

NS 2 CNR TESRE 1969

Sulla natura delle particelle rivelate da  
contatori a scintillazione al suolo.

M. Galli — I. Guidi

Gruppo Raggi Cosmici del Laboratorio TESRE del C.N.R.  
Istituto di Fisica dell'Università di Bologna.

## Abstract

In this paper we will analyse the composition of the particles that can be detected at ground with an horizontal counter. In order to do this, we consider the most recent data available on the absolute intensities of,  $\mu^\pm$ ,  $e^-$ ,  $\gamma$  and on their spectra at their sea level at medium latitudes. We also discuss what should be expected if coincidences between any two identical counters, each one made of a block of plastic scintillation, in various relative positions and separated by 10 cm of lead, are made.

## Riassunto

Alla luce delle più recenti misure disponibili sugli spettri e sui valori assoluti dei  $\mu^\pm$ ,  $e^\pm$  al l.d.m., alle medie latitudini, si analizza la composizione delle particelle rivelabili al suolo da un contatore a scintillazione costituito da una lastra orizzontale di scintillatore plastico. Si analizza anche la composizione delle particelle rivelate dalle coincidenze tra due contatori orizzontali sovrapposti con geometria cubica, e quella delle particelle contate da coincidenze tra due contatori orizzontali con assi non coincidenti (\*); in particolare si fa riferimento al sistema di contatori in funzione a Bologna.

## Introduzione

I contatori a scintillazione sono di uso assai frequente nelle esperienze di rivelazione di particelle elementari ed, all'infuori che non si prendano speciali precauzioni, essi contano di solito anche i raggi cosmici.

In quanto segue analizzeremo quali e quante siano quelle particelle che lasciano, in uno spessore di circa 10 cm di scintillatore, una energia superiore a  $\sim 10$  MeV, a latitudini maggiori di  $45^\circ$ . Saranno esaminati i seguenti casi :

- 1) quando lo strato è orizzontale e si considerino i conteggi singoli omnidirezionali;
- 2) quando si prendano i conteggi del caso precedente in coincidenza con quelli di un altro scintillatore uguale posto superiormente e schermato da 10 cm di Piombo.

In considerazione del fatto che i contatori a scintillazione hanno una efficienza di rivelazione per le varie particelle diversa da quella dei contatori Geiger Muller, baseremo le nostre analisi e sulle definizioni di "Molle" e di "Dura" date da Rossi (1) e sulle informazioni che attualmente si hanno sulle varie componenti.

Come è noto le definizioni di Rossi sono le seguenti :

- a) componente dura: quella radiazione ionizzante costituita da particelle capaci di attraversare  $167 \text{ gr/cm}^2$  di Pb ( $\sim 15$  cm). Al l.d.m. questo flusso è costituito per il 98% da mesoni veloci con energia  $> 330$  MeV e dal 2% di elettroni;
- b) componente molle: la radiazione formata dalla componente elettrofotonica con impulso  $> 10$  MeV/c, da mesoni con impulso  $< 400$  MeV/c e da qualche nucleone con impulso compreso fra  $4 \times 10^8$  e  $3 \times 10^9$  ev/c.

(\*) In ambedue i casi le particelle sono filtrate da 10 cm di piombo

### Spettro verticale assoluto dei muoni

Per costruire questo spettro ci gioviamo dello spettro di Allkofer et al. (2) fra 200 MeV e 20 GeV. Nell'intervallo  $65 \div 200$  MeV/c si è tenuto conto dell'andamento dello spettro di Brini et al. (3), originariamente dato in range, ridotto in unità di momento usando i valori per  $\frac{dE}{dx}$  in aria riportati da Montgomery (4) e normalizzato allo spettro di Allkofer a 200 MeV/c (V. fig. 1). Per fare ciò si è dovuto abbassare lo spettro di Brini et al. di circa il 25% (V. Appendice).

Ovviamente si è assunto che il ginocchio dell'effetto di latitudine rimanga al di sotto di  $45^\circ$ , come è confermato da Compton (5), e che, al di sopra di  $45^\circ$ , la variazione nello spettro dei muoni sia trascurabile.

La parte dello spettro superiore a 300 MeV si accorda abbastanza bene con lo spettro differenziale di Wolfendale (6), il quale, a sua volta, è stato normalizzato con il punto di Rossi (1948) ad 1 GeV.

Per momenti compresi tra 40 e 65 MeV/c si è estrapolato l'andamento della curva di Brini et al. ottenendo così lo spettro differenziale in energia di fig. 1 per energie superiori a 7 MeV.

Lo spettro integrale di fig. 2 si è ottenuto dai punti di Wolfendale (6) fino a 307 MeV, e da una integrazione grafica dello spettro differenziale alle basse energie.

Per  $E > 10$  MeV, l'intensità verticale dei muoni risulta allora :

$$I_{\mu,v}(E > 10 \text{ MeV}) = 8,3 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

Inoltre bisogna tener conto che, sia per i muoni che per gli elettroni, le variazioni di origine atmosferica sono le stesse e nell'intervallo di un anno, globalmente, possono arrivare fino al 15%; quelle di origine primaria di breve durata (tempeste di Forbush) sono al massimo il 7%, e che con il ciclo undecennale i muoni possono variare intorno al 5%. Infine, come dettaglio, possiamo ricordare che la variazione azimutale è praticamente inesistente (7), (8) e che la variazione con l'angolo zenitale  $\theta$  è proporzionale a  $\cos^2 \theta$ ; il rapporto  $\mu^+/\mu^-$  vale circa 1,25<sup>(19)</sup>.

### Spettro verticale assoluto degli elettroni

Gli spettri integrali della intensità verticali di Nassar e Hazen (9), quello di Greisen et al. (10) (normalizzato al punto di Rossi a 10 MeV) e quello di Barker (11), si accordano tutti al di sopra di 10 MeV entro una precisione migliore del 10% (V. fig.2). Al di sotto di 10 MeV si è scelto lo spettro di Barker (corretto fra 10 e 30 MeV per gli effetti di diffusione) in quanto meglio degli altri si accorda con il punto di Carmichael ad 1 MeV ottenuto con le camere a ionizzazione (12) (\*).

Inoltre i valori di Barker continuano assai bene l'andamento di Carmichael per energie

(\*) Il valore dell'intensità integrale  $J_{e,v}(E > 0,7 \text{ MeV}) = 8,4 \times 10^{-3}$  per sfera unitaria per secondo, è stato diviso per due, per tenere conto della dipendenza zenitale che abbiamo supposto essere proporzionale a  $\cos^2 \theta$ .

superiori a 30 MeV.

E' facile vedere che lo spettro integrale, così ricostruito, nell'intervallo  $5 \div 100$  MeV è bene approssimato dalla legge :

$$N (> E) = \frac{1}{1 - E/B}$$

con:

$E$  = energia cinetica in MeV

$$A = 56 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

$$B = 9 \text{ MeV}$$

Per ( $100 \leq E \leq 400$ ) MeV, in accordo con Barker e Carmichael, la pendenza è esprimibile con la legge  $E^{-1}$ .

Dallo spettro integrale verticale degli elettroni così ricavato e riportato in fig. 2 è stato ricavato lo spettro differenziale riportato in fig. 1.

Per quanto concerne l'andamento con l'angolo zenitale citeremo Barker (11) che afferma che detta variazione può essere approssimata da una legge del tipo  $\cos^n \theta$ , e precisamente con :

$$n = 2,1 \text{ per } E > 10 \text{ MeV}$$

$$e : \quad n = 2,3 \text{ per } E > 80 \text{ MeV}$$

Il ginocchio dell'effetto di latitudine è intorno a  $40^\circ$  (13).

E' stato calcolato (V. Appendice) che la maggior parte degli elettroni rivelati al suolo proviene :

- 1) dal decadimento di muoni per il 47%.
- 2) dal konck-on di muoni per il 36%.
- 3) dal decadimento di pioni neutri per il 17%.

In valore assoluto, per energie superiori ad 10 MeV, il flusso integrale è :

$$I_{e,\nu} (E > 10 \text{ MeV}) = 28 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

I dati sperimentali sul rapporto  $e^-/e^-$  danno il valore  $1,0 \pm 0,1$  per  $E > 400$  MeV (14).

### Fotoni

Tra le particelle rivelate da contatori a scintillazione al suolo, anche i fotoni hanno un peso non trascurabile.

Lo spettro ha la stessa forma di quello degli elettroni, ma l'efficienza di rivelazione dipende dalla composizione e dallo spessore dello scintillatore adottato come rivelatore. Inoltre si sa che per  $E > 15$  MeV il rapporto  $\gamma/e$  è circa 3 (15). E' facile calcolare il coefficiente di attenuazione totale  $L$  dei  $\gamma$  nello stirolo dai valori  $1/L$  in Carbonio ed Idrogeno nell'intervallo di energia  $10 \div 100$  MeV (16), e trovare quindi il numero  $N_\gamma$

di  $\gamma$  che vengono rivelati dal contatore a scintillazione. Ad esempio, per uno spessore  $x = 10$  cm di scintillatore di polistirolo, si ottiene :

$$N_{\gamma}(E > 10 \text{ MeV}) = 1.5 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad (*)$$

### Nucleonica Cosmica

Il numero di nucleoni con energia cinetica superiore a 10 MeV non supera il 3,5% della intensità dei muoni della stessa energia.

Infatti dalle misure citate da Shopper et al. (17) si trova che il numero totale di protoni con energia superiore a 10 MeV è circa  $0,15 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ , cui va aggiunto il numero di conteggi dovuti ai neutroni che si calcola intorno al  $0,11 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ , tenuto conto dei 10 cm di spessore utile dello scintillatore e del fatto che il rapporto Neutrone su Protone si stima, per  $E > 10$  MeV (17),  $\simeq 6$ .

### Intensità Molle e Dura

In base a quanto abbiamo ricavato circa le singole componenti, possiamo adesso agevolmente analizzare la composizione delle particelle rivelate da un contatore a scintillazione. In quanto segue faremo riferimento ai contatori a scintillazione del monitor di raggi cosmici in funzione a Bologna ( $\lambda = 44,5^{\circ} \text{N}$ ;  $\psi = 11,35^{\circ} \text{E}$ ; 50 m s.l.d.m.).

Detto monitor è formato da 4 contatori identici A,B,E,W, ognuno dei quali è costituito da un blocco di scintillatore plastico al polistirolo di  $(200 \times 200 \times 13) \text{ cm}^3$  (V. fig. 3) guardato da 4 fototubi sovrastanti.

Il taglio nello spettro degli impulsi (V. fig. 4) è stato posto al suo primo minimo relativo, e corrisponde ad una energia perduta nello scintillatore di  $\sim 10$  MeV; questo valore si ricava per confronto con i protoni di rinculo da neutroni di 14 MeV prodotti da un acceleratore Cockroft-Walton; si deve considerare una incertezza del 4% sui conteggi dei singoli contatori a causa della incertezza nel taglio inferiore.

Come si può vedere dalla fig. 4, al di sotto del contatore A è posto uno spessore di 10 cm di Pb. I canali di conteggio utilizzati sono i seguenti :

- a) conteggi singoli A,B,E,W
- b) conteggi della coincidenza verticale cubica (A.B)
- c) conteggi delle coincidenze inclinate di  $45^{\circ}$  verso Ovest (A.E) e di  $45^{\circ}$  verso Est (A.W)

Nel caso di questo contatore possiamo definire:

- 1) Dura: L'insieme delle particelle che passano attraverso il contatore A ed il suo assorbitore e sono rivelate dai contatori sottostanti. Il taglio verticale di energia risulta pari a 265 MeV per la coincidenza cubica verticale (A.B). Per le coincidenze inclinate (A.E) ed (A.W) il taglio  $E_t(\theta)$  varia secondo la legge :

$$E_t(\theta) = E_t(0)/\cos \theta$$

(\*) Occorre tenere presente che, per rivelare fotoni da 10 MeV, gli elettroni corrispondenti devono perdere una energia superiore a 10 MeV. Quindi lo spessore effettivo dello scintillatore dovrà essere intorno a  $12 \div 13$  cm.

(Da notare che il taglio della dura di Rossi  $E_D = 330$  MeV si riferisce a 15 cm di Pb ed alla sola direzione verticale).

- 2) Molle: la totalità delle particelle che non possono essere rivelate dai contatori sottostanti ad A.
- 3) Totale ionizzante: tutte quante le particelle contate da un singolo contatore non schermato.

Ponendo il taglio di sensibilità ad  $E = 10$  MeV, si trova che la intensità della totale ionizzante verticale al suolo alle medie latitudini è costituita da :

Muoni	$8,3 \times 10^{-3}$	$\text{cm}^{-2}$	$\text{s}^{-1}$	$\text{sr}^{-1}$	pari al 64,3%
Elettroni	$2,8 \times 10^{-3}$	"	"	"	21,7%
Fotoni	$1,5 \times 10^{-3}$	"	"	"	11,6%
Nucleoni	$0,3 \times 10^{-3}$	"	"	"	2,3%

(Totale ionizzante  
verticale al suolo)  $12,9 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$

Si trova ancora che lungo la verticale il 40% delle particelle sono molli, il 60% sono dure. Tenuto conto dell'incertezza del taglio e delle indeterminazioni sugli spettri, una stima ragionevole dell'errore sulle cifre suesposte è intorno al 10%.

Infine il valore dato da Rossi (1) per la totale ionizzante verticale al suolo,  $I_V = 11,4 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ , differisce da questo, in quanto Rossi si riferiva ai contatori G.M. che, diversamente dai contatori a scintillazione, hanno una efficienza più scarsa per fotoni e nucleoni.

## Appendice 1

La relazione fra uno spettro in range  $R$   $\bar{\Phi}_R$  ed uno spettro in impulso  $p$   $\bar{\Phi}_p$ , è :

$$\frac{dR}{dp} \bar{\Phi}_R = \bar{\Phi}_p$$

Si sa che :

$$R = \int_0^R dx = \int_{p^0}^p \frac{dx}{dp} dp$$

da cui :

$$dR = \frac{dx}{dp} dp$$

ma :

$$\frac{dp}{dx} = \frac{dp}{dE} \frac{dE}{dx}$$

quindi :

$$dR = \frac{dE}{dp} \frac{dx}{dp} dp$$

$$\frac{E}{pc^2} = \frac{dp}{dE} = \frac{1}{\beta c}$$

Allora :

$$\frac{dR}{dp} = \frac{dE}{dp} \frac{dx}{dp} = \beta c \frac{dx}{dE}$$

Perciò :

$$\bar{\Phi}_p = \beta \frac{1}{\frac{dE}{dx}} \bar{\Phi}_R$$

## Appendice 2

Sia  $N^{\text{tot}}$  il numero totale di elettroni secondari, che provengono dai 3 seguenti processi :

- decadimento  $\mu^\mp$ ,  $N_e^{\text{dec}}$
- Knock-on,  $N_e^{\text{K}}$
- decadimento  $\pi^0$ ,  $N_e^{\pi^0}$

Cioè :

$$N_e^{\text{tot}} = (\alpha - \beta - \gamma) N_e^{\text{tot}}$$

dove :

$$\alpha = \frac{N_e^{\text{dec}}}{N_e^{\text{tot}}} ; \beta = \frac{N_e^{\delta}}{N_e^{\text{tot}}} ; \gamma = \frac{N_e^{\text{II}^{\circ}}}{N_e^{\text{tot}}}$$

Deve essere :

$$\alpha + \beta + \gamma = 1$$

Gli elettroni di decadimento possono esser espressi da

$$N_e^{\text{dec}} = \frac{t \cdot m_{\mu} \cdot c}{3 \epsilon_0 \tau_{\mu}} N_{\mu} (\text{ho})$$

(Confrontare L.I. Dorman – Cosmic Ray Variations – Moscow 1957)

Sostituendo i valori delle costanti (  $t$  = lunghezza di cascata) si ottiene :

$$N_e^{\text{dec}} = 0,18 N_{\mu} = 1,5 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

tenuto conto dell'intensità integrale dei  $\mu$  trovata.

Dall'intensità della componente elettronica (per  $E > 10$  MeV), si ricava :

$$N_e^{\text{dec}} = 0,47 N_e^{\text{tot}}$$

Gli elettroni Knock-on sono rappresentati da

$$N_e^{\delta} = \frac{\ln \xi_{\text{max}}^{\delta} / \xi_{\text{min}}^{\delta}}{\ln [(\epsilon_{\mu} - m_{\mu}c^2)^3 / m_e c^2 J^2 (Z)]} \cdot N_{\mu}$$

nel nostro caso si ha :

$$\epsilon_{\mu} = 5.10^9 \text{ ev}$$

$$\xi_{\text{max}} = 2.10^9 \text{ ev}$$

$$\xi_{\text{min}} = 8.10^6 \text{ ev}$$

Allora :

$$N_e^{\delta} = 0,138 N_{\mu} = 1,145 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$



Risulta quindi :

$$N_e = 0,358 N_e^{\text{tot}}$$

per cui :

$$\alpha = 0,47$$

$$\beta = 0,36$$

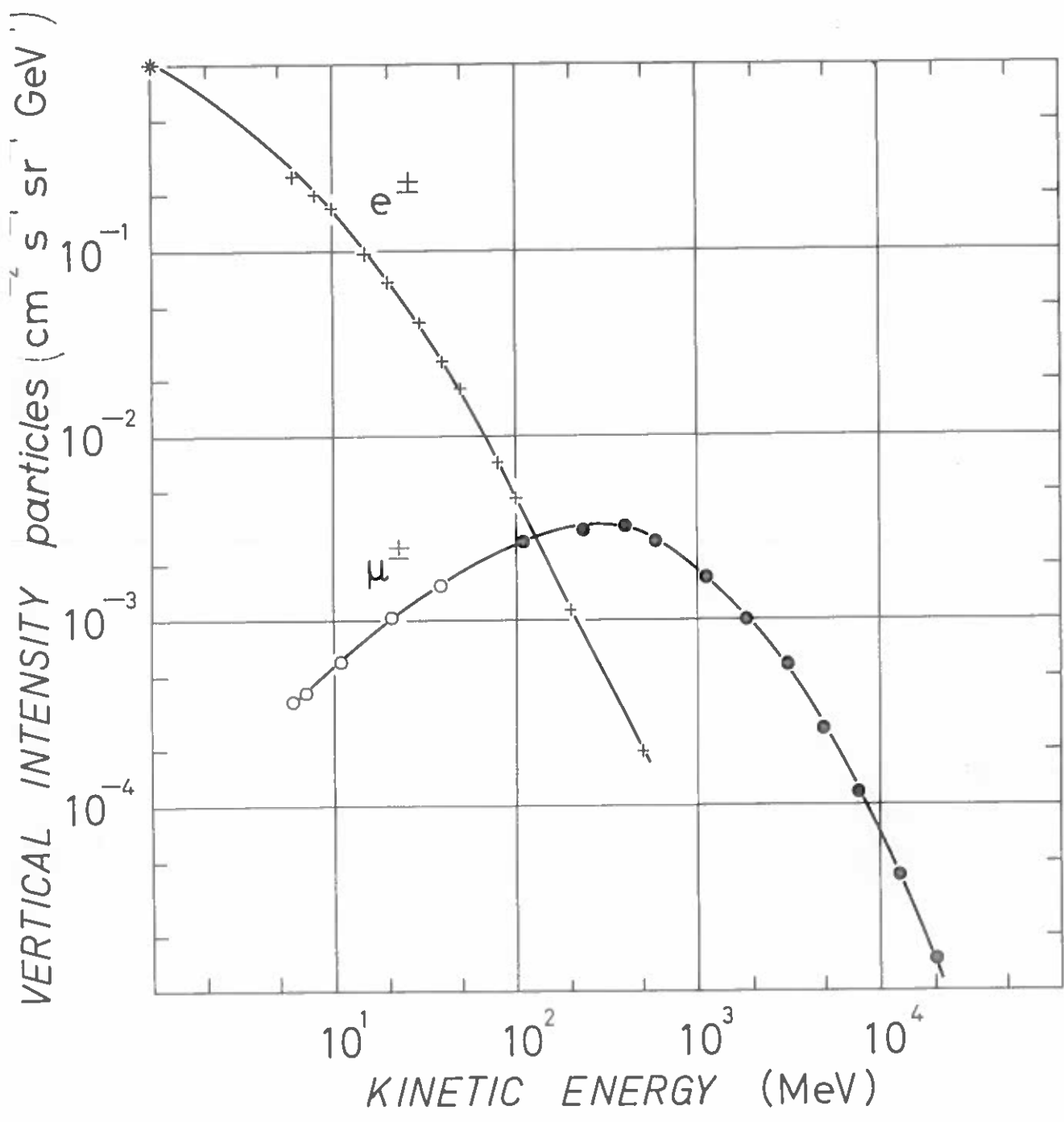
$$\gamma = 0,17$$

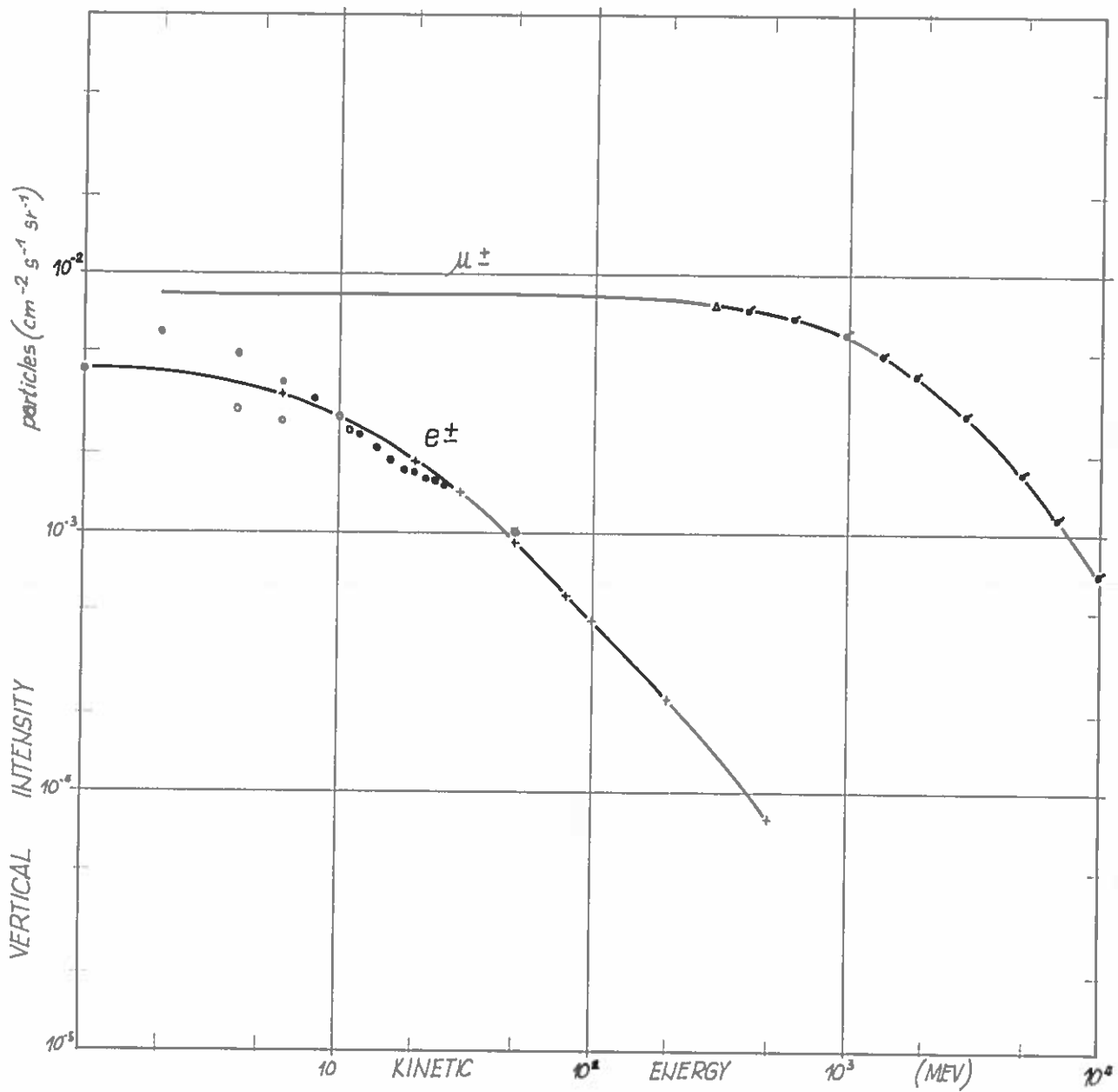
## Bibliografia

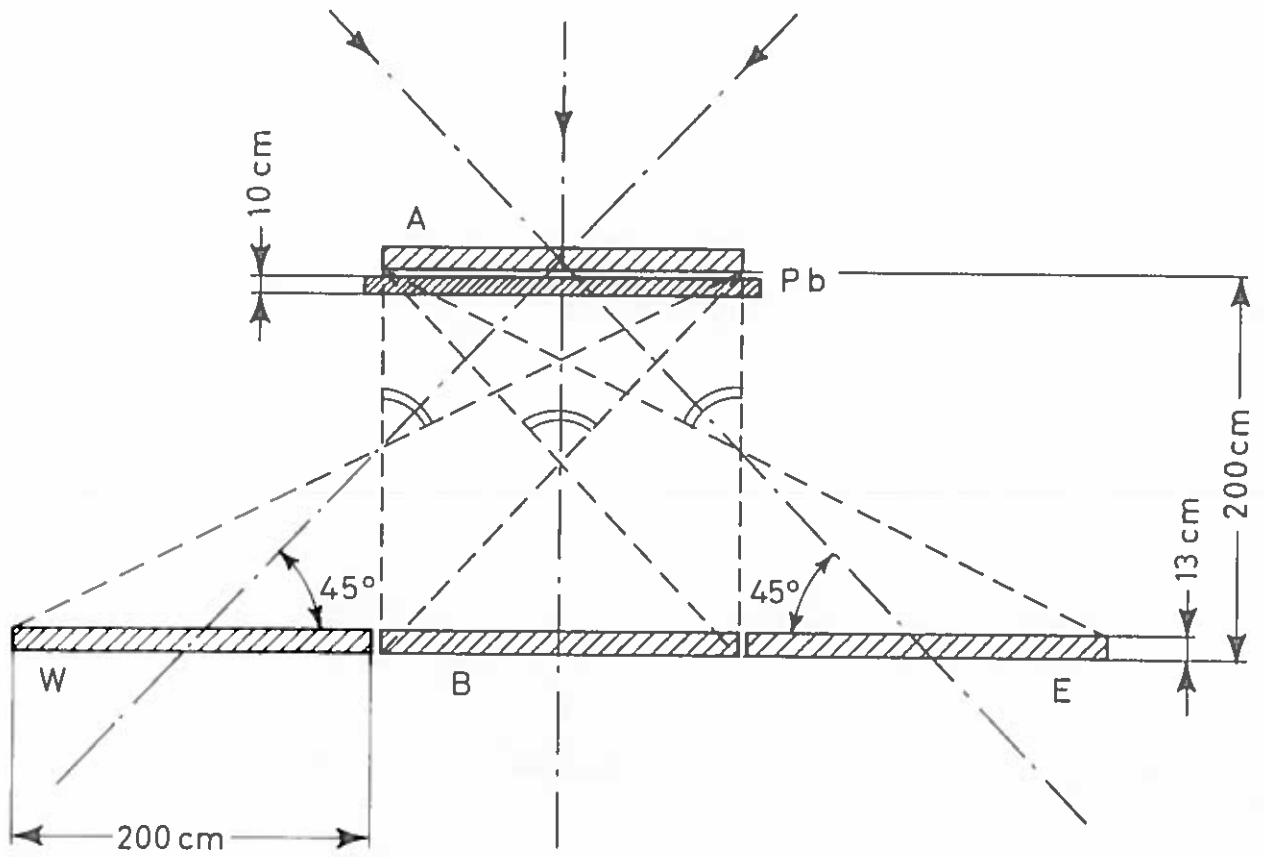
- 1) B. Rossi  
Rev. Mod. Phys., 20, 566, 1948
- 2) O.C. Allkofer, E. Kraft  
Nuovo Cim., 39, 1055, 1965.
- 3) D. Brini, C. Peli, O. Rimondi, P. Veronesi  
Nuovo Cim., II, N. 3, 613, 1955
- 4) D.J.X. Montgomery  
Cosmic Ray Physics – Princeton University Press 1949.
- 5) A.H. Compton  
Phys. Rev., 43, 387, 1933
- 6) P.J. Haymann and A.W. Wolfendale  
Proc. Phys., Soc., 80, 710, 1962
- 7) Gill, P.S., Khrea, M.K.  
Nuovo Cim., XXXII, 33, 1964
- 8) Yeater, M.L.  
Phys. Rev., 67, 74, 1945
- 9) S. Nassar and N.E. Hazen  
Phys. Rev., 69, 298, 1948.
- 10) K.I. Greisen  
Phys. Rev., 63, 323, 1943.
- 11) P.R. Barker  
Phys. Rev., 100, 860, 1955
- 12) H. Carmichael  
Phys. Rev., 107, 1401, 1967
- 13) B. Rossi  
Cosmic Rays, 1964.
- 14) M.I. Daion  
Soviet Physics IEPT, 899, 1965.
- 15) K.P. Beuermann, G. Wibberenz  
X Conferenza Internazionale sui Raggi Cosmici, Calgary 1967.
- 16) C.M. Davisson  
“ $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  – ray spectroscopy” North Holland Publishing Co. Vol.1, 1965
- 17) E. Shopper, E. Lohrmann, G. Mauck  
Handbuch der Physik, Vol. 46/2, 1967
- 18) G. Puppi, N. Dallaporta  
Progress in C.R., 1, 1952
- 19) Proceedings of the IX International Conference on Cosmic Rays – London 1965.

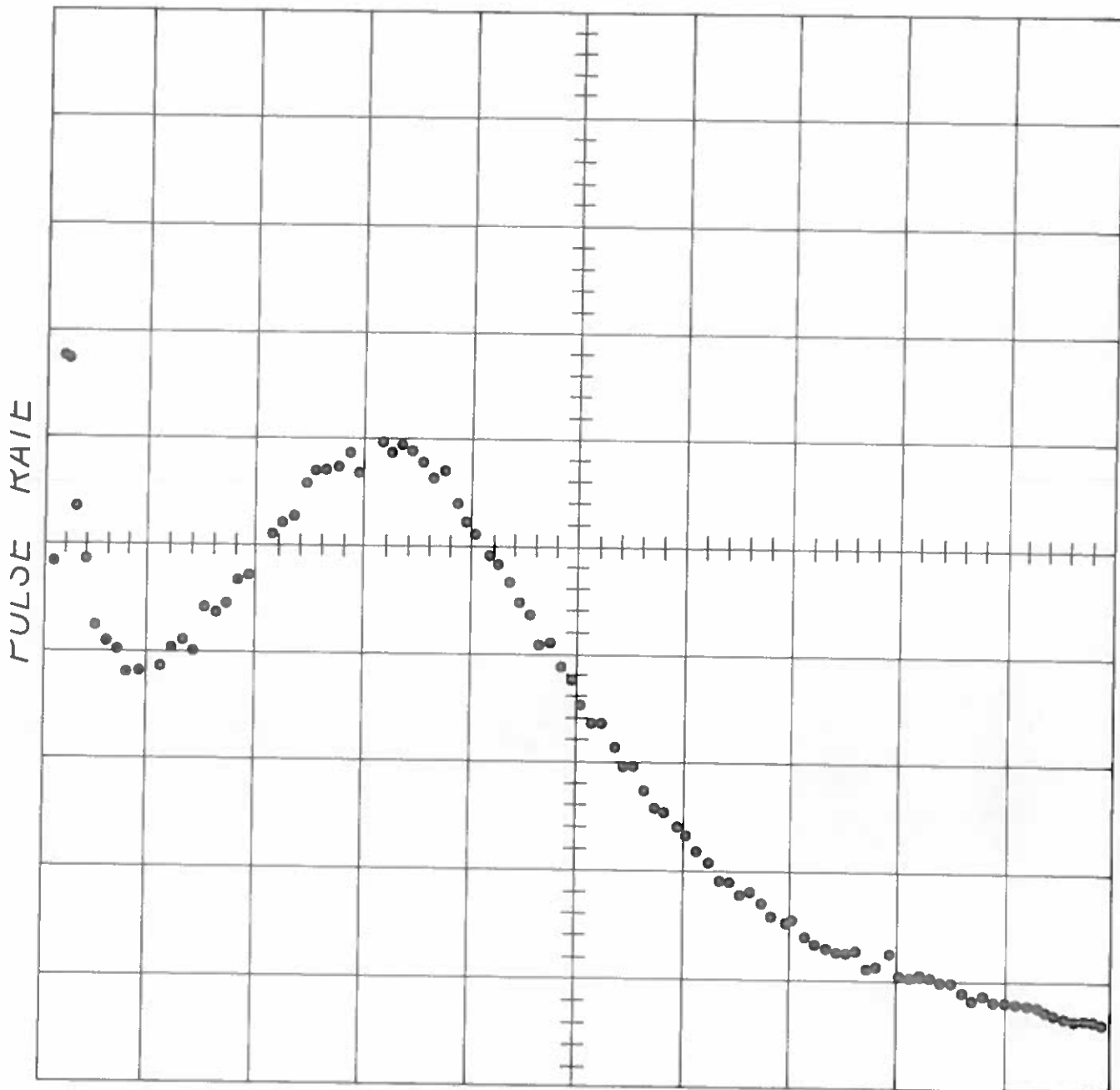
### Didascalia delle figure

- Fig. 1 – Spettro differenziale in energia cinetica  $E$  dei muoni  $\mu^\pm$ , e degli elettroni e al l.d.m.  
– , Barker (1955);  
\* , Carmichael (1967);  
● , Allkofer e Kraft (1965);  
○ , Brini et al. (1955), abbassati del 25%
- Fig. 2 – Spettro integrale in energia cinetica dei muoni e degli elettronici al l.d.m.  
♣ , Wolfendale (1962).
- Fig. 3 – Schema del monitore a scintillazione di Bologna. Le unità E,B,W sono allineate nella direzione Est–Ovest.
- Fig. 4 – Spettro degli impulsi di un singolo contatore ottenuto con un analizzatore a 100 canali.









PULSE HEIGHT