

Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-62/137 (1962)

G. Bologna, G. Diambri, G. P. Murtas: L'ELETTROSINCROTRONE:
CARATTERISTICHE DEL FASCIO, BERSAGLI INTERNI, QUANTAME-
TRIA.

Estratto dal: Nuovo Cimento, Suppl. 24, 341 (1962)

CAPITOLO II

Caratteristiche del fascio, bersagli interni, quantametria.

G. BOLOGNA, G. DIAMBRINI e G. P. MURTAS

1. - Introduzione.

In questo capitolo si riportano le caratteristiche del fascio γ ottenuto dall'elettrosincrotrone (e.s.) ed i metodi di misura impiegati.

I parametri che definiscono il fascio γ dal punto di vista della sua utilizzazione per esperienze di fisica nucleare sono:

- a) la distribuzione energetica dei fotoni o spettro γ ;
- b) l'energia totale trasportata dal fascio nell'unità di tempo o intensità.

Lo spettro γ è stato misurato con l'impiego di uno spettrometro a coppie, per diversi valori di collimazione e di spessore del radiatore.

La distribuzione angolare e l'intensità del fascio, sono state ottenute impiegando camere di ionizzazione e quantametri del tipo di Wilson.

2. - Descrizione dei radiatori.

Il fascio di raggi γ esterno al sincrotrone è ottenuto facendo urtare gli elettroni accelerati a 1 GeV contro un bersaglio di materiale ad alto numero atomico. Precisamente, alla fine del ciclo di accelerazione viene interrotta la tensione a radiofrequenza; gli elettroni circolanti nella ciambella spiralizzano verso l'interno di essa, fino ad urtare contro una lastrina di tantalio, irraggiando fotoni, che, proseguendo in linea retta, attra-

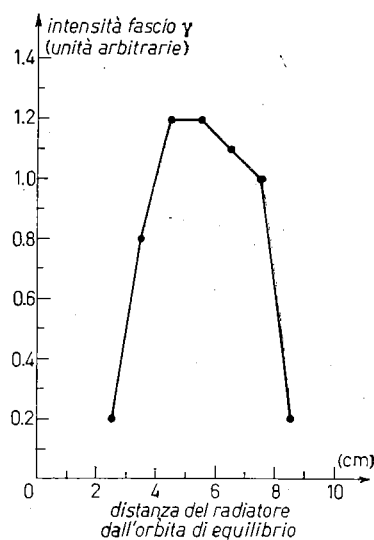


Fig. VIII.n.1. - Intensità del fascio γ in funzione della posizione radiale del radiatore.

versano la parete della ciambella e le colonnine di sostegno dei poli del magnete (una parte di essi naturalmente resterà assorbita).

Nella Fig. VIII.11.1 è dato l'andamento dell'intensità del fascio γ (misurato col quantmetro descritto nella Sez. 5) in funzione della distanza del radiatore dall'orbita di equilibrio; tale radiatore è costituito da una lamina di tantalio dello spessore di 0.5 mm e di forma rettangolare (dimensioni 10×40 mm²), posta in un piano radiale normale all'orbita, e mobile radialmente mediante un comando esterno alla ciambella.

Attualmente sono distribuiti lungo la ciambella radiatori di tantalio mobili radialmente e di vario spessore (0.13 e 0.013 lunghezze di radiazione) ed è presente anche un bersaglio costituito da una lamina dello spessore di $2,7 \cdot 10^{-3}$ L.R., ricavata da un monocristallo di silicio, necessaria per lo studio della bremsstrahlung interferenziale.

Si hanno così fasci in quattro diverse direzioni, ottenibili di regola separatamente, con l'esclusione dei radiatori corrispondenti ai fasci non richiesti, oppure anche contemporaneamente due alla volta, con la regolazione in posizione radiale opportuna dei radiatori. Naturalmente l'intensità di ciascun fascio è minore di quella che si avrebbe se fosse il solo.

3. - Lo spettrometro a coppie [1].

A) *Descrizione dello strumento.* - Il magnete dello spettrometro a coppie non doveva pesare più di 20 t, per permettere il suo trasporto con il carro ponte della sala sincrotrone. Perciò, per effettuare l'analisi dello spettro energetico dei raggi γ fino ad 1 GeV, si è dovuto ricorrere ad una struttura diversa dalla normale, nella quale il magnete, del tipo a mantello, ha i due ritorni di flusso disposti lateralmente da parti opposte del fascio γ .

Nella Fig. VIII.11.2 sono visibili: il magnete, la camera a vuoto dal lato di uscita del fascio γ , due telescopi di tre contatori a scintillazione, usati nella determinazione dello spettro γ ed altri contatori singoli usati per altri scopi. Le traiettorie elettroniche di alto impulso possono avvicinarsi al fascio γ ed avere quindi grandi raggi di curvatura e piccole deflessioni; in questo modo si sono potute mantenere entro limiti tollerabili le dimensioni del magnete, e con ciò anche il suo peso. Questo però va a svantaggio del potere risolutivo e dispersivo e delle proprietà focalizzanti.

Il traferro ha un'altezza di 100 mm e le superfici polari sono piane e parallele entro ± 0.1 mm. L'induzione massima nel traferro è di 20 kG, ottenibile con una corrente di 2100 A. Con questa induzione l'energia massima misurabile dei fotoni è 2 GeV.

In Fig. VIII.11.3 è mostrata una sezione del giogo superiore con un piano parallelo alle superfici polari. Sono visibili i fori che permettono di introdurre le guide di luce per i rivelatori a scintillazione interni al traferro.

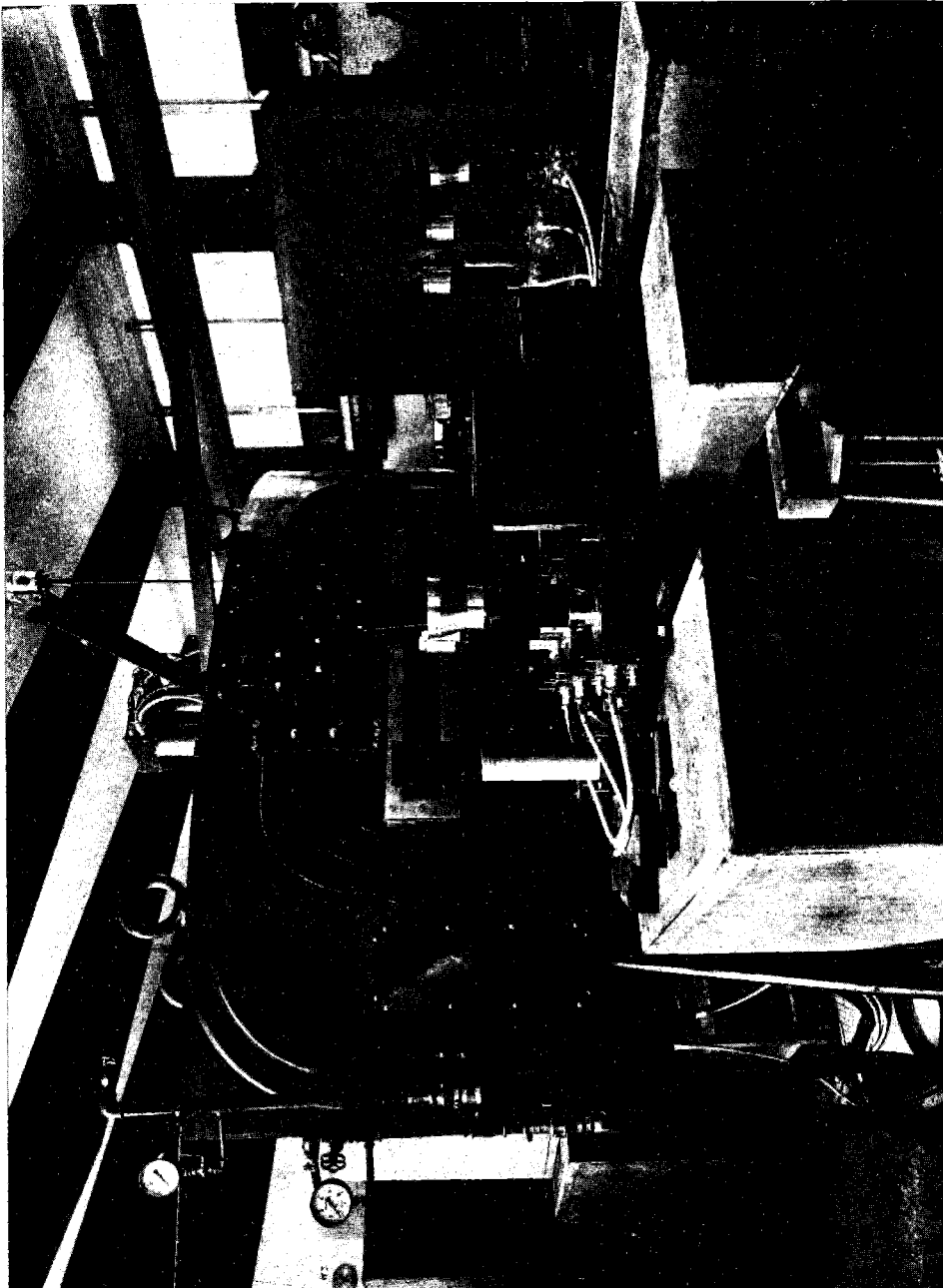


Fig. VIII.r.r.2. - Spettrometro a coppie: il magnete e la camera a vuoto.

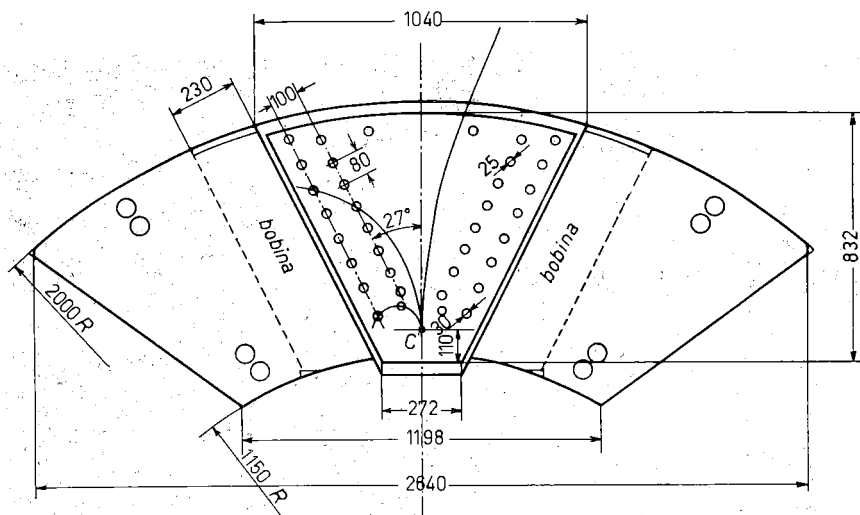


Fig. VIII.11.3. - Sezione del magnete con un piano parallelo alle superfici polari (tutte le dimensioni sono in mm).

La camera a vuoto, visibile in Fig. VIII.11.4, è composta semplicemente da due pareti laterali di acciaio inossidabile connesse da due flange, le pareti superiore ed inferiore essendo costituite direttamente dalle superfici polari. La tenuta del vuoto è assicurata da due guarnizioni poste entro apposite scana-

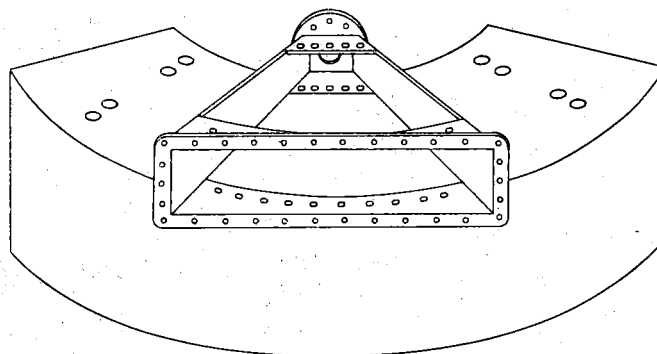


Fig. VIII.11.4. - La camera a vuoto.

lature che corrono intorno al polo e nelle quali sono introdotte le pareti della camera stessa. All'ingresso dello spettrometro è posto un sistema ruotante, comandabile a distanza, mediante il quale si possono interporre sul percorso del fascio γ convertitori di vario spessore col centro nel punto *C* di Fig. VIII.11.3.

Il sistema di rivelazione è costituito da un solo canale di conteggio, formato da due telescopi di rivelatori a scintillazione, posti in posizione simmetrica rispetto all'asse dello spettrometro, secondo il quale è inviato il fascio γ (Fig. VIII.11.2). Ogni telescopio consiste di tre rivelatori disposti perpendicolarmente alla traiettoria dell'elettrone che passa per il suo centro. La distanza del primo rivelatore dallo spigolo del polo è di 1 m misurato lungo la traiettoria. Ciascun rivelatore è costituito da uno scintillatore plastico dello spessore di 1 mm, connesso con una guida di luce ed un fotomoltiplicatore RCA 6810 A. Il primo scintillatore di ogni telescopio ha un larghezza di 18 mm, ed una altezza di 54 mm.

La catena elettronica di conteggio è del tutto normale: le uscite dei fotomoltiplicatori di ogni telescopio sono messe in coincidenza tripla [2]. Le uscite delle coincidenze triple vanno, attraverso un amplificatore rapido, a due canali di coincidenza doppie, una per gli eventi simultanei ed una per i ritardati. Le coincidenze doppie sono seguite da amplificatori e discriminatori rapidi e da normali scale di conteggio.

Il tempo risolutivo delle coincidenze è risultato di 6 ns.

B) Determinazione delle proprietà ottiche e delle traiettorie. - Le proprietà ottiche dello spettrometro di coppie sono state determinate risolvendo in forma matriciale le equazioni del moto [3] che danno gli scostamenti lineari ed angolari da una traiettoria di riferimento, in approssimazione lineare di Gauss, e assumendo il campo magnetico costante nel traferro e nullo all'esterno. In questo modo si sono potuti calcolare gli ingrandimenti, lineari ed angolari, sia orizzontali che verticali ed il potere risolutivo e dispersivo.

Per ottenere una determinazione sperimentale delle traiettorie si è ricorsi a due metodi distinti, e cioè alla determinazione diretta mediante la tecnica del filo, ed alla misura della componente verticale del campo magnetico sul piano di simmetria dello spettrometro.

Per effettuare le misure con la tecnica del filo è stato costruito un dispositivo che permetteva al filo di partire da una posizione corrispondente al convertitore e di orientarsi liberamente nello spazio. Con questo dispositivo l'impulso corrispondente ad una certa traiettoria è stato determinato con un errore di $\pm 0.3\%$.

Per la misura del campo magnetico si è usato un metodo flussometrico per le misure interne al traferro ed una sonda ad effetto Hall all'esterno. In base al valore del campo le traiettorie sono state ottenute con l'ausilio di una calcolatrice elettronica. L'impulso corrispondente ad una determinata traiettoria è risultato affetto da un'incertezza di $\pm 0.15\%$, a causa della propagazione dell'errore delle misure magnetiche. Le traiettorie così determinate sono risultate coincidenti con quelle determinate mediante la tecnica del filo entro gli errori sperimentali.

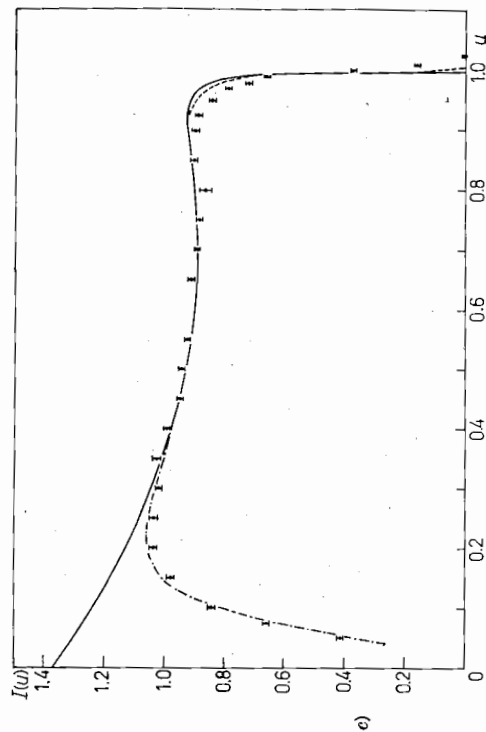
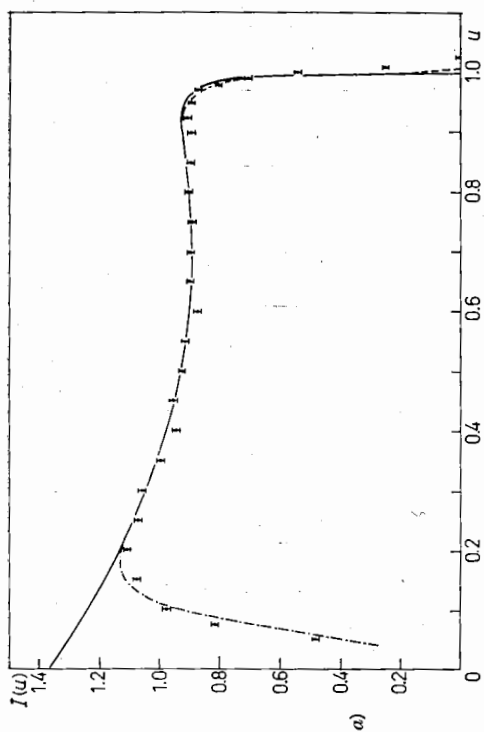
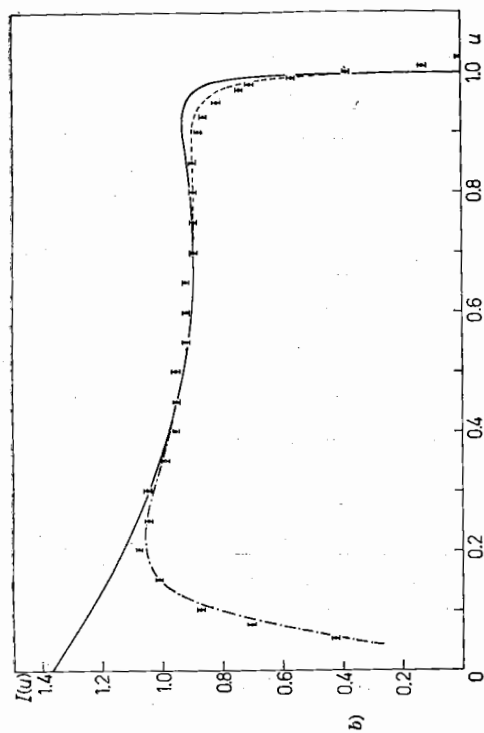


Fig. VIII. n. 5. - Spettro energetico dei fotoni. In ascisse $x = k/E_0$; con $k =$ energia del fotone; $E_0 = 1000$ MeV = energia degli elettroni. In ordinate $I(u) =$ intensità del fascio γ ; $I(u)$ è proporzionale al prodotto $kN(k)$, essendo $N(k)dk$ il numero di fotoni compresi nell'intervallo di energia k e $k+dk$. La scala per $I(u)$ è scelta in modo che $\int_0^1 I(u) du = 1$.

Le Fig. a, b, c sono relative a diversi valori dello spessore del radiatore di tantalio t (in lunghezze di radiazione) e dell'angolo di collimazione Γ . I punti delle figure rappresentano i dati sperimentali; l'errore è statistico. a) $t = 0.013$ L.R.; $\Gamma = 0.75$ mrad. — Curva teorica per un solo atomo (tiene conto del contributo del nucleo e degli elettroni). - - - Curva teorica corretta per tener conto del potere risolutivo finito dei contatori. - - - - Curva teorica corretta per tener conto delle perdite verticali di conteggio dei contatori. b) $t = 0.13$ L.R.; $\Gamma = 3.6$ mrad. — Come in Fig. a). - - - Curva teorica per questo spessore e questa collimazione, corretta per tener conto del potere risolutivo finito dei contatori. - - - - Come in Fig. a). c) $t = 0.013$ L.R.; $\Gamma = 3.6$ mrad. Le varie curve hanno lo stesso significato della Fig. a).

Il valore degli ingrandimenti e dei poteri risolutivo e dispersivo determinati dalla calcolatrice sono risultati in ottimo accordo con quelli calcolati nell'approssimazione di campo costante di cui sopra.

4. - Lo spettro energetico dei fotoni.

Le misure relative alla determinazione dello spettro di bremsstrahlung sono state condotte con il criterio di rivelare accuratamente le forme dello spettro γ in vicinanza dell'energia massima dei fotoni, e la sua dipendenza dallo spessore dei radiatori e dalle collimazioni. I risultati sono già stati pubblicati [4].

Essi mostrano tra l'altro che usando un radiatore di tantalio da 0.013 lunghezze di radiazione e un collimatore con angolo accettato di 0.75 mrad, corrispondente a un fattore di trasmissione del 3.2%, la forma dello spettro γ coincide entro l'errore statistico ($\sim 1\%$) con quella teorica per spessore infinitamente sottile (Fig. VIII.11.5a).

In Fig. VIII.11.5b sono riportati i dati relativi alle misure nella parte alta dello spettro, ottenute con un radiatore di tantalio « spesso », di 0.13 L.R., e con collimazione di 3.6 mrad.

La curva tratteggiata è lo spettro teorico calcolato per questo stesso spessore e collimazione e con le seguenti ipotesi [5]: Si è assunto che le uniche perdite di energia degli elettroni nell'attraversare lo spessore di tantalio di 0.13 L.R. siano quelle dovute all'irraggiamento. In effetti un elettrone può irraggiare un fotone di alta energia dopo averne prodotto uno o più di energia molto bassa. Si è assunto inoltre che vengono rivelati solo fotoni emersi da elettroni che formano con la direzione iniziale un angolo di scattering $\theta \leq \Gamma/2$, dove $\Gamma=3.6$ mrad è l'angolo accettato del collimatore. Questo equivale ad assumere che il fotone venga emesso nella direzione di volo dell'elettrone.

Questa curva è stata inoltre corretta per il potere risolutivo finito dei contatori. Si può notare che i punti sperimentali sono ancora più bassi di circa il (3-4)%, in vicinanza dell'energia massima. Si può concludere che almeno la maggior parte della differenza tra la curva teorica relativa a un radiatore infinitamente sottile e lo spettro γ sperimentale da un radiatore di 0.13 L.R. è da imputarsi alle perdite per irraggiamento combinate con l'effetto di collimazione.

La Fig. VIII.11.5c è relativa alle misure di spettro γ effettuate con un radiatore dello spessore di 0.013 R.L. e con una collimazione di 3.6 mrad. Il confronto fra la Fig. VIII.11.5a e VIII.11.5c conferma che aumentare l'angolo di collimazione equivale a rendere più spesso il radiatore.

Le misure di distribuzione angolare [4] hanno mostrato che usando un radiatore di 0.013 L.R. sono già presenti attraversamenti multipli, praticamente assenti con il radiatore di 0.13 L.R.

5. - Quantametri.

Per la misura dell'energia totale

$$E_{\text{tot}} = \int_0^{E_0} kN(k) dk$$

del fascio γ è in uso presso i nostri Laboratori il quantametro del tipo di R. R. Wilson [6] (Fig. VIII.11.6), un dispositivo che può essere considerato come un insieme di 12 camere a ionizzazione con profondità e disposizioni tali

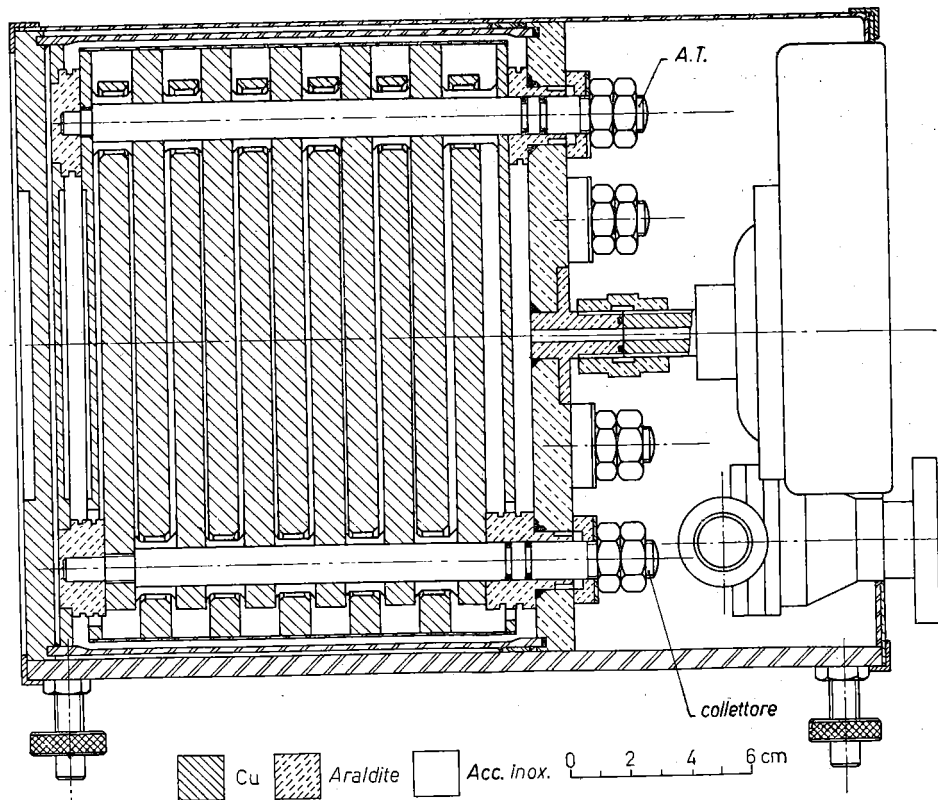


Fig. VIII.11.6. - Sezione del quantametro di R. R. Wilson.

che la carica q raccolta dal collettore è $q = E_{\text{tot}}/K_0$ dove K_0 è una costante indipendente dall'energia massima E_0 dei fotoni del fascio nell'intervallo di energie per noi interessante.

Da calcoli fatti da WILSON [7] risulta che:

$$K_q = 4.79 \cdot 10^{18} \frac{0.150}{l} \frac{2.73}{P/T} \text{ MeV/Coulomb,}$$

dove l è la distanza media in cm fra le prime 11 piastre, P la pressione dei gas di riempimento (95% di Argon e 5% di CO₂) in mm Hg, T temperatura assoluta del gas.

Per i nostri quantametri $P = 800$ mm Hg a 20 °C, $l = 0.150$ cm e $K_q = 4.79 \cdot 10^{18}$ MeV/C. Il valore di $K = 4.82 \cdot 10^{18}$ MeV/C attribuito ai quantametri di Wilson [6] si deve intendere riferito ad un particolare quantametro con $l = 0.149$ cm [7]. Il confronto dei nostri 5 quantametri Q_1, \dots, Q_5 con quelli costruiti in altri laboratori è stato fatto per $E_0 = 1$ GeV mediante la camera a ionizzazione Cu 1 della Università di Cornell [8] (Fig. VIII.ii.7)

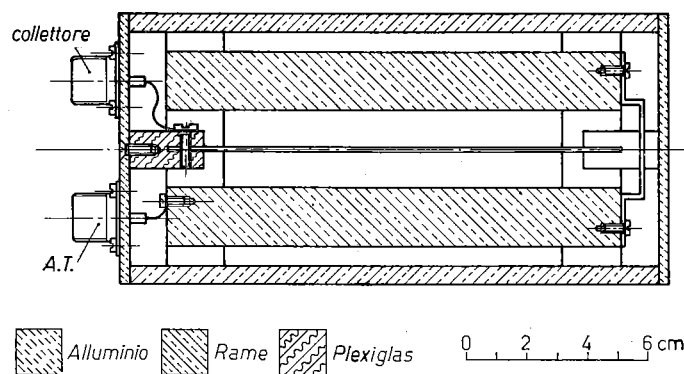


Fig. VIII.ii.7. - Sezione della camera di Cornell Cu1.

ed un monitor trasparente costruito nei nostri Laboratori (Fig. VIII.ii.8).

Il fascio γ opportunamente collimato e di intensità media di $\sim 10^{10}$ MeV/s attraversa una prima volta il monitor trasparente e un quantametro, e una seconda volta il monitor trasparente e la camera Cu 1. All'altezza della Cu 1 l'area del fascio è 7 cm².

A parità di carica misurata dal monitor si misura la carica liberata nel quantametro q_q , e nella Cu 1 q_{Cu1} ; si ha

$$K_{Cu1} = \frac{q_q}{q_{Cu1}} K_q,$$

dove K_{Cu1} è la costante di taratura della Cu 1.

Le cariche raccolte vengono misurate con un integratore del tipo descritto da LITTAUER [9].

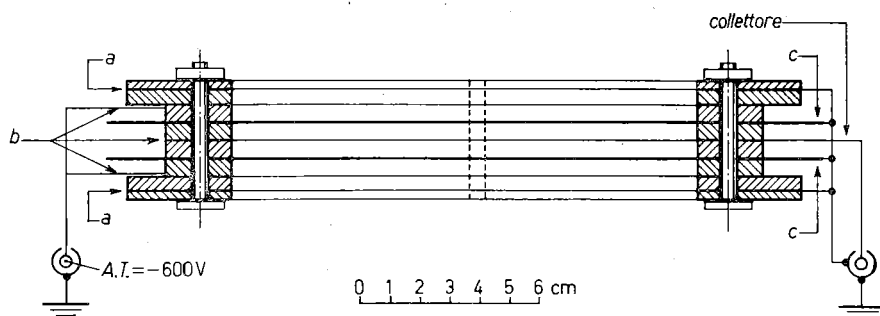


Fig. VIII.11.8. - Sezione del monitor trasparente: a) 1 foglio mylar alluminato da 1/100 mm; b) 1 foglio alluminio da 1/100 mm; c) anello di guardia in alluminio da 1 mm.

Nella Tabella I sono riportati i valori di K_{Cu1} ottenuti con i nostri quantimetri ponendo per questi $k = 4.79 \cdot 10^{18}$ MeV/C. I dati sono riferiti a 0°C e 760 mm Hg e corretti da effetti di ricombinazione ionica.

TABELLA I. - Costanti di taratura della camera a ionizzazione Cu1.

Confronto di Cu1 con	$K_{Cu1} = (q_0/q_{Cu1})K_0$ (MeV/C)
Q_1	$5.16 \cdot 10^{18}$
Q_2	5.07
Q_3	5.11
Q_4	5.07
Q_5	5.13

L'errore con cui si sono misurate le cariche si può ritenere inferiore a 0.5%.

L'errore dovuto a cattiva correzione dell'effetto di ricombinazione si può ritenere inferiore a 0.5% per cui l'errore totale dovrebbe essere dell'ordine dell'1% o più piccolo.

I valori di K_{Cu1} così trovati sono in accordo con il valore teorico previsto [7] $5.12 \cdot 10^{18}$ MeV/C e dimostrano che entro gli errori sperimentali i nostri quantimetri sono uguali fra di loro. Dalle misure riportate da DE WIRE [7] risulta pure che i nostri quantimetri sono uguali entro gli errori sperimentali a quelli costruiti negli altri laboratori.

L'intensità massima del fascio γ , non collimato, ottenuto con un radiatore di tantalio di 0.13 L.R. di spessore, è di $6 \cdot 10^{11}$ quanti equivalenti/minuto per $E_0 = 1000$ MeV.

BIBLIOGRAFIA

- [1] G. BOLOGNA, G. DIAMBRINI, R. TOSCHI, A. S. FIGUERA, U. PELLEGRINI, B. RISPOLI e A. SERRA: *Nucl. Instr.*, **12**, 263 (1961).
- [2] U. PELLEGRINI, B. RISPOLI e A. SERRA: *Nuovo Cimento*, **9**, 171 (1958).
- [3] P. G. SONA: Nota interna no. 3 dei Laboratori Nazionali di Frascati (1958).
- [4] G. DIAMBRINI, A. S. FIGUERA, B. RISPOLI e A. SERRA: *Nuovo Cimento*, **15**, 500 (1960); **19**, 250 (1961).
- [5] M. TERENCE: Tesi di laurea, Nota interna no. 54 dei Laboratori Nazionali di Frascati (1960).
- [6] R. R. WILSON: *Nucl. Instr.*, **1**, 101 (1957).
- [7] J. W. DE WIRE: *Calibration Data for the Quantometer and the Cornell Thick-Walled Ionization Chamber*, Laboratory of Nuclear Studies, Cornell University (November 30, 1959).
- [8] D. R. CORSON, J. DE WIRE, B. D. MCDANIEL e R. R. WILSON: The Cornell 300 MeV Synchrotron, ONR Report (1953).
- [9] R. LITTAUER: *Rev. Sci. Instr.*, **25**, 148 (1954).