

Il mesotrone o mesone μ



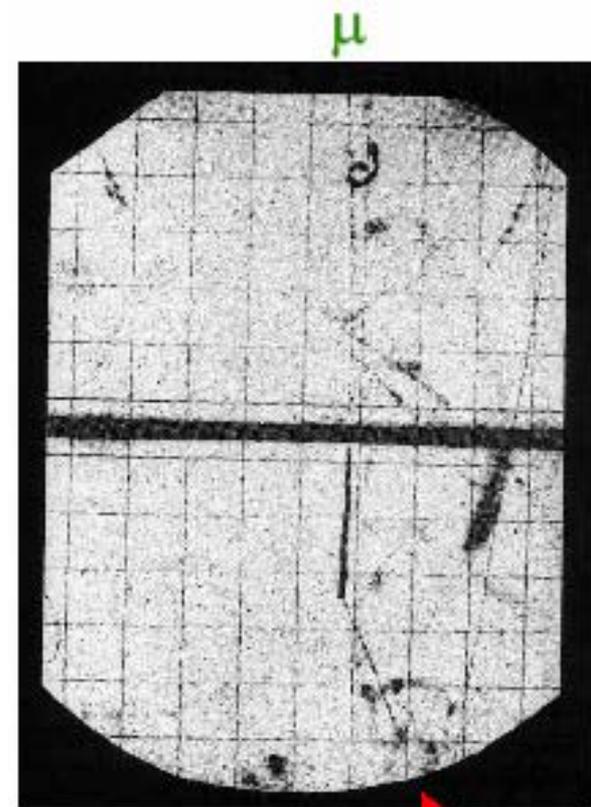
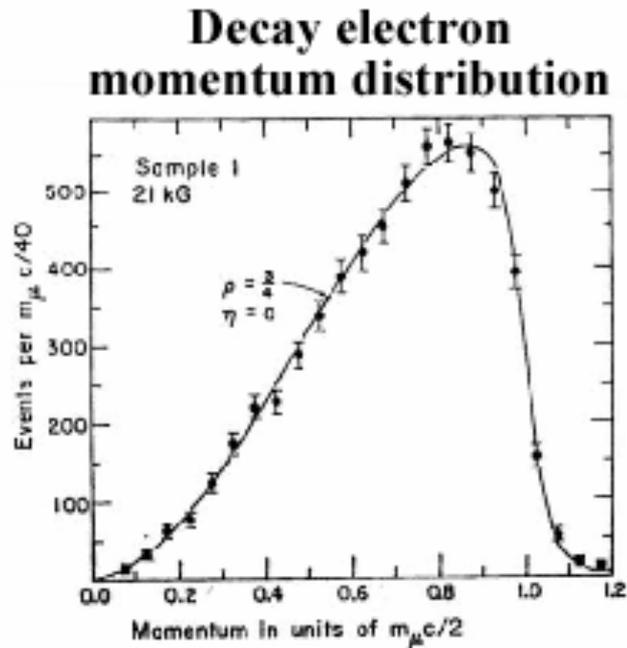
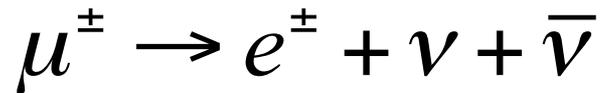
Nel 1937 Carl D. Anderson e Seth H. Neddermeyer e, in modo indipendente, J.C. Street e E.C. Stevenson, rivelano l'esistenza di una nuova particella a vita breve e di massa intermedia tra elettrone e protone. La nuova particella veniva deviata dal campo magnetico esterno con raggio di curvatura maggiore di quello degli elettroni ma minore di quello dei protoni. Di qui il nome di "mesone".

Alla particella viene dato il nome di mesone μ .

La prima osservazione del μ

1930: Rivelazione in camera a nebbia

Spettro energetico dell'elettrone di decadimento



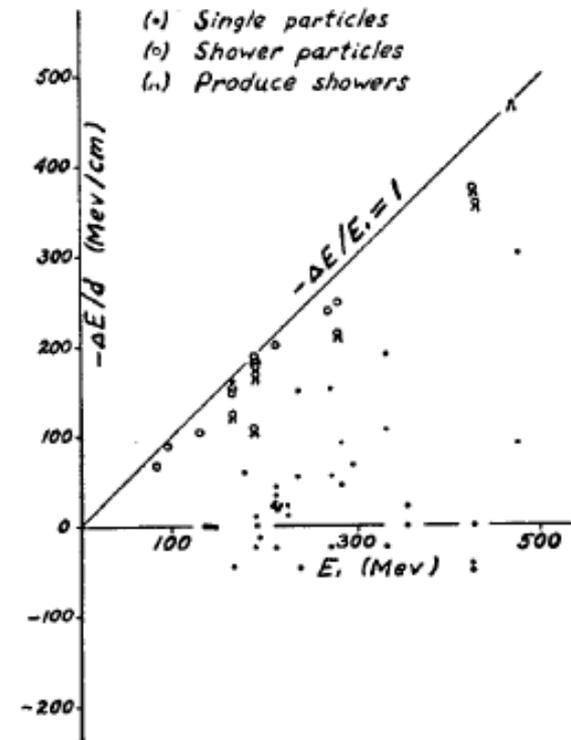
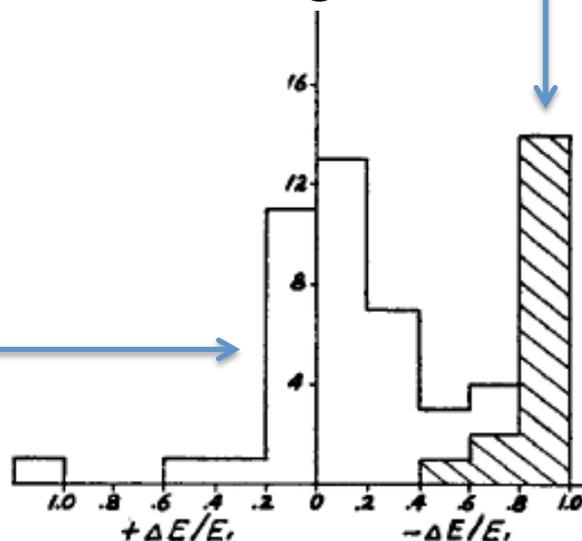
1937: Anderson e Neddermeyer

Osservazione in eventi di camera a nebbia, con assorbitore di Pt

Selezionate tracce con momento iniziale ~ 500 MeV:

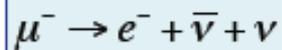
determinazione perdita di energia nell'assorbitore

- p solo positivi e bassa energia cinetica
- e^- ed e^+ perdono molta energia per bremsstrahlung
- si osservano particelle penetranti:
 - perdita di energia compatibile con solo (dE/dx)
 - massa intermedia tra m_e ed m_p
 - presente in entrambi gli stati di carica μ^+ e μ^-



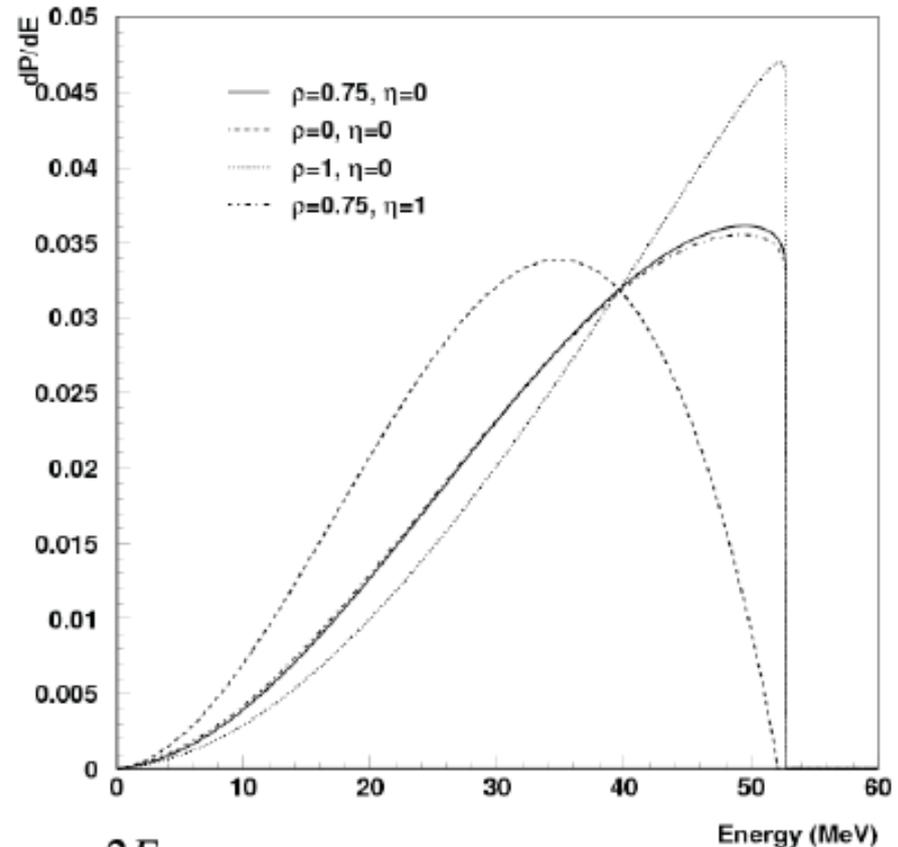
Il decadimento del μ

- Il muone decade con una vita media di $2.2 \mu\text{s}$
 - **elettrone** è l'unica particella carica più leggera
 - le altre particelle sono invisibili: ν
 - **spettro continuo**: compatibile con decadimento in 3 corpi



- il **muone è un fermione**
- La forma esatta dello spettro di energia dell'elettrone dipende dai dettagli dell'elemento di matrice

$$\frac{d\Gamma^2}{dx d\cos\theta} \propto x^2 \left\{ 3(1-x) + \frac{2\rho}{3}(4x-3) + 3\eta(1-x)/x \pm P_\mu \xi \cos\theta \left[1-x + \frac{2\rho}{3}(4x-3) \right] \right\}$$



$$x = \frac{2E_e}{m_\mu} \quad \cos\theta = \text{angolo tra direzione di } e \text{ e spin } \mu$$

Dai decadimenti β , attesi: $\rho = \frac{3}{4}$, $\eta = 0$, $\xi = 1$

Il decadimento del μ

- La larghezza di decadimento del μ si può calcolare nella teoria di Fermi:

$$\Gamma(\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu) = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3}$$

- Permette il calcolo della G_F a quantità tutte ben misurate.
- Calcoliamone il valore cerchiamo di capire quali sono i contributi degli errori sperimentali alla sua determinazione:

$$G_F = \sqrt{\frac{192\pi^3 \hbar}{m_\mu^5 \tau_\mu}}$$

$$m_\mu = 105.6583715 \text{ MeV}$$

$$\frac{\delta G_F}{G_F} = \frac{5}{2} \frac{\delta m_\mu}{m_\mu} = \frac{5}{2} 3.3 \times 10^{-8}$$

$$\tau_\mu = 2.1969811 \mu\text{s}$$

$$\frac{\delta G_F}{G_F} = \frac{1}{2} \frac{\delta \tau_\mu}{\tau_\mu} = \frac{1}{2} 10^{-6}$$

$$G_F = 1.1638188 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

$$\frac{\delta G_F}{G_F} = 5 \times 10^{-7}$$

- Il valore tabulato è: $G_F = 1.1663787(6) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$
 $\delta G_F / G_F = 5 \times 10^{-7}$

Universalità interazioni deboli

- La costante di Fermi calcolata dal decadimento β

$$G_{\beta} = (1.14962 \pm 0.00015) \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$$

- e dal decadimento del muone:

$$G_F = (1.1663786 \pm 0.0000006) \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$$

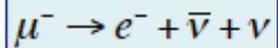
- Due fenomeni molto diversi determinati dalla stessa costante:

Universalità delle interazioni deboli!

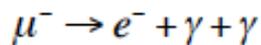
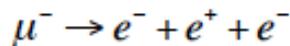
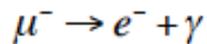
- Spiegheremo in seguito la ragione della piccola differenza tra i due valori.

Numero elettronico e muonico

- Il decadimento principale del μ^- è:

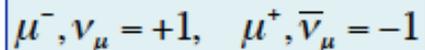


- Altri decadimenti che conservano carica e momento angolare non si osservano:



- Esiste un numero quantico conservato violato in questi decadimenti.

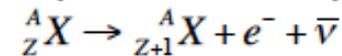
- Numero muonico**



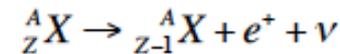
- Numero elettronico** $e^-, \nu_e = +1, \quad e^+, \bar{\nu}_e = -1$

- Osservazione fatta nel decadimento β

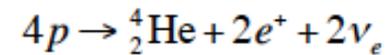
- e^- prodotto in coppia con anti- ν



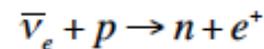
- e^+ prodotto in coppia con ν



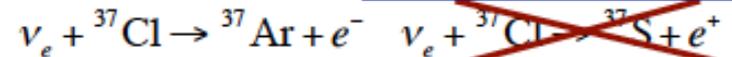
- reazioni di fusione



- Nelle interazioni di neutrini si conserva il numero elettronico:



Esperimento di Reines e Cowan



Osservazione neutrini solari

Questa ipotesi prevede che esistano **due specie di neutrini** (e rispettivi anti-neutrini)

- si possono mettere in evidenza i numeri quantici nelle interazioni
- per discutere la verifica sperimentale bisogna introdurre una nuova particella:

il pione

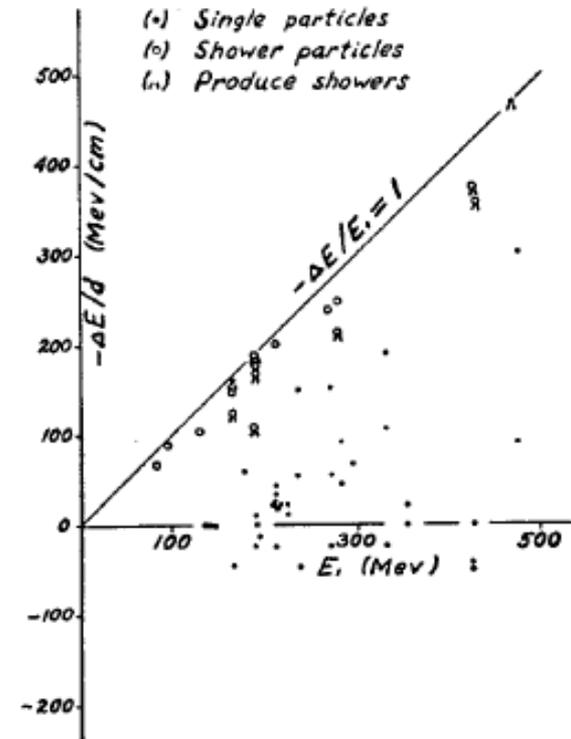
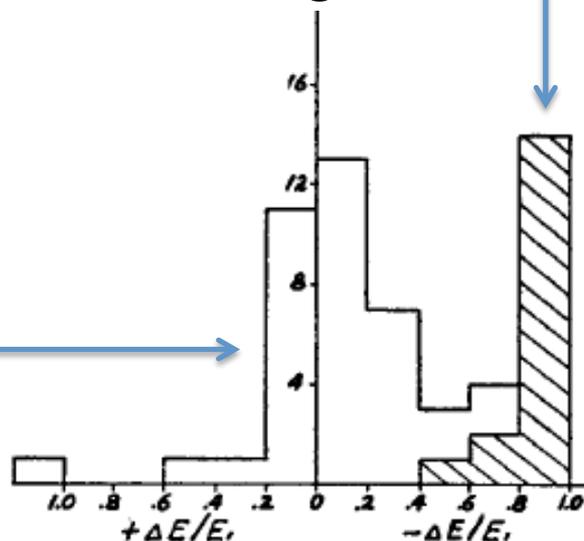
1937: Anderson e Neddermeyer

Osservazione in eventi di camera a nebbia, con assorbitore di Pt

Selezionate tracce con momento iniziale ~ 500 MeV:

determinazione perdita di energia nell'assorbitore

- p solo positivi e bassa energia cinetica
- e^- ed e^+ perdono molta energia per bremsstrahlung
- si osservano particelle penetranti:
 - perdita di energia compatibile con solo (dE/dx)
 - massa intermedia tra m_e ed m_p
 - presente in entrambi gli stati di carica μ^+ e μ^-



Perdita di energia nei materiali

* Energy loss through ionization and atomic excitation

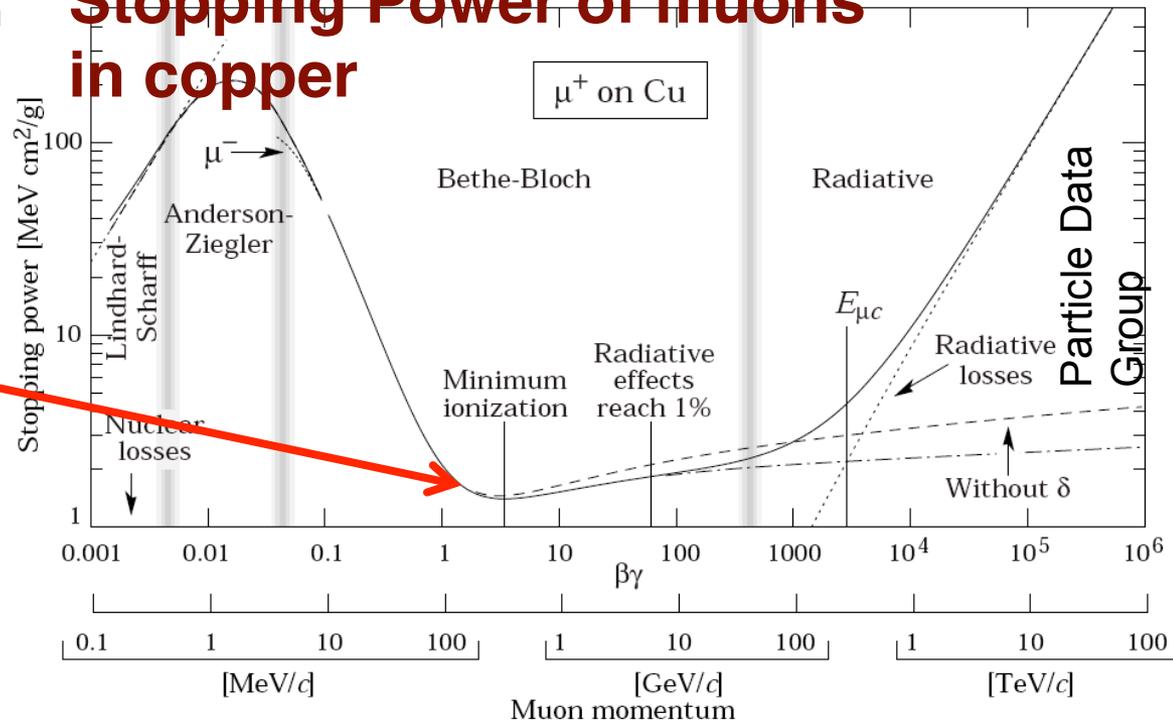
$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 W_{\max}}{I^2} - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right]$$

Bethe-Bloch
Formula

Energy Loss = Energy lost in matter x density

Minimo di ionizzazione:
la quantità di energia rilasciata di muoni con $E > 100$ MeV è circa costante

Stopping Power of muons in copper



Anderson e Neddermeyer osservano particelle tra i 100 ed i 500 MeV di due specie:

- 1) particelle che perdono molta energia come previsto dalla formula di Bethe per gli elettroni
- 2) particelle “penetranti” che quasi non perdono energia
→ Specie 2) dovute a particelle più pesanti degli elettroni, ma non protoni che sarebbero stati troppo lenti e avrebbero dovuto ionizzare molto di più.

“there exist particles of unit charge with a mass larger than that of a normal free electron and much smaller than that of a proton [That they] occur with both positive and negative charges suggests that they might be created in pairs by photons.”

Attraverso le loro misure confermano anche la formula di Bethe che come l'elettrodinamica quantistica non era ancora affermata

1937: **Street e Stevenson** dalla misura simultanea dell' impulso, dalla curvatura della traccia in campo magnetico, e della velocità, dal dE/dx , stimano il valore della massa della componente dura dei raggi cosmici :

$$m_{\mu} \cong 207 m_e.$$

Il mesone della componente penetrante dei raggi cosmici fu chiamato μ (**muone**).

1941: **Rasetti** misurando il ritardo tra il passaggio di un muone e il suo decadimento in un elettrone, determinò la sua vita media:

$$\tau_{\text{decadimento}} \cong (1.5 \pm 0.3) 10^{-6} \text{ s.}$$

Experimental Determination of the Disintegration Curve of Mesotrons

BRUNO ROSSI AND NORRIS NERESON

Cornell University, Ithaca, New York

(Received September 17, 1942)

The disintegration curve of mesotrons has been experimentally determined by investigating the delayed emission of disintegration electrons which takes place after the absorption of mesotrons by matter. Within the experimental errors, the disintegration curve is exponential and corresponds to a mean lifetime of 2.3 ± 0.2 microseconds.

THE purpose of the experiment described in the present paper was to determine the disintegration curve of mesotrons at rest. The experiment was performed by investigating the delayed emission of the disintegration electrons, which takes place after the absorption of mesotrons by matter.

at rest

We have succeeded in increasing the selectivity and the statistical accuracy of the method considerably by recording all decay electrons and measuring the time interval between the arrival of each mesotron and the emission of the corresponding electron. The circuit used for this measurement will be referred to as the *time circuit*.

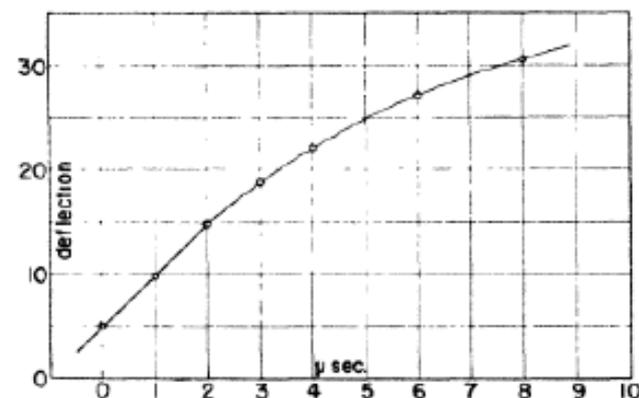
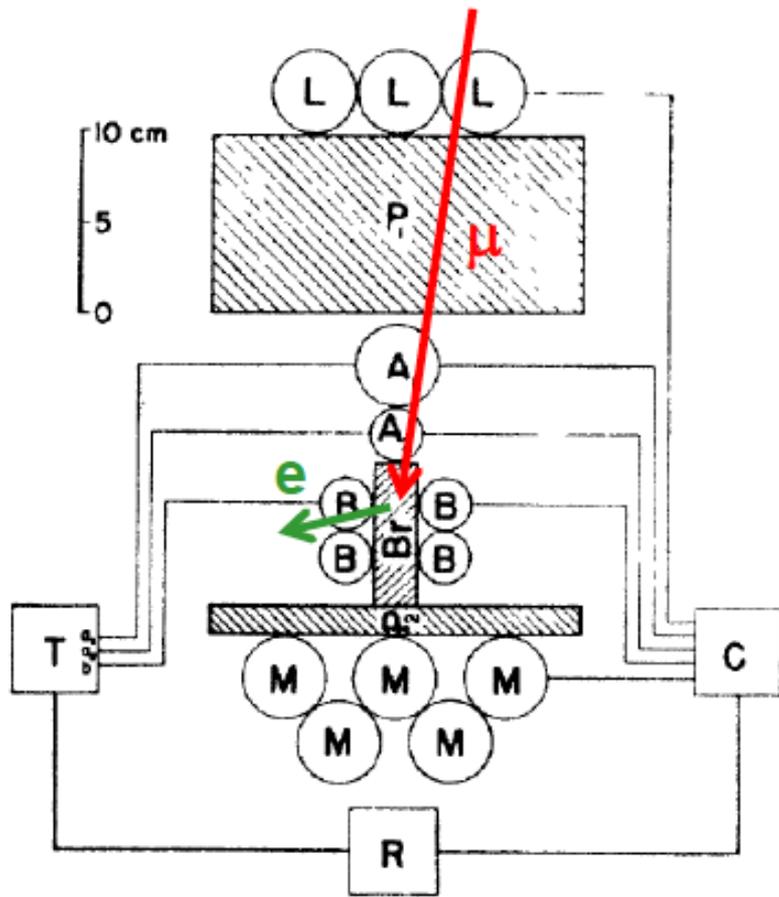


FIG. 1. Calibration curve of the time circuit.



P1: 9 cm of lead

to cut the electron component

P2: lead plate 1.4 cm thick

to decrease the probability of having a decay electron signal in M

L, A, B, M: Geiger-Muller counters

the 4 counters L are connected in parallel (OR)

the same for the 4 counters B and the 5 counters M

Br: brass plate 25.5x8x2.3 cm

compromise: rate of stopped muons vs probability of detecting the electron

good event:

muon gives signal in L, A1, A2

decays in Br → no signal in M, B

decay electron gives a signal in B

C gives a signal which activates **R** if

$$L \cdot A1 \cdot A2 \cdot B \cdot \bar{M} \quad (10^{-4} \text{ s})$$

R registers the amplitude of the signal from **T** proportional to Δt between A and B

Nereson Rossi

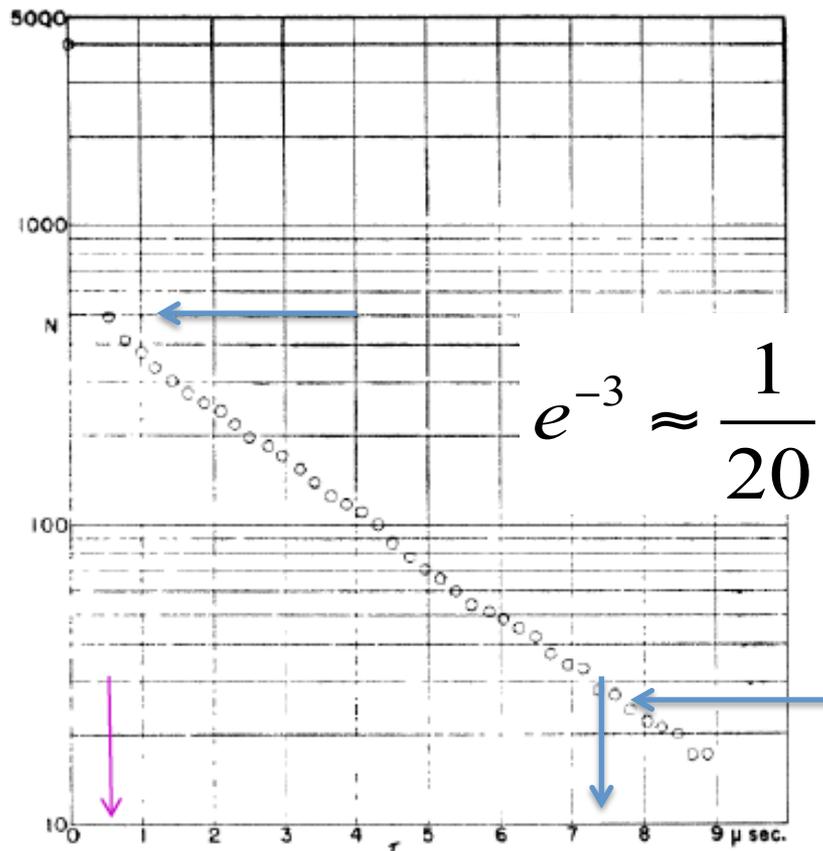


FIG. 5. Experimental disintegration curve of mesotrons. The abscissa τ is the delay recorded by the time circuit, the ordinate is the logarithm of the number N of anti-coincidences accompanied by delays larger than the corresponding abscissa (Exp. A).

semi-logarithmic scale in Fig. 5. The experimental points lie on a straight line as closely as one can expect considering the statistical fluctuations, with the exception, of course, of the point at $\tau=0$ and possibly the one at $0.55 \mu\text{sec}$. Hence the disintegration of mesotrons follows an exponential law as does any ordinary disintegration process.

For the evaluation of the lifetime τ_0 we shall use the following equation:

$$\rho = \frac{[N(\tau_1) - N(\tau_2)] / [N(\tau_2) - N(\tau_3)]}{[\exp(-\tau_1/\tau_0) - \exp(-\tau_2/\tau_0)] / [\exp(-\tau_2/\tau_0) - \exp(-\tau_3/\tau_0)]}, \quad (1)$$

where $N(\tau)$ is the number of mesotrons surviving at the time τ after their absorption in the brass plate. If we take $\tau_1=0.99 \mu\text{sec}$., $\tau_2=4.95 \mu\text{sec}$., $\tau_3=8.91 \mu\text{sec}$., then $\tau_2 - \tau_1 = \tau_3 - \tau_2 = \Delta\tau = 3.96 \mu\text{sec}$. Equation (1) reduces to

$$\rho = \exp(\Delta\tau/\tau_0),$$

and the experimental data set forth in Table I yield

$$\tau_0 = 2.3 \pm 0.2 \mu\text{sec}.,$$

where the error indicated is the standard statistical error.

Neresson Rossi

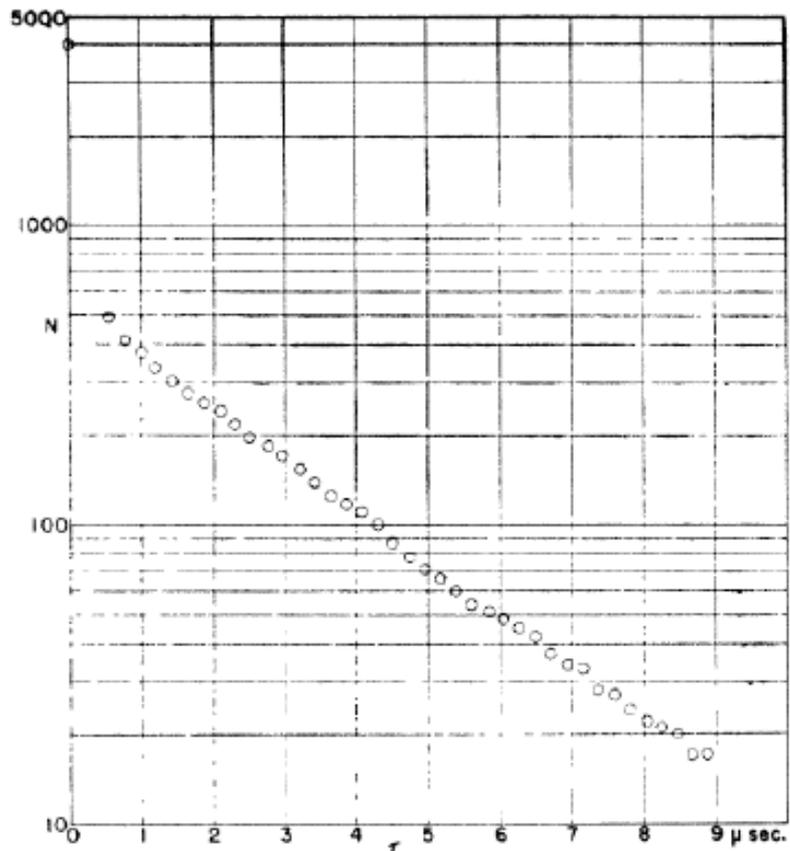


FIG. 5. Experimental disintegration curve of mesotrons. The abscissa τ is the delay recorded by the time circuit, the ordinate is the logarithm of the number N of anti-coincidences accompanied by delays larger than the corresponding abscissa (Exp. A).

$$\tau_{\mu}(\text{MuLan}) = 2196980.3(2.2) \text{ ps}$$

PHYSICAL REVIEW D 87, 052003 (2013)

semi-logarithmic scale in Fig. 5. The experimental points lie on a straight line as closely as one can expect considering the statistical fluctuations, with the exception, of course, of the point at $\tau = 0$ and possibly the one at $0.55 \mu\text{sec}$. Hence the disintegration of mesotrons follows an exponential law as does any ordinary disintegration process.

For the evaluation of the lifetime τ_0 we shall use the following equation:

$$\rho = \frac{[N(\tau_1) - N(\tau_2)] / [N(\tau_2) - N(\tau_3)]}{[\exp(-\tau_2/\tau_0) - \exp(-\tau_3/\tau_0)]}, \quad (1)$$

where $N(\tau)$ is the number of mesotrons surviving at the time τ after their absorption in the brass plate. If we take $\tau_1 = 0.99 \mu\text{sec}$., $\tau_2 = 4.95 \mu\text{sec}$., $\tau_3 = 8.91 \mu\text{sec}$., then $\tau_2 - \tau_1 = \tau_3 - \tau_2 = \Delta\tau = 3.96 \mu\text{sec}$. Equation (1) reduces to

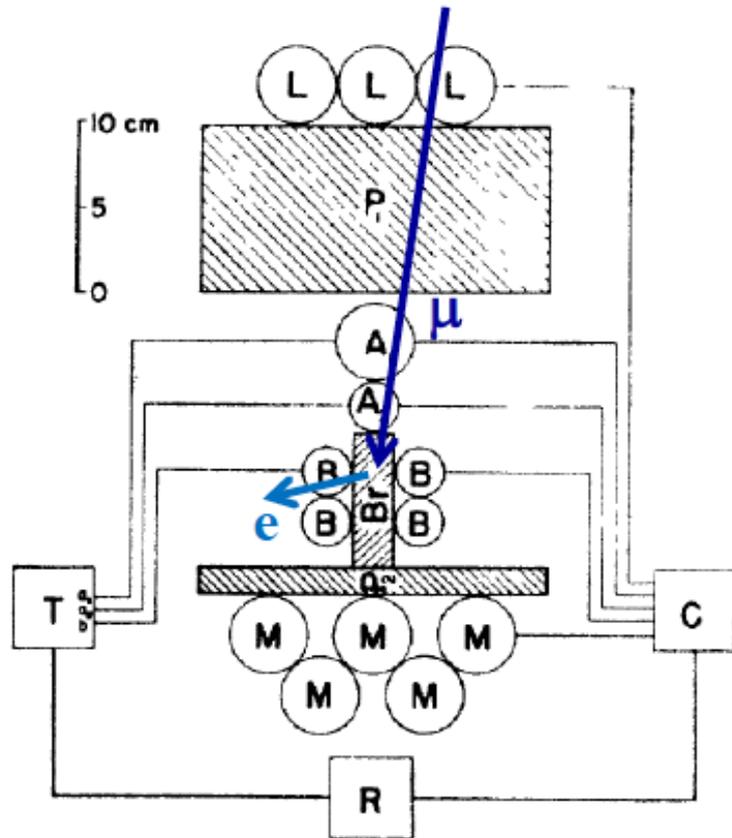
$$\rho = \exp(\Delta\tau/\tau_0),$$

and the experimental data set forth in Table I yield

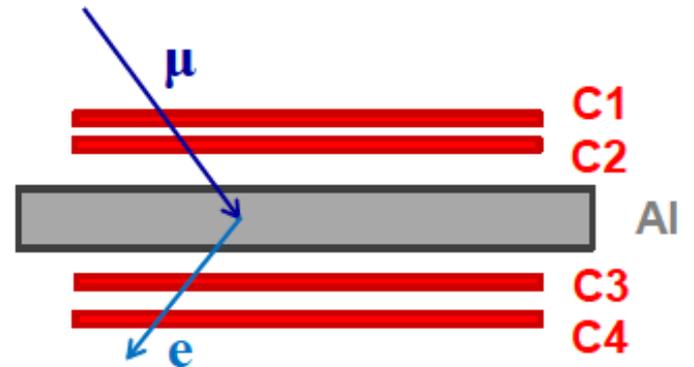
$$\tau_0 = 2.3 \pm 0.2 \mu\text{sec}.,$$

where the error indicated is the standard statistical error.

stesso metodo



apparato sperimentale
diverso, piu' semplice



- muoni che attraversano C1 e C2 e si fermano in Al

$$start = C1 \cdot C2 \cdot \overline{C3} \cdot \overline{C4}$$

(o $C1 \cdot C2 \cdot C3 \cdot C4$)

- e di decadimento che attraversano C1 e C2 (o C3 e C4)

$$stop = C1 \cdot C2 \cdot \overline{C3} \cdot \overline{C4} \quad (o \quad C1 \cdot C2 \cdot \overline{C3} \cdot \overline{C4})$$

o $C3 \cdot C4 \cdot \overline{C1} \cdot \overline{C2} \quad (o \quad C3 \cdot C4 \cdot \overline{C1} \cdot \overline{C2})$

$$t = t_{stop} - t_{start}$$

Il modello di Yukawa

1935: [Hideki Yukawa](#) propone un modello in cui prevedeva l'esistenza di particelle di massa tra 100 e 200 MeV, il mesone π , come mediatori della interazione nucleare come il fotone per int. e.m.

Range forza nucleare : 1 fm = 10^{-13} cm

$$\rightarrow \text{massa} \approx \frac{\hbar / c}{10^{-13}} \approx 200 \text{MeV} / c^2$$

Con misure più accurate si giunse ad una stima di circa 100 MeV/c²

Il modello di Yukawa

1940 **Tomanaga e Araki** prevedono comportamenti molto diversi nella interazione con la materia delle particelle positive e negative di Yukawa

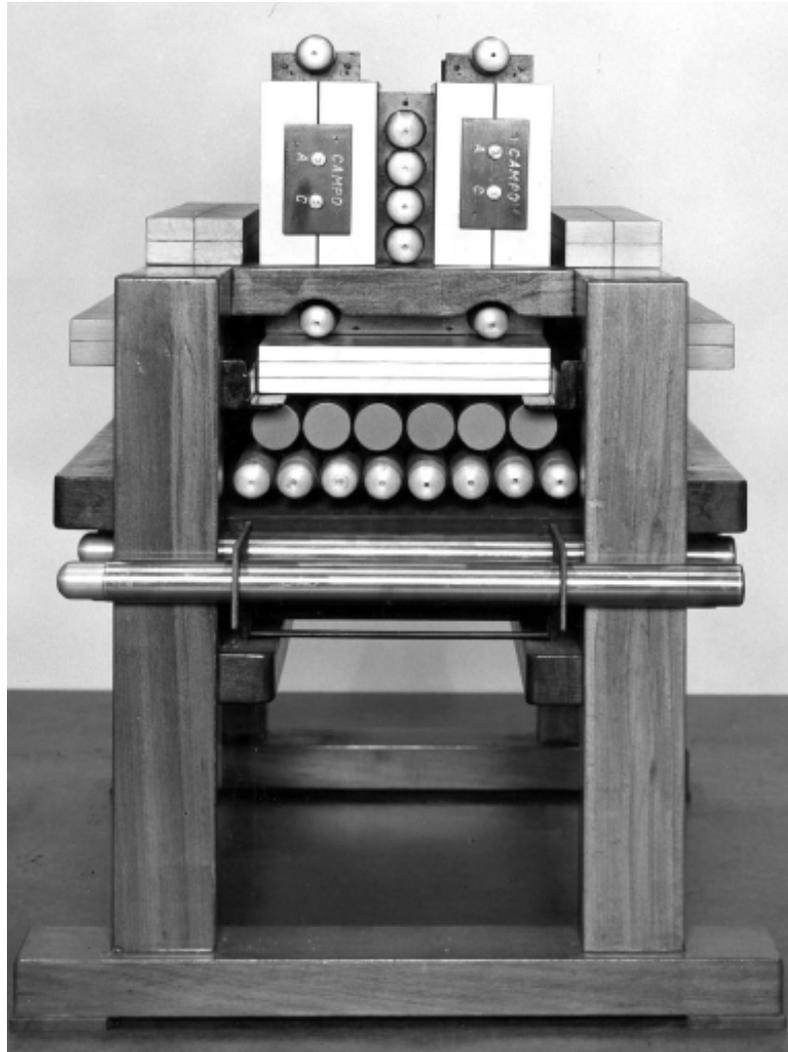
i) le particelle di Yukawa **NEGATIVE** vengono catturate in orbite di tipo atomico ma con raggi molto piu' piccoli di quelli elettronici. **RISULTATO** : la sua funzione d' onda si sovrappone a quella del nucleo ed, essendo il π il messaggero delle interazioni forti, interagisce col nucleo in tempi

$$\tau_{\text{forte}} \cong 10^{-23} \text{ s}$$

ii) Al contrario, le particelle di Yukawa **POSITIVE** si fermano e poi decadono.

L'esperimento di Conversi, Pancini e Piccioni (1945)

Per verificare se il muone è la particella di Yukawa



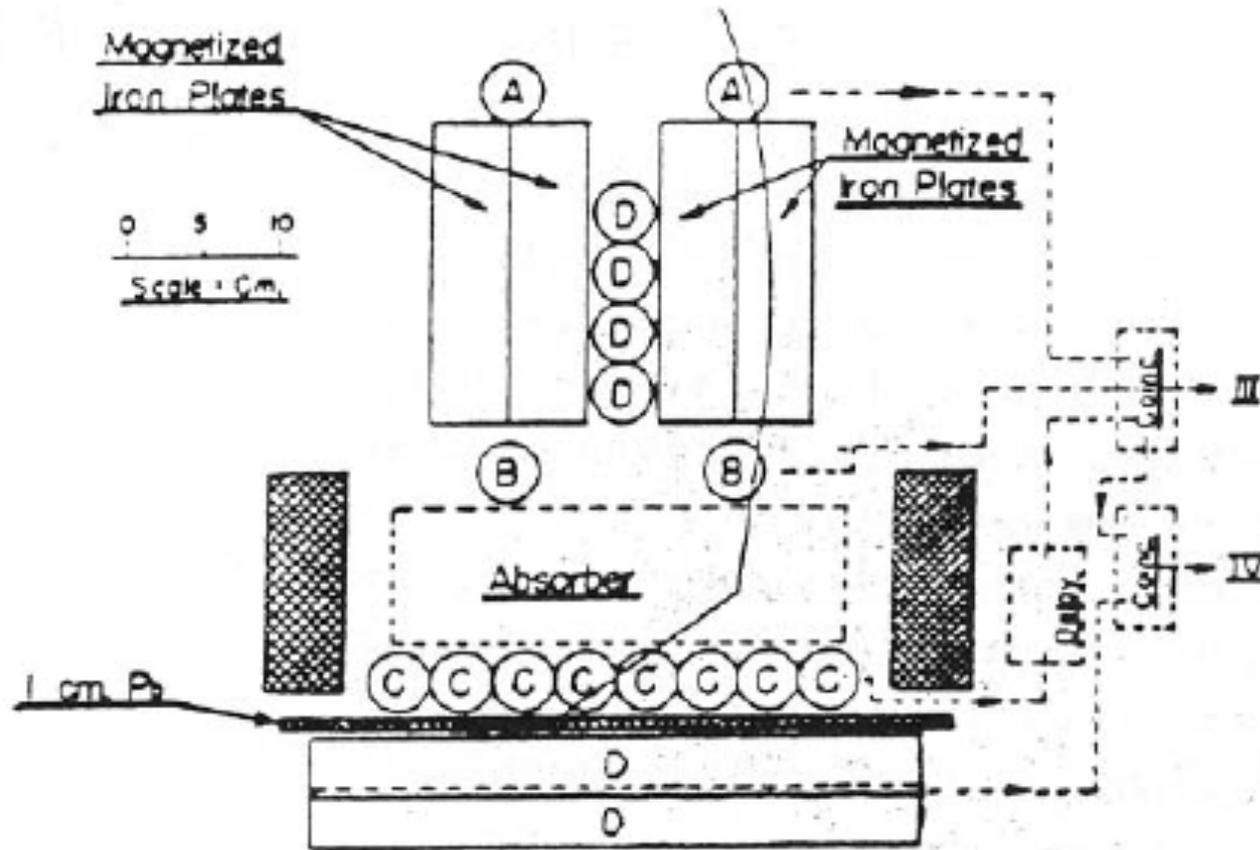


FIG. 1. Disposition of counters, absorber, and magnetized iron plates.
All counters "D" are connected in parallel.

- ◆ Selezionano i raggi cosmici penetranti nelle componenti positive e negative: $B = 15 \text{ k Gauss} = 1.5 \text{ Tesla}$. Stesso schema di Rossi.
- ◆ utilizzano diversi materiali, assorbitori, nei quali le particelle selezionate potevano frenare ed arrestarsi: Esperimento A): assorbitore di ferro; esperimento B): assorbitore di carbonio.

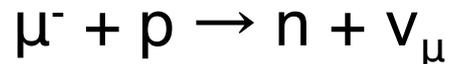
◆ Misurano se le particelle decadono o no:
(AB) in coincidenza ritardata con C, con un ritardo da 1 a circa 4.5 μsec

◆ Risultati col ferro : solo le particelle positive danno un segnale. La componente dura negativa NON DECADE ?

◆ Risultati col carbonio: anche I negativi decadono !

◆ Le particelle penetranti dei raggi cosmici NON si possono identificare con il mesone di Yukawa. I muoni sono leptoni !

◆ Nel ferro la “ scomparsa “ delle particelle penetranti negative si spiega con una interazione debole del tipo cattura K degli elettroni:



la probabilita' per questa cattura nucleare K e':

$$\Lambda = 1/\tau \propto Z^4$$

Questo ci spiega come in atomi pesanti il muone negativo puo' essere assorbito

Obviously our results contradicted Tomonaga and Araki, because they had calculated exactly what we should observe. We were very happy about that: it is always fun for experimentalists to prove theorists wrong. But none of us understood that our data showed that the cosmic ray mesotrons were not the Yukawa particles. In fact, such an assertion is not in our publication. It would have meant that we had understood some nonobvious points faster than a long list of theorists, including N. Bohr...

(Piccioni 1984)

We had been lucky also because we had no reason to expect the magnets to work so well. Though the apparatus looked pretty with the magnets, we had taken a great risk. If after our Tomonaga experiment on the capture in Iron we had passed to the search for photons and tried carbon in that apparatus we might have reached the result sooner.

(Piccioni 1982)

1946 D. H. Perkins prima evidenza del pione

Perkins, allievo di Thomson (!), usa nuove tecnologie nelle emulsioni fotografiche della Ilford, ad alta risoluzione, e registra 20 eventi di raggi cosmici da un aereo militare e trova 1 evento simile a quelli previsti da Tomonaga.

Particella negativa molto che si ferma in un atomo leggero (Azoto, Ossigeno o Carbonio), che successivamente decade in tre parti distinte e ne stima la massa tra 50 e 150 MeV/c²

Perkins capisce di avere un risultato in contrasto con l'esperimento italiano, ma non ne capisce la ragione

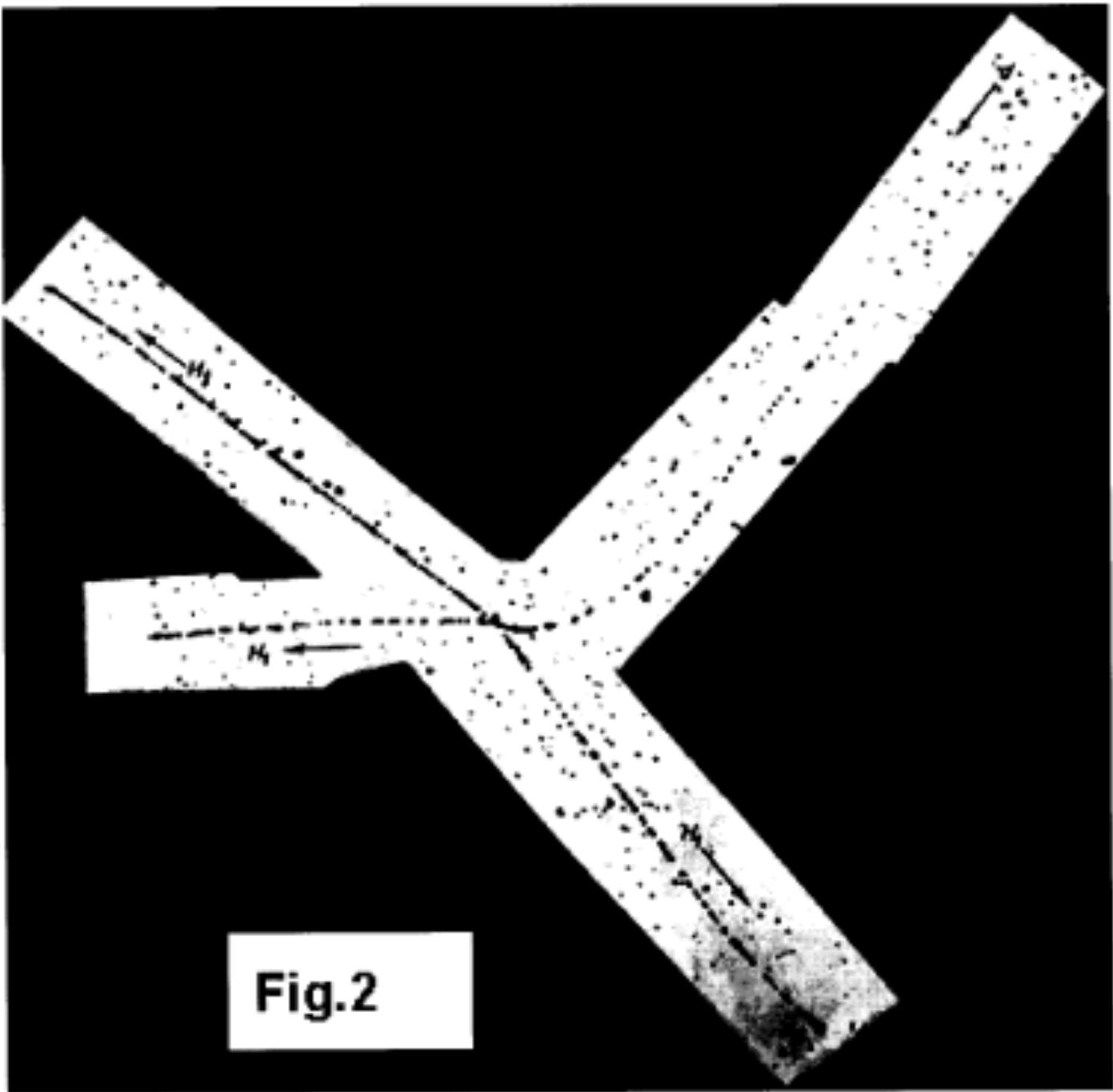


Fig.2

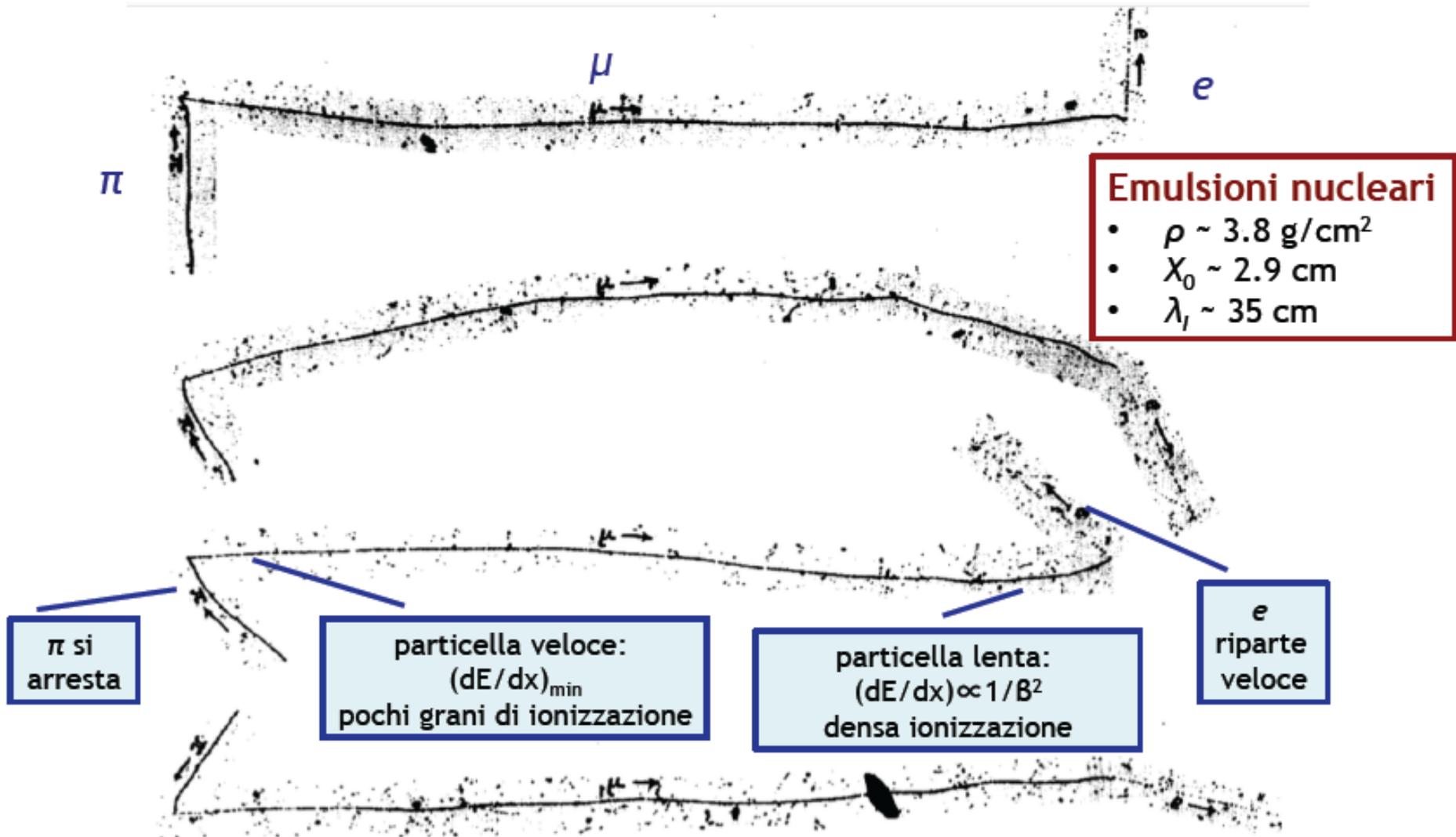
Osservazione del π

(Lattes, Occhialini, Powell 1947)

- Per acquisire maggiori informazioni sui raggi cosmici voli con palloni in alta atmosfera.
- Utilizzo di emulsioni nucleari per registrare le interazioni.
- Powell ricevette il Nobel 1950

- per la tecnica sperimentale
- e per gli studi sui pioni fatti con questa tecnica





Il gruppo di Bristol dimostrò che c'erano 2 particelle che decadevano l'una nell'altra.

Il prodotto di decadimento aveva un range fisso nelle emulsioni, corrispondente a 4.1 MeV.

→ Decadimento a due corpi

Poiché l'altra particella non si vedeva e dalle misure di massa del pione e del muone si giunse alla conclusione che doveva essere senza massa

→ Neutrino di Pauli

La cosa strana era che veniva associato ad un muone e NON ad un elettrone come nel decadimento beta.

→ muone come elettrone pesante

The Bristol people were able to show that, after taking account of geometrical efficiencies (the fact that the emulsions were only $50\mu\text{m}$ thick and the muon range was $600\mu\text{m}$), the true number of π^+ mesons and the number of negatives giving nuclear capture 'stars' were very comparable: thus the latter particles could be ascribed to π^- . Events were also found where π^+ and π^- , produced in nuclear disintegrations, came to rest in the same emulsion layer and underwent decay and nuclear capture respectively.

In 1948/49, both Kodak and Ilford were able to produce much more sensitive emulsions, NT4 and G5 respectively, which were sensitive to minimum ionizing particles. Fig.7 shows four examples of complete $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ decays. Since 1949, there have been no further developments of emulsion technology, and today's emulsions (made in Japan) are similar to those of 48 years ago.

Il Pione

- La nuova particella carica esiste sia come π^+ , π^-

- $m_\pi = 139.57108 \pm 0.00035 \text{ MeV}$

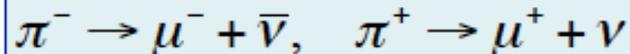
- $\tau_\pi = (2.6033 \pm 0.0005) \times 10^{-8} \text{ s}$ Decadimento debole

- Il decadimento è in due corpi:

- il μ ha un momento fisso: $30 \text{ MeV}/c$, compatibile con il rinculo contro una particella di massa nulla:

$$p_1^* = p_2^* = \frac{\sqrt{(s - (m_1 + m_2)^2)(s - (m_1 - m_2)^2)}}{2\sqrt{s}} \xrightarrow{m_2=0} p_\mu^* = \frac{s - m_\mu^2}{2\sqrt{s}} = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2m_\pi}$$

- siccome non si vedono interazioni di γ , la particella neutra deve essere un neutrino.



- Il **pione ha spin intero**

- Successivamente è stato anche osservato il π^0

- $m_{\pi^0} = 134.9766 \pm 0.0006 \text{ MeV}$

- $\tau_{\pi^0} = (8.52 \pm 0.18) \times 10^{-17} \text{ s}$ $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$

Decadimento elettromagnetico