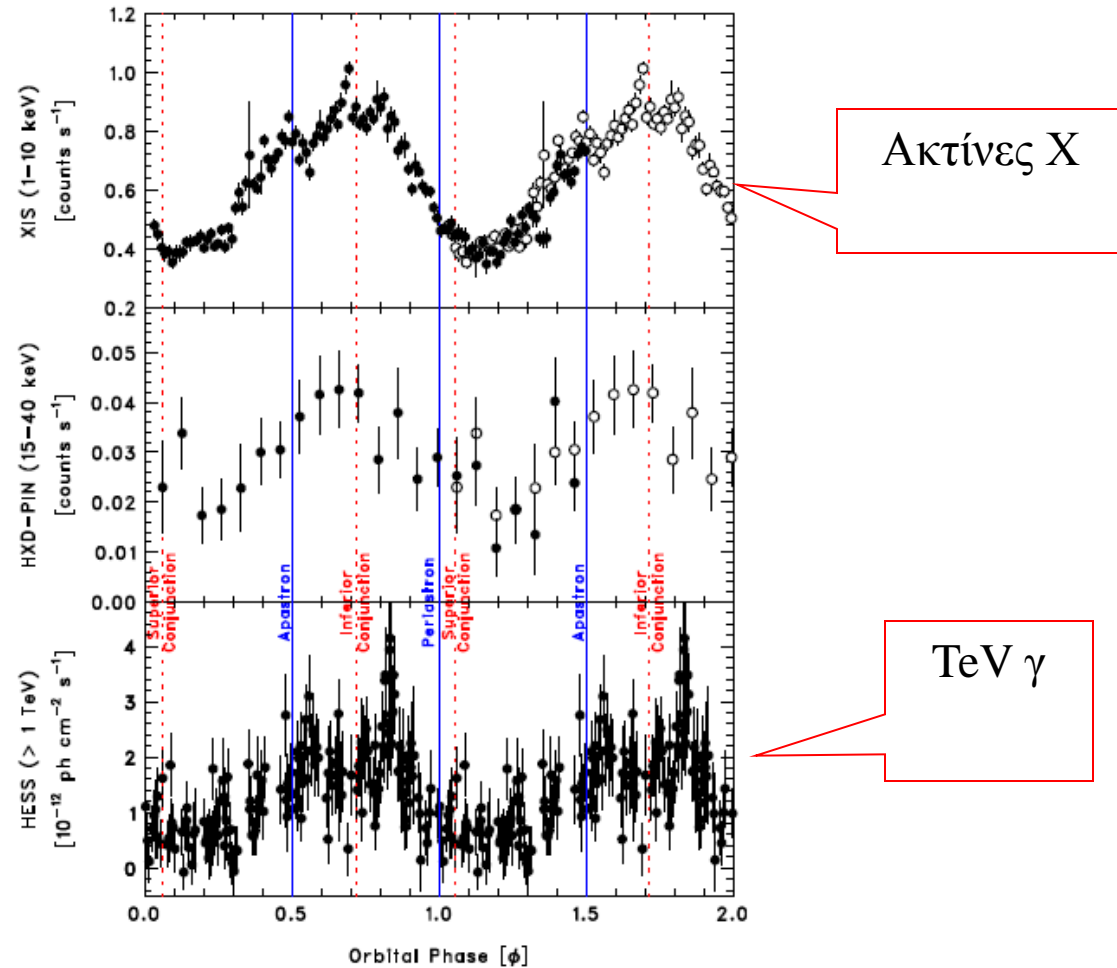


Fig. 6. X-ray and TeV gamma-ray orbital lightcurves of LS 5039. *Suzaku* count rates in the 1–10 keV (top) and 15–40 keV (middle) bands continuously obtained for a 200 ks duration (filled circles). The light curve of integral fluxes at energies $E > 1$ TeV (bottom) is obtained by HESS on

T. Stanev, High Energy Cosmic rays, Springer 2009.

The Fascinating TeV Sky

Felix Aharonian

<http://tevcat.uchicago.edu/>

Ακτίνες Υπερυψηλών Ενεργειών.

UHECR

Το φάσμα πάνω από το 1 PeV

- Πυρήνες υψηλής ενέργειας
- Πιθανοί μηχανισμοί
- Το όριο GZK (Greisen, Zatsepin, Kusmin)
- Ακτίνες γ
- Νετρίνα PeV

[The Cosmic-ray Spectrum: from the knee to the ankle](#)

Πειράματα.

Αναφέρουμε μόνο τα πιο σημαντικά πειράματα.

Volacano Ranch: (New Mexico) ένα από τα πρώτα πειράματα με 33 ανιχνευτές σε μέση απόσταση 880 m. Συνολική κάλυψη 8 km² . Συνεισέφερε στη μελέτη του σχήματος και τον υπολογισμό της ενέργειας των καταιονισμών. Μέτρησε το πρώτο σωματίδιο με ενέργεια 10²⁰ eV

Haverah Park : Οι ανιχνευτές του αποτελούνταν από ντεπόζιτα γεμάτα νερό και ο PMT μετρούσε το φώς Cerenkov που παράγονταν στο ντεπόζιτο. Εκτός από τα μόνια μετρούσε την ολική ενέργεια που αποτίθετο στον ανιχνευτή.

Yakutsk (Σιβηρία). Αποτελούνταν από σπινθηριστές και μετρητές μιονίων με συνολική επιφάνεια 10 km² . Εκτός από τους σπινθηριστές χρησιμοποιεί και PMT για να ανιχνεύει το φως Cerenkov που παράγεται και να υπολογίζει το μέγεθος του καταιονισμού.

AGASA: (Ιαπωνία). Ήταν ο μεγαλύτερος σε επιφάνεια ανιχνευτής κάλυπτε 100 km² . Αποτελούνταν από 111 ανιχνευτές εκ των οποίων 27 ανιχνευτές μιονίων. Είχε πολύ καλή γωνιακή διακριτικότητα 3⁰ στα 10¹⁹ και 1.5⁰ στα 10²⁰ EeV.

Fly's Eye. (Utah) μετρούσε τη φωταύγεια που προκαλεί ο ιονισμός του αέρα όταν σχηματίζεται καταιονισμός. Αποτελούνταν από 67 κάτοπτρα με 14 PMT το καθένα. Στη συνέχεια εγκαταστάθηκε και δεύτερος ανιχνευτής σε απόσταση 3,3 km² που επιβλέπει τον ίδιο όγκο στην ατμόσφαιρα ώστε με την στεροσκοπική εικόνα προσδιορίζει το ύψος και τις διαστάσεις του κατ. Μέτρησε το σωματίδιο με την υψηλότερη ενέργεια 3 10²⁰ eV.

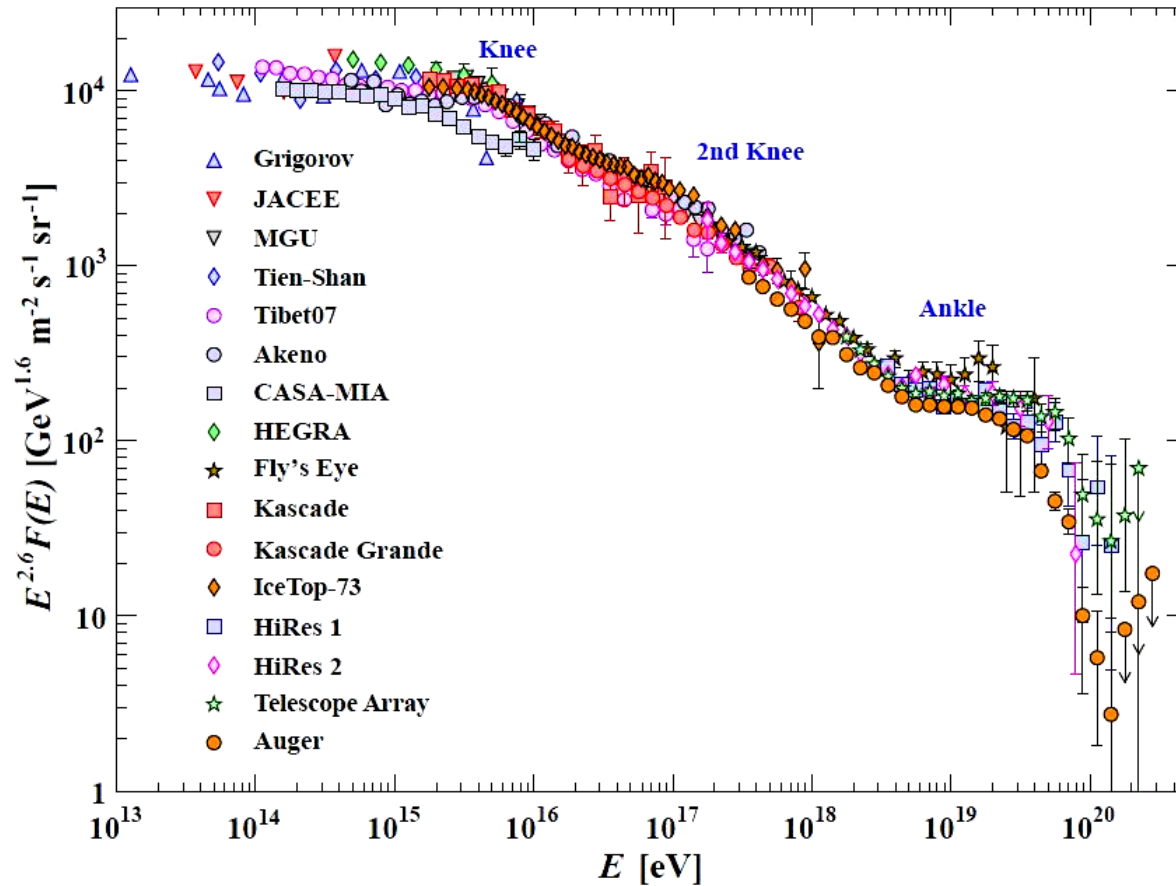
Πειράματα.

HiRes 1 & 2: Το πείραμα αποτελεί συνέχεια του Fly's Eye, βρίσκεται στην ίδια περιοχή και αποτελείται από 22 κάτοπτρα. Κάθε κάτοπτρο έχει επιφάνεια $3,7 \text{ m}^2$ και εφοδιάζεται από 256 PMT. Η διακριτική ικανότητα του είναι 1° . Το 2 αποτελείται από 42 κάτοπτρα και οι δύο διατάξεις καλύπτουν 360° στον ορίζοντα.

Auger: Είναι ο μεγαλύτερος ανιχνευτής, επιφάνειας 3000 km^2 . Αποτελείται από 1600 ανιχνευτές Cerenkov. Επίσης περιφεριακά καλύπτεται από 4 σταθμούς φωταύγειας με κάτοπτρα 11 m^2 και 440 PMT. Μπορεί και συλλέγει γεγονότα από μικρές ενέργειες. Σε πολλά γεγονότα έχει όψεις σε δύο ή τρεις σταθμούς φωταύγειας.

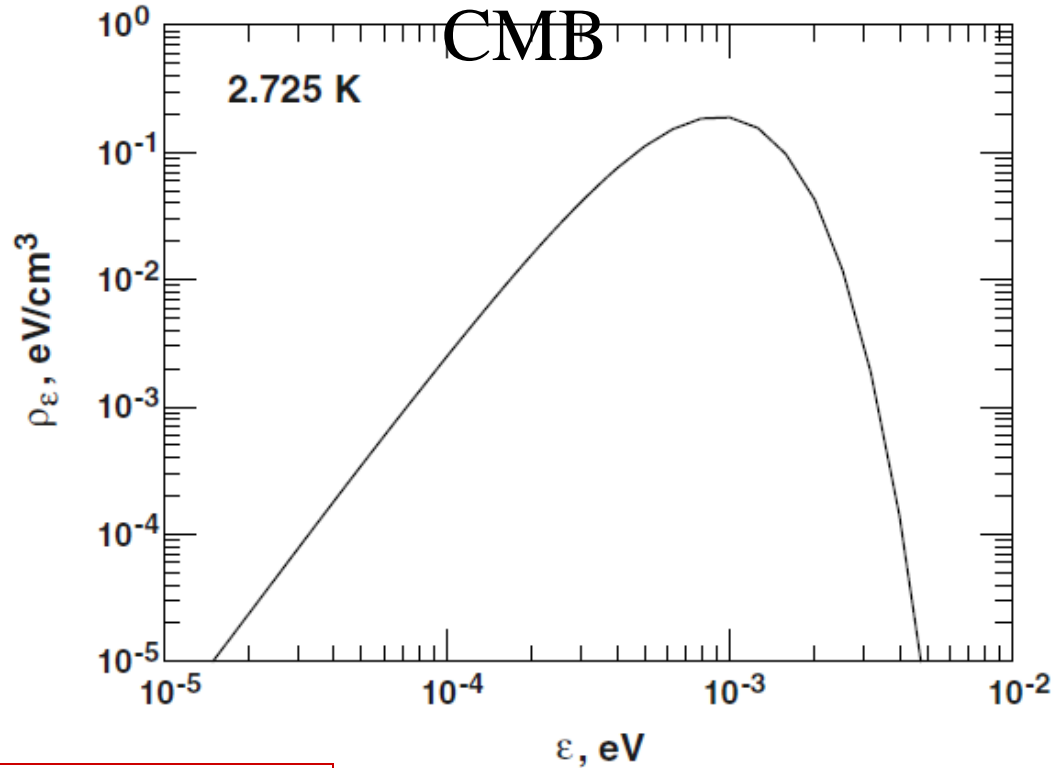
Καταιονισμοί μεγάλης ενέργειας

$\times E^{2.6}$ για να διακρίνονται οι λεπτομέρειες



Τα σωματίδια έχουν μετρηθεί από διατάξεις ανιχνευτών. Δεν γίνεται διάκριση του είδους των πυρήνων. (PDG 2014) Με την αύξηση της στατιστικής εμφανίστηκε δεύτερο «γόνατο».

Κοσμικό Μικροκυματικό Υπόβαθρο



$$T = 2.3 \text{ K}$$

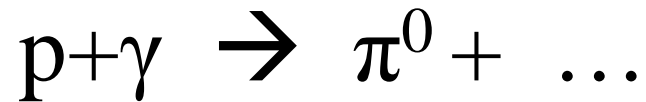
$$n = 411 \text{ photons cm}^{-3}$$

$$\rho_E = 0.26 \text{ eV cm}^{-3}$$

$$E_{\text{av}} = 6.34 \times 10^{-4} \text{ eV}$$

$$\rho_E(\varepsilon) = \frac{1.32 \times 10^{13} \varepsilon^4}{\exp(\varepsilon / kT) - 1}$$

Μηχανισμός GZK. Παραγωγή πιονίου.



CM

$$\sqrt{s} = m_p + m_{\pi^0}$$

Lab

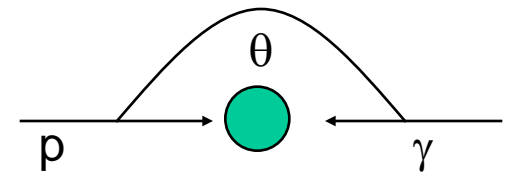
$$s = m_p^2 + 2E_p \Delta (1 - \beta_p \cos \theta)$$

Για :

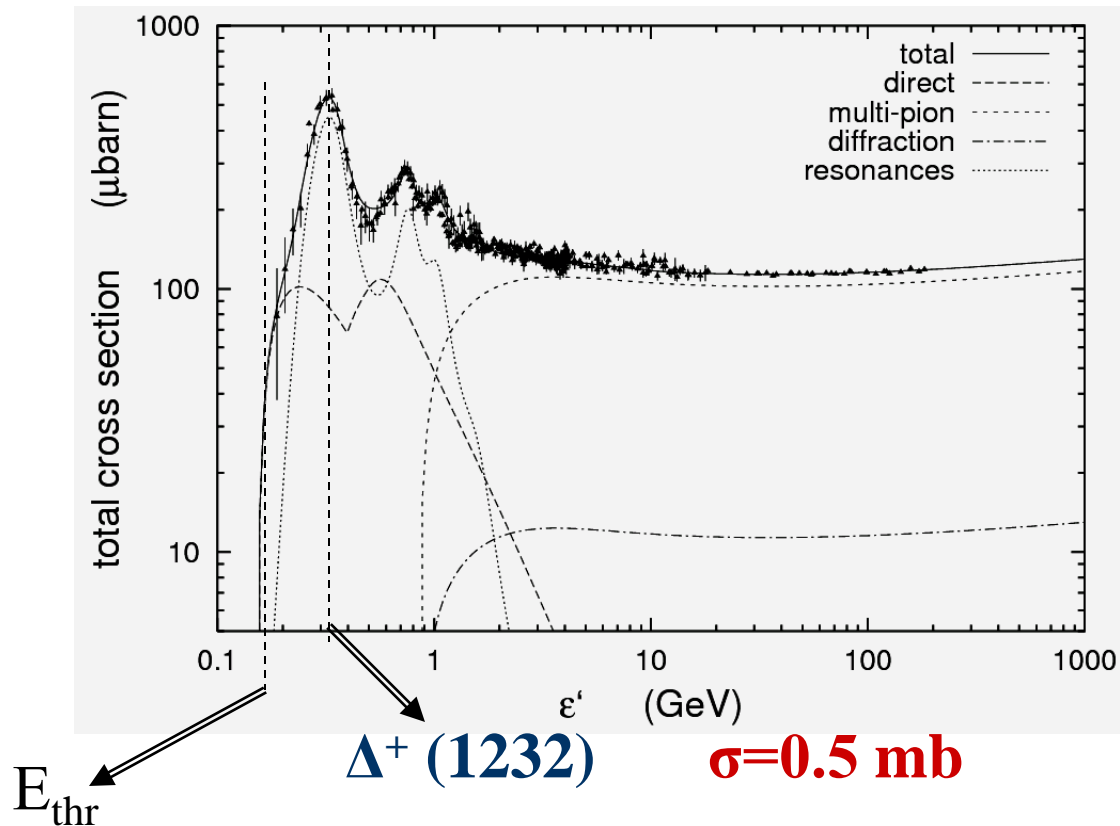
$$\cos \theta = -1, \quad \Delta = 6.34 \times 10^{-4} \text{ eV}$$

$$\Rightarrow E_p = \frac{m_{\pi^0}}{4\Delta} (2m_p + m_{\pi^0}) \approx 10^{20} \text{ eV}$$

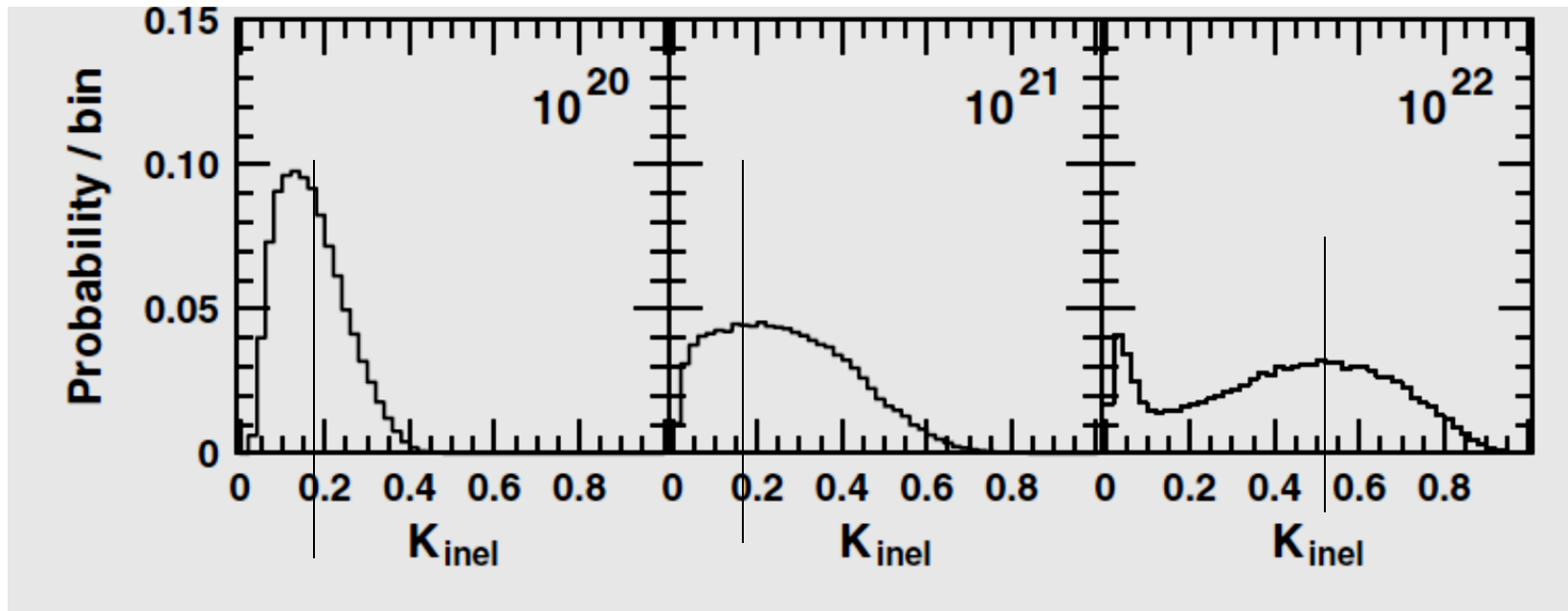
Για μετωπική κρούση,
ενέργεια κατωφλίου.



Φωτοπαραγωγή. (photoproduction)



Ανελαστικότητα

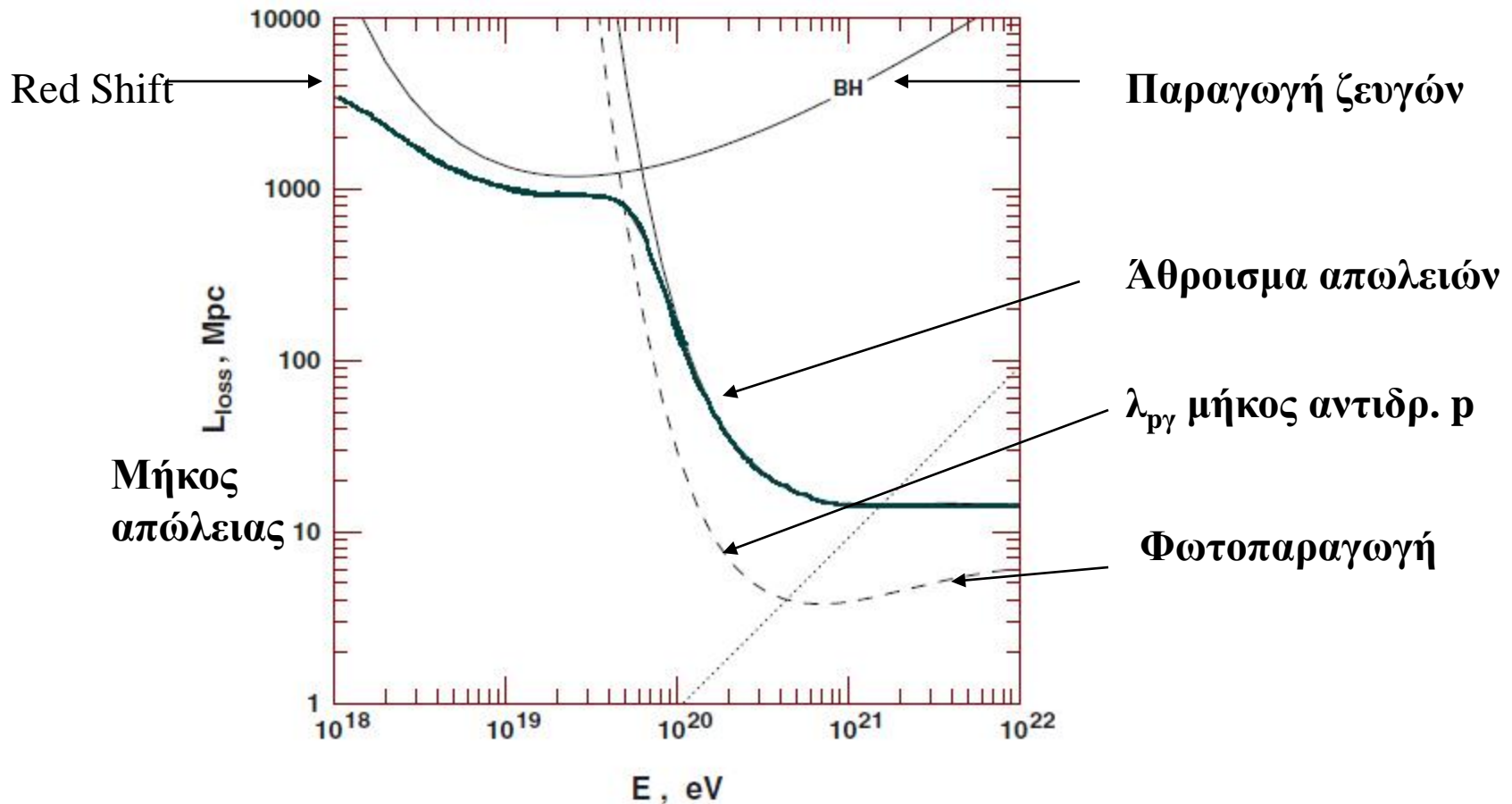


Συντελεστής ανελαστικότητας K_{inel} , για πρωτόνια σε CMB. Η μέση τιμή στα 10^{20} είναι 0.17 στα 10^{21} 0.27 και στα 10^{22} 0.5 και παραμένει σταθερή για υψηλότερες ενέργειες.

Άλλες απώλειες

- Παραγωγή $e^+ e^-$ στο πεδίο του πρωτονίου. $p + \gamma \rightarrow p + e^\pm$
- Για μετωπικές $E_{\text{thr}} = 4 \times 10^{17} \text{ eV}$
- Βαρείς πυρήνες
 - Φωτοδιάσπαση. Συντονισμός του πυρήνα, ελευθερώνονται ένα ή δύο νουκλεόνια.
 - Συμβαίνει για φωτόνια με ενέργεια από 10-30 MeV στο σύστημα του πυρήνα.
- Αδιαβατική απώλεια λόγω διαστολής το σύμπαντος. (Red shift)

Απώλεια ενέργειας πρωτονίων



$$L_{loss} = \frac{E_p}{dE_p / dx} = \frac{\lambda_{p\gamma}(E_\pi)}{K_{inel}}$$

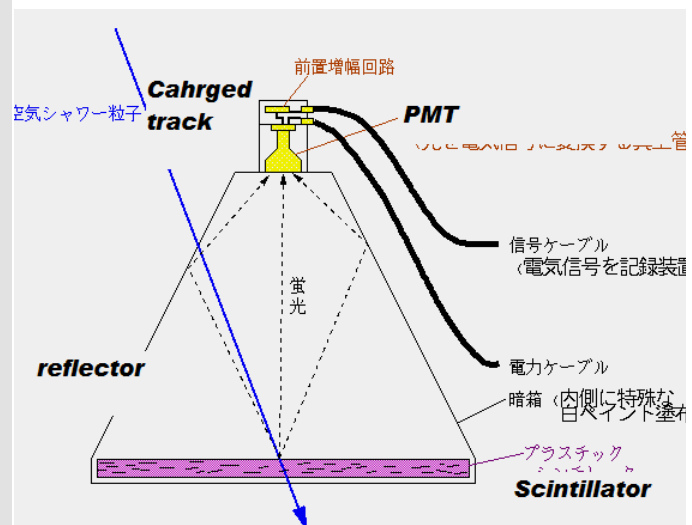
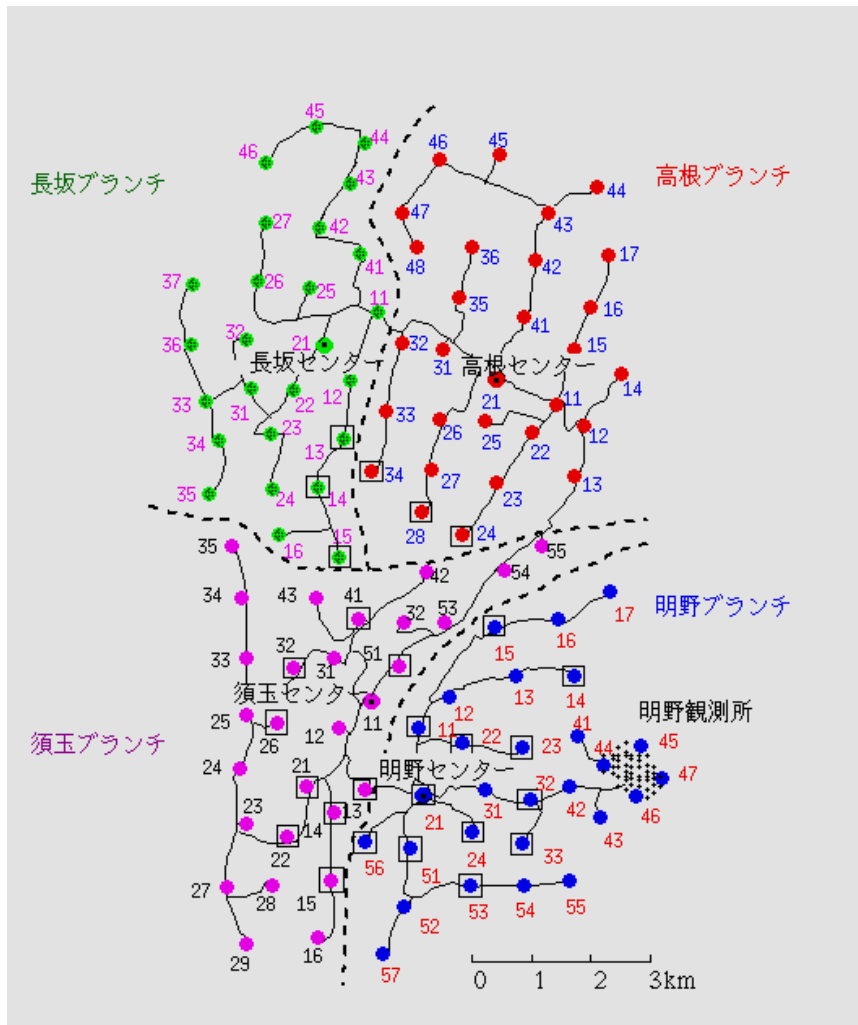
Απώλεια ενέργειας εκφρασμένη σε μήκος απώλειας. Όσο μικρότερο το μήκος τόσο μεγαλύτερη η απώλεια. Μονάδες Mpc.

Συμπέρασμα.

1. Η απώλεια ενέργειας εξαρτάται από την αρχική ενέργεια και την απόσταση της πηγής.
2. Τα σωματίδια με ενέργεια πάνω από 10^{20} έχουν μεγαλύτερες απώλειες λόγω φωτοπαραγωγής. Τα δευτερογενώς παραγόμενα συνεχίζουν με μικρότερες απώλειες.
3. Τελικά σωματίδια που έχουν παραχθεί με ενέργεια 10^{21} eV φθάνουν με μειωμένη ενέργεια. Αν η απόσταση της πηγής είναι μικρότερη από 100 Mpc τότε ένα μικρό ποσοστό θα φθάσει με ενέργειας πάνω από 10^{20} eV
4. Για αποστάσεις μεγαλύτερες από 100 Mpc ,φθάνουν με ενέργειες 10^{18} - 10^{19} eV .
5. Η διαδικασία αυτή ερμηνεύει το σχήμα του φάσματος!

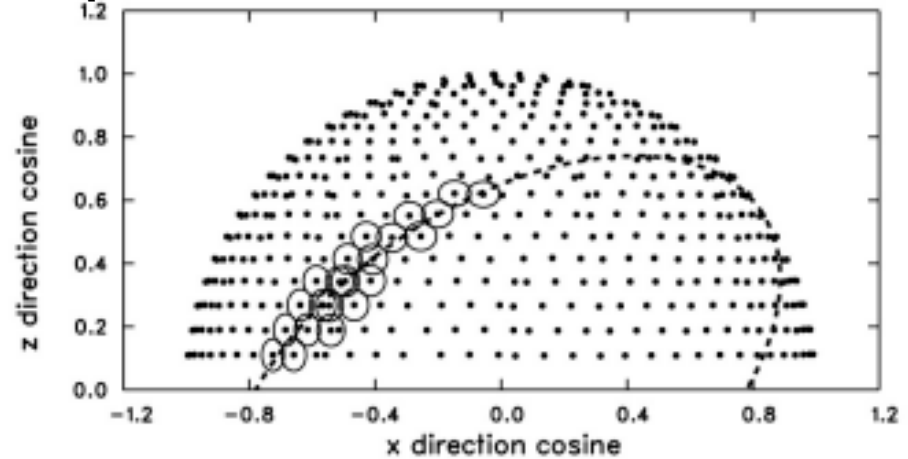
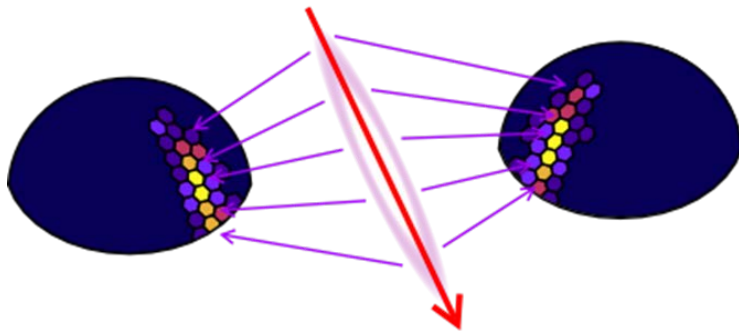
Διατάξεις μέτρησης UHECR

AGASA



Πείραμα HiRes, Στερεοσκοπική παρατήρηση.

Ανακατασκευή στον ανιχνευτή.



22 και 41 ανιχνευτές, ο καθένας (3.7 m^2 256 PMT)
σε βάθος ατμόσφαιρας 870 gr/cm^2

Με στερεοσκοπική παρατήρηση ο κάθε ανιχνευτής ορίζει ένα επίπεδο και η θέση του κατ. προσδιορίζεται από την τομή των δύο επιπέδων. Αν παρατηρηθεί από μια ομάδα ο προσδιορισμός της απόστασης υπολογίζεται από τον χρόνο πού μετρούν διαδοχικοί PMTs

Υπολογισμός φωταύγειας.

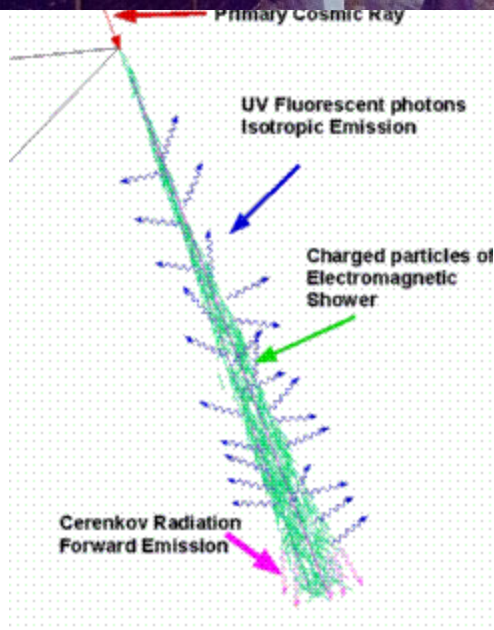
Έστω ο πυρήνας του κατ. έχει μήκος 700m και σχηματίζεται σε απόσταση 20 km από τον ανιχνευτή. Αν περιέχει 10^9 ηλεκτρόνια θα δώσουν $2,8 \cdot 10^{12}$ φωτόνια. Η σφαίρα με ακτίνα 20 km έχει επιφάνεια $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^2$ άρα 0,056 φωτ/ cm^2 .

Άρα χρειαζόμαστε μεγάλη επιφάνεια συλλογής και καταιονισμό πολύ μεγάλης ενέργειας.

Πείραμα HiRes

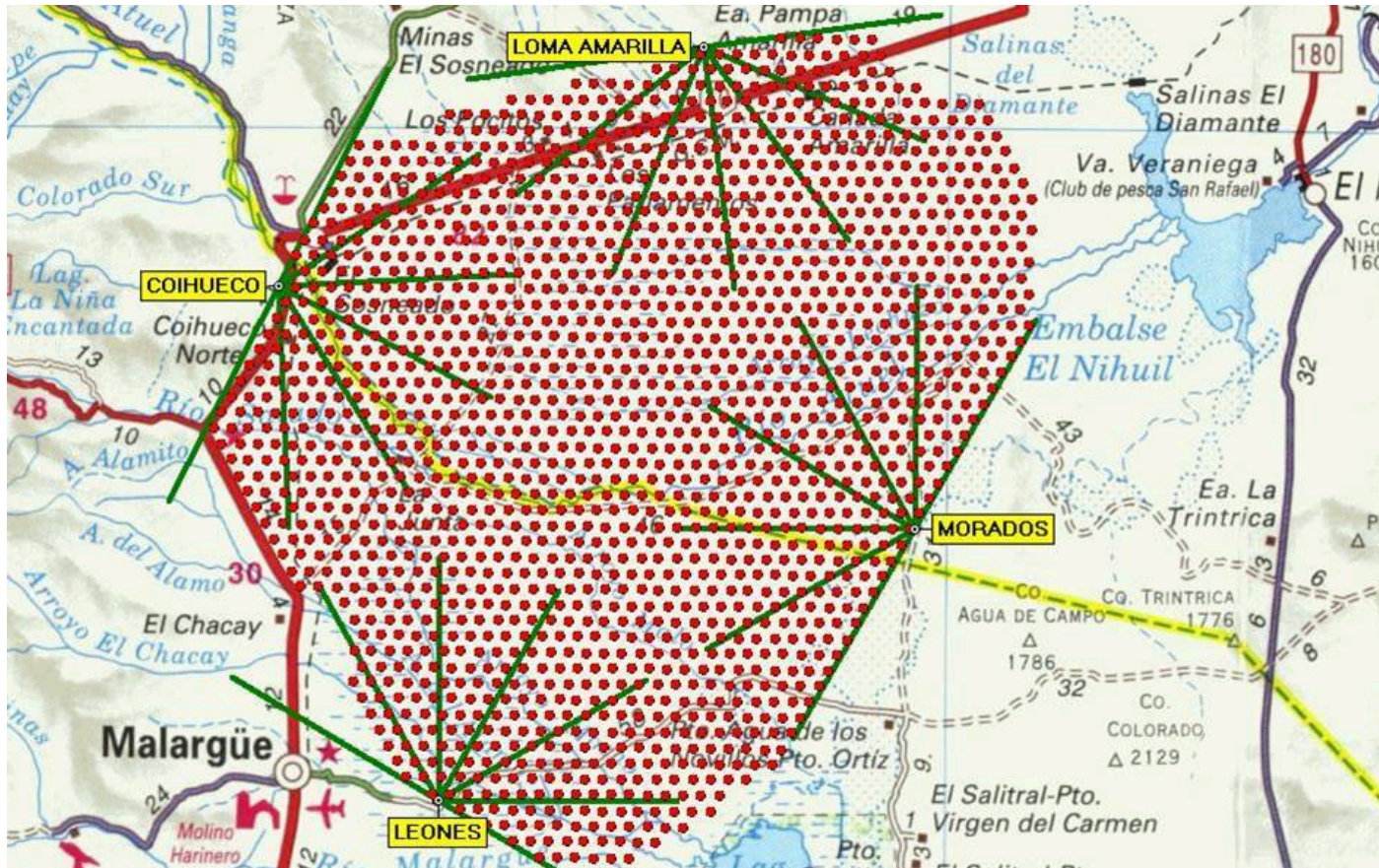


Μετρά την ακτινοβολία που προκαλείται από τον ιονισμό του αέρα. Χρησιμοποιούνται κάτοπτρα με φωτοπολλαπλασιαστές. Τα κάτοπτρα προσανατολίζονται ώστε να καλύπτουν μια μεγάλη περιοχή του ουράνιου θόλου. Ο αριθμός των φωτονίων που συλλέγονται είναι μικρός και μόνον EAS με ενέργεια πάνω από 10^{17} eV μπορούν να ανιχνευθούν.

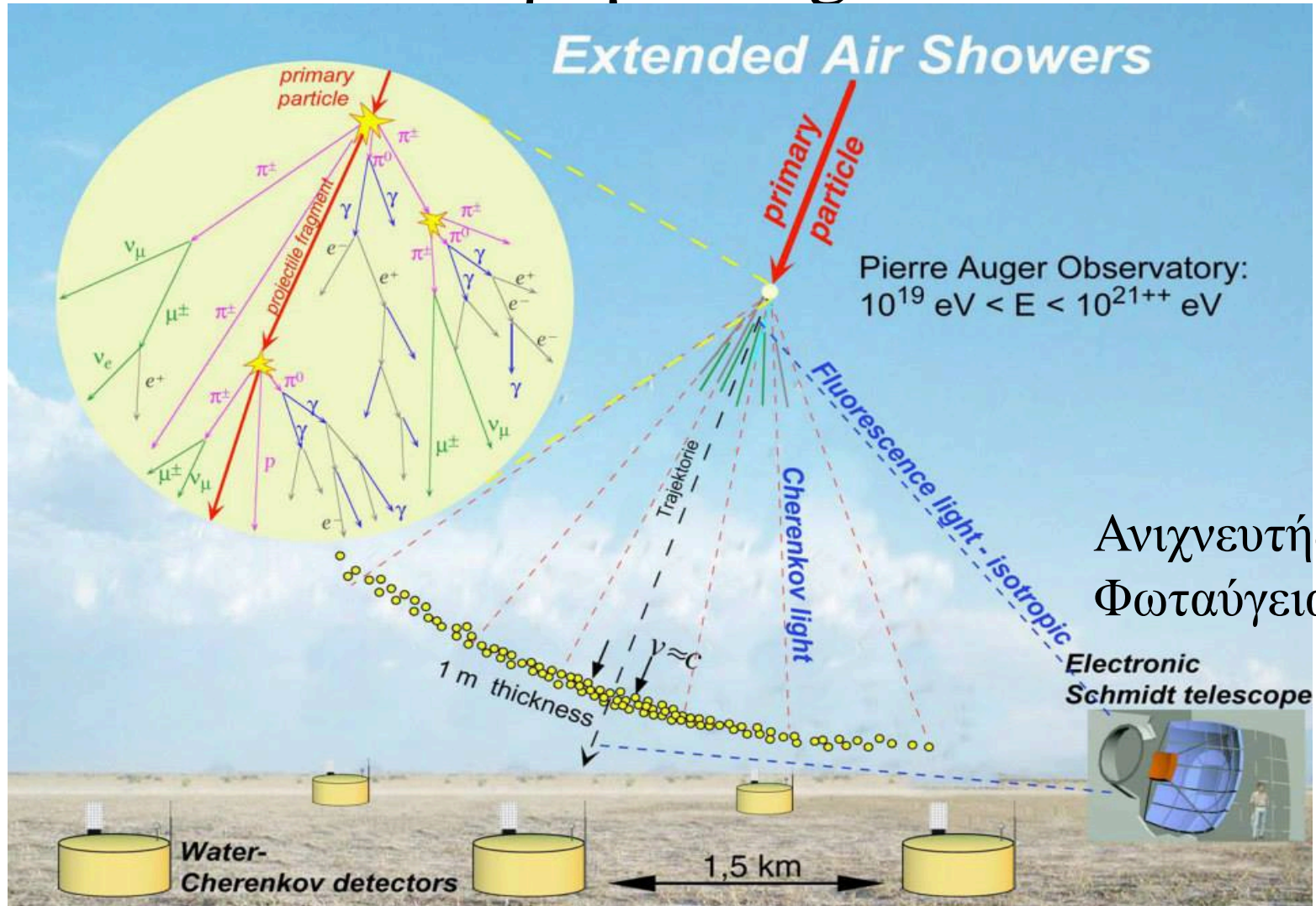


•Φωταύγεια από καταιονισμό.

Πείραμα Auger



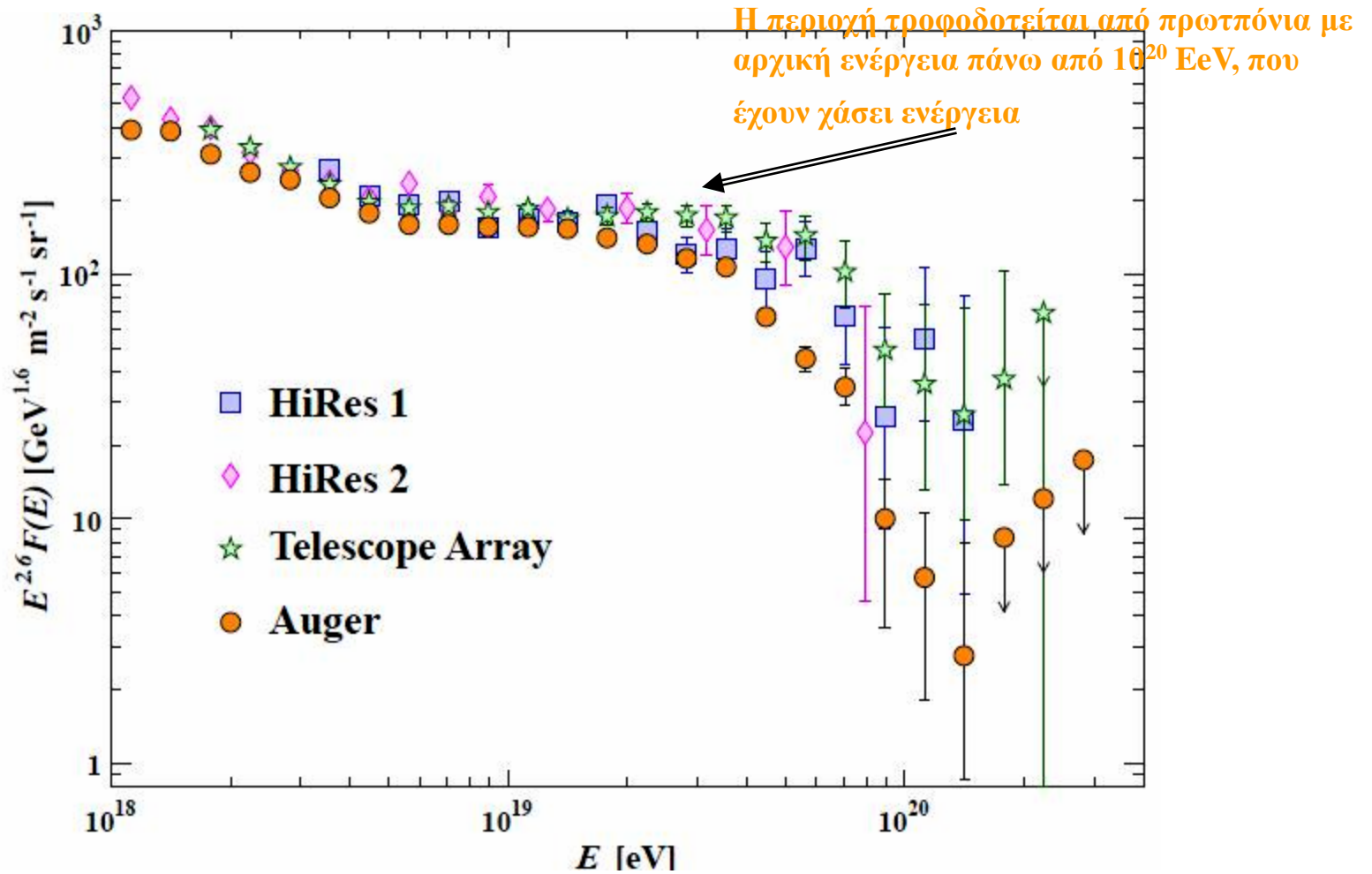
Πείραμα Auger



Ανιχνευτής
Φωταύγειας

Ντεπόζιτα Cerenkov

Γεγονότα μέγιστης ενέργειας



Το τέλος του φάσματος

- Ο αριθμός των γεγονότων έχει πολλαπλασιαστεί με $E^{2.6}$ για να φανούν οι μεταβολές της κλίσης.
- Στην αρχή φαίνεται η κλίση με εκθέτη $-2,7$ ενώ μετά το «γόνατο» η κλίση αυξάνεται με εκθέτη $-3,5$.
- Για την περιοχή από $10^{18,5}$ ως 10^{20} eV «ταρσός», ο εκθέτης επανέρχεται στο $-2,7$ ενώ στη συνέχεια πέφτει στο $-4,5$.
- Τα γεγονότα πάνω από 10^{20} eV είναι πολύ λίγα και έχουν ληφθεί από τα πειράματα AGASA, Hires και Auger. Στο πιο πρόσφατο διάγραμμα έχει προστεθεί και το Telescope Array.
- Τα αναμενόμενα γεγονότα είναι:
 $\sim 100 \text{ km}^{-2} \text{ y}^{-1}$ above 10^{18} eV, $\sim 1 \text{ km}^{-2} \text{ y}^{-1}$ at 10^{19} eV,
and $\sim 1 \text{ km}^{-2}$ per century at 10^{20} eV.

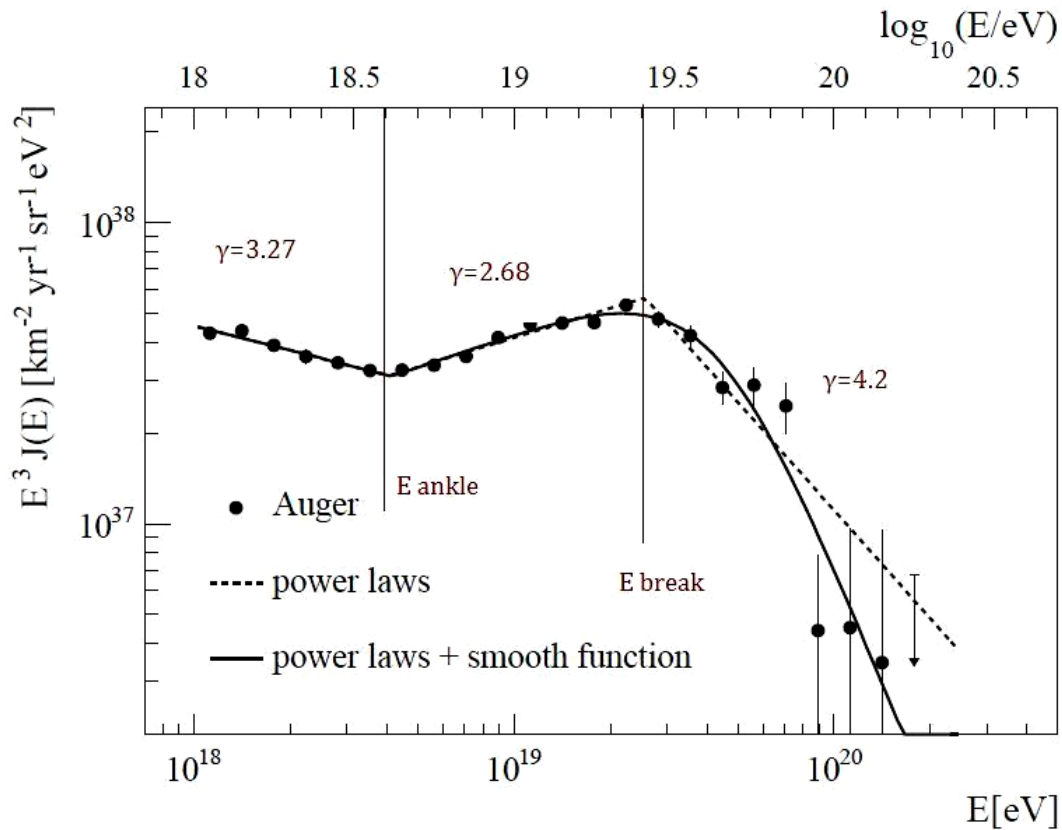
Πειραματικές διαφορές

- Ο προσδιορισμός της ενέργειας είναι δύσκολος και η κανονικοποίηση διαφέρει στα πειράματα.
- Το πείραμα AGASA έδινε τις υψηλότερες τιμές. Μετά από υπολογισμό με νέες μεθόδους η ενέργεια κατέβηκε κατά 10-15%.
- Τα δύο πειράματα HIRES και AUGER δίνουν συμβατά αποτελέσματα. Η ενέργεια όπως υπολογίζεται από το Auger γενικά είναι χαμηλότερη από το HiRes.

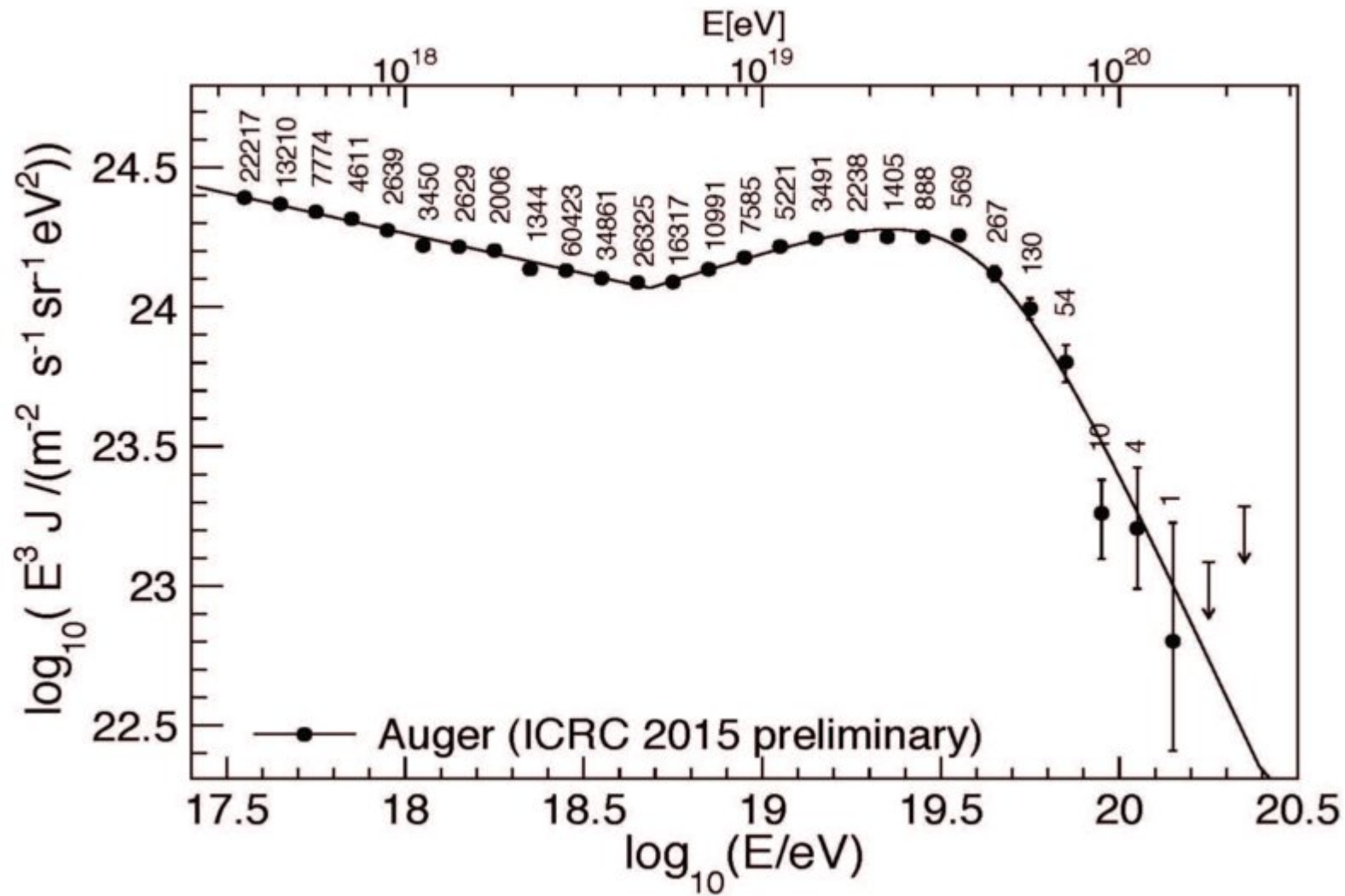
Σύντομη ερμηνεία

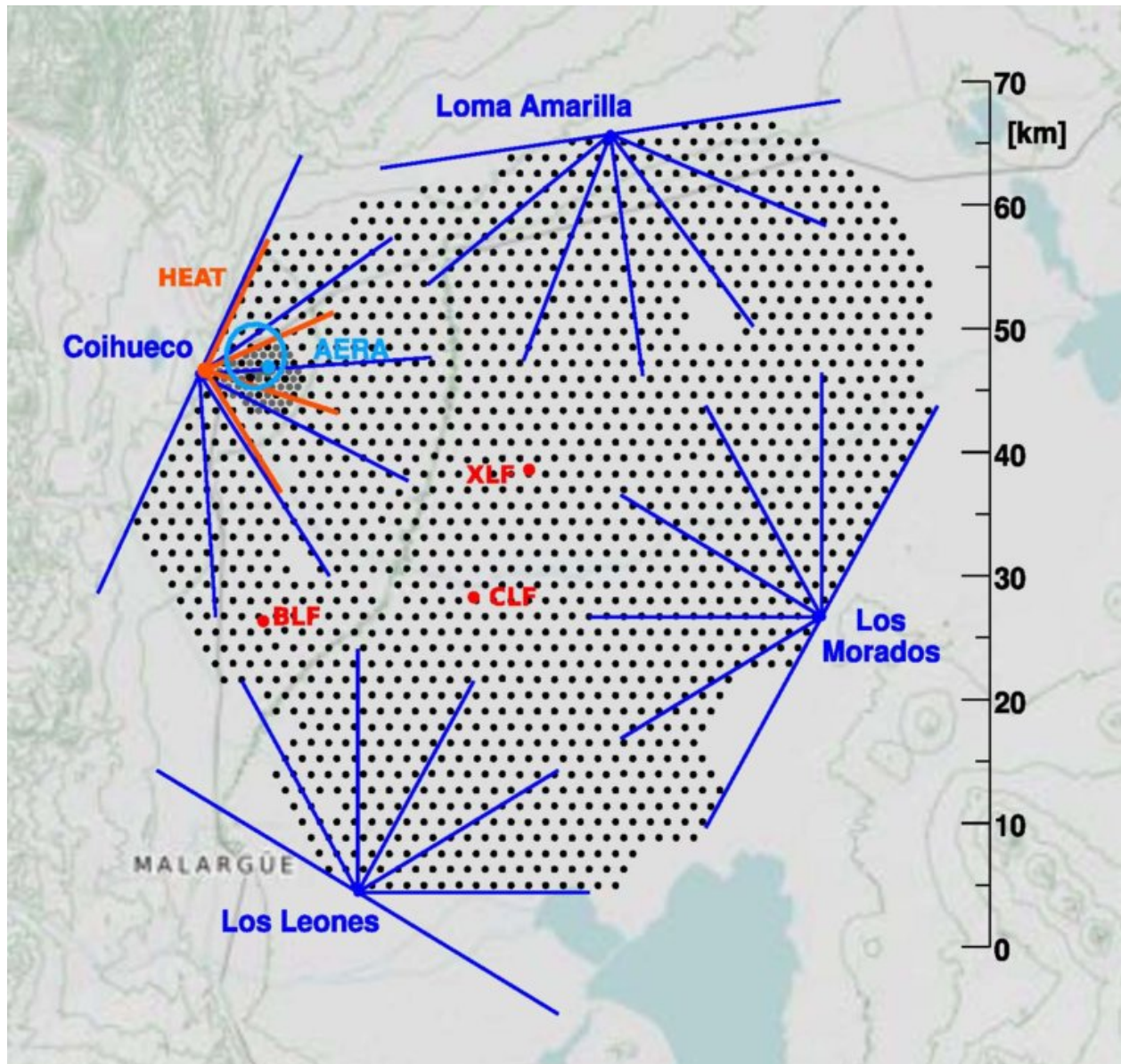
- Το γόνατο σχηματίζεται επειδή οι μηχανές παραγωγής φθάνουν στο όριο τους. Δηλαδή δε μπορούν να παράγουν υψηλότερες ενέργειες από 10^{15} ως 10^{17} eV. Επίσης στην περιοχή αυτήν επικρατούν οι πυρήνες Fe επειδή τα πρωτόνια αυτής της ενέργειας διαφεύγουν από τον Γαλαξία.
- Η περιοχή πάνω από 10^{18} eV η προέλευση θεωρείται εξωγαλαξιακή. Ο ταρσός σχηματίζεται επειδή τροφοδοτείται από γαλαξιακές και εξωγαλαξιακές πηγές.
- Τα δεδομένα από Auger και HiRes δείχνουν την αποκοπή GZK στα 19,5 eV.

Καμπύλη Auger



parameter	broken power laws
$\gamma_1(E < E_{\text{ankle}})$	3.27 ± 0.02
$\lg(E_{\text{ankle}}/\text{eV})$	18.61 ± 0.01
$\gamma_2(E > E_{\text{ankle}})$	2.68 ± 0.01
$\lg(E_{\text{break}}/\text{eV})$	19.41 ± 0.02
$\gamma_3(E > E_{\text{break}})$	4.2 ± 0.1
$\lg(E_{1/2}/\text{eV})$	
$\lg(W_c^2/\text{eV})$	
χ^2/ndof	$37.8/16 = 2.4$





Συσχέτιση με πηγές

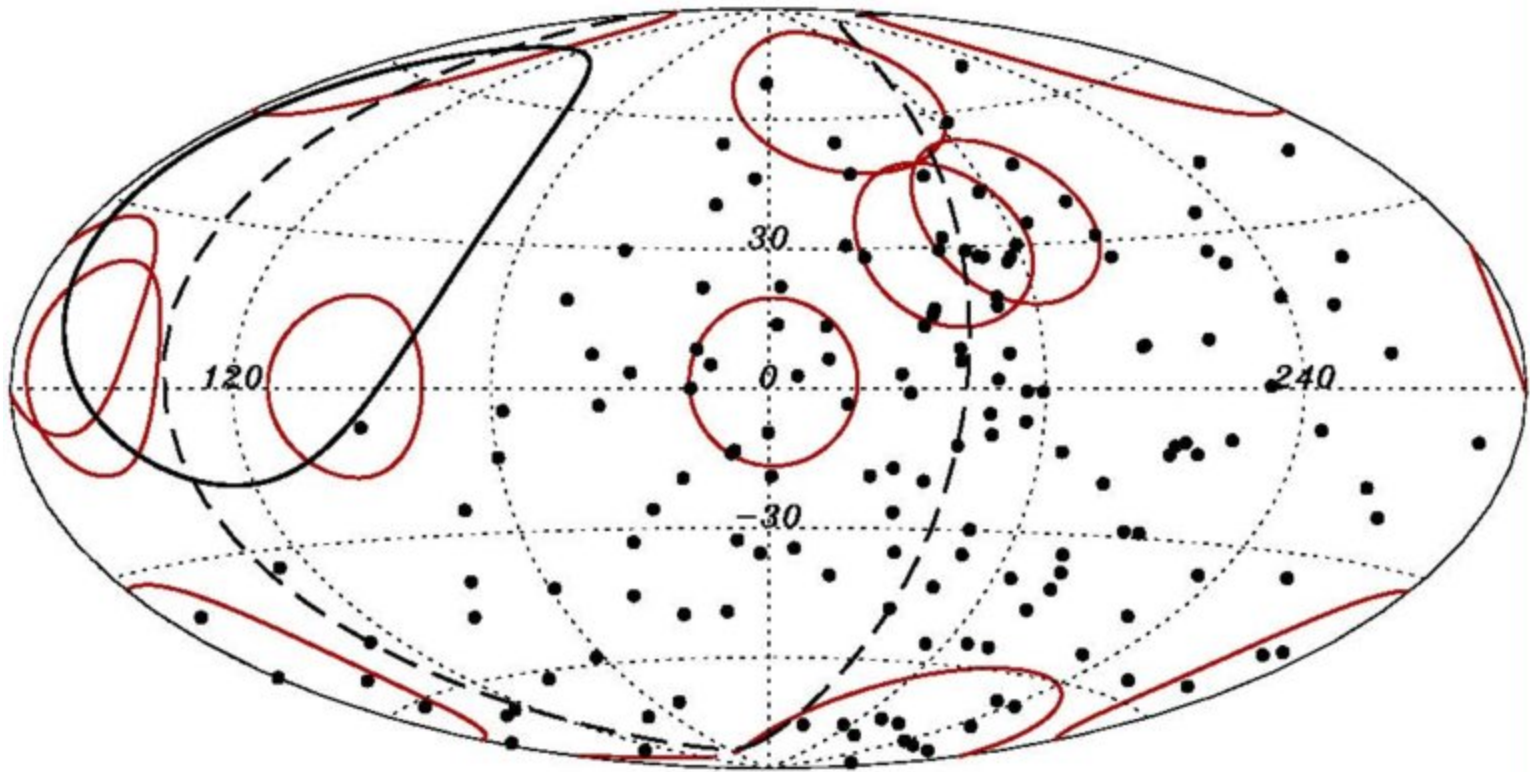
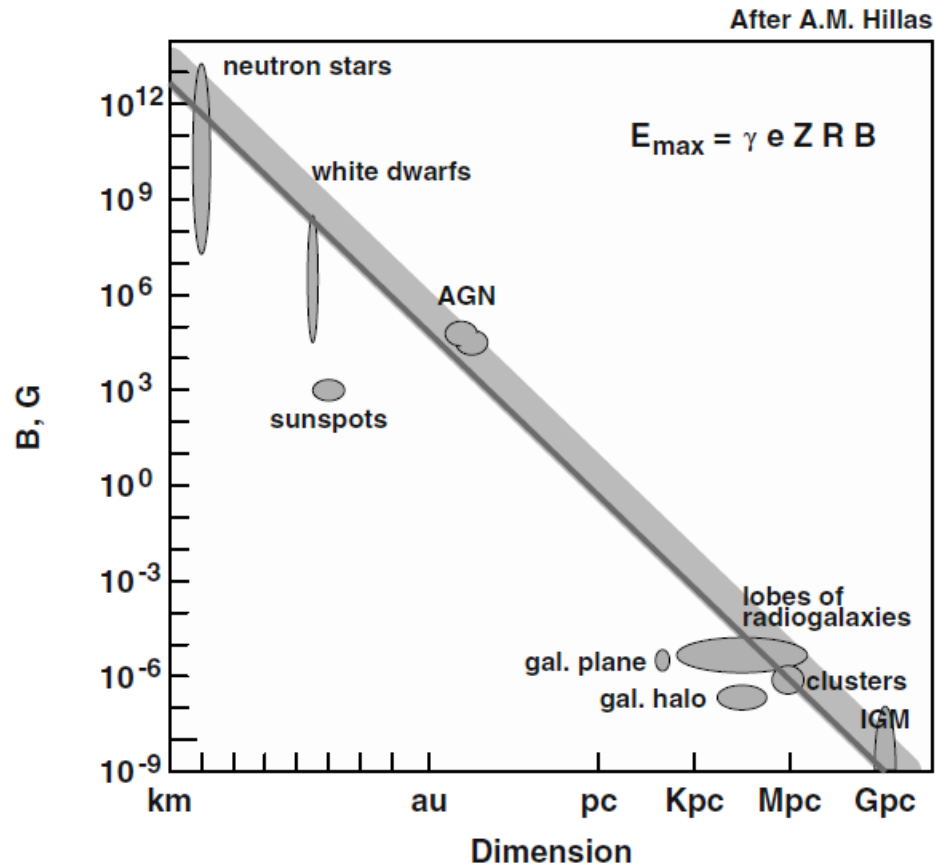
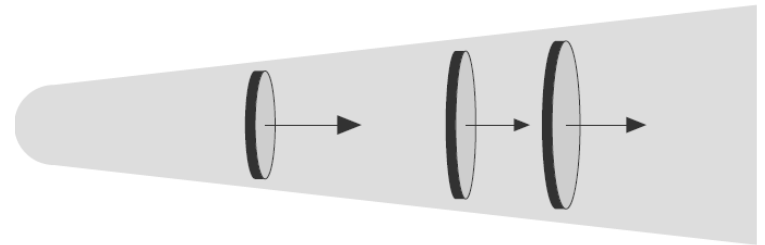
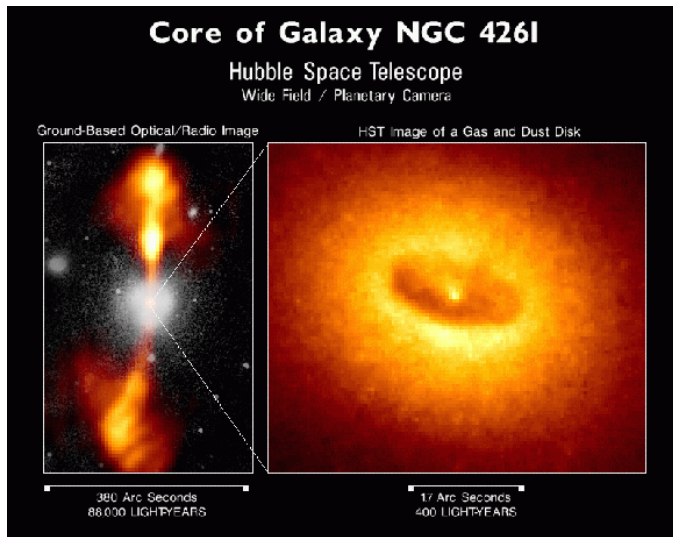
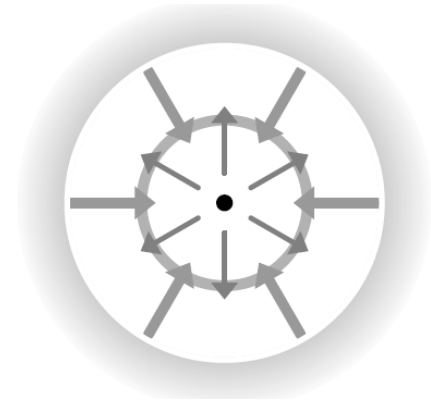
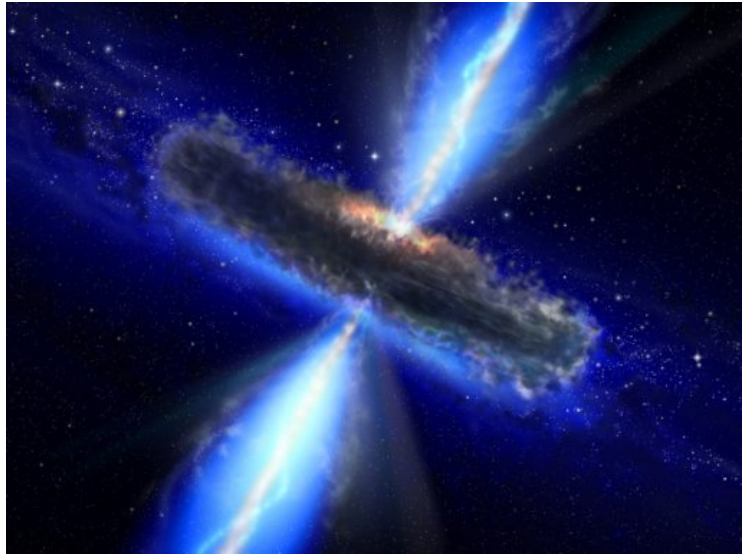


FIGURE 6. Left: Sky map in (equatorial coordinates) of flux, in $\text{km}^{-2} \text{yr}^{-1} \text{sr}^{-1}$ units, smoothed in angular windows of 45° radius, for observed events with energies $E > 8$ EeV (from [48]). Right: The sky map (in Galactic coordinates) shows the events with $E \geq 58$ EeV, together with the Swift AGNs brighter than $10^{44} \text{erg s}^{-1}$ and closer than 130 Mpc, indicated by red circles of 18° radius (from [16]).

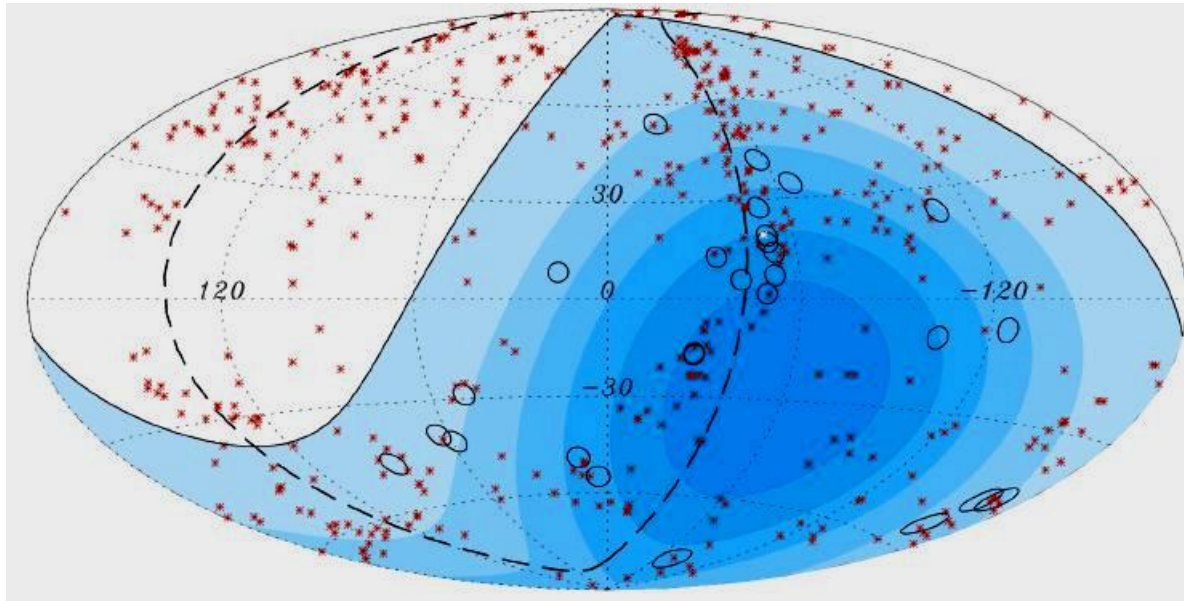
Διάγραμμα Hillas



Ερμηνεία πιθανοί μηχανισμοί.



Συσχέτιση γεγονότων με πηγές.



- Οι κύκλοι αντιστοιχούν σε 27 Κ.Α. με ενέργεια μεγαλύτερη από 57 EeV.
- Ο κύκλος αντιστοιχεί σε γωνιακή ακτίνα $3 \cdot 10^0$ από τη διεύθυνση της Κ.Α.
- Τα κόκκινα σημάδια αντιστοιχούν σε γνωστά AGN σε απόσταση μικρότερη από 75 Mpc.
- 12 Κ.Α. συμπίπτουν με AGN.
- Μεγαλύτερη πυκνότητα γύρω από τον ραδιογαλαξία Cen. A (Α Κενταύρου)

Για $E=10^{20}$ eV, $B=10^{-9}$ G, $d=20$ Mpc $\rightarrow \theta \sim 10^0$
για τυχαία μαγν. πεδία $\rightarrow \theta \sim 2^0$

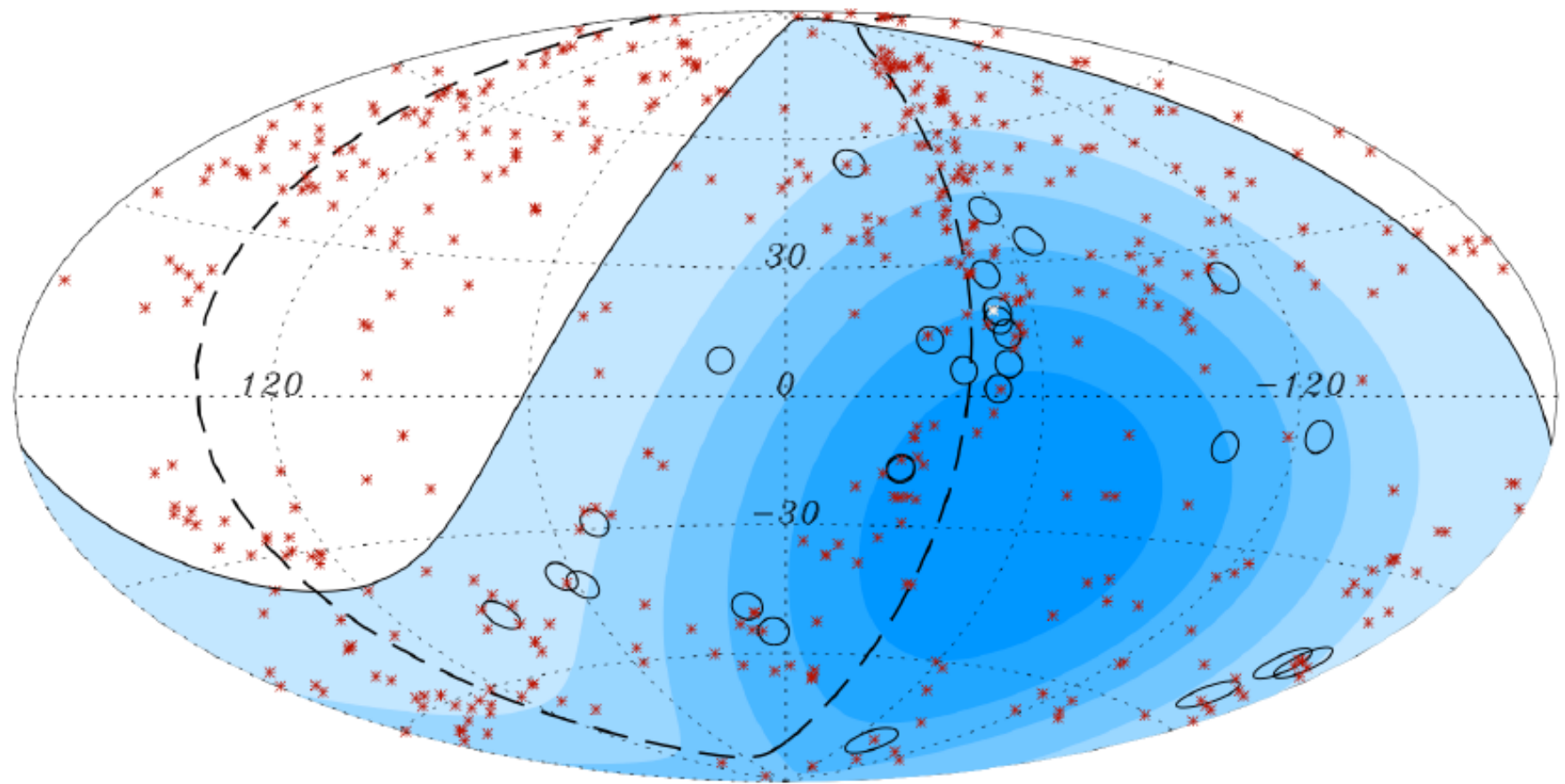
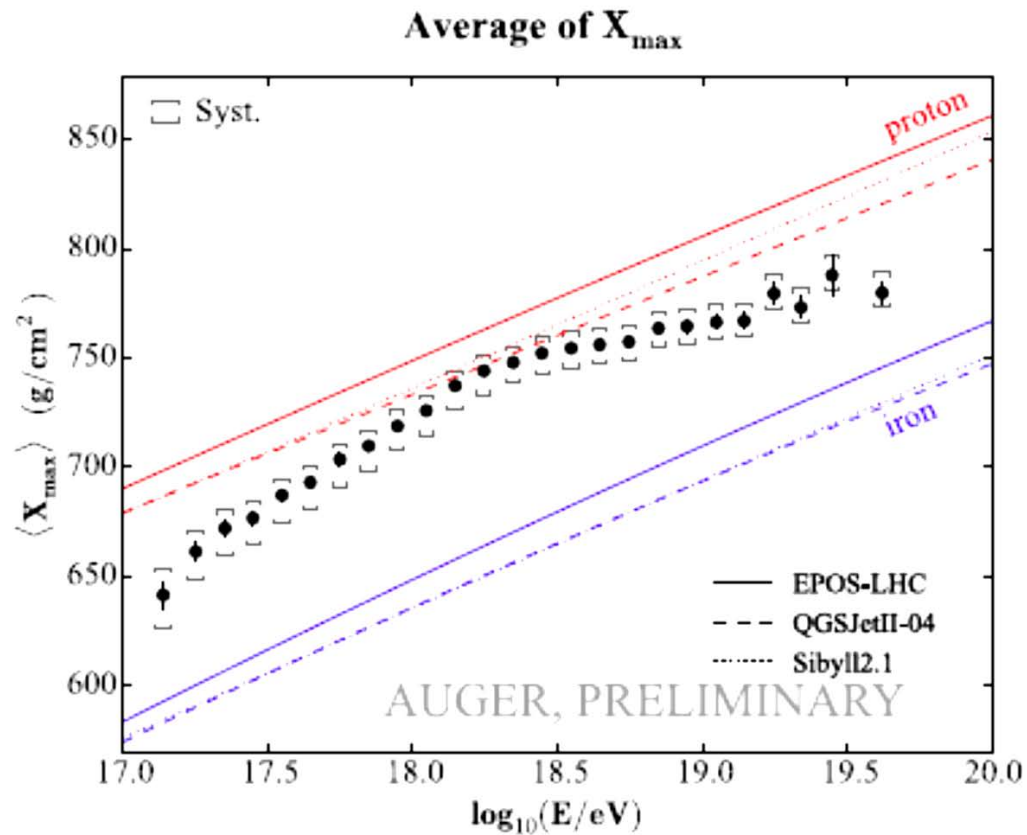
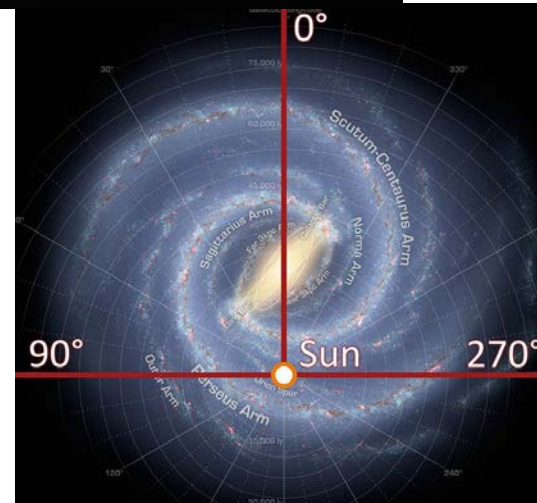
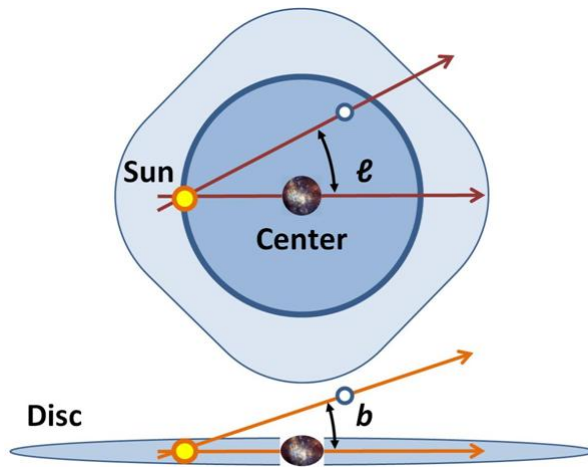
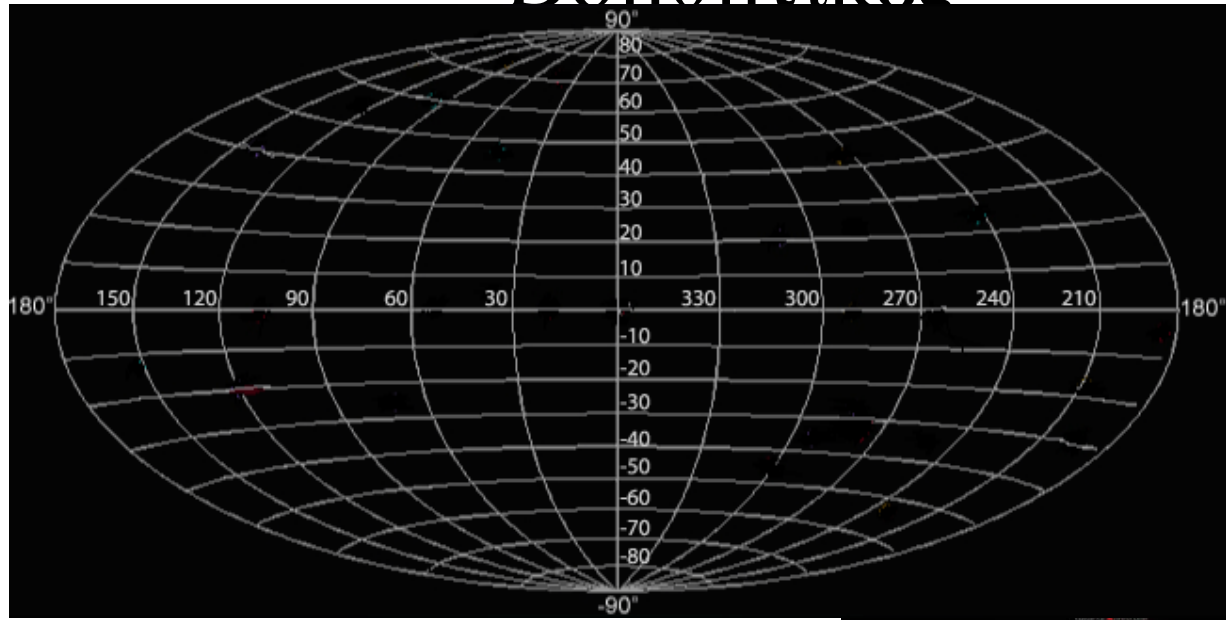


Figure 2: Aitoff projection of the celestial sphere in galactic coordinates with circles of radius 3.1° centered at the arrival directions of the 27 cosmic rays with highest energy detected by the Pierre Auger Observatory. The positions of the 472 AGN (318 in the field of view of the Observatory) with redshift $z \leq 0.018$ ($D < 75$ Mpc) from the 12th edition of the catalog of quasars and active nuclei (12) are indicated by red asterisks. The solid line represents the border of the field of view (zenith angles smaller than 60°). Darker color indicates larger relative exposure. Each colored band has equal integrated exposure. The dashed line is the supergalactic plane. Centaurus A, one of our closest AGN, is marked in white.

ενδείξεις για βαρύτερους πυρήνες



Βοηθητικές



Νετρίνα υπερ-υψηλών ενεργειών UHE

Παραγωγή νετρίνων σε εξωγαλαξιακές πηγές

$$p + \gamma \rightarrow \pi^\pm + \dots$$

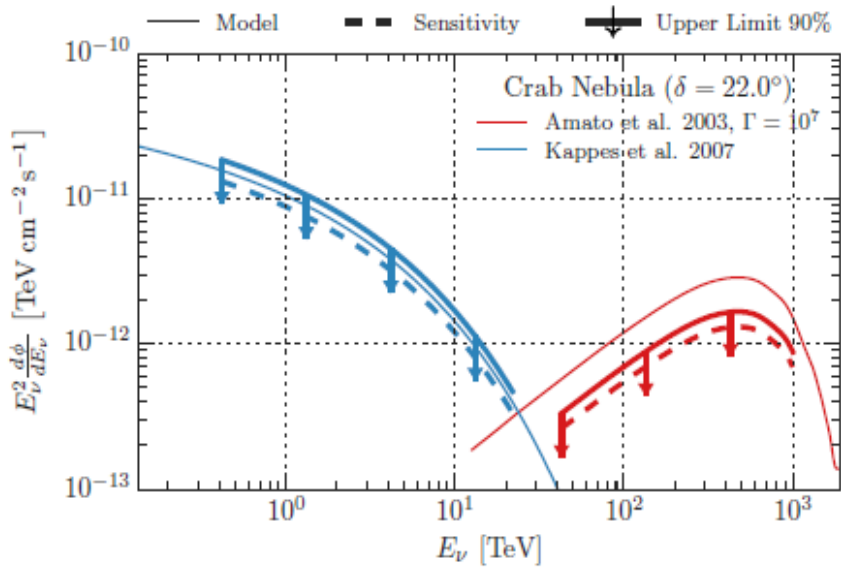
$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$$

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

Η Πυκνότητα της ύλης στις περιοχές επιτάχυνσης των AGN είναι μικρή και προφανώς η πιθανότητα για αντίδραση p+p .

Η φωτοπαραγωγή είναι δυνατή όταν είναι μεγάλη η πυκνότητα των φωτονίων στην περιοχή επιτάχυνσης.

Οι ίδιες πηγές που παράγουν UHE φωτόνια, πρέπει να παράγουν νετρίνα μετά από διάσπαση των φορτισμένων πιονίων.



Φάσμα φωτονίων
του Crab

Παραγωγή νετρίνων,
υπολογισμός στο
φάσμα του Crab

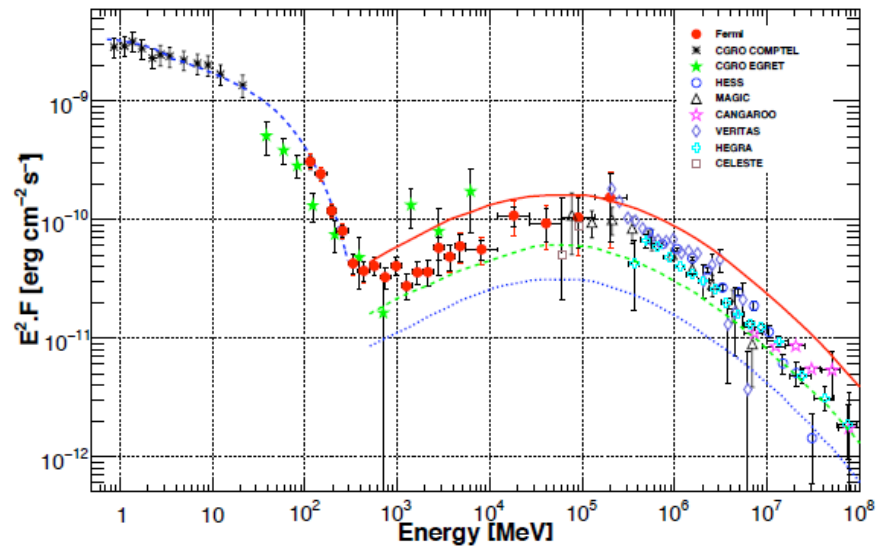
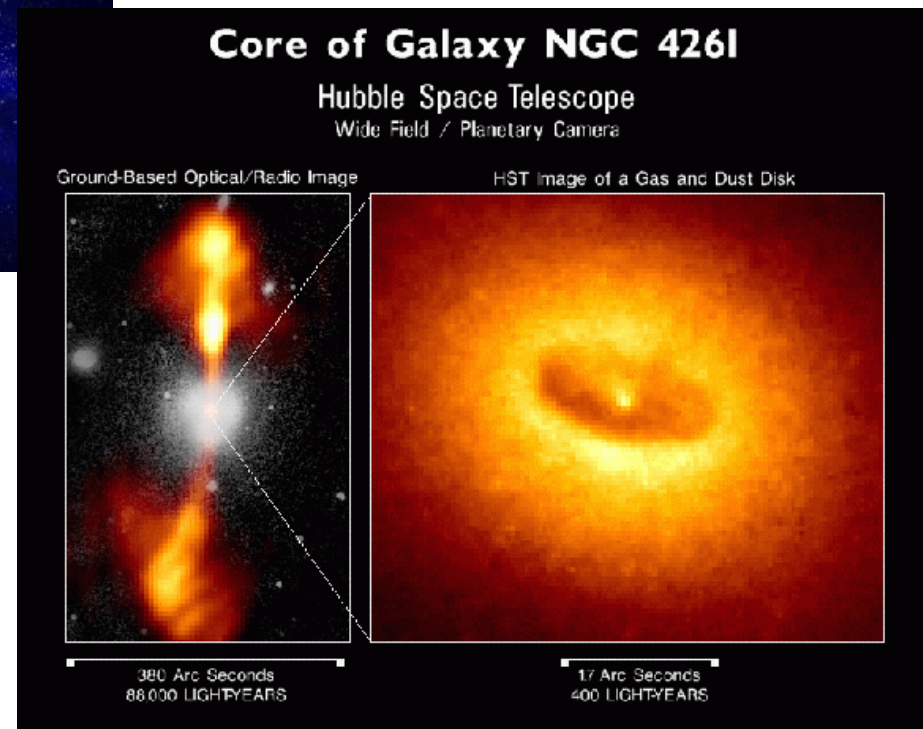
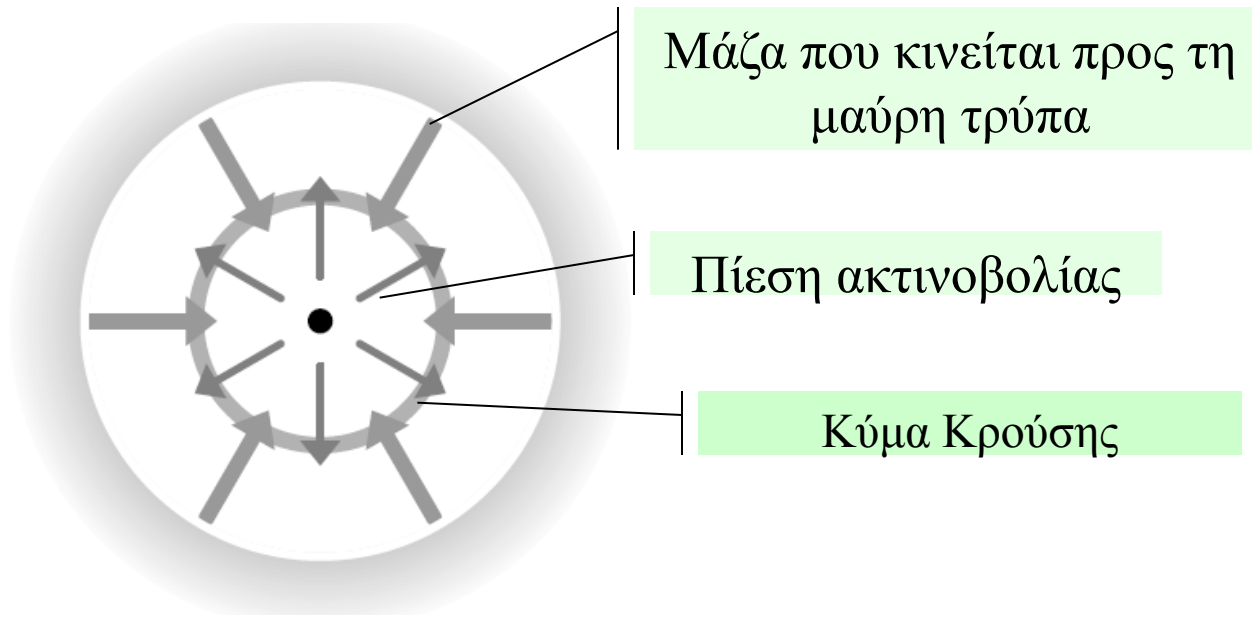


Fig. 4. Broad-band spectral energy distribution (SED) of the Crab Nebula (see for details 1

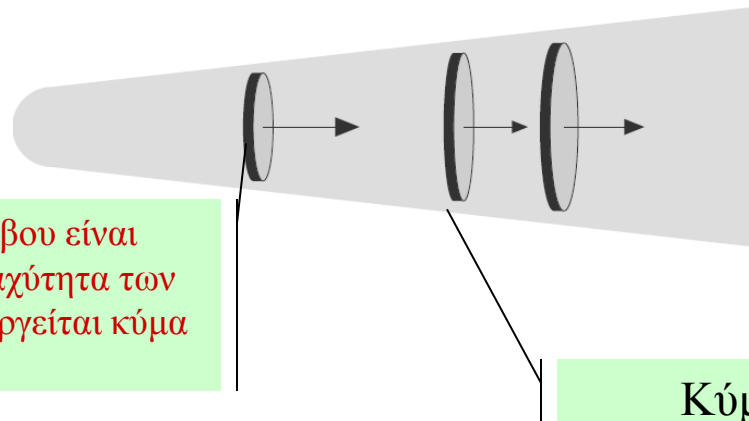
Πιθανοί μηχανισμοί σε AGN.



Επιτάχυνση στην περιοχή της συσσώρευσης



Επιτάχυνση στα τζετ



Η ταχύτητα του κόμβου είναι μεγαλύτερη από την ταχύτητα των προηγούμενων. Δημιουργείται κύμα κρούσης,

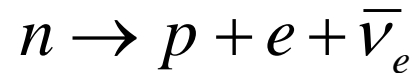
Κύμα Κρούσης

Για παραγωγή ακτίνων με $E=10^{20}$ eV, χρειάζεται μαγνητικό πεδίο περίπου 1 G . Το μήκος των τζετ μπορεί να φθάσει το 0.2 pc.

Αντιδράσεις κατά την διαδρομή.

Μετά την αντίδραση των πρωτονίων στο μικροκυμματικό υπόβαθρο, παράγονται πόνια τα οποία στη συνέχεια διασπώνται.

Κατά την αντίδραση των πρωτονίων με τα φωτόνια της πηγής, παράγονται σε ποσοστό 33%, νετρόνια. Τα νετρόνια διαφεύγουν ευκολότερα από την περιοχή επιτάχυνσης γιατί δεν επηρεάζονται από το μαγνητικό πεδίο. Τα νετρόνια διασπώνται σε :



Τα ν_e, ν_μ παράγονται με λόγο περίπου $\nu_e : \nu_\mu \rightarrow 1:4$. Η απόσταση είναι πολύ μεγάλη και μετά την ταλάντωση, ο λόγος $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau \rightarrow 1:1:1$

Τα νετρίνα παίρνουν κατά μέσον όρο, το 1/24 της ενέργειας του αρχικού πρωτονίου.

πρωτόνιο με αρχική ενέργεια 10^{20} eV δίνει νετρίνα με
ενέργειες $10^{16} - 10^{14}$ eV.

Ενεργός Διατομή Νετρίνων Υψηλής Ενέργειας

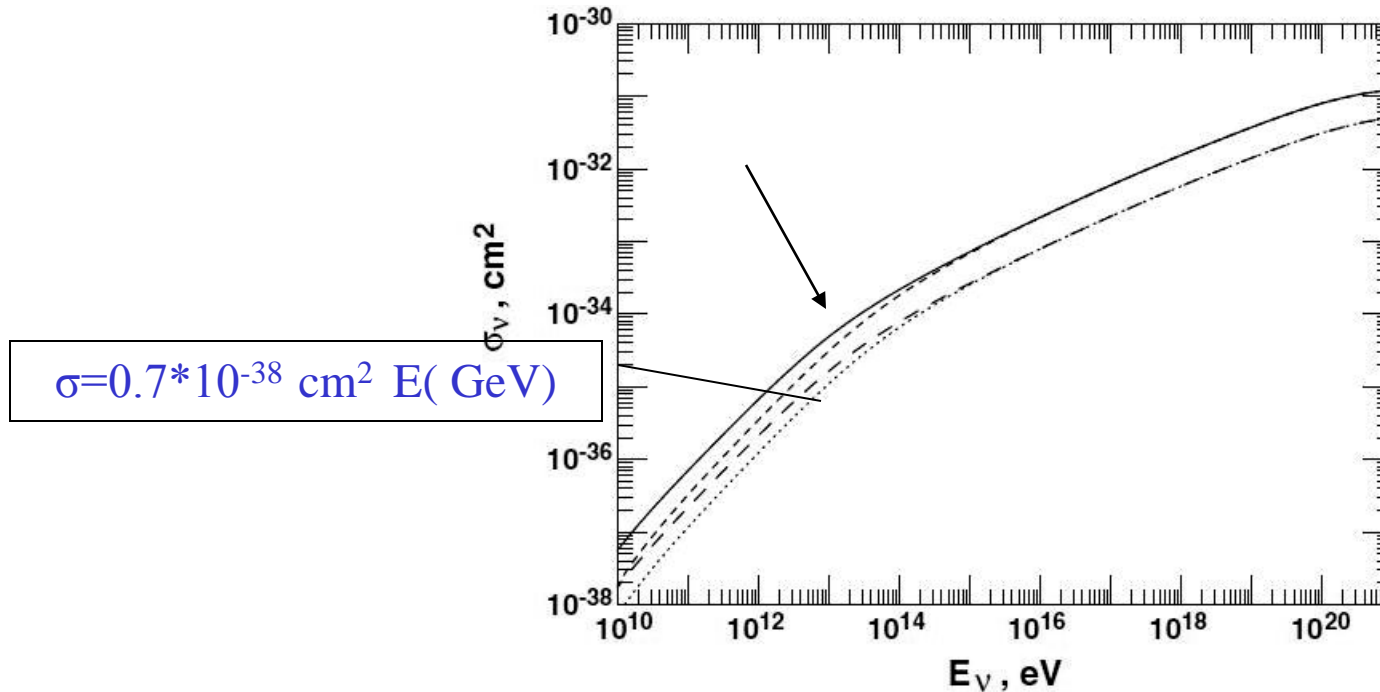
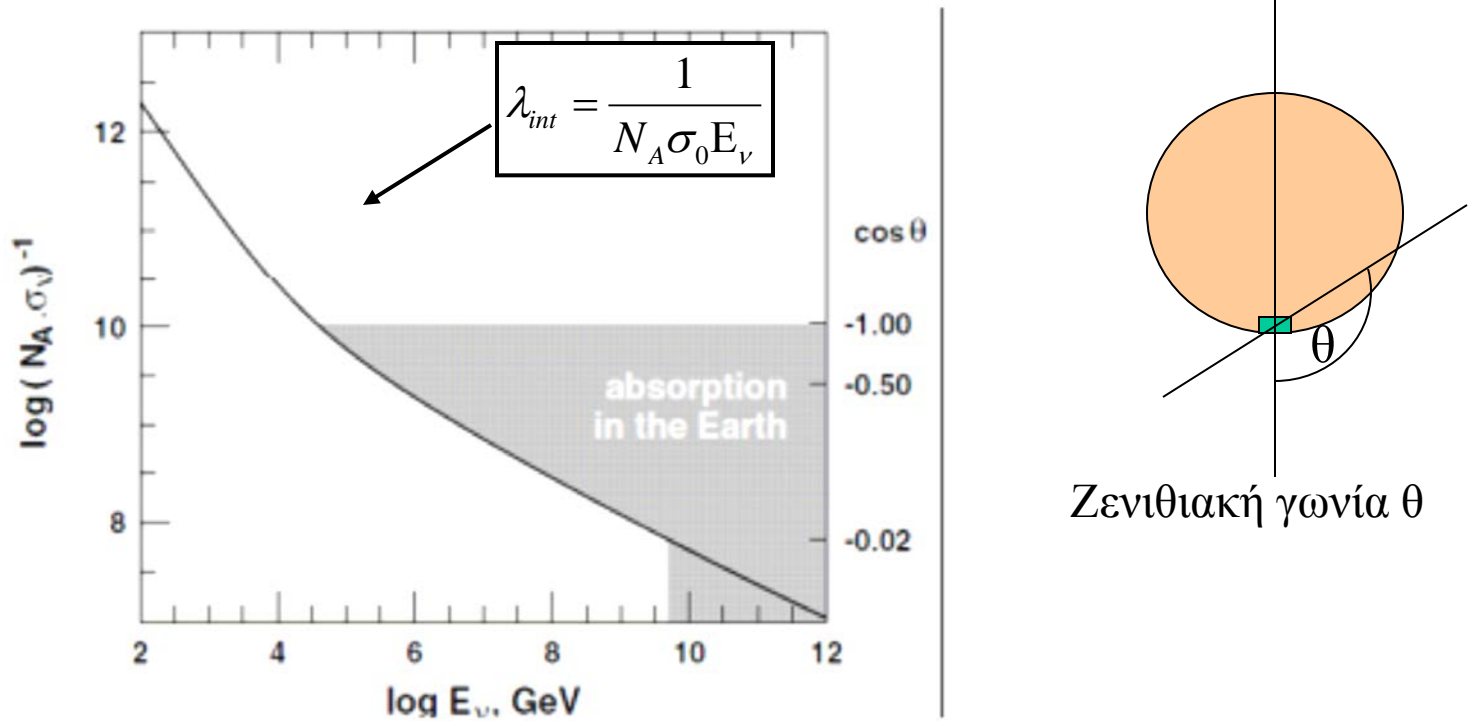


Fig. 10.2. Cross-sections for deep inelastic neutrino scattering. Neutrino CC cross-section is plotted with a solid line, the antineutrino with short dashes. The NC cross-section for neutrinos are plotted with long dashes, and for antineutrinos with a dotted line.

Απορρόφηση στη 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.

cc

$$\nu_{\mu} \rightarrow \mu + \text{shower}$$

$$\nu_{\tau} \rightarrow \tau + \text{shower} + \nu_{\tau}$$

$$\nu_e \rightarrow \text{EM} + \text{hadr shower}$$

nc

$$\nu \rightarrow \text{hadr shower}$$

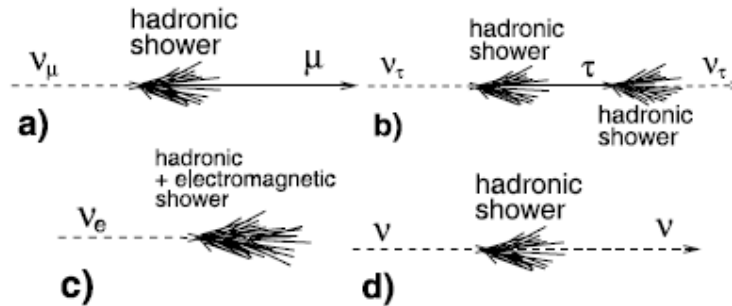
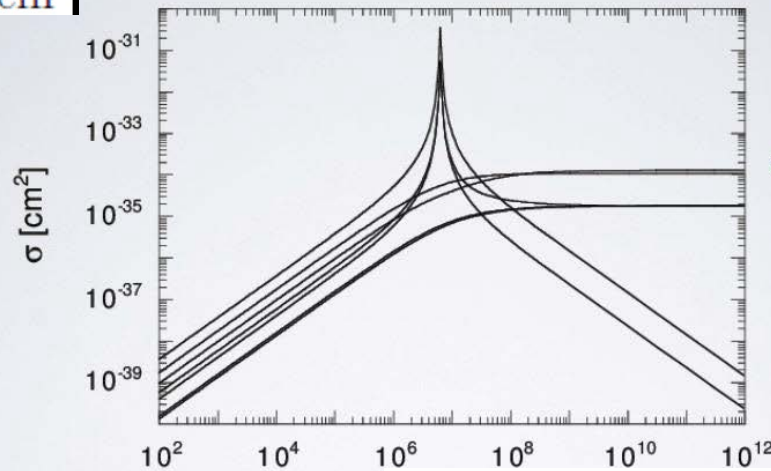


Fig. 11 Some event signature topologies for different neutrino flavors and interactions: (a) CC interaction of a ν_{μ} produces a muon and a hadronic shower; (b) CC interaction of a ν_{τ} produces a τ that decays into a ν_{τ} , tracing the double bang event signature. (c) CC interaction of ν_e produces both an EM and a hadronic shower; (d) a NC interaction produces a hadronic shower. Particles and anti-particles cannot be distinguished in neutrino telescopes. From [165]

Συντονισμός Glashow

Neutrino Cross-sections at the Glashow Resonance

$$4.7 \times 10^{-31} \text{ cm}^2$$



RG, Quigg, Reno and Sarcevic

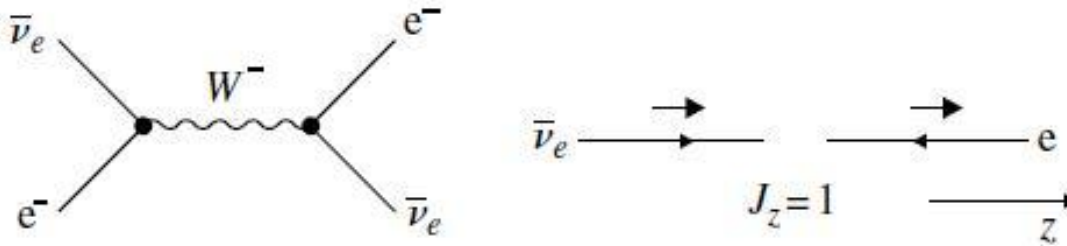
The cross-sections

$$E_\nu = s/(2m_e) \sim 6.4 \times 10^6 \text{ GeV}$$

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

Ερμηνεία του συντονισμού Glashow

S. L. Glashow Phys. Rev 118 (1960) 316-317.



D. Perkins σελ. 68

Η σκέδαση του αντι ν_e σε ηλεκτρόνιο γίνεται με την μεσολάβηση ενός μποζονίου W . Στον τύπο της ενεργής διατομής εμφανίζεται ο όρος

$$\cdot \left(1 - \frac{2m_e E_\nu^2}{m_w^2} \right)^{-2}$$

Η διατομή μεγιστοποιείται όταν η ενέργεια του νετρίνου γίνει ίση με 6.4 PeV δηλαδή μπορεί να παράγει την μάζα του W . Δηλαδή παρουσιάζεται φαινόμενο συντονισμού. Στην ενέργεια συντονισμού, η διατομή, είναι περίπου 300 φορές μεγαλύτερη από το αθροισμα των διατομών όλων των άλλων αντιδράσεων.

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

Αντιδράσεις νετρίνων σε πολύ υψηλές ενέργειες

Ενεργές Διατομές σε συντονισμό.

Interaction	σ [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}
$\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_\tau \tau$	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}

Ενεργές διατομές χωρίς συντονισμό

Interaction	σ [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}

Table 1: Resonant GR cross-sections for electron anti-neutrino (left panel) and non-resonant (right panel) interactions at $E = 6.3$ PeV.

Η ανίχνευση γίνεται με:

Ανίχνευση της τροχιάς του μιονίου.

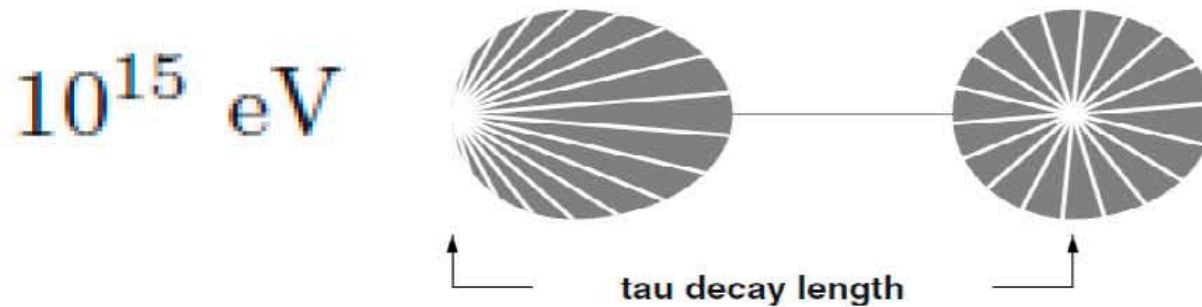
Ανίχνευση H.M. καταιονισμού από το e^- (100% Ενέργειας)

Ανίχνευση Αδρονικού καταιονισμού. (26% Ενέργειας).

Ανίχνευση ν_τ



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



Πειράματα

- Για πειράματα σ' αυτές τις ενέργειες ανιχνεύουμε τα κατερχόμενα νετρίνα.

Ανίχνευση καταιονισμών που δημιουργούνται από νε, όπου όλη η ενέργεια πηγαίνει στον καταιονισμό.

- Ανίχνευση καταιονισμών που δημιουργούνται από ουδέτερα ρεύματα, όπου μεγάλο μέρος της ενέργειας που δεν πηγαίνει στο νετρίνο καταλήγει στον καταιονισμό.
- Ανίχνευση μιονίων που παράγονται στον ανιχνευτή.

Askaryan effect.

- Ραδιοκυματική Ακτινοβολία που εκπέμπεται από τη διέλευση φορτισμένων σωματιδίων με ασύμμετρη κατανομή μέσα από πυκνό διηλεκτρικό όπως ο πάγος.
- Εκπομπή Cerenkov σε ραδιοκύματα.
- Ο πολικός πάγος συμπεριφέρεται σαν ένα πολύ καλό διηλεκτρικό. Το μήκος εξασθένησης για τον πάγο φθάνει το 1km
- Πειράματα RICE ARIANNA

ANITA



- Μέτρησε 16 γεγονότα με ενέργεια $1,5 * 10^{19}$
- Οι κατ. μεγάλης ενέργειας εκπέμπουν ακτινοβολία σύγχροτρον λόγω της κάμψης των φορτισμένων τροχιών από το μαγνητικό πεδίο της γης.
- Η μέτρηση έγινε χρησιμοποιώντας κεραίες μεγάλης ευαισθησίας

Παραγωγή νετρίνων στις πηγές

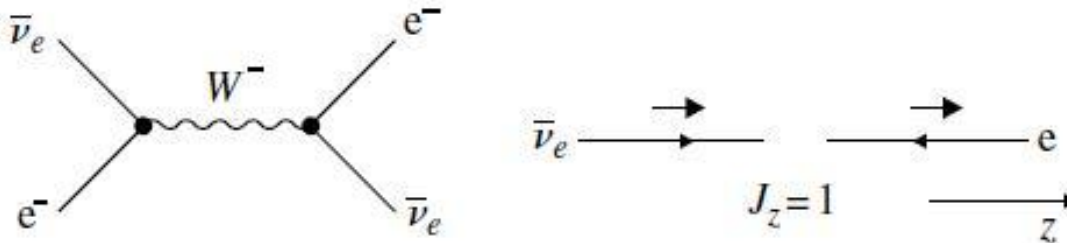
$$p + p \rightarrow p(n) + m\pi^0 + 2m\pi^\pm .$$

π^0	π^+				π^-				p
$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{6}$				$\frac{1}{6}$				$\frac{1}{2}$
$\gamma \gamma$	e^+	ν_e	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	e^-	$\bar{\nu}_e$	$\bar{\nu}_\mu$	ν_μ	

$$E_\nu \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{4} = \frac{1}{24} E_p$$

Ερμηνεία του συντονισμού Glashow

S. L. Glashow Phys. Rev 118 (1960) 316-317.



D. Perkins σελ. 68

Η σκέδαση του αντι ν_e σε ηλεκτρόνιο γίνεται με την μεσολάβηση ενός μποζονίου W . Στον τύπο της ενεργής διατομής εμφανίζεται ο όρος

$$\cdot \left(1 - \frac{2m_e E_\nu^2}{m_w^2} \right)^{-2}$$

Η διατομή μεγιστοποιείται όταν η ενέργεια του νετρίνου γίνει ίση με 6.4 PeV δηλαδή μπορεί να παράγει την μάζα του W . Δηλαδή παρουσιάζεται φαινόμενο συντονισμού. Στην ενέργεια συντονισμού, η διατομή, είναι περίπου 300 φορές μεγαλύτερη από το αθροισμα των διατομών όλων των άλλων αντιδράσεων.

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

Πείραμα ICE CUBE





ICECUBE

SOUTH POLE NEUTRINO OBSERVATORY



IceCube Laboratory
Data is collected here and sent by satellite to the data warehouse at UW-Madison

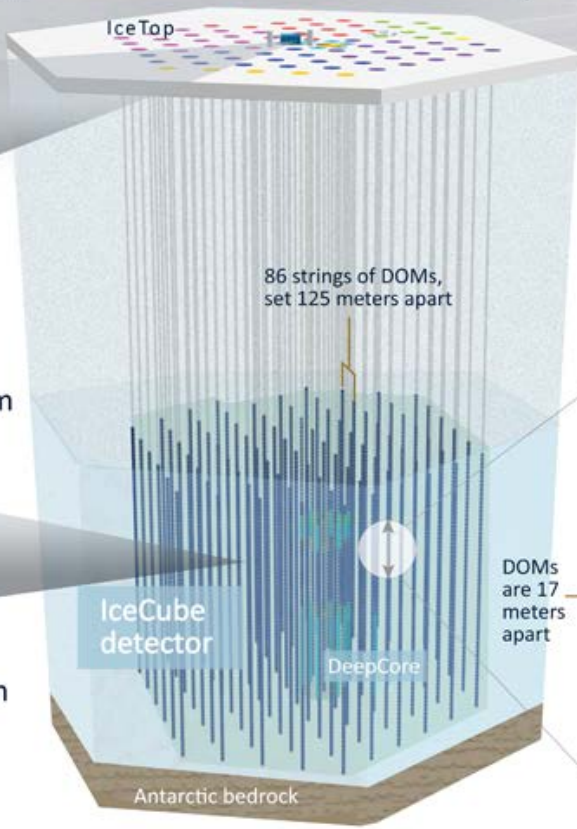


Digital Optical Module (DOM)
5,160 DOMs deployed in the ice

50 m

1450 m

2450 m



Ice Top

86 strings of DOMs, set 125 meters apart

IceCube detector

DeepCore

Antarctic bedrock



Amundsen-Scott South Pole Station, Antarctica
A National Science Foundation-managed research facility

60 DOMs on each string

DOMs are 17 meters apart



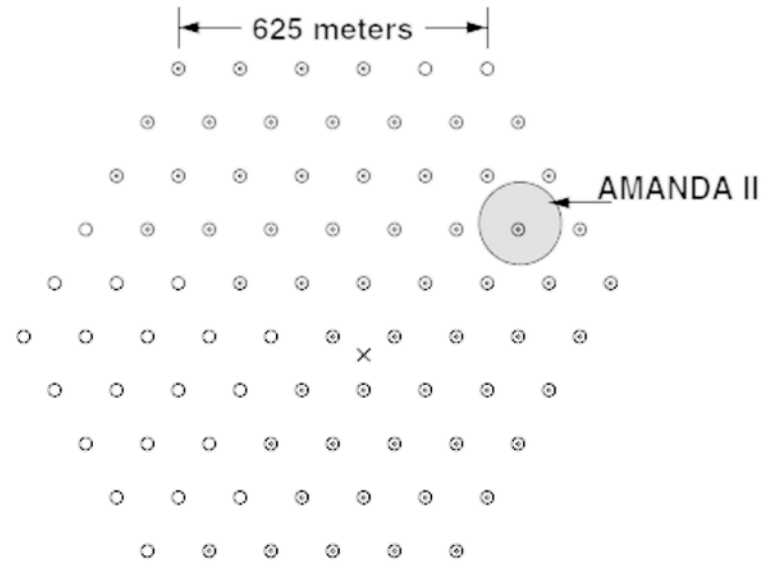
Ice Cube

2004-2010

5,160 OM

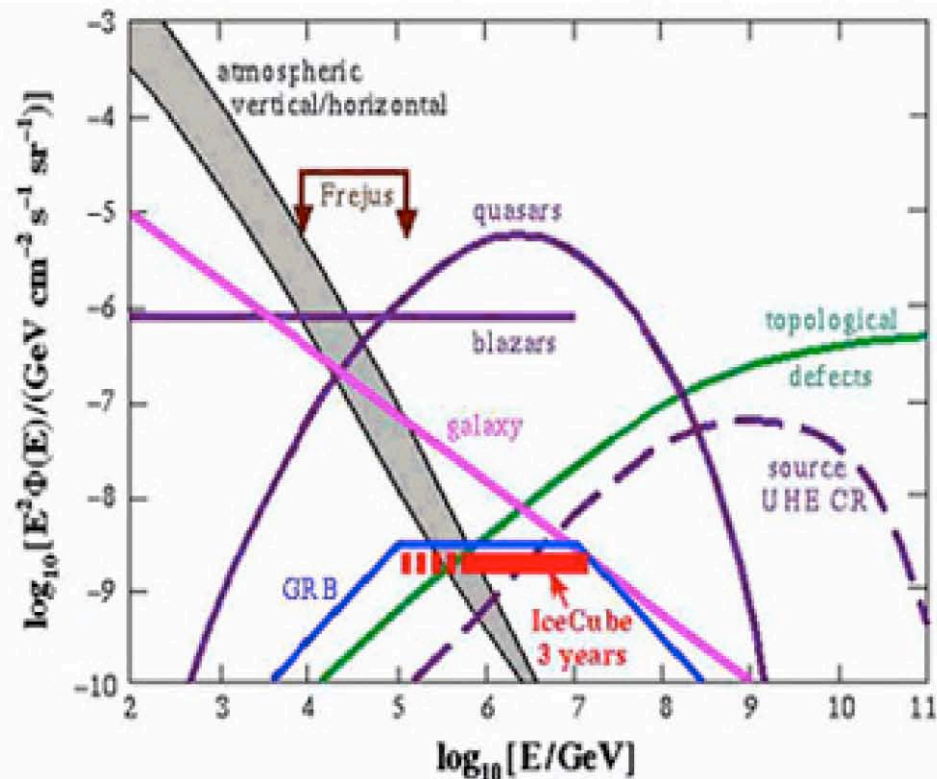
86 strings

1450-2450m

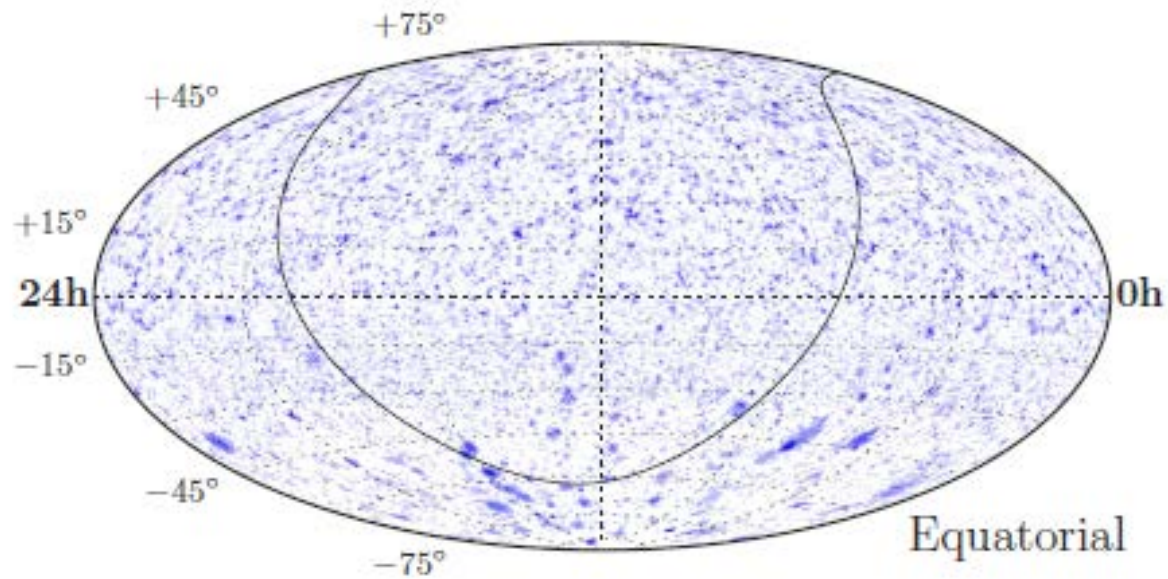




Ροή νευτρίνων



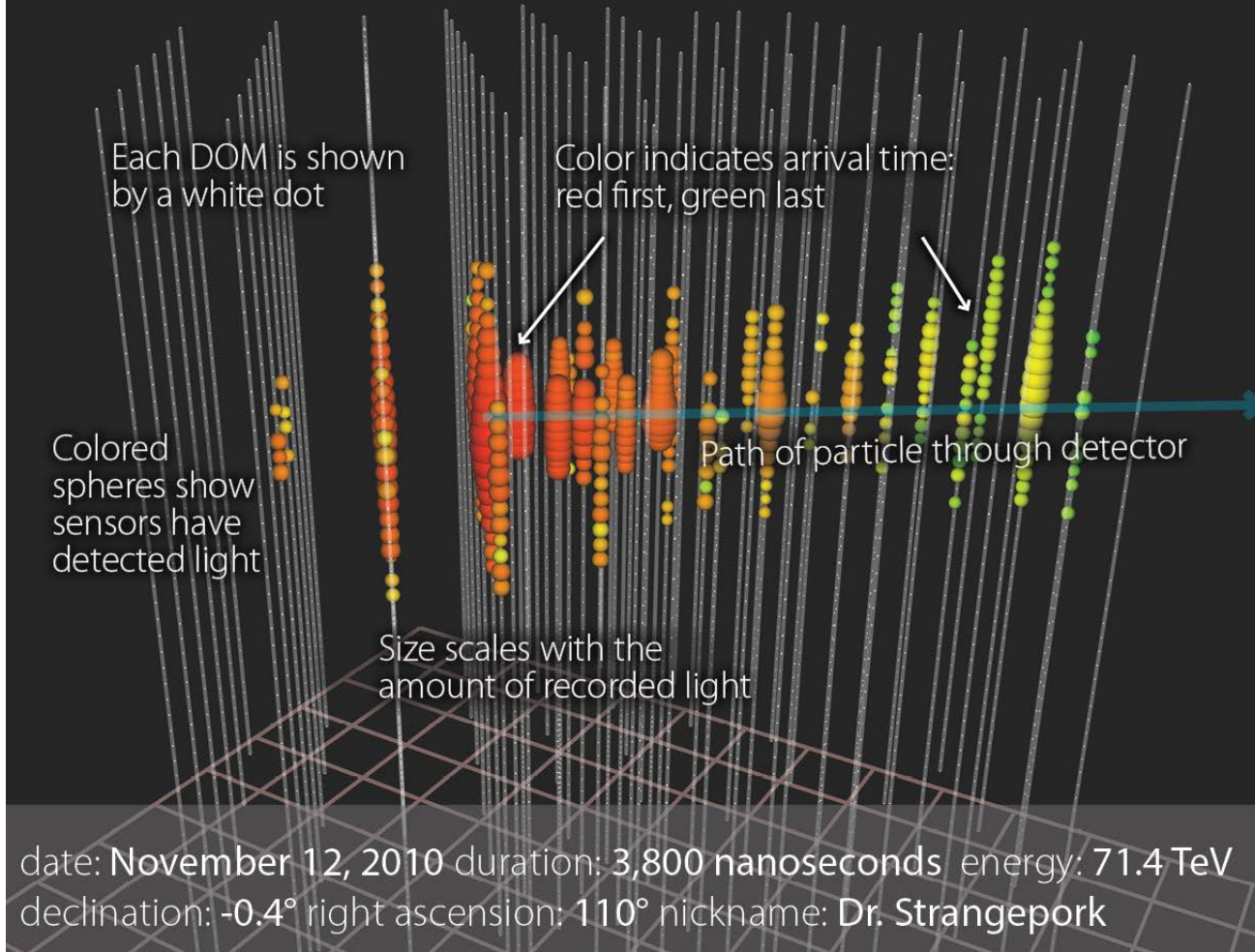
Diffuse Neutrino Flux vs. Energy for various models of sources contributing to the diffuse background. The horizontal line in red indicates IceCube sensitivity after three years.



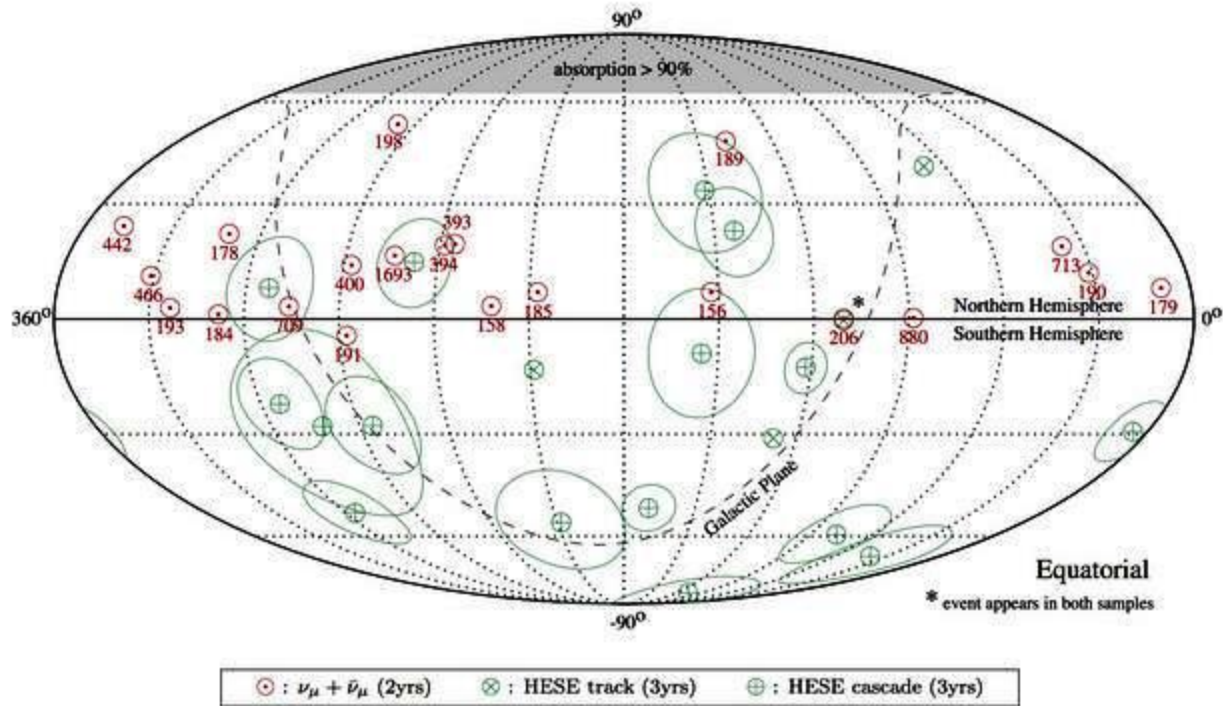
Χάρτης με τα προέλευση νετρίνων. Δεν υπάρχει κάποια σημαντική συγκέντρωση επίσης δεν υπάρχει κάποιος συσχετισμός με γνωστές πηγές.

How does IceCube work?

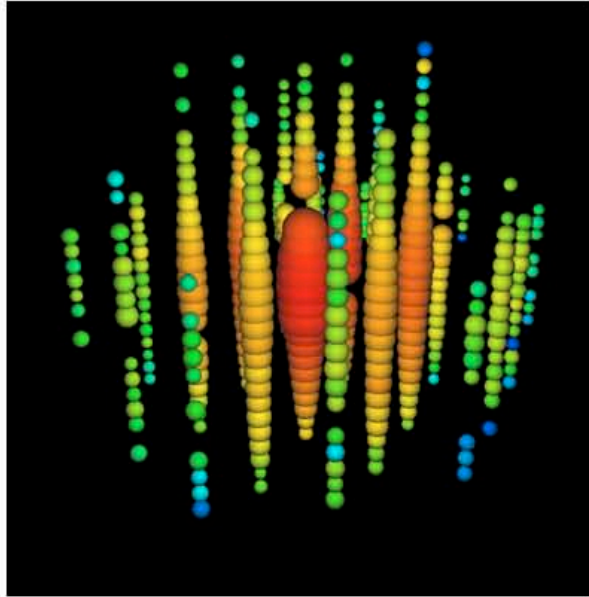
When a neutrino interacts with the Antarctic ice, it creates other particles. In this event graphic, a muon was created that traveled through the detector almost at the speed of light. The pattern and the amount of light recorded by the IceCube sensors indicate the particle's direction and energy.



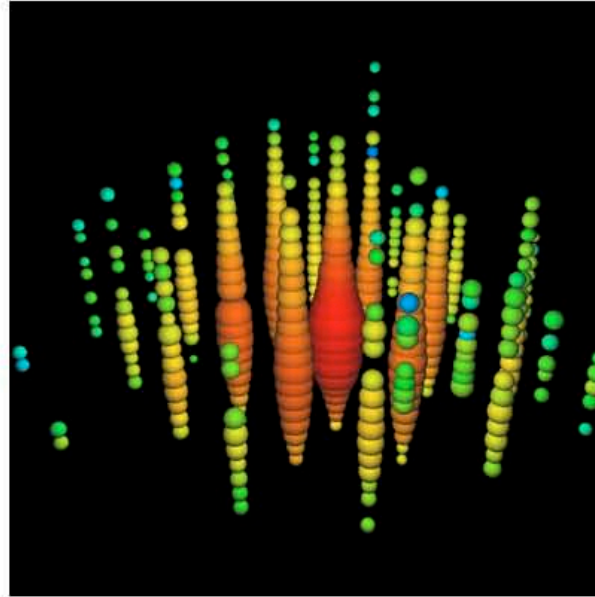
UHE neutrinos



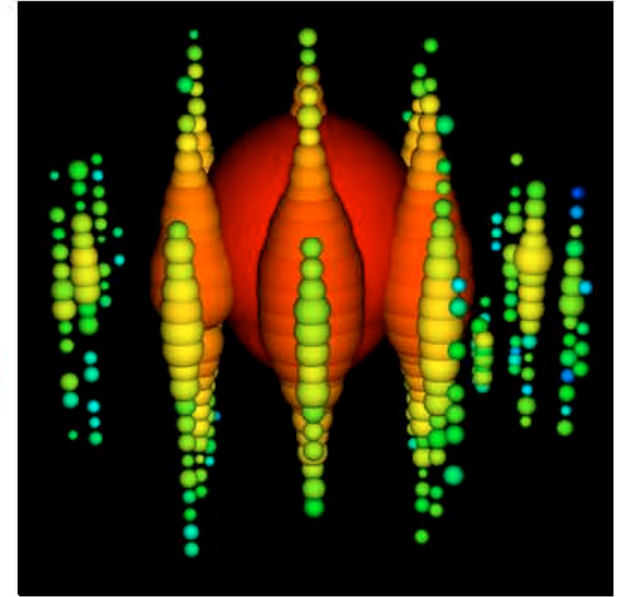
Γεγονότα Υπερυψηλής Ενέργειας



Berty 1

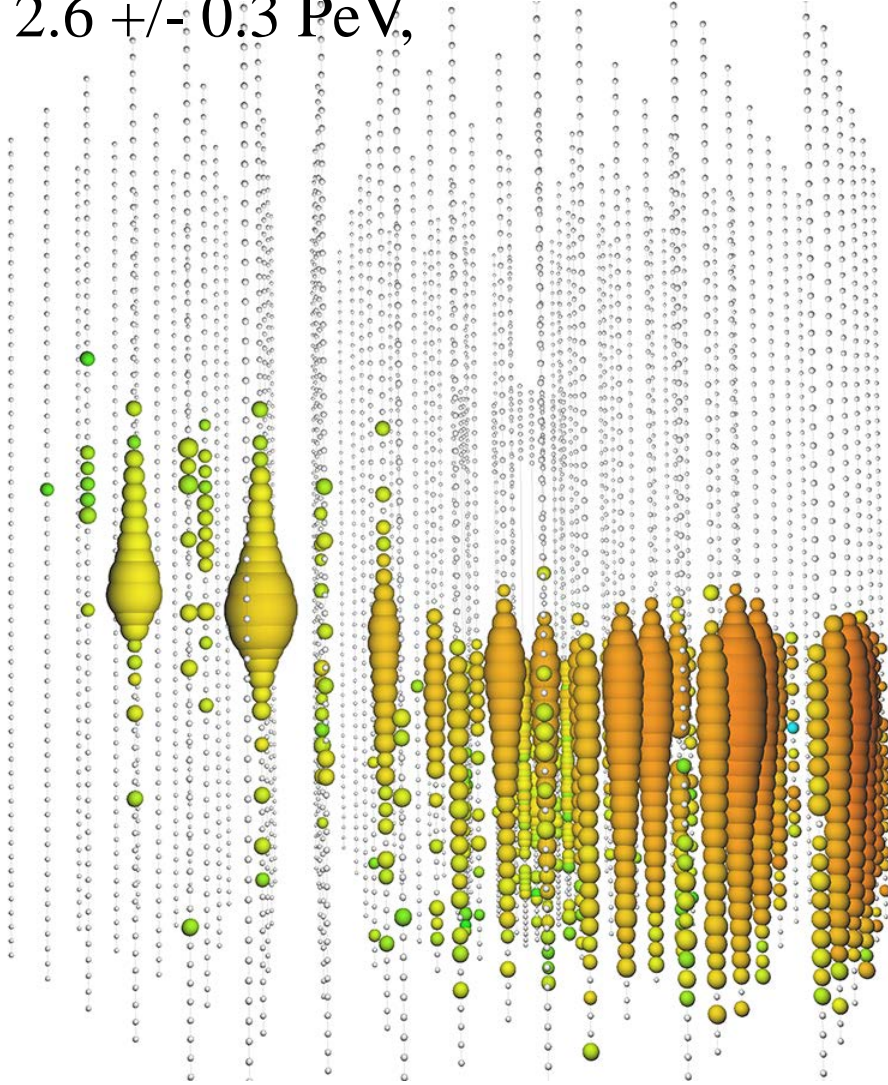


Ernie 1.1



Big Bird 2.2 PeV

$2.6 \pm 0.3 \text{ PeV}$,



Askaryan effect.

Ραδιοκυματική Ακτινοβολία που εκπέμπεται από τη διέλευση φορτισμένων σωματιδίων με ασύμμετρη κατανομή μέσα από πυκνό διηλεκτρικό όπως ο πάγος.

Εκπομπή Cerenkov σε ραδιοκύματα.

Ο πολικός πάγος συμπεριφέρεται σαν ένα πολύ καλό διηλεκτρικό. Το μήκος εξασθένησης για το φθαμει το 1km

Πειράματα RICE ARIANNA

ANITA



- Μέτρησε 16 γεγονότα με ενέργεια $1,5 * 10^{19}$
- Οι κατ. μεγάλης ενέργειας εκπέμπουν ακτινοβολία σύγχροτρον λόγω της κάμψης των φορτισμένων τροχιών από το μαγνητικό πεδίο της γης.
- Η μέτρηση έγινε χρησιμοποιώντας κεραίες μεγάλης ευαισθησίας.