5. Paolo SALVADORI. — **La camera a luminescenza.**

Riassunto. — Si accenna brevemente alle caratteristiche peculiari dei rivelatori impiegati in fisica nucleare, per passare, poi, a parlare della camera a luminescenza, e, in particolare, dell'elemento essenziale: l'intensificatore di brillanza (o di immagine). Si esaminano diversi esemplari di camera a luminescenza, fra quelli finora realizzati e impiegati in esperienze di fisica nucleare, e se ne discutono le caratteristiche essenziali. A conclusione della rassegna si formulano delle previsioni sul futuro della camera a luminescenza, e si suggeriscono delle possibili applicazioni in fisica nucleare.

Summary. — The basic characteristics of particle detectors used in nuclear physics are briefly reviewed. The luminescent chamber is then discussed with special reference to its essential element: the brightness (or image) intensifier. Different models of luminescent chambers built and used in recent times for nuclear physics experiments are examined. In the last part of the present review future developments and possible uses in nuclear physics of the luminescent chamber are suggested.

---

1. - Introduzione.

2. - L'intensificatore di brillanza.

2.1. Generalità sull'intensificatore di brillanza.

2.2. Intensificazione per accelerazione.

2.3. Intensificazione per rigenerazione luminosa.

2.4. Intensificazione per moltiplicazione.

2.5. Altre caratteristiche dell'intensificatore di brillanza e suo impiego nella ricerca, con particolare riguardo alla radiologia.

3. - La camera a luminescenza.

3.1. La rivelazione delle particelle: sistemi scintillanti, sistemi ottici.

3. 2. Ulteriori caratteristiche della rivelazione delle particelle: sistemi di rivelazione; potere risolutivo in tempo, rumore di fondo.

3. 3. Rassegna.

3. 4. Conclusioni.

---

1. - INTRODUZIONE

Molti e diversi sono i rivelatori di particelle impiegati in esperienze di fisica nucleare a elevate energie: ognuno di questi contatori ha le sue caratteristiche particolari che lo differenziano dagli altri, e che vanno pesate al momento di una scelta in base alle esigenze dell'esperienza. Difficile è, dunque, potere dare una classificazione organica di questi rivelatori; del resto, il fatto che tanti contatori diversi coesistano implica necessariamente la condizione che essi non possono venire classificati in base a un concetto assoluto di bontà: come dicevamo, saranno le richieste diverse delle diverse esperienze a imporre la scelta dei diversi rivelatori.

Comunque, volendo in qualche modo distinguere fra i vari rivelatori, si può pensare a due classi di contatori: i contatori integrali e i contatori semplici. Chiariamo il significato di queste denominazioni. Per contatori integrali vogliamo intendere quei rivelatori che ci danno tutte le informazioni possibili sulla traiettoria della particella in esame, con un'ottima risoluzione spaziale, ma una assai scarsa risoluzione temporale; a questa classe vogliamo, quindi, assegnare essenzialmente: 1) Emulsioni nucleari. 2) Camere a diffusione e di Wilson. 3) Camere a bolle. Alla classe dei contatori semplici, invece, appartengono tutti quei rivelatori che hanno un'ottima risoluzione temporale, ma una piuttosto scarsa risoluzione spaziale; si tratta, dunque, di: 1) Telescopi di range. 2) Contatori a scintillazione. 3) Analizzatori magnetici. 4) Contatori di Cerenkov.

E' chiaro da quanto detto che con i contatori ora classificati non si può avere una buona risoluzione temporale altro che a scapito della risoluzione spaziale, e viceversa. Con le camere a bolle, p. es., si ottengono delle risoluzioni spaziali sì di $\sim 10^{-3}$ cm, ma il tempo risolutivo al più raggiunge il valore di 10^{-4} s. Questi sono tempi risolutivi decisa-

mente troppo cattivi se si vuole lavorare, per esempio, in esperienze di fotoproduzione con un elettrosincrotrone, in cui è necessario discriminare al massimo sul fondo di γ e di neutroni, e comunque in tutte quelle esperienze che hanno una piccola sezione d'urto, e in cui, quindi, è essenziale eliminare le casuali. In una reazione a più corpi, invece, è necessario potere studiare contemporaneamente l'intero angolo solido di 4π steradianti, e ciò, come è chiaro, non è possibile con contatori semplici: in questo caso, quindi, *è necessario* usare contatori integrali, a scapito del pessimo tempo risolutivo. Appare evidente da ciò l'utilità che avrebbe un contatore che da un lato fornisse le massime indicazioni possibili sulla traiettoria delle particelle in esame, e dall'altra avesse un tempo risolutivo sufficientemente spinto.

Lo spunto per risolvere questo problema viene proprio da un rivelatore già esistente, il contatore a scintillazione.

Come si è detto i contatori a scintillazione hanno un ottimo potere risolutivo temporale, $\sim 10^{-8} \div 10^{-9}$ s. Ma il contatore a scintillazione, così come era sempre stato impiegato, sia singolarmente sia in telescopi, non aveva, d'altra parte, un buon potere risolutivo spaziale. Infatti, poiché ciò che nei contatori a scintillazione si fa è di raccogliere la luce emessa da una particella in tutta la sua traiettoria nello scintillatore e di rivelarla attraverso un sistema fotoelettrico (fotomoltiplicatore), il limite alla risoluzione spaziale è quello dovuto alle dimensioni finite del contatore, né queste si possono, per ovvie ragioni, ridurre eccessivamente. Così facendo, però, si sfrutta solo in parte il fenomeno della scintillazione, perché ciò che qui interessa è il numero totale, o una frazione precisata, di fotoni emessi entro il contatore dalla particella che lo attraversa. Ora, il fenomeno della scintillazione in sé dice di più, perché può segnalare, se opportunamente studiato, la traiettoria della particella punto per punto. In altre parole, i fotoni che vengono raccolti nel contatore a scintillazione sono fotoni emessi dalla particella punto per punto della sua traiettoria, e, quindi, se opportunamente focalizzati, possono fornire un'immagine della traccia stessa. E' questo il principio della camera a luminescenza, un rivelatore che, dunque, deriva direttamente dal contatore a scintillazione, ma che per le sue caratteristiche gode anche delle proprietà dei contatori integrali. Per essa la risoluzione spaziale non è più imposta dalle dimensioni dello scintillatore stesso (che può, quindi, assumere anche proporzioni notevolmente maggiori), bensì, come discuteremo, da diversi fattori, quale il sistema ottico di raccolta dei fotoni in esso emessi, ecc.

In tabella 1 è riportato uno specchio comparativo dei rivelatori più comunemente impiegati in fisica nucleare: come si vede la camera a lu-

TABELLA 1

Caratteristiche comparative dei rivelatori di particelle ([22]).

Sistema	Risoluzione spaziale	Risoluzione temporale	Tempo morto
Emulsioni	10^{-4} cm	10 s	
Camere a bolle	10^{-2} cm	10^{-3} s	> 1 s
Camere a luminescenza . . .	10^{-1} cm	$> 10^{-6}$ s	10^{-3} s
Contatori semplici	> 1 cm	10^{-9} s	10^{-7} s

minescenza si viene a trovare, per le sue proprietà, a mezzo fra i rivelatori integrali e i rivelatori semplici.

Affermato, dunque, il principio della camera a luminescenza, viene ora fatto di chiederci se è realizzabile in pratica un siffatto sistema. In altri termini, l'interrogativo che subito si pone è se la particella che si vuole studiare sia effettivamente capace di emettere un numero di fotoni sufficiente così che la sua traccia possa essere rivelata, o meglio, se fra tutti i possibili sistemi di rivelazione a noi conosciuti, ve ne sia uno in grado di fornirci i dati che ci interessano sulla traiettoria della particella. Perché, dobbiamo ricordarlo, il risultato ultimo che vogliamo sono delle informazioni cinematiche sulla particella in istudio, e per ora noi abbiamo affermato solo il principio che si può avere un'immagine della traiettoria della particella: su questa, poi, si tratta di fare delle misure. Ma questa immagine, come metterla in evidenza? E' chiaro che non sono molte le vie possibili da seguire: poiché lo scopo di questo rivelatore è di avere un'immagine il più possibile simile della traiettoria della particella in esame, su cui compiere le nostre indagini, si tratta o di ricorrere a pellicole cinematografiche, oppure a una analisi elettronica dell'immagine, per esempio attraverso un orthicon. Comunque si tratta di vedere se i sistemi in pratica realizzabili abbiano una sensibilità sufficiente a rivelare l'immagine della traiettoria.

In tabella 2 riportiamo, perciò, le caratteristiche di alcuni dei materiali più noti come scintillatori, per particelle di diversa energia ([37]).

Da questa tabella si vede che gli scintillatori organici sono i meno efficienti, mentre migliori proprietà ha il NaI(Tl). Gli studi sul CsI(Tl) hanno portato a risultati discordanti ([22]): secondo taluni, infatti, il CsI(Tl) alla temperatura dell'azoto liquido (77° K) ha proprietà scintillanti assai interessanti, potendo in esso una particella al minimo pro-

TABELLA 2

Proprietà degli scintillatori ([37]).

Scintillatore	Particella che dà luogo alla traccia	N, numero di fotoni prodotti per cm di traccia nello scintillatore
Plastica, a temperatura ambiente.	Particelle al minimo	20.000
	Protoni da 100 MeV	70.000
	Protoni da 10 MeV	350.000
Antracene, a temperatura ambiente.	Particelle al minimo	70.000
Ioduro di sodio, a temperatura ambiente.	Particelle al minimo	110.000
	Protoni da 100 MeV	350.000
	Protoni da 10 MeV	1.500.000

durre $\sim 10^6$ fotoni/cm di traiettoria; tuttavia, altri sperimentatori hanno trovato che l'efficienza del CsI(Tl), pur migliorando assai all'abbassarsi della temperatura, raggiunge appena a 77° K quella del NaI(Tl) a temperatura ambiente.

Senza entrare nel merito di queste discussioni, che esulano dal nostro programma, e che probabilmente sorgono dal diverso grado di purezza del CsI(Tl) impiegato, nel seguito prenderemo per buoni i calcoli di ZAVOJSKY e al. ([17]). Una particella con velocità relativistica perde in un cristallo di CsI(Tl) all'incirca 5 MeV per centimetro di percorso. Il numero N di fotoni emessi in questo tratto entro l'angolo solido di 4π steradianti sarebbe dato allora da:

$$N = \frac{5 \cdot 10^6}{\varepsilon} \sim 1{,}4 \cdot 10^5 \text{ fotoni/cm}$$

dove ε è l'energia spesa per ogni fotone, ed $\varepsilon \sim 35$ eV.

Calcoliamoci ora, sulla base di quanto detto, quale risultato si possa, p. es., ottenere fotografando la traccia di una particella al minimo che attraversa uno scintillatore di CsI(Tl). Le particelle al minimo sono quelle che ionizzano meno, e, quindi, danno luogo a un numero di fotoni minore; poiché in generale ciò che si vuole rivelare sono proprio particelle al minimo, il calcolo sarà fatto per esse: è ovvio che per ogni altra particella di energia minore la situazione sarà migliore.

Una particella al minimo crea, dunque, in un cristallo di CsI(Tl) $N \sim 1{,}4 \cdot 10^5$ fotoni/cm. Supponiamo, allora, di volere fotografare que-

sta traccia; il numero S di fotoni raccolti su lastra fotografica dipende dall'apertura angolare dell'obbiettivo impiegato secondo la relazione:

$$S = \frac{N}{16} \cdot B^2 \cdot \frac{K^2}{(1+K)^2} \cdot g \text{ (fotoni/cm)}$$

dove B e K sono rispettivamente l'apertura relativa e l'ingrandimento dell'obbiettivo, e g è il rapporto fra gli angoli solidi corrispondenti nel cristallo e nell'aria. Poiché $g \sim \frac{1}{n^2}$ e per il CsI $n=1{,}79$, posto $B=\frac{1}{2}$ e $K=1$, si ha:

$$S \sim 170 \text{ (fotoni/cm)}$$

Per ogni cm di traccia sulla lastra arrivano, dunque, $\sim$ 170 fotoni. D'altronde l'obbiettivo possiede un certo potere risolutivo, poniamo $0{,}5 \cdot 10^{-2}$ cm. Quindi i 170 fotoni si distribuiscono su di una superficie di $0{,}5 \cdot 10^{-2}$ cm^2. Sulla lastra fotografica si avranno, cioè, $3{,}4 \cdot 10^4$ fotoni/cm^2.

Fra le lastre più sensibili del mercato che vengono impiegate in tutte le esperienze in cui si deve lavorare con livelli luminosi bassissimi una delle più convenienti è la Kodak Royal X Pan. Ora per avere su di essa un'immagine di densità 0,1 sono necessari $\sim 0{,}7 \cdot 10^8$ fotoni/cm^2, e per una densità di 0,2, che è necessaria per misure più precise, almeno $2 \cdot 10^8$ fotoni/cm^2 ([30], [37]). Dunque, se volessimo fotografare direttamente la traccia nello scintillatore con la Kodak Royal X Pan non riusciremmo nell'intento, perché il numero di fotoni richiesti per impressionare sufficientemente la pellicola è dell'ordine di 10^4 maggiore di quello ricavabile. Né, d'altronde, si può pensare di giungere a un risultato positivo migliorando il sistema ottico, ché un'apertura migliore andrebbe a scapito della profondità di fuoco del sistema. Inoltre, non sono rintracciabili sul mercato pellicole di sensibilità molto superiore alla Kodak Royal X Pan, né ci sono ragioni per pensare che in un futuro più o meno prossimo si possa giungere a fabbricare pellicole di sensibilità così elevata, cioè di ordine di grandezza 10^4 quella delle pellicole più sensibili attuali. E' evidente, perciò, che non possiamo pensare di fotografare direttamente la traccia luminosa prodotta da una particella che attraversa lo scintillatore.

E' forse possibile riuscire a indagare la traccia attraverso un orthicon? Anche qui è possibile vedere che la risposta è decisamente negativa. Quello che si vede, infatti, in un orthicon di immagine è che al

diminuire dell'intensità luminosa dell'immagine che si vuole analizzare la risoluzione del sistema diventa sempre peggiore. Non è, però, possibile specificare la sensibilità ultima di un orthicon attraverso dei numeri precisi: quello che si può dire è che, negli orthicon di migliori prestazioni attuali, che siano seguiti da un sistema di amplificazione con basso fondo, per avere un rapporto 10: 1 fra segnale e fondo sono necessari $\sim 7 \cdot 10^8$ fotoni/cm^2 per immagine, mentre nel caso di un rapporto segnale-fondo di 1:1 sono necessari $\sim 2 \cdot 10^7$ fotoni/cm^2 per immagine. Dunque il migliore orthicon di immagine attuale viene ad essere leggermente meno sensibile di una pellicola, oppure più sensibile di un ordine di grandezza, a seconda del rapporto segnale-fondo desiderato. Anche nel caso dell'orthicon di immagine non si prevede in un futuro più o meno prossimo di potere giungere a livelli di sensibilità dell'ordine di 10^4 superiori a quelli attuali.

E' dunque chiaro che, affermato il principio della camera a luminescenza, non è risolto ancora il problema della rivelazione, in senso stretto, delle particelle. La soluzione cui sono ricorsi fin oggi tutti i ricercatori che si sono occupati di camere a luminescenza è stata quella di introdurre fra scintillatore e sistema di rivelazione un ulteriore blocco il cui scopo è di aumentare il « livello energetico » della traccia in esame, o, in altre parole, di intensificare la brillanza di questa traccia: qualcosa di analogo a quello che si fa proprio nel caso dei contatori a scintillazione, in cui spesso di seguito allo scintillatore si pone un fotomoltiplicatore, cioè un sistema che oltre a convertire i raggi luminosi in corrente elettrica ha una funzione « amplificatrice ». Ora, però, come si è detto, il problema è più complesso, perché ciò che interessa è mantenere la forma della traiettoria in esame durante il processo dell'« amplificazione ». E' ciò che si fa con l'intensificatore di brillanza, uno strumento esistente fin dal 1934, ma impiegato, almeno fino al 1952, in altri intenti.

Poiché, dunque, almeno fin oggi l'intensificatore di brillanza è l'unico strumento attraverso il quale si riesca a fotografare, o ad analizzare elettronicamente la traccia di una particella in uno scintillatore, e poiché a tutt'oggi tutti i ricercatori che hanno lavorato con camere a luminescenza hanno sempre impiegato gli intensificatori di brillanza, ci pare ora opportuno fermarci a parlare un po' a lungo di questa parte essenziale del nostro rivelatore.

2. - L'INTENSIFICATORE DI BRILLANZA (*)

2.1. - Generalita' sull'intensificatore di brillanza.

Dato un oggetto luminoso, come si sa la sensazione luminosa che esso produce su un sistema ottico, oltre ad essere funzione della diversa sensibilità del sistema alle diverse lunghezze d'onda, è essenzialmente legata alla cosiddetta brillanza dell'oggetto, che si definisce come il flusso di energia luminosa emessa nell'unità di angolo solido e per unità di superficie apparente dell'oggetto, e che risulta una caratteristica propria dell'oggetto luminoso. In un qualsiasi sistema ottico (di cui porremo eguale a 1 la trasparenza K) si può dimostrare che la brillanza dell'immagine data da esso eguaglia quella dell'oggetto stesso; agli effetti della rivelazione luminosa ciò che conta è l'illuminamento della superficie sensibile su cui si forma l'immagine dell'oggetto, dove per illuminamento si intende il flusso di energia/cm^2 sulla superficie sensibile. Ad esempio, nel caso che si voglia fotografare un oggetto con una macchina fotografica, ciò che conta, per un dato tipo di pellicola, è che l'illuminamento del film sia sufficiente a impressionarlo (in genere questo illuminamento dovrà avere un valore più preciso, ma in linea di principio deve innanzi tutto essere maggiore di un certo valore soglia). Ora questo illuminamento E si dimostra essere dipendente dalla brillanza B secondo la relazione:

$$E = B \cdot \text{sen}^2 U$$

dove U è il semiangolo sotteso dalla pupilla di uscita del sistema ottico (nel caso specifico l'obbiettivo) e con vertice il punto di incontro dell'asse del sistema ottico con la superficie sensibile supposta perpendicolare ad esso (figura 1). E' chiaro, quindi, che, a parità di apertura U, per avere un illuminamento maggiore bisogna aumentare la brillanza dell'oggetto. Ciò è quanto si fa con l'intensificatore di brillanza; esso altro non è, in generale, che un sistema ottico-elettronico, in cui si ot-

---

(*) Durante la composizione tipografica dell'articolo è stata pubblicata sull'intensificatore di brillanza un'interessante e completa monografia:

J. D. Mc Gee — « Photoelectronic Image Intensifier », in Reports on Progress in Physics, 24: 167-211 (1961)

cui rinviamo anche per la bibliografia.

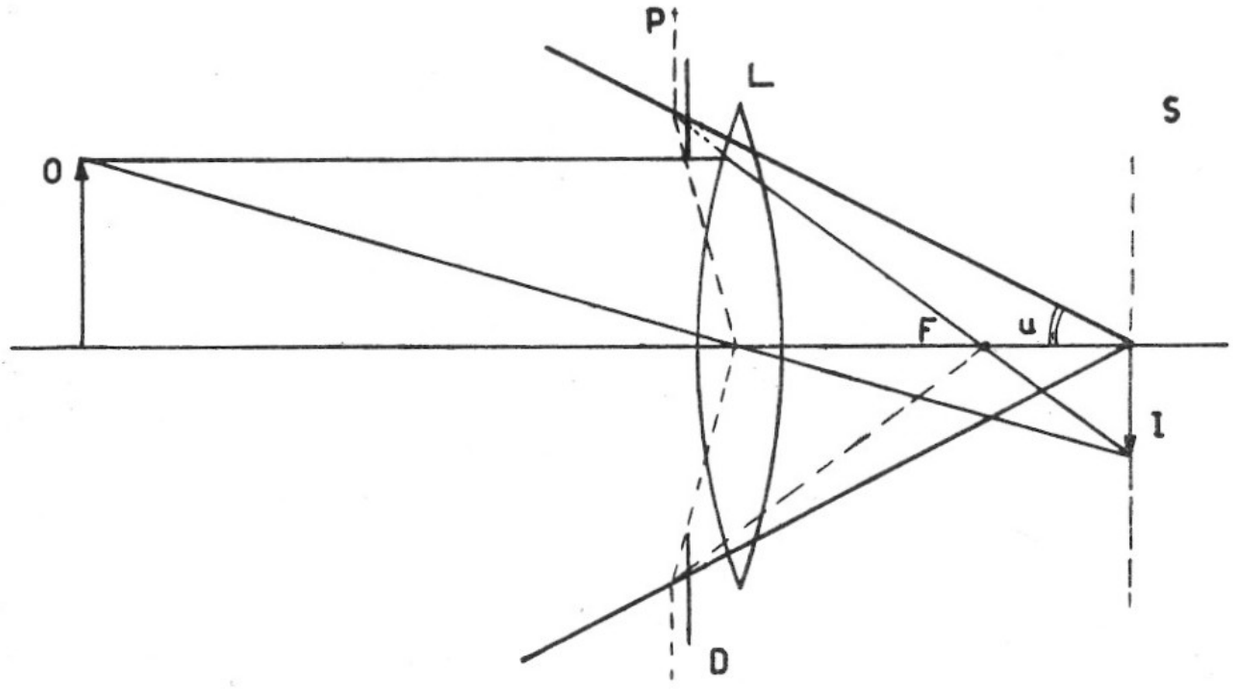


Fig. 1. - Schema di sistema ottico. O è un oggetto luminoso di brillanza B, S è uno schermo (o fotomoltiplicatore) su cui si forma l'immagine I, L è un obbiettivo, D un diaframma, P è la pupilla di uscita del sistema ottico, U è l'angolo specificato nel testo.

tiene questa intensificazione della brillanza attraverso una trasformazione dell'immagine ottica in immagine elettronica, e in una successiva ritrasformazione in immagine ottica dopo che quella elettronica è stata sufficientemente intensificata (figura 2).

O è l'oggetto di brillanza B che si vuole aumentare. L_1 e L_2 sono due lenti: L_1 dà un'immagine di O sul fotocatodo S_1. Da S_1 vengono

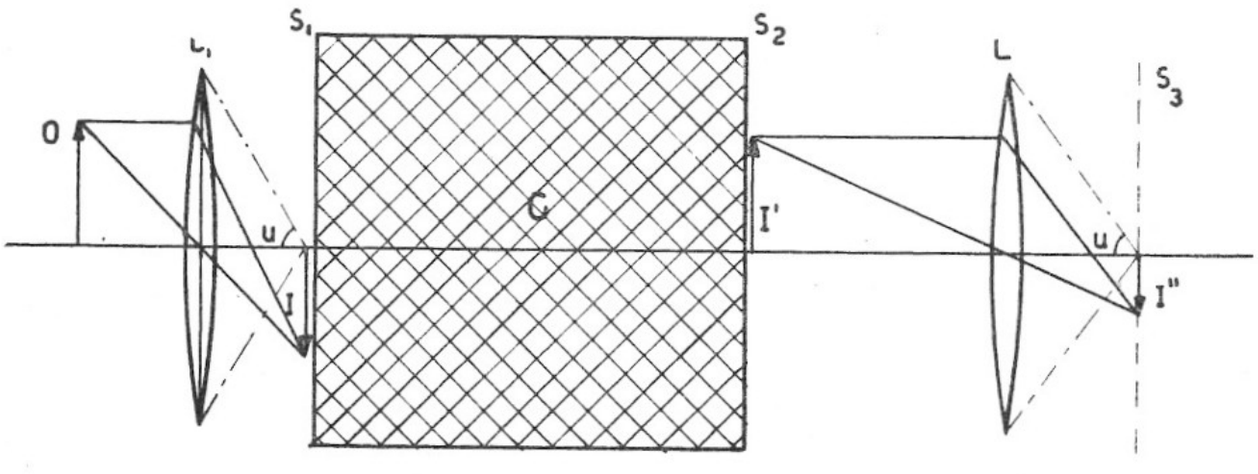


Fig. 2. - Schema di sistema ottico con intensificatore di brillanza. O è l'oggetto di brillanza B che si vuole aumentare. L_1 e L_2 sono due sistemi ottici: L_1 dà un'immagine I di O sul fotocatodo S_1. C è l'intensificatore: gli elettroni emessi da S_1, infatti, vengono in C o accelerati o moltiplicati, e focalizzati sullo schermo fluorescente S_2. I', dunque, è l'immagine di I, e quindi di O, ma di maggiore brillanza. Da L_2, I' viene riprodotta in I'' (con l'opportuno ingrandimento) su S_3 che può essere, per es., un film.

perciò emessi degli elettroni che vengono accelerati (e talvolta anche moltiplicati) in C, per poi essere focalizzati sullo schermo fluorescente S_2. S_2 dà quindi luogo a un'immagine luminosa di O di maggiore brillanza, se l'immagine elettronica è stata opportunamente intensificata, cioè se gli elettroni sono stati convenientemente accelerati (e, o moltiplicati).

Ci chiediamo ora cosa avvenga in C, cioè il funzionamento del sistema elettronico di intensificazione.

Come abbiamo già accennato ci sono diverse vie per ottenere questa intensificazione, e precisamente:

1) *intensificazione per accelerazione* — gli elettroni prodotti in S_1 vengono accelerati in modo da acquistare un'energia sufficiente, e da potere, perciò, produrre in S_2 (dove vengono focalizzati) un numero di fotoni ben più elevato di quelli che lo produssero. Per ottenere un'elevata intensificazione tavolta si ricorse, nei primi tempi, a più tubi di questo genere messi in serie. Più recentemente si sono prodotti tubi a più stadi, cioè sistemi unitari che danno da soli l'intensificazione richiesta;

2) *intensificazione per rigenerazione luminosa* — la base di questo sistema è pur sempre un tubo del tipo descritto in 1, ma qui è sufficiente un'intensificazione modesta per accelerazione (e quindi sono spesso sufficienti tubi a un solo stadio), perché il segnale di uscita, che è stato debolmente intensificato rispetto a quello di ingresso, viene riportato in ingresso: così, con una successione di questi atti, si riesce ad avere l'intensificazione desiderata;

3) *intensificazione per moltiplicazione* — questo sistema sfrutta le proprietà di emissione secondaria, già impiegate nei fotomoltiplicatori. Il sistema è, cioè, composto di più dinodi a diverse tensioni, che per ogni elettrone loro arrivato ne liberano $5 \div 7$, con un netto guadagno Naturalmente (cosa che non avviene nei fotomoltiplicatori) è necessario mantenere la focalizzazione dell'immagine. Con questi tubi si raggiungono intensificazioni assai elevate.

Soffermiamoci ora a parlare più diffusamente dei diversi sistemi di intensificazione.

2. 2. - Intensificazione per accelerazione.

Diciamo subito che essenzialmente due possono essere i sistemi di focalizzazione del sistema elettronico di intensificazione delle immagini: 1) a focalizzazione elettrostatica; 2) a focalizzazione magnetica.

1) *Intensificatore di brillanza a focalizzazione elettrostatica.* — Il più semplice sistema ottico-elettronico a due elettrodi consiste in un anodo positivo piano affacciato a un catodo piano. Come intensificatore di immagini questo sistema (figura 3) fu usato per la prima volta da Holst e al. dei laboratori Philips ([1]). Il campo uniforme fra gli elettrodi non focalizza i fascetti di elettroni, emessi dal catodo, in un punto. Infatti gli elettroni emessi da un punto P del catodo con velocità pura-

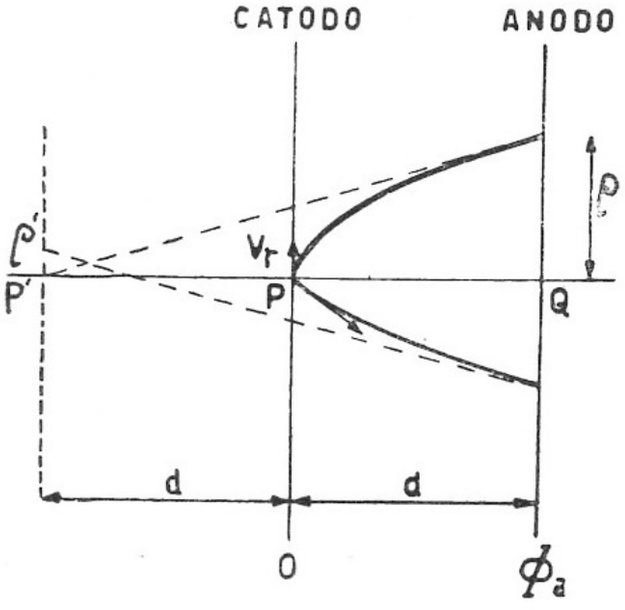


Fig. 3. - Schema di un intensificatore di brillanza costituito di un anodo e di un catodo piani ([9]). Per l'interpretazione si veda il testo.

mente tangenziale v_r (perpendicolare al campo elettrostatico) descrivono delle parabole con apice in P, e colpiscono la superficie anodica a una distanza

$$\varrho = 2\,d \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_r}{e \cdot \Phi_a}}$$

dalla intersezione Q dell'asse di queste parabole con la superficie anodica, dove:

d = distanza fra anodo e catodo.
Φ_a = differenza di potenziale fra anodo e catodo (in volt).
$\varepsilon_r = \frac{1}{2}mv_r^2$ = energia iniziale tangenziale in W/s.

Le tangenti delle parabole nei punti della superficie anodica si incontrano in un punto P' dietro il catodo, a distanza d da P. Questo punto P' può essere considerato l'immagine virtuale di P visto da Q. La sua posizione è indipendente dal valore di v_r (o di ε_r). Se, però, gli elettroni emessi da P posseggono anche una componente v_z della velocità nella direzione delle linee del campo, l'immagine virtuale di P non

è più P'. Si può vedere che le tangenti a tutte le traiettorie degli elettroni, nei punti di intersezione delle traiettorie stesse con la superficie anodica, intersecano il piano per P' parallelo agli elettrodi entro un cerchio di raggio

$$\varrho' = \frac{\varepsilon_0}{e \cdot \Phi_c'} \qquad (1)$$

dove:

$\varepsilon_0 = \varepsilon_r + \varepsilon_z$ = energia massima di emissione.

Φ_c' = gradiente di potenziale del campo elettrostatico.

Questo effetto è normalmente chiamato « aberrazione cromatica », in analogia con la terminologia dell'ottica luminosa.

Gli svantaggi di questo sistema per un suo impiego negli intensificatori di immagine sono, perciò:

a) cattiva definizione, data dall'equazione (1);

b) il gradiente del campo presso la superficie catodica $\Phi_c' = \Phi_c / d$ può produrre con facilità un'estrazione di elettroni nei casi in cui si usino alte d.d.p. e piccoli valori di d per avere piccoli ϱ' (Un metodo efficiente per ridurre il gradiente del campo presso il catodo è quello di sagomare opportunamente la superficie degli elettrodi);

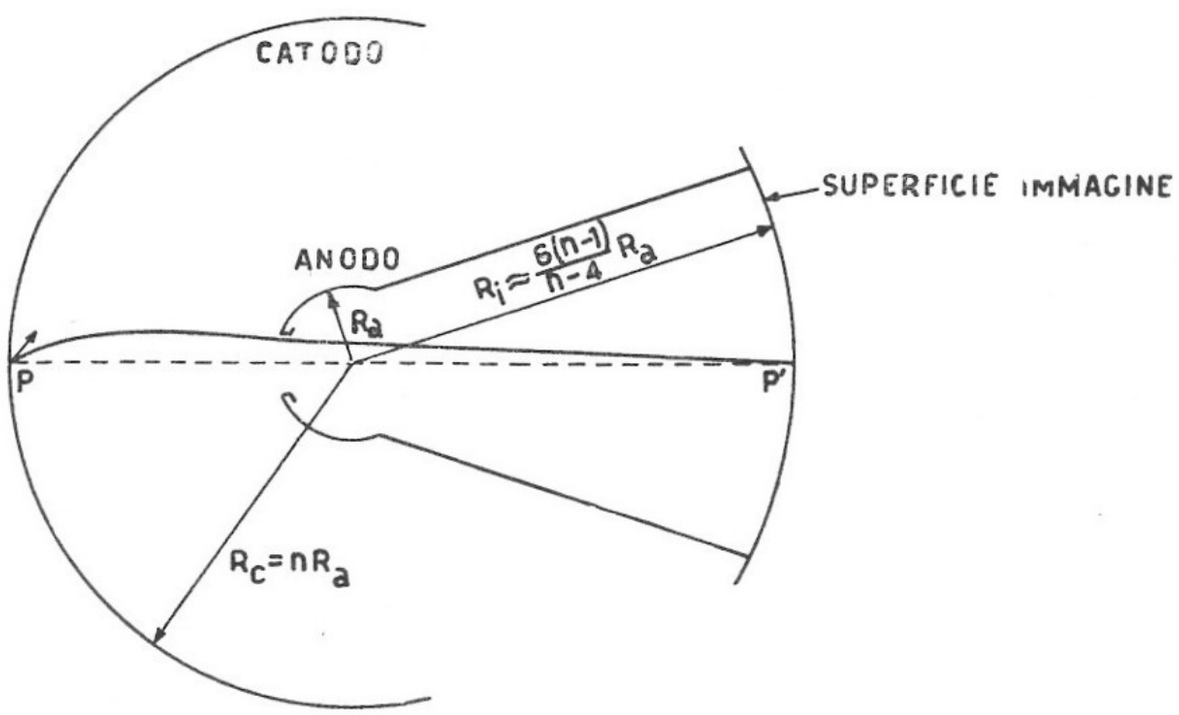


Fig. 4. - Schema del sistema intensificatore a focalizzazione elettrostatica di Schagen e al. (9). L'anodo forato permette agli elettroni provenienti dai diversi punti del catodo di essere focalizzati sulla superficie immagine che è dietro di esso: l'apertura agisce come una lente divergente.

c) l'ingrandimento è sempre eguale a 1, il che risulta una seria limitazione del sistema in molti casi.

Schagen e al. nel 1952 pubblicarono un lavoro dal titolo: « A simple electrostatic electron-optical system with only one voltage » ([9]). Questi ricercatori partivano dalla considerazione che è relativamente facile calcolare il moto di un elettrone in un campo elettrico la cui intensità varia come il quadrato della distanza da un punto centrale fissato. Questo è,

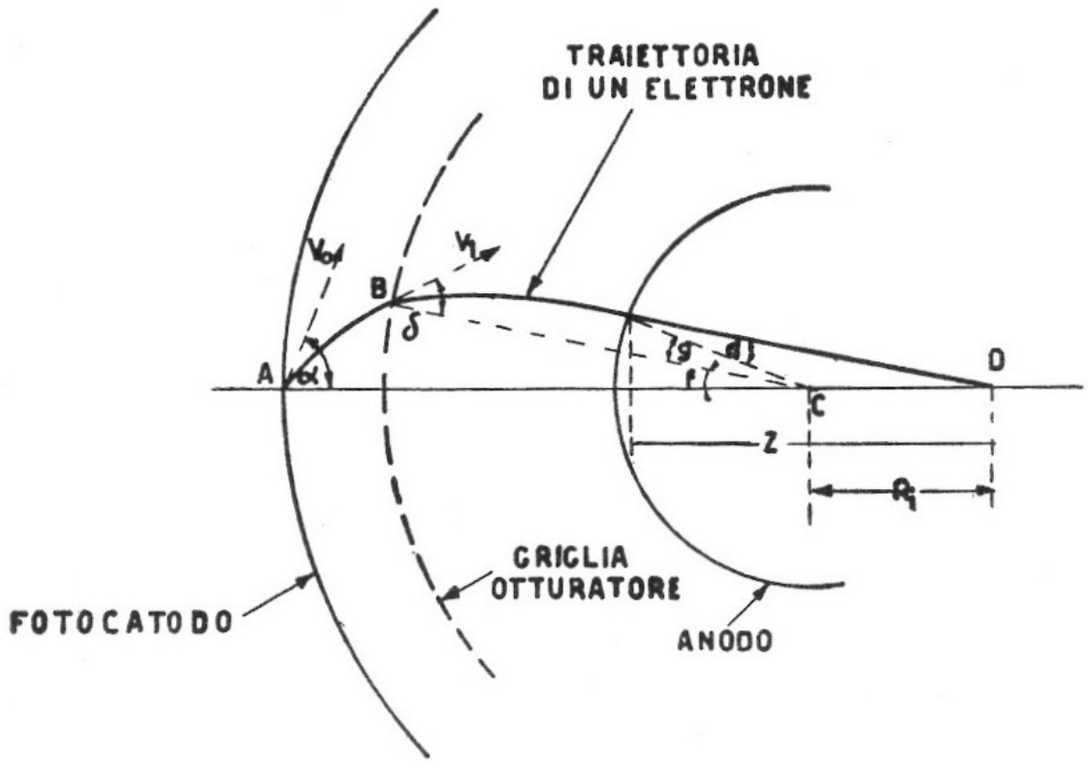


Fig. 5. - Schema del sistema intensificatore a focalizzazione elettrostatica di Linden e Snell ([15]). La griglia ha la doppia funzione di otturatore e di lente focalizzante.

infatti, uno dei pochi casi dell'ottica elettronica in cui le equazioni del moto possano venire risolte in forma precisa.

Il sistema usato da Schagen e al. è costituito da due sfere concentriche a diverso potenziale, cioè le sfere fotocatodo e anodo di figura 4.

Gli elettroni emessi dalla superficie interiore della sfera esterna vengono accelerati verso la sfera interna che è a un potenziale più positivo: i cammini degli elettroni sono tali che si viene a formare un fuoco del primo ordine in un qualche punto dietro il centro del sistema (per questa ragione l'anodo è forato). Una delle difficoltà che si incontrano nel costruire un sistema di questo genere a due elettrodi è che la posizione della superficie focale dipende solamente dalla geometria del complesso. Perciò, se l'intensificatore non è stato costruito con grande precisione e nelle esatte proporzioni, l'immagine non è più a fuoco, e nulla

si può fare per migliorare la situazione. Se, però, si introduce fra le sfere catodo e anodo una griglia di grande trasparenza, sferica anche essa, in modo tale da non alterare la geometria sferica del sistema, si può, allora, agire sul fascio elettronico, permettendogli di arrivare all'anodo o meno, come in un normale triodo. Inoltre, la griglia non solo agisce da otturatore, ma è anche un elettrodo focalizzatore.

Così le dimensioni dell'intensificatore possono venire variate in un ampio intervallo, e si potrà trovare un potenziale adatto per la griglia, in modo che l'immagine sia a fuoco il meglio possibile.

La teoria di SCHAGEN e al. per il caso di un sistema a due elettrodi viene così da LINDEN e SNELL ([15]) estesa al caso in cui si abbiano tre elet-

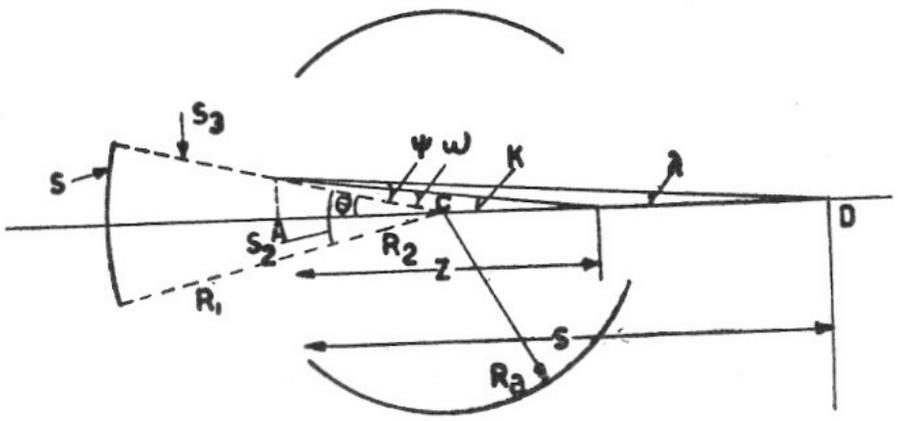


Fig. 6. - Schema di LINDEN e SNELL ([15]). E' messa in evidenza l'azione dell'apertura dell'anodo come lente divergente.

trodi. Per fare ciò viene applicata ancora la teoria per due elettrodi, ma in due passi:

a) il primo passo è quello di considerare solo il sistema catodo-griglia e di fare uso delle formule valide per il caso di due elettrodi. In questo modo si possono calcolare il punto B e gli angoli δ e f di figura 5;

b) il secondo passo consiste nel considerare la griglia come un catodo che emetta un elettrone con velocità v_1, a un angolo δ rispetto alla normale alla griglia. Si applica ancora la teoria valida per due elettrodi, e si trovano così gli angoli g e d di figura 5.

Questi due passi sono sufficienti a determinare il raggio R_i della superficie immagine virtuale, essendo

$$R_i = R_a \cdot \frac{d}{g + f - d}$$

Una volta trovato R_i bisognerà tenere conto degli effetti dovuti all'apertura dell'anodo, che agisce come una lente divergente (figura 6), in modo da trovare il raggio della superficie immagine reale.

Nello sviluppo della teoria relativa al sistema a tre elettrodi tutti gli angoli (eccetto quello di emissione iniziale α) che si incontrano nel calcolo sono considerati così piccoli che i loro seni e tangenti possano

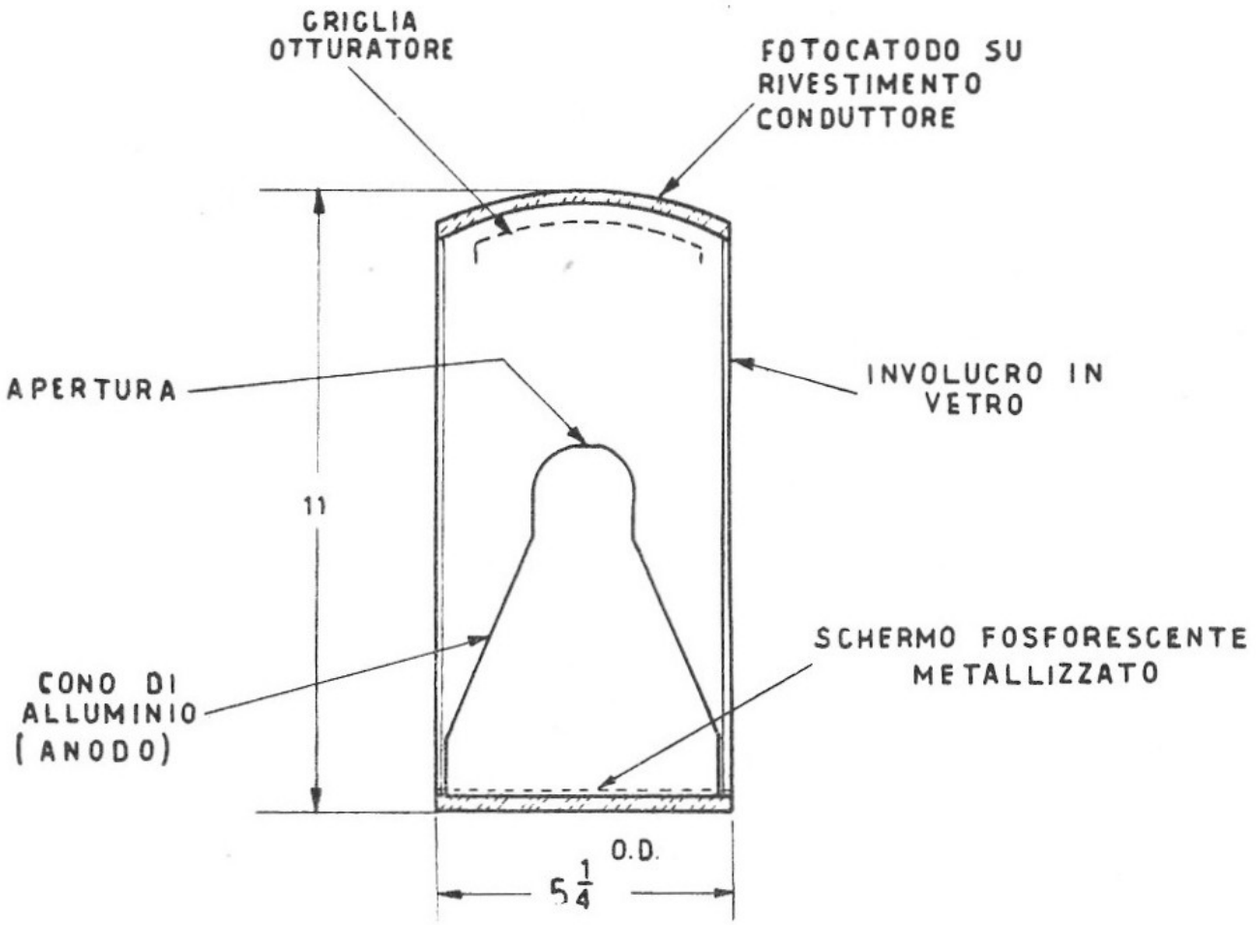


Fig. 7. - Schizzo dell'intensificatore di brillanza a focalizzazione elettrostatica di Linden e Snell ([15]).

venire confusi con gli angoli stessi. Questo è un procedimento standard quando si vuole trovare la teoria al primo ordine per un sistema ottico-elettronico. Questa teoria al primo ordine dà allora il punto focale gaussiano che risulterà indipendente dall'angolo di emissione α e dalla velocità iniziale v_0.

Teorie che arrivino a ordini di approssimazione superiore mostreranno, evidentemente, anche una dipendenza da α (aberrazione di sfericità) e da v_0 (aberrazione cromatica).

In figura 7 è riportato lo schizzo di un intensificatore di brillanza del tipo ora trattato.

In figura 8 si vede la fotografia di uno dei primi tubi intensificatori del tipo di figura 7 ([15]).

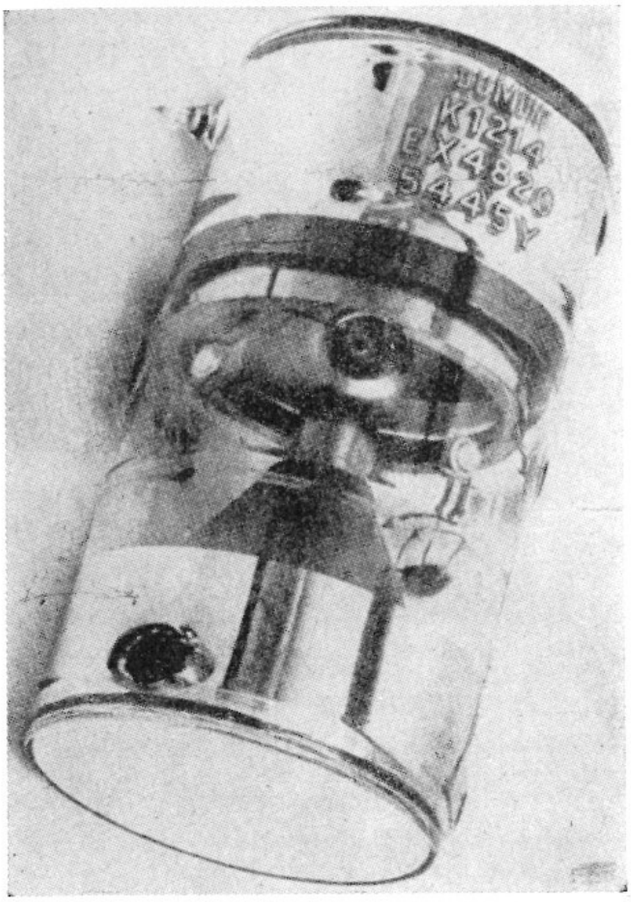


Fig. 8. - Fotografia di un intensificatore di brillanza a focalizzazione elettrostatica, secondo lo schema delle figure 5-7 [15].

2) *Intensificatore di brillanza a focalizzazione magnetica.* — In figura 9 è mostrato uno schema del sistema.

Per avere un fuoco è necessario che il tempo T necessario perché l'elettrone percorra l'intero tubo sia

$$T = \frac{2 \cdot \pi \cdot n \cdot m}{e \cdot H_z}$$

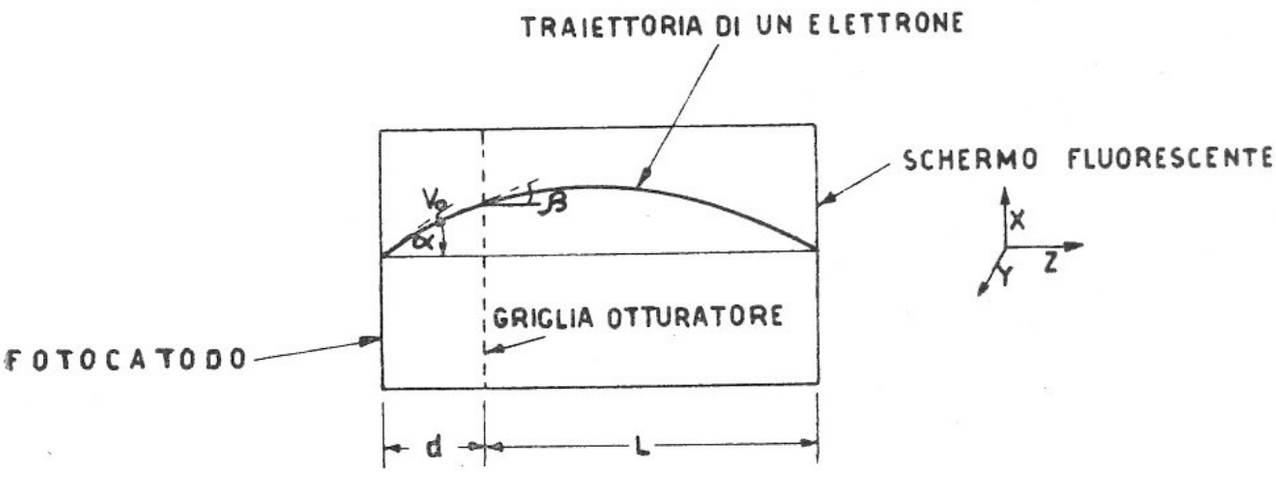


Fig. 9. - Schema di un intensificatore di brillanza a focalizzazione magnetica [15].

dove:

e = carica dell'elettrone.

H_z = componente assiale del campo magnetico.

n = ordine del fuoco.

m = massa dell'elettrone.

T = tempo di transito di un elettrone da catodo a anodo.

T deve, quindi, essere eguale a un numero intero di periodi di ciclotrone dell'elettrone.

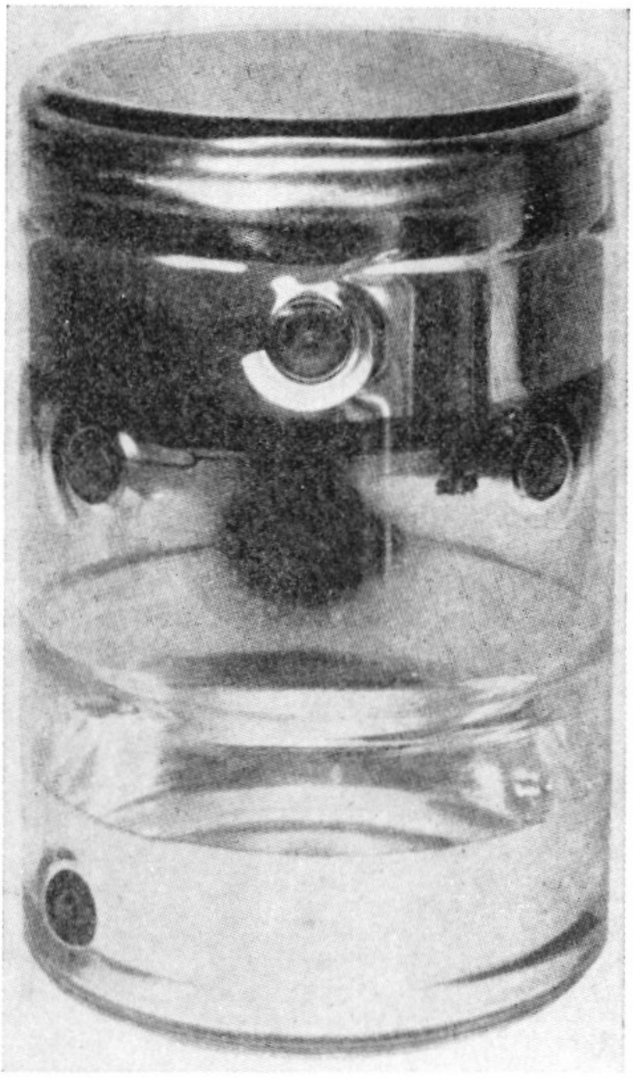


Fig. 10. - Fotografia dell'intensificatore a focalizzazione magnetica di figura 9 ([15]).

In figura 10 si vede la fotografia di uno dei primi tubi di questo tipo ([15]).

Dalla teoria di questo sistema si può vedere facilmente, e l'esperienza conferma, che, lasciando invariate le altre tensioni, si ha una scelta piuttosto ampia delle tensioni di griglia con le quali si ottiene ancora un buon fuoco variando il campo magnetico. Ciò significa che è

possibile usare una bassa d.d.p. per la griglia, utile quando si vuole pulsare il sistema, e d'altra parte mantenere una alta tensione anodica necessaria per una buona luminosità. Questo è indubbiamente un notevole vantaggio rispetto ai tubi a focalizzazione elettrostatica, nei quali il rapporto fra tensione di griglia e tensione di anodo è funzione della geometria del tubo solamente, e perciò non può essere variato una volta costruito il tubo. Sfortunatamente l'intensificatore di brillanza a focalizzazione magnetica presenta altre difficoltà: la corrente nel solenoide e le d.d.p. applicate devono essere accuratamente filtrate e regolate, i componenti sono massicci e pesanti, e l'applicazione dei campi deflettenti è piuttosto difficile quando si desiderano elevate velocità. Pur tuttavia queste difficoltà non sono tali da giustificare la evidentissima preferenza sempre attribuita dai costruttori agli intensificatori a focalizzazione elettrostatica, se si tiene conto degli innumerevoli vantaggi che la focalizzazione magnetica presenta.

Quale può essere, come ordine di grandezza, l'amplificazione media di un intensificatore di brillanza dei tipi ora visti, quando gli elettroni siano accelerati da una d.d.p. fra anodo e catodo di 10 kV? Tenendo conto che l'efficienza del fotocatodo di ingresso all'intensificatore è $\sim 0{,}1$, nel senso che, in media, per 100 fotoni che vi giungono vengono prodotti 10 elettroni; che, analogamente, si può porre eguale a 0,1 l'efficienza del fosforo di uscita all'anodo; e che i fotoni prodotti da esso hanno un'energia di ~ 3 eV, si vede che l'amplificazione A risulta:

$$A \sim \frac{0{,}1 \cdot 10^4 \cdot 0{,}1}{3} \sim 30$$

Fra i tipi più recenti di intensificatori per accelerazione ricorderemo gli RCA C73459 e C73491, e il Westinghouse WX4171. Questi tubi, però, sono reperibili solo dietro ordinazione. Essi sono tutti a focalizzazione elettrostatica; i catodi sono S11 o S20, e i fosfori P11, salvo diversa richiesta degli sperimentatori.

Riportiamo in tabella 3 alcuni dati su questi intensificatori ([42]).

TABELLA 3.

Caratteristiche di intensificatori comunemente impiegati in fisica nucleare ([42])

Tubo tipo	N.	N. di stadi	Diametro catodi	Ingrand. centrale	Risoluzione in paio di linee/mm (al catodo)	Intensificazione nominale con fosforo P 11
RCA	C 73459	2	1′	0,82	18	500
RCA	C 73491	3	1′	0,82	15	5000
Westinghouse	WX 4171	1	5′	0,2	1,5 ÷ 2,5	(50)

Degli intensificatori di tabella 3 quello che ha la maggiore amplificazione è l'RCA C73491, con un fattore $5 \cdot 10^3$. Se si vuole avere, dunque, un'amplificazione maggiore utilizzando intensificatori di questo tipo è necessario ricorrere all'impiego di più intensificatori in serie, in « cascata », come si dice. In altre parole il fascio luminoso all'uscita del primo intensificatore viene convogliato su di un secondo intensificatore, e viene, così, ulteriormente amplificato; il fascio all'uscita del secondo intensificatore viene quindi focalizzato sul sistema rivelatore prescelto, se la sua intensità luminosa è sufficiente; altrimenti si può ricorrere all'inserimento di un ulteriore intensificatore. L'accoppiamento ottico fra i diversi intensificatori può essere compiuto in diverse maniere. Il metodo classico è, evidentemente, quello di impiegare dei sistemi ottici di lenti, il più possibile corretti e luminosi. Purtroppo, a questo proposito, ci si imbatte in notevoli difficoltà, dovute al fatto che si tratta di accoppiare lo schermo di uscita (piano) di un intensificatore al catodo curvo (convesso) dell'intensificatore successivo. Ciò comporta la necessità di servirsi di lenti speciali per campo curvo, o, altrimenti, di « appiattitori » di campo (cioè, p. es. una lente biconvessa cementata al catodo): con le prime si raggiungono trasmissioni del 10%, mentre con i secondi del 5%. Difficoltà analoghe si incontrano nelle connessioni ottiche fra scintillatore e primo intensificatore, mentre il problema è assai più semplice per quanto riguarda l'accoppiamento fra l'anodo dell'ultimo intensificatore (praticamente piano), e il sistema di rivelazione (p. es. lastra fotografica). Un metodo più recente per accoppiare fra di loro i diversi intensificatori è quello di non ricorrere a sistemi di lenti, bensì di collegare l'anodo di uscita di uno di essi con il fotocatodo di ingresso del successivo attraverso un sistema di fibre sottili cilindriche. Le fibre sottili godono, infatti, della notevole proprietà di essere delle buone guide di luce ([14, 38, 40, 50]). Rimandiamo al seguito per una discussione più approfondita delle caratteristiche delle fibre; vogliamo qui, però, solo accennare al fatto che anche con questo sistema di accoppiamento si incontrano serie difficoltà ([30]), dovute, fra l'altro, al fatto che, se non si vuole perdere eccessivamente in risoluzione, è necessario che le fibre siano di diametro piccolissimo, e che lo spessore protettivo del fotocatodo sia il più possibile sottile. Per ovviare a questo inconveniente molto spesso le case costruttrici forniscono gli intensificatori con già incorporato un fascio cilindrico di fibre sottili (vetro) poggiato direttamente allo strato fotoemittente del catodo, e a tenuta di vuoto ([25, 49]). Allora il problema si riduce a collegare, con fibre sottili, l'anodo di uscita di un intensificatore alle fibre di ingresso del successivo intensificatore. Entrano, però, in gioco fattori geometrici di allineamento, che comportano operazioni delicate e raffinate per non perdere in risoluzione.

Con sistemi in cascata praticamente realizzati si è giunti ad amplificazioni di $\sim 4 \cdot 10^5$ con risoluzioni di $\sim 0{,}2$ mm. Altri ricercatori ([17, 21]), invece di impiegare tubi commerciali, hanno costruito degli intensificatori per accelerazione multistadi che singolarmente sono in grado di fornire amplificazioni di $\sim 10^5$ con risoluzione 0,1 mm.

2. 3. - Intensificazione per rigenerazione luminosa.

Come abbiamo già detto, per ottenere l'intensificazione necessaria agli scopi prefissi si possono mettere « in cascata » dei sistemi elettronici quali finora abbiamo descritti, o anche si può impiegare un sistema a più stadi incorporati. Ma questo non è il solo sistema.

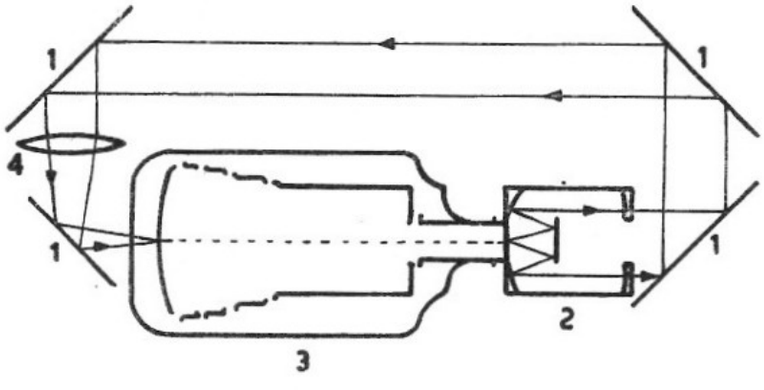


Fig. 11. - Disegno schematico del sistema impiegato per una dimostrazione pratica del funzionamento di un intensificatore a rigenerazione luminosa ([18]). 1 - specchi piani, 2 - sistema di lenti Schmidt, 3 - intensificatore di brillanza Westinghouse, 4 - lente semplice. Le linee continue indicano i raggi luminosi, e le linee tratteggiate le traiettorie degli elettroni.

Un altro metodo è, come già accennammo, quello di impiegare un solo intensificatore di brillanza a uno stadio, sfruttando un effetto rigenerativo della luce, o, se vogliamo, una reazione positiva del sistema.

Per rigenerazione (ottica) si intende il processo attraverso il quale l'immagine luminosa all'uscita dello schermo fluorescente di un intensificatore viene riportata indietro, perfettamente in fase, al fotocatodo dell'intensificatore stesso.

La teoria dell'intensificazione della luce attraverso un processo rigenerativo è stata fatta da R. Kalibjian nel 1956 ([12]), e il primo sistema intensificatore su questo principio è stato realizzato nel 1958 da Jones e Perl ([18]). In figura 11 è riportato lo schema di questo intensificatore di brillanza.

L'immagine luminosa all'uscita del tubo intensificatore di immagini viene riportata, come si è detto, in ingresso al fotocatodo. In questo modo, ripetendo l'operazione più volte, si raggiunge un elevato guadagno. Posto A il guadagno quantico del tubo intensificatore non reazionato, e F l'efficienza del sistema ottico che funge da reazione (in F vanno compresi anche gli effetti dovuti a una discordanza fra la sensibilità spettrale del fotocatodo e lo spettro di emissione del fosforo), si vede che l'amplificazione totale del sistema, cioè il rapporto G tra i fotoni che escono dall'intensificatore e quelli che vi entrano, è dato da ([36]):

$$G = A \cdot (F \cdot A)^{l-1}$$

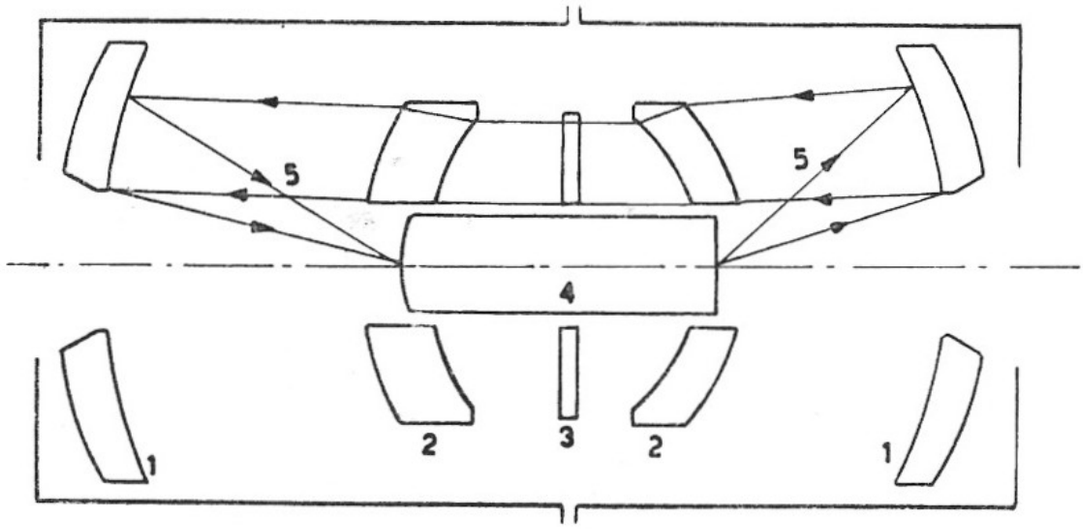


Fig. 12. - Geometria assiale di un intensificatore per rigenerazione luminosa con specchi sferici e menischi correttori ([36]). 1 - specchi sferici, 2 - menischi correttori, 3 - correttore Schmidt, 4 - intensificatore di brillanza (Du Mont o RCA C73458), 5 - raggi luminosi.

dove l è il numero di volte che il segnale attraversa il tubo.

Questa formula varrebbe nel caso ideale che il fosforo decadesse istantaneamente. Nel caso, invece, reale, tenendo conto del tempo di decadimento τ del fosforo, e del fatto che, praticamente, il sistema rivelatore finale (p. es. una macchina fotografica) è sensibile dall'istante iniziale dell'evento fin ben oltre il tempo di decadimento del fosforo, si trova che (purché $F \cdot A \gg 1$, e $F \cdot A \cdot t \gg 1$):

$$G = A \cdot e^{(F \cdot A) \cdot t}$$

dove t è il tempo durante il quale il tubo intensificatore è in funzione (sensibile), tempo espresso in unità τ.

Non si può, quindi, più parlare di numero assoluto di volte che il

segnale percorre il tubo, ma di numero medio. Per esempio, nel caso di due tubi, con F = 0,20; A = 30 l'uno, e l'altro F = 0,17; A = 300, con cui ottenere un'intensificazione finale di $10^4 \div 10^8$, si ha un $l \sim 5 \div 15$.

La risoluzione si può valutare in media fra 0,08 e 0,25 mm.

In figura 12 è riportato un altro schema perfezionato di intensificatore per rigenerazione luminosa ([36]).

2. 4. - Intensificazione per moltiplicazione.

Si tratta di ottenere, come già dicemmo, un'intensificazione delle immagini attraverso l'emissione secondaria. In altri termini, nei sistemi finora descritti si convertiva la luce in elettroni attraverso una superficie fotoemittente, si acceleravano quindi gli elettroni, e, focalizzandoli su di una superficie fluorescente, si aveva ancora luce; poiché

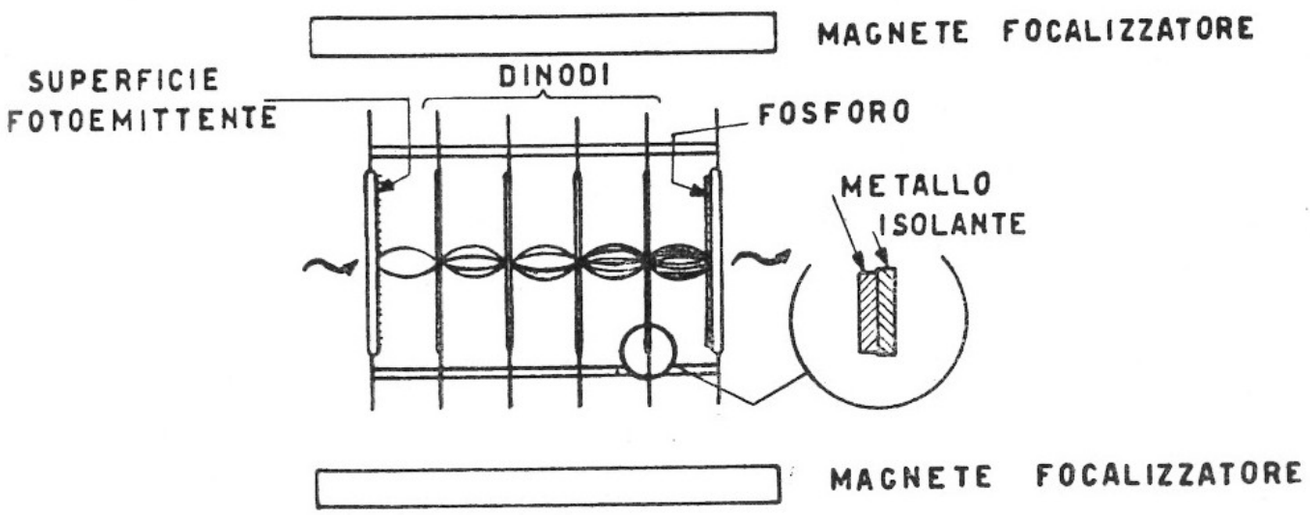


Fig. 13. - Schema di un intensificatore a emissione secondaria per trasmissione ([46]), a focalizzazione magnetica.

in questo modo si otteneva, però, al massimo un'intensificazione di $\sim$ 100, bisognava ripetere queste operazioni più e più volte, fino ad avere l'intensità luminosa necessaria.

Ora, invece, le conversioni intermedie di elettroni in fotoni, e viceversa, vengono abolite, perché si sfrutta, appunto, l'emissione secondaria per ottenere una maggiore intensificazione: essa può raggiungere, così, il valore di qualche 10^5 ([13, 27, 46, 47, 49]).

Il sistema è composto di una serie di dinodi piani e paralleli che danno luogo alla emissione secondaria (figura 13); essi sono, in pratica, costituiti da sottili strati di materiale isolante (alogenuri alcalini) depo-

sitati su dei supporti conduttori: in questo modo si ottiene una moltiplicazione per $5 \div 6$ degli elettroni per ogni dinodo, con d.d.p. di pochi KV ($3 \div 4$), e meno del 20% degli elettroni primari è in grado di attraversare questi strati sottili isolanti.

Si ottengono elettroni secondari che hanno tutti energie comprese in un intervallo assai stretto, il che permette di focalizzarli bene con un campo magnetico assiale, e si raggiunge, quindi, una buona risoluzione ($\sim$ 0,1 mm). Inoltre, un sistema di questo tipo presenta un fondo molto ridotto, che permette, perciò, misure anche su immagini primarie assai debolmente luminose.

Recentemente ([48]) Wilcock, dell'Imperial College, sotto la direzione di Mc Gee, è riuscito a costruire un intensificatore a 5 stadi a emis-

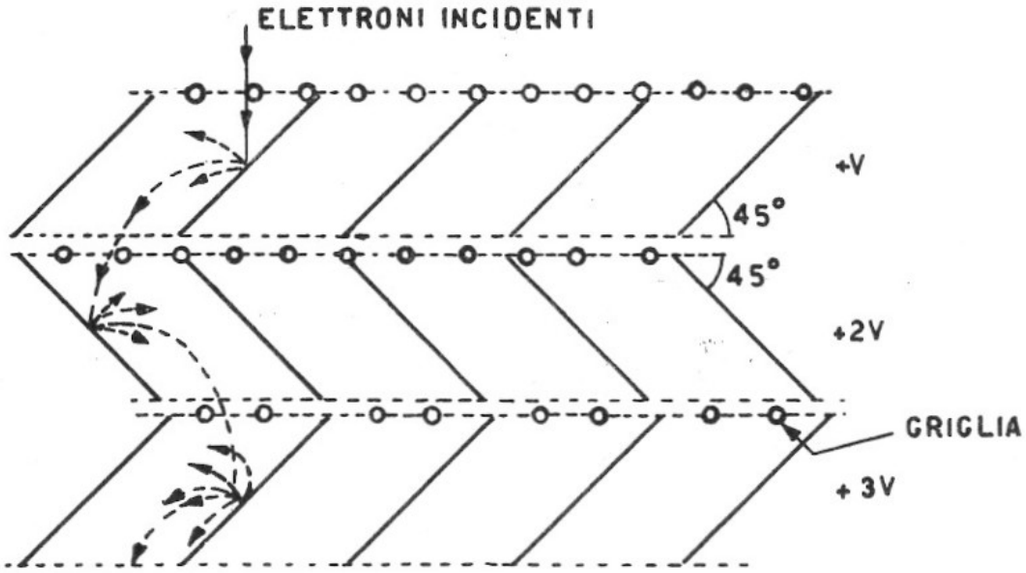


Fig. 14. - Schema di un intensificatore a emissione secondaria multicanale del tipo « persiana veneziana » ([35]).

sione secondaria, del tipo a trasmissione, con un guadagno $\sim 5 \cdot 10^4$, e una risoluzione di $\sim$ 0,06 mm.

Sempre sul principio della moltiplicazione elettronica si basa un altro intensificatore, in cui viene abolito il sistema magnetico di focalizzazione. Qui il sistema è come suddiviso in tanti canali (figura 14), di modo che i fotoelettroni prodotti dai fotoni sul fotocatodo vengano separatamente moltiplicati e convogliati sullo schermo di uscita ([28, 29, 35]).

Perciò la definizione del sistema risulta indipendente dalle variazioni delle tensioni, le quali ultime influiscono solamente sulla luminosità dell'immagine finale.

La difficoltà principale che si incontra è quella di ottenere un sistema con un numero di canali paralleli sufficiente ad avere una buona de-

finizione. Con particolari accorgimenti si è riusciti a costruire sistemi con 200 canali per pollice ([28]).

2. 5. - Altre caratteristiche dell'intensificatore di brillanza e suo impiego nella ricerca, con particolare riguardo alla radiologia.

Abbiamo ora discusso i princìpi che sono alla base del funzionamento di un intensificatore di brillanza. Vogliamo ora accennare ad alcune altre caratteristiche necessarie di questo strumento.

Schermo fluorescente (S_2 in figura 2) — La scelta del materiale fluorescente va fatta a seconda dei metodi impiegati per analizzare la luce: se, per esempio, si esamina l'immagine fotograficamente, sarà conveniente impiegare un materiale che fluoresca nella zona blu-violetta, dove è massima, in generale, la sensibilità delle normali emulsioni (per esempio il tungstato di tallio, o il solfuro di cadmio e zinco attivato). Se, invece, si vuole osservare l'immagine su S_2 direttamente, sarà conveniente adoperare un materiale che fluoresca nella zona di massima sensibilità luminosa dell'occhio, il verde (e, perciò, per esempio il solfuro di zinco).

L'intensità della luce di fluorescenza aumenta non solo con il numero di elettroni incidenti e con la d.d.p. acceleratrice applicata, ma anche con lo spessore dello schermo fluorescente; vi sono, però, almeno due ragioni che limitano l'impiego di spessori troppo grandi di schermo fluorescente. Al crescere, infatti, dello spessore dello schermo cresce l'ordinario scattering ottico, e cresce anche lo scattering dovuto alla risonanza della luce di fluorescenza, con il che si perde in nettezza dei contorni delle immagini, e quindi in contrasto e in potere risolutivo. Il limite inferiore dello spessore dello schermo è ovviamente la dimensione di un granulo: ma per una copertura completa occorrono circa 1,3 diametri del granulo. Lavorando con solfuro di zinco, i cui granuli hanno un diametro di $\sim 10 \div 12$ micron, ciò corrisponde a uno spessore di ~ 3 mg/cm^2. Per elettroni di 10 KV il potere penetrante è ~ 1 micron, e quindi tutti si fermeranno nello schermo. A Bonn ([31]), in un campione preliminare di intensificatore di immagini (nell'ambito degli studi per costruire una camera a luminescenza), fu costruito uno schermo di ZnS di spessore ~ 2 granuli (5 mg/cm^2): si è trovato un potere risolutivo del sistema di $\sim 0{,}05$ mm.

Un'altra caratteristica necessaria degli schermi fluorescenti è che essi presentino una sufficiente conducibilità elettrica; infatti, se questa

fosse nulla, ne risulterebbero delle cariche localizzate che produrrebbero una distorsione delle immagini: è necessario, quindi, che lo schermo sia costituito di uno strato fluorescente applicato a una superficie conduttrice.

Nelle prime esperienze di Holst e al. ([1]) gli autori impiegarono a questo scopo delle superfici di vetro lavorate prima otticamente, e ricoperte poi di grafite; in successive esperienze essi ricorsero, invece, all'impiego di sottili spessori metallici depositati per evaporazione sotto vuoto su supporti di vetro; in pratica i metalli più adatti si rivelarono l'argento e l'alluminio in sottili strati ($30 \div 40$ millimicron).

Più recentemente ([31]) si è ricoperto lo strato fluorescente, dalla parte cui pervengono gli elettroni, con uno strato di alluminio ($100 \div 200$ millimicron). Con questa tecnica si raggiunge anche un altro scopo. Infatti, mentre lo schermo fluorescente può resistere all'azione dell'aria, e può essere formato durante la costruzione del tubo, i fotocatodi debbono essere formati quando il tubo è già evacuato. Durante l'evaporazione sotto vuoto, dunque, del cesio (fotocatodo), è da evitarsi che esso contamini il solfuro di zinco dell'anodo, perché quest'ultimo ne viene influenzato negativamente, e si avrebbe una diminuzione del guadagno dell'intensificatore. Inoltre, lo stesso fotocatodo può venire avvelenato dai prodotti di evaporazione (zinco) dello schermo fluorescente. Lo strato di alluminio evita, così, questi noiosi inconvenienti. Inoltre, aumenta il rendimento luminoso, perché riflette la luce che dal fosforo viene emessa all'indietro, e non permette a quest'ultima di dirigersi sul fotocatodo precedente producendo una emissione spuria. Uno spessore di $100 \div 200$ millimicron di alluminio non altera sensibilmente l'energia degli elettroni incidenti; per uno spessore di 0,3 micron di alluminio su schermo fluorescente Bril e Klasens ([31]) hanno trovato che il coefficiente di riflessione è $\sim 0{,}8$.

Fotocatodo (S_1) — Anche per i fotocatodi valgono, in generale, i discorsi fatti per gli schermi fluorescenti: sarà il particolare impiego fatto dell'intensificatore a imporre la scelta di un certo materiale fotoemittente piuttosto che di un altro; nel lavoro già citato di Holst e al., per esempio, si impiegava l'intensificatore di brillanza per trasformare, per così dire, luce di lunghezza d'onda elevata (rosso e infrarosso) in luce di bassa lunghezza d'onda (violetto, ultravioletto). Gli autori impiegarono, perciò, per i fotocatodi il cesio, depositandolo su supporti del tipo di quelli già descritti per gli schermi fluorescenti. In altri intensificatori generalmente si impiegarono fotocatodi di antimonio e cesio.

Anche nel caso dei fotocatodi vi è un « optimum » nello spessore da impiegare; infatti, se è vero che la sensibilità fotoelettrica aumenta

con lo spessore del fotocatodo, è anche vero che, d'altro canto, all'aumentare dello spessore del fotocatodo l'intensità della luce trasmessa diminuisce; ciò significa che agli strati responsabili dell'emissione di elettroni giunge luce meno intensa (gli elettroni prodotti negli strati precedenti hanno il loro percorso interamente compreso nello spessore del fotocatodo). Quindi all'aumentare dello spessore del fotocatodo si ha anche una riduzione nell'emissione dei fotoelettroni. La combinazione dei due fattori porta a stabilire lo spessore più conveniente. Nel caso sempre di Holst e al., per esempio, lo spessore ideale del fotocatodo di Cs_2O-Ag-Cs si rivelò sperimentalmente di 28 millimicron.

Le applicazioni dell'intensificatore di brillanza sono numerose e interessanti. Intensificatori di brillanza sono stati impiegati a scopo militare in guerra, per esplorare, per esempio, di notte il cielo ([2]); inoltre, come abbiamo detto, intensificatori sono stati usati per trasformare luce di grande lunghezza d'onda in luce di piccola lunghezza d'onda ([1]). Un altro impiego ne è stato fatto nel campo della fotografia ultrarapida, e nello studio dei processi luminosi ultrarapidi ([5, 7, 8, 11, 45]). Infatti l'intensificatore di brillanza ha un potere risolutivo in tempo assai elevato: esso viene a dipendere essenzialmente da tre fattori: la precisione del sistema ottico-elettronico, la durata dell'immagine luminosa sullo schermo, e il tempo impiegato dagli elettroni per attraversare lo spessore del fotocatodo; quest'ultimo fattore è dell'ordine di 10^{-14} secondi. Applicando questo sistema per fotografare detonazioni si è giunti ([5, 7]) a un potere risolutivo di 10^{-8} s, mentre più recentemente ([11]), per studiare le scintille elettriche rapide, Zavojsky e Fancenko sono riusciti a ottenere un potere risolutivo di $\sim 10^{-12}$ s.

Altro impiego dell'intensificatore di brillanza si è avuto in connessione con il microscopio elettronico ([32]).

Inoltre, come l'intensificatore di brillanza applicato a uno scintillatore dà luogo a una camera a scintillazione, così si può pensare di applicare lo stesso intensificatore a un contatore di Cerenkov, ottenendo un rivelatore complesso di alte prestazioni. In questo senso Roberts ([42] e [43]), seguendo un suggerimento di Zavojsky e al. ([11]), ha ottenuto un sistema capace di rivelare delle singole particelle velocità e direzione con elevata precisione: caratteristica peculiare di questo rivelatore è che si possono fare misure su particelle che attraversano un radiatore esteso, penetrandovi in un punto qualunque entro una certa area, e che si muovono in un ampio intervallo di direzioni e di velocità.

Ma le applicazioni principali si sono avute già da tempo nella radiologia, e ora nel campo delle camere a luminescenza.

In radiologia l'introduzione degli intensificatori di brillanza ([3, 6, 39]) ha praticamente risolto il problema della cinefluorografia, oltre a faci-

litare enormemente la radioscopia. Nella radioscopia classica, infatti, i raggi X trasmessi dalla parte in esame venivano fatti incidere su di uno schermo fluorescente, e l'occhio del radiologo poteva quindi osservare su questo schermo i particolari interessanti. Però la luminosità dello schermo risultava assai debole, e solo un occhio particolarmente abile, dopo essersi adattato all'oscurità, per qualche tempo, era capace di ricavare dallo schermo un certo numero di informazioni utili. Con l'introduzione dell'intensificatore di brillanza, invece, si può intensificare la luminosità dello schermo, e facilitare, quindi, la scopia. Naturalmente quanto ora detto va valutato nella giusta maniera.

Infatti gli studi sperimentali sul comportamento dell'occhio mostrano che il limite alla percezione del contrasto e del dettaglio da parte dell'occhio è determinato dal rapporto segnale-fondo, dovuto alle fluttuazioni statistiche nell'effetto fotonico prodotto dai fotoni che attraversano il sistema ottico dell'occhio. Si può allora dimostrare che nessun sistema di intensificazione della brillanza che impieghi, per convogliare la luce sul fotocatodo, un sistema ottico equivalente a quello dell'occhio, e che abbia una efficienza di conversione quantica del fotocatodo pari a quella dell'occhio, raggiunge lo scopo di migliorare la visione diretta ([4]). Se l'oggetto in esame è un piccolo elemento luminoso, e non ha interesse conservare l'apertura del campo, si può allora guadagnare assai in percezione per mezzo di soli sistemi ottici: per ciò è necessario impiegare un sistema ingranditore con obbiettivo maggiore in diametro della pupilla dell'occhio. Così facendo si ha sulla retina un'immagine ingrandita dell'oggetto, a scapito del campo visivo, che viene ridotto. Se, invece, è necessario conservare una grande apertura angolare del campo di osservazione, non si può ricorrere a sistemi puramente ottici. In questo caso, invece, è utile l'intensificatore di brillanza, usato in connessione con un obbiettivo di grande diametro (maggiore, comunque, del diametro della pupilla), che formi sullo schermo fotosensibile primario di esso un'immagine dell'oggetto in esame. Infatti l'intensificatore di brillanza permette ora all'occhio di sfruttare il guadagno visivo dovuto al maggior numero di fotoni che attraversano l'obbiettivo di grande diametro. Si potrebbe, quindi, dire, in conclusione, che il guadagno nella percezione visiva che si ha impiegando un intensificatore di brillanza non è il risultato dell'azione dell'intensificatore stesso, ma piuttosto il risultato della possibilità di impiego di un obbiettivo di grande apertura assoluta, possibilità ora offerta dall'intensificatore di brillanza, intermediario fra l'obbiettivo e l'occhio.

In fisica nucleare l'intensificatore di brillanza fornisce un potente mezzo di indagine, come abbiamo già detto, seppure non ancora molto perfezionato, per rivelare particelle elementari. Come si è anche visto

di già, in questo campo le amplificazioni richieste sono ben elevate, dell'ordine di $10^4 \div 10^5$, ed esse possono essere raggiunte in più di un modo: con intensificatori per accelerazione, sia che si ricorra a più stadi incorporati in un unico involucro, sia che si pongano più tubi in cascata; con intensificatori per rigenerazione luminosa; con intensificatori per moltiplicazione. Questi due ultimi sistemi sono stati, però, finora assai scarsamente impiegati; è per questa ragione che nel seguito faremo sempre riferimento (tranne esplicito avviso) agli intensificatori per accelerazione.

3. - LA CAMERA A LUMINESCENZA (*)

3.1. - La rivelazione delle particelle: sistemi scintillanti, sistemi ottici.

Dopo aver descritto i princìpi di funzionamento dell'intensificatore di brillanza, e avere accennato alle sue applicazioni pratiche nei vari campi, possiamo ora passare a parlare a fondo del problema che più ci interessa, e in cui l'intensificatore di brillanza trova un'utilizzazione essenziale: la camera a luminescenza.

Come sappiamo si tratta, attraverso l'intensificatore di brillanza, di registrare, p. es. fotograficamente, le tracce delle particelle che attraversano una sostanza scintillante, e in cui, quindi, producono luce. La parte di cui vogliamo ora discutere è appunto l'elemento primo del rivelatore, e cioè lo scintillatore.

Nella scelta del materiale scintillatore è evidentemente di capitale importanza porre attenzione al numero di fotoni/cm che una particella può produrre in esso, perché quanto questo è più elevato, tanto più facile sarà, in generale, la rivelazione delle tracce; come già abbiamo detto è bene, quando si calcola una camera a luminescenza, far conto che si debbano rivelare particelle al minimo, perché questo è il caso più frequente, e una camera adatta a tale scopo può poi rivelare parti-

---

(*) Sulla Camera a Luminescenza sono recentemente usciti i seguenti lavori (non compresi in bibliografia):

Perl M. L., Jones L. W., Lai K. - « The use of a sodium iodide luminescent chamber to study elastic and inelastic scattering of pions in hydrogen » - Proc. of Int. Conf. on Instrum. for High En. Physics, Lawrence Rad. Lab., Berkeley 1961.

Lande K., Mann A. K., Reibel K., White D. H. - « Measurement of particle velocity with a filamentary chamber-image intensifier system » - Proc. of Int. Conf. on Instrum. for High En. Physics, Lawrence Rad. Lab., Berkeley 1961.

celle di qualunque altra energia. In tabella 2 abbiamo riportato il numero N di fotoni prodotti per cm di traccia nello scintillatore, per vari scintillatori, e per diverse energie delle particelle. La conoscenza di N è essenziale nel progetto della camera, perché da esso dipende la scelta dell'intensificatore di brillanza con l'opportuno fattore di amplificazione. Un altro punto essenziale da considerare è il sistema ottico di accoppiamento fra scintillatore e intensificatore, perché da questo dipende la frazione di fotoni raccolta dalla traccia sul fotocatodo. Ma di questo pun-

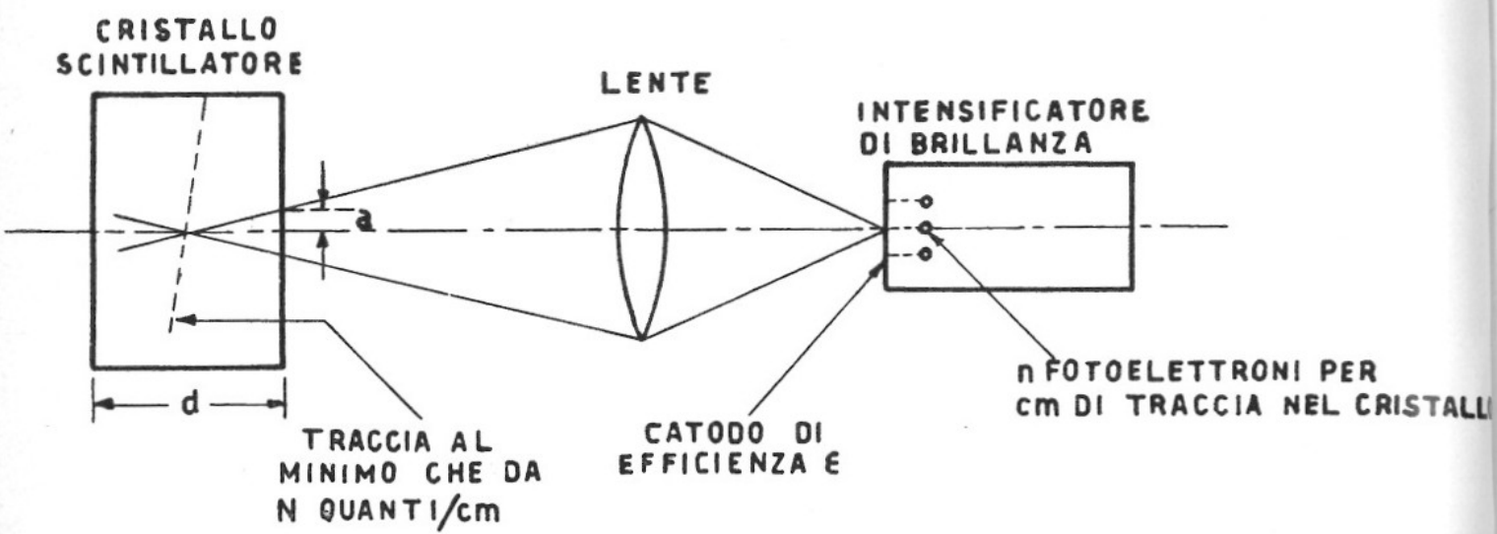


Fig. 15. - Schema di una camera a luminescenza: si vedono lo scintillatore, l'intensificatore, e il sistema ottico di accoppiamento.

to parleremo in seguito. Ora vogliamo soffermarci a mostrare un esempio di calcolo delle dimensioni di uno scintillatore omogeneo in relazione al numero N di fotoni/cm prodotti in esso, e all'angolo solido Ω sotteso dal sistema ottico al centro dello scintillatore.

Se lo scintillatore ha uno spessore d (figura 15), e il piano focale è al centro, allora il massimo circolo di confusione si avrà sulle pareti estreme anteriore e posteriore, e il suo raggio a risulterà legato all'angolo solido Ω sotteso dal sistema ottico al centro dello scintillatore secondo la relazione:

$$\Omega \simeq \frac{a^2}{d^2} \qquad (2)$$

D'altra parte ciò che interessa è il numero n di fotoelettroni prodotti per cm di traccia. Se N sono i fotoni/cm prodotti nello scintillatore,

$N \cdot \Omega$ attraverseranno il sistema ottico; posto che l'efficienza ε di conversione del fotocatodo dell'intensificatore sia $\sim 0{,}2$ si ricava per n:

$$n \sim 0{,}2 \cdot N \cdot \Omega \sim 0{,}2 \cdot N \cdot \frac{a^2}{d^2}$$

Si assume che la probabilità che anche uno solo dei fotoelettroni così prodotti non venga in seguito rivelato sia trascurabile. Se si vuole che ciascuno dei fotoni sia distinguibile dagli altri, o, che è lo stesso, che lo spazio occupato dai fotoni lungo la traccia sia approssimativamente uguale alla lunghezza di essa, bisognerà porre:

$$n \sim \frac{1}{2a}$$

Di qui si ricava:

$$d^2 \sim 0{,}4 \cdot a^3 \cdot N$$

cioè una relazione fra d e a (N è un numero determinato dal materiale scintillante impiegato). Dalla relazione (2) si ricava un altro legame fra d e a:

$$d^2 = \Omega \cdot a^2$$

e quindi:

$$a = \sim 2{,}5 \cdot \frac{\Omega}{N}$$

$$d = \sim 2{,}5 \cdot \frac{\Omega^{3/2}}{N}$$

Naturalmente bisogna tenere conto anche dell'assorbimento della luce di fluorescenza entro lo scintillatore. Nelle plastiche e nel NaI(Tl), che sono i materiali scintillanti più in uso, il coefficiente di assorbimento è $\sim \frac{1}{65}$ cm^{-1}.

Fin qui nulla si è detto sulle dimensioni dello scintillatore nella direzione normale all'asse del sistema ottico di raccolta. Ciò che si può dire è questo. L'intensificatore di brillanza ha un certo potere risolutivo che si può esprimere come r, numero massimo di linee risolubili lungo il diametro del campo utile dell'intensificatore. A definire questo potere risolutivo concorrono, in circa eguale misura, e il diametro finito dei granuli che costituiscono lo schermo fluorescente, e le distorsioni dovute all'ottica elettronica. Poniamo che lo scintillatore abbia una sezione

quadrata, di lato h. Allora, perché la risoluzione dovuta allo spessore dello scintillatore sia dello stesso ordine di grandezza di quella dovuta alle dimensioni della sezione trasversale, bisogna che:

$$h \sim a \cdot r$$

r è caratteristico dell'intensificatore impiegato, e si aggira nei modelli comunemente impiegati attorno a 100; a si ricava di sopra; resta, quindi, determinato h. In tabella 4 sono riportati i dati relativi ad alcune camere calcolate per particelle al minimo, con r = 100 linee ([37]).

TABELLA 4

Parametri di alcune camere omogenee per tracce di particelle al minimo ([37]).

Scintillatore	Fotoelettroni/cm di traccia nello scintillatore	Risoluzione negli scintillatori (cm)	Massimo spessore (cm)	Massima dimensione trasversale (cm)	Numero f del sistema ottico di raccolta
NaI(Tl)	50	0,01	0,2	1	1,4
	5	0,1	7	10	1,6 su catodo di diam. 2 cm 4,8 su catodo di diam. 10 cm
	2,5	0,2	19	20	4,4 su catodo di diam. 10 cm
	1 (*)	0,5	73	50	3,4 su catodo di diam. 10 cm
Plastica	5	0,1	3	10	0,8 su catodo di diam. 2 cm 2,5 su catodo di diam. 10 cm
	1 (*)	0,5	31	50	1,7 su catodo di diam. 10 cm
	0,5 (*)	2	160	200	0,7 su catodo di diam. 10 cm

(*) Questi numeri sono un massimo per n perchè vi è autoassorbimento della luce di fluorescenza da parte dello scintillatore. Questo assorbimento può essere considerevole in scintillatori tanto spessi.

Come si vede hanno senso scintillatori di NaI(Tl) di dimensioni medie ($10 \div 20$ cm) e risoluzione di $1 \div 2$ mm. E' da notare che la risoluzione a rappresenta un limite inferiore, e così n è un valore minimo (particelle al minimo). Se, infatti, una traccia è fatta di più fotoni lungo la sua lunghezza, allora si può tracciare attraverso questi fotoni una linea con precisione migliore di a.

Per particelle di bassa energia si possono impiegare scintillatori di NaI(Tl) sottili, con una risoluzione di 0,1 mm. Sempre dalla stessa ta-

bella si vede come si possano costruire scintillatori di grandi dimensioni con una scarsa risoluzione. In figura 16 sono riportate fotografie di tracce al minimo in scintillatori di spessore 6,5 cm, e di diametro 8 cm ([37]). L'intensificatore impiegato aveva un fotocatodo di ingresso di diametro 1,6 cm.

L'accoppiamento ottico fra scintillatore e intensificatore di brillanza va compiuto con un sistema ottico quanto più è possibile luminoso, per raccogliere il maggior numero possibile di fotoni. Purtroppo l'esigenza di una apertura ottica notevole contrasta, come in tutti i sistemi ottici ultrarapidi, con un altro punto essenziale; la profondità di fuoco. Quanto maggiore è l'apertura ottica, tanto minore è la profondità di fuoco, e quindi più difficile risulta avere a fuoco tutto lo spessore dello scintillatore che la particella può attraversare.

Per aumentare la profondità di fuoco di una camera a luminescenza si può pensare a vari modi. Uno di questi, certo non il più comodo, è di servirsi di più intensificatori, ciascuno dei quali scruti a diversa profondità dello scintillatore: per esempio, raddoppiando il numero degli intensificatori si può raddoppiare lo spessore dello scintillatore. Un altro modo è di impiegare scintillatori più efficienti, cioè con N maggiore: p. es. il CsI inattivato, e raffreddato alla temperatura dell'azoto liquido, avrebbe secondo alcuni un'elevata efficienza di scintillazione ([37]): ci si potrebbero aspettare fino a 10^6 fotoni/cm per particella al minimo ottenendo così per scintillatori di eguali dimensioni a quelle di NaI(Tl) una risoluzione migliore di un fattore $2 \div 3$. Sarebbe inoltre utile trovare un materiale luminescente a vita media molto più breve che non i materiali attuali, i quali presentano, fra l'altro, un notevole fondo.

Il sistema, però, con il quale, fra l'altro, si è riusciti a superare completamente il problema della profondità di fuoco è un altro: l'impiego di scintillatori non più omogenei, bensì di fibre trasparenti (figura 17). Come già sappiamo, le sottili fibre trasparenti hanno ottime proprietà di guida di luce ([14, 38, 40, 50]); se, inoltre, il materiale di cui sono costituite è anche scintillante, allora un pacco compatto di esse funziona come un qualsiasi blocco scintillante, con il vantaggio che, quando una particella l'attraversa lungo una traiettoria qualunque, tutto avviene come se la traccia si trovasse su di un piano fisso, e precisamente lungo la faccia prossima all'intensificatore. Con ciò basta che il sistema ottico relativo all'intensificatore sia a fuoco su questo piano perché qualunque traiettoria nello scintillatore venga a fuoco. La riflettività interna delle fibre di plastica può variare da tipo a tipo. Uno studio di alcune fibre fornite dalla Pilot Chemical Company ha portato a stabilire in 0,993 la loro riflettività ([38]).

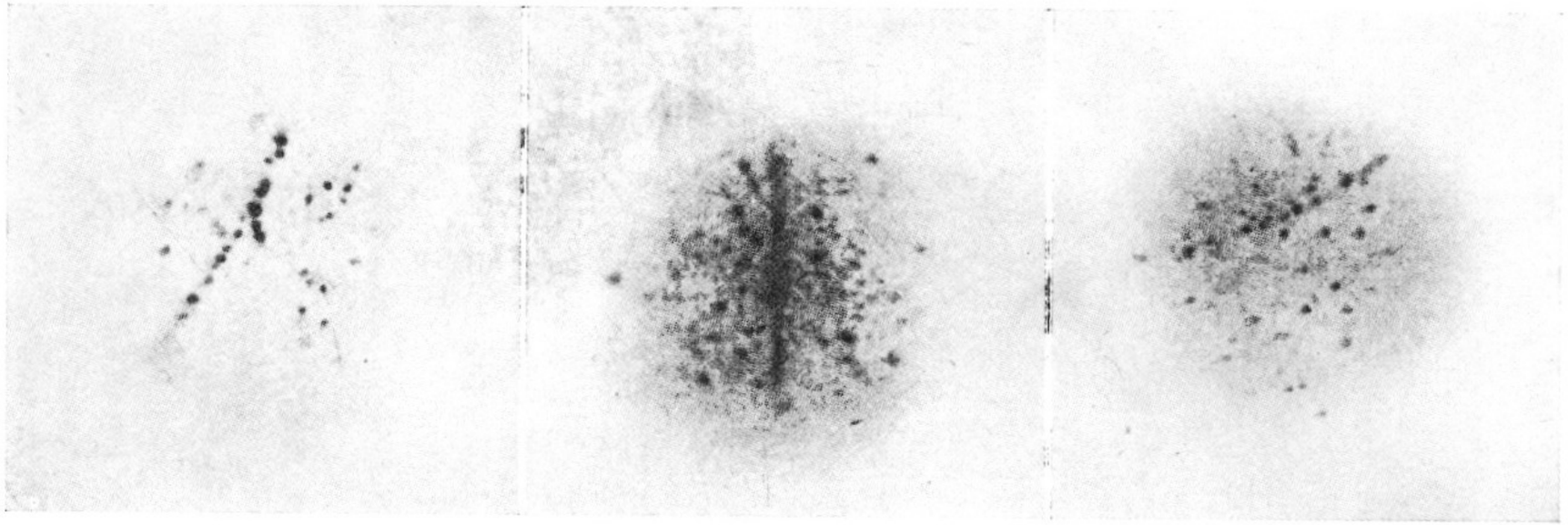


Fig. 16. - Tracce di raggi cosmici fotografate in camere con scintillatori omogenei di NaI (Tl) spessi 6,5 cm e di diametro 8 cm ([37]). Tutte le tracce erano lunghe almeno 3,8 cm nello scintillatore. La traccia a sinistra è di una particella al minimo, forse un mesone μ: è stretta perchè fu usata, per guardare lo scintillatore, una lente di apertura relativamente piccola. La traccia centrale fu presa con lente di apertura relativamente grande: perciò essa è slargata e assai oscura. La traccia a destra è probabilmente una traccia diffusa.

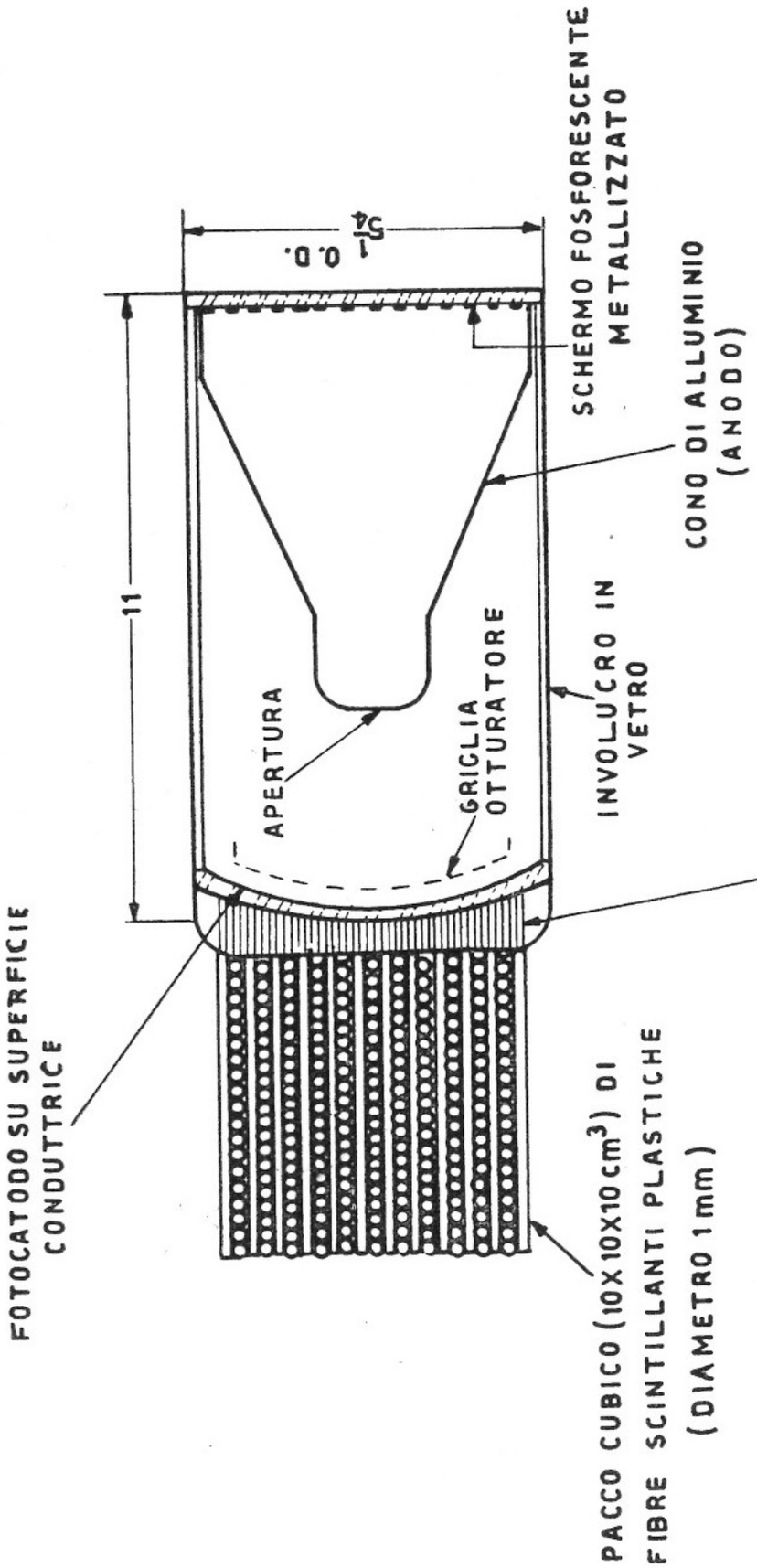


Fig. 47. - Camera a luminescenza con scintillatore costituito di fibre impaccate. L'intensificatore è un tipico tubo a uno stadio. E' messo in evidenza l'accoppiamento ottico fra scintillatore e intensificatore tramite un sistema di sottili fibre di vetro.

In genere le fibre vengono disposte affiancate, in strati alterni, nel senso che le fibre di uno strato sono rotate di 90° rispetto alle fibre degli strati adiacenti. Questo serve per potere avere una ricostruzione tridimensionale della traccia in esame, per il che basta guardare due facce a 90° dello scintillatore con due diversi sistemi di intensificatori di brillanza, e con due sistemi di rivelazione. Qualcosa di analogo vale anche per il caso degli scintillatori omogenei.

La risoluzione della camera a filamenti è, nel migliore dei casi, evidentemente pari al diametro delle fibre. Il numero n di fotoni registrati per cm di traiettoria nello scintillatore (vale a dire il numero di fotoelettroni prodotti nel fotocatodo dai fotoni che su di esso giungono provenendo da 1 cm di traiettoria) è una funzione dell'attenuazione delle fibre e della loro efficienza di scintillazione. Si potrà, in generale, scrivere:

$$n \sim 0{,}004 \cdot N \cdot e^{-d/\lambda}$$

dove N è il numero di fotoni/cm prodotti, $1/\lambda$ è il coefficiente di attenuazione della fibra (maggiore che non nel caso di un blocco di materiale omogeneo, essendoci qui perdite per riflessioni multiple nelle pareti), e d è la distanza della traccia dalla parete dello scintillatore prossima all'intensificatore.

Nel caso si usino fibre di 1 mm di diametro si può definire il numero di fotoni registrati per fibra, e risulta:

$$q \sim 0{,}0008 \cdot N \cdot e^{-d/\lambda}$$

TABELLA 5

Parametri di camere a filamenti per tracce di particelle al minimo lungo la parete posteriore dello scintillatore ([37]).

Profondità	Lunghezza di attenuazione λ (cm)	n, numero di fotoelettroni per cm di traccia	q, numero di fotoelettroni per fibra
2	5	50	10
	15	70	14
10	5	11	2
	15	40	8
20	5	1,5	0,3
	15	20	4
100	5	0	0
	15	0,1	0,02

λ è in genere dell'ordine di $5 \div 30$ cm. In tabella 5 sono riportati i parametri relativi ad alcune camere a filamenti con fibre di 1 mm di diametro ([37]).

Da questa tabella si vede come si possano avere delle camere a filamenti con risoluzione di 1 mm e spessori di $20 \div 50$ cm, per taluni coefficienti di attenuazione. In questo caso, però, si hanno solo pochi fotoni per fibra che vengono registrati, ed è, quindi, necessario moltiplicare ciascuno dei fotoelettroni che se ne ricavano tanto da poterlo rivelare. Ne segue che ci vuole quasi la stessa amplificazione che per la camera omogenea. Se, però, si usa una camera di pochi cm di spessore, e in particolare si impiega un intensificatore di brillanza che riduca le dimensioni dell'immagine, allora può darsi che si abbia un numero abba-

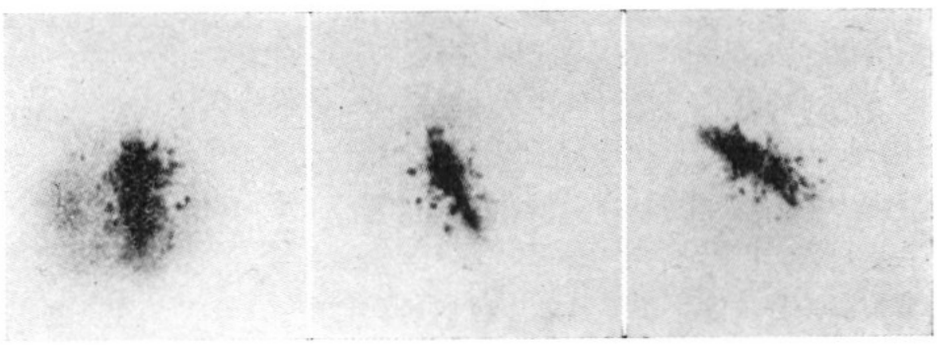


Fig. 18. - Tracce di raggi cosmici fotografate in camera a luminescenza a fibre ([22]).

stanza elevato di fotoni per fibra, sì da richiedere un'amplificazione minore.

Anche nella camera a fibre le dimensioni trasversali dello scintillatore sono limitate dalla risoluzione dell'intensificatore di brillanza; in più c'è la condizione aggiuntiva che esse non siano più grandi delle dimensioni del catodo del tubo intensificatore di ingresso (e che si usi un'ottica a grande apertura, e che si impieghino delle fibre per l'accoppiamento dello scintillatore all'intensificatore). Con questo tipo di camere (fibre di 1 mm di diametro, spessore alcuni cm) ([36]) si sono ottenute tracce di raggi cosmici (figura 18).

L'accoppiamento ottico fra scintillatore di fibre e intensificatore di brillanza presenta, ovviamente, delle diversità e delle facilitazioni rispetto al caso dello scintillatore omogeneo. Oltre, infatti, al classico impiego di un sistema ottico di lenti di grande apertura (qui non si hanno limitazioni imposte dalla profondità di fuoco), si possono impiegare altri sistemi. Si può, p. es., saldare direttamente lo scintillatore al fotocatodo dell'intensificatore, purché la finestra di ingresso ad esso sia suf-

ficientemente sottile, o anche ricorrere ad un accoppiamento attraverso delle ulteriori fibre assai sottili non scintillanti, generalmente di vetro (30÷50 micron di diametro) ([30]). Queste ultime fibre possono venire saldate direttamente al fotocatodo dell'intensificatore (figura 18), e spesso gli stessi costruttori forniscono gli intensificatori di brillanza con queste fibre già incorporate ([25, 49]). La tecnica delle fibre di accoppiamento ha incontrato finora numerose difficoltà ([30]). Tuttavia, uno studio dei diversi sistemi di accoppiamento dello scintillatore di fibre all'intensificatore ([38]) ha rivelato che se si usa a questo scopo un pacco di fibre sottili, o, anche, una combinazione di fibre sottili con sistemi ottici, si ottiene un'efficienza di accoppiamento (10%) circa doppia che non nel caso si impieghino solo sistemi ottici (efficienza 4%).

Viene fatto ora di chiederci se siano più vantaggiose le camere omogenee, o quelle a fibre. In parte si è già risposto a questo interrogativo; quindi ora vogliamo riassumere le conclusioni che si possono trarre da quanto detto.

Gli scintillatori omogenei presentano il vantaggio di produrre un maggior numero di fotoni/cm a parità di energia della particella che li attraversa: questo fattore di efficienza è fino $\sim$ 15 volte superiore per gli scintillatori omogenei; inoltre, con questi non si presentano problemi di distorsione, purtroppo sempre presenti quando si lavora con fibre sottili ([41]). D'altra parte, le fibre sottili hanno la proprietà importante di fornire delle tracce un'immagine piana, focalizzata, qualunque sia la posizione spaziale della traccia entro lo scintillatore, sempre nella stessa posizione: ciò implica che non si ha il problema delle profondità di fuoco. Inoltre le fibre hanno un tempo di decadimento (pochi ns) assai più breve che non i cristalli omogenei (alcuni decimi di microsecondo), e questo è un vantaggio, come vedremo, per quanto riguarda la discriminazione sul fondo. Le fibre, poi, presentano l'ulteriore vantaggio di avere una struttura nucleare assai semplice (i componenti sono carbonio e idrogeno). D'altronde, però, le fibre oltre agli svantaggi precedentemente enumerati presentano anche un coefficiente di attenuazione (o assorbimento) della luce assai maggiore che non lo stesso materiale in forma omogenea e compatta. Se, perciò, si va a fare qualche conto si trova che, a parità di spessore dello scintillatore, e a parità di risoluzione, si hanno lo stesso numero di fotoni sull'intensificatore. Allo stato attuale, perciò, non si può parlare di preferenza fra l'uno o l'altro tipo di camera: forse si può dire che con la camera a fibre si riesce ad ottenere un accoppiamento migliore dello scintillatore all'intensificatore. Con il perfezionamento delle tecniche, però, e con la scoperta di nuove proprietà

scintillanti dei materiali, si riuscirà forse a ottenere fibre assai più sottili ed efficienti che non ora, giungendo, così, ad avere una risoluzione molto migliore.

3. 2. - Ulteriori caratteristiche della rivelazione delle particelle: sistemi di rivelazione; potere risolutivo in tempo; rumore di fondo.

Finora abbiamo visto quella parte della camera a luminescenza che ha la funzione di rendere registrabili, per così dire, le tracce delle particelle che si vogliono rivelare. Ma come, realmente, rendere visibili queste tracce? Cioè, come fare per registrare queste tracce in maniera da poterle studiare in forma quantitativa oltre che qualitativa? Il problema, estremamente importante, e indubbiamente interessante, ha avuto già nel corso di questa rassegna, una risposta: ci si serve di lastre fotografiche. I fotoni, cioè, in uscita dal fosforo dell'ultimo stadio di intensificazione, vengono raccolti, attraverso un opportuno sistema ottico, su di una emulsione sensibile. Il sistema ottico impiegato deve essere di grande apertura, come sempre, ma, in questo caso, è di assai più facile realizzazione che non per gli accoppiamenti fra scintillatore e intensificatore, o fra i diversi intensificatori. Infatti ora le superfici oggetto e immagine sono essenzialmente piane, e quindi si possono trovare sistemi ottici assai più efficienti. Un'efficienza in pratica realizzabile è del 15%.

Le pellicole fotografiche più usate sono la Kodak Royal X Pan, la Ansco Super Hypan, e la Polaroid, quest'ultima certo la più sensibile.

Il sistema fotografico è il più usato, perché è il più ovvio e il più semplice. Ma si possono pensare altre soluzioni, più vantaggiose sotto alcuni aspetti. Invece che a sistemi fotografici si può pensare di ricorrere, per rivelare l'immagine, ad un orthicon, che funziona anche come ultimo stadio di intensificazione. L'impiego dell'orthicon conviene anche perché la soglia luminosa per la rivelazione delle tracce può essere più bassa che non per la rivelazione fotografica: ciò porta che è sufficiente l'impiego di un intensificatore di brillanza con fattore di amplificazione assai minore, con tutti i vantaggi connessi. L'immagine luminosa, esplorata con l'orthicon, può poi essere trasferita a un sistema televisivo.

Invece che così si può pensare, una volta esplorata la traccia all'uscita dell'intensificatore con l'orthicon, di memorizzare gli impulsi elettrici forniti da quest'ultimo su nastri magnetici. E' evidente lo scopo di questo metodo brillante. Una volta così memorizzata tutta la struttura della traccia, basta immettere i nastri in un calcolatore perché esso,

convenientemente predisposto, tiri fuori immediatamente tutti i dati interessanti, e risponda, così, ai nostri quesiti ([20]).

Una camera a luminescenza, così come è stata descritta finora, è sensibile in modo continuo; cioè, ogni qualvolta una particella attraversa lo scintillatore la camera registra l'evento. Inoltre, poiché la camera è continuamente sensibile, i rumori di fondo, inevitabili, degli intensificatori sono registrati continuamente, e vengono a limitare seriamente l'efficienza del metodo. Ancora, poi, in questa maniera il potere risolutivo temporale della camera viene essenzialmente a dipendere dalla durata della luminescenza dello scintillatore impiegato. Per ovviare a questi inconvenienti si ricorre a vari espedienti. In primo luogo lo scintillatore viene guardato, oltre che da uno o due intensificatori, anche da un fotomoltiplicatore, o da un ulteriore sistema di rivelatori (scintillatori, Cerenkov). Si costruisce, così, una specie di otturatore elettronico, che ha la funzione di rendere sensibile, ogni volta che si verifichino certe condizioni, la camera, normalmente interdetta. Le condizioni, per es., possono essere che la particella da rivelare produca nello scintillatore della camera, o nei rivelatori supplementari, una ionizzazione I superiore a una certa soglia I_0. Allora basterà porre di seguito ai fotomoltiplicatori un sistema di discriminazione, che lasci passare tutti i segnali provenienti dal fotomoltiplicatore prodotti da particelle con $I > I_0$. Questo segnale viene poi inviato, attraverso opportuni ritardi, a comandare il funzionamento della camera. In questo modo il potere risolutivo non viene più a dipendere dalla vita media (in genere lunga) dello scintillatore, bensì dalla durata (più breve) dell'impulso di comando. Così si riesce anche a rendere assai meno importante l'effetto del rumore di fondo. A questo riguardo è da tenere presente che, in genere, i fosfori impiegati nei diversi stadi dell'intensificatore di brillanza sono diversi: il primo stadio, infatti, ha di solito un fosforo rapido (P 15, costante di decadimento $\sim$ 1 microsecondo), con un'efficienza relativamente bassa. Gli stadi successivi, invece, hanno fosfori P 11 o P 20, cioè fosfori più lenti (costante di decadimento $\sim$ 0,1 ms), anche se più efficienti ($\sim$ 5 volte il P 15). Supponiamo, allora, di avere a che fare con due stadi di intensificazione. In condizioni normali il primo stadio è sensibile, mentre il secondo è interdetto. Non appena il sistema otturatore di cui si è parlato or ora segnala un evento interessante, il primo stadio viene interdetto, per un tempo dell'ordine di 10^{-7}s (ma non prima che l'evento sia stato, per così dire, registrato dal primo stadio). Contemporaneamente il secondo stadio è reso sensibile per un tempo pari (o leggermente più lungo) al tempo di decadimento del primo fosforo. Perciò la traccia è ora su di un fosforo lento, ma l'unico fondo del-

la camera presente è quello che corrisponde al flusso durante il tempo di decadimento del primo fosforo rapido ([34]).

Le cause del fondo in una camera a luminescenza vanno ricercate essenzialmente nella presenza di gas residui negli intensificatori di brillanza, e nell'emissione termoionica dei fotocatodi (essenzialmente il primo) ([22, 33, 44]).

3. 3. - Rassegna.

Il primo esempio pratico di camera a luminescenza è quello di Zavojsky e al. ([10, 17]) del 1952, presentato alla letteratura nel 1955-1957 (figura 19). L'intensificatore impiegato è composto di uno stadio iniziale e di parecchi stadi amplificatori successivi « in cascata », connessi otticamente l'uno all'altro tramite sottili membrane trasparenti. Queste membrane hanno da una parte uno schermo fluorescente 1, e dall'altra un fotocatodo 2. La focalizzazione dell'immagine elettronica negli stadi in cascata è compiuta dal campo magnetico omogeneo del solenoide 3. In ingresso, invece, la focalizzazione è elettrostatica. L'elettrodo 5, poi, serve a focalizzare meglio l'immagine sullo schermo 1. Le due paia di placche 6 servono per l'analisi elettronica dell'immagine dell'evento, in

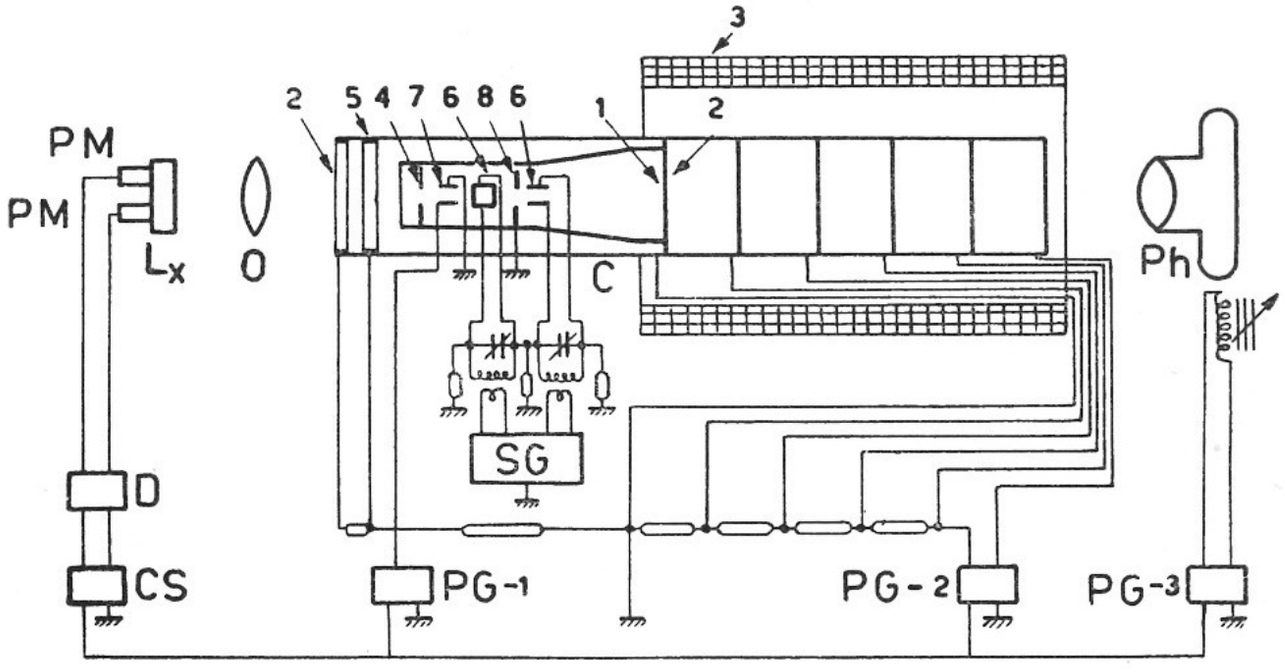


Fig. 19. - Schema della camera a luminescenza di Zavojsky ([17]). L_x - cristallo scintillatore; O - lente (obbiettivo); C - intensificatore ottico elettronico: 1 - schermo fluorescente, 2 - fotocatodo, 3 - solenoide, 4 - diaframma, 5 - elettrodo focalizzante, 6 - placche deflettenti, 7, 8 - otturatori elettronici, Ph - macchina fotografica. PG-1 - Generatore di impulsi per l'otturatore. PG-2 - Generatore di impulsi di alta tensione. PG-3 - Generatore di impulsi che azionano la macchina fotografica. SG - Generatore per l'analisi dell'evento.

funzione del tempo (come in un normale oscillografo). Le placche 7 e 8 rappresentano l'otturatore elettronico. In figura 19 sono anche mostrate le connessioni al generatore SG (circuito risonante per le placche 6) e le connessioni al generatore di impulsi PG-1 delle placche otturatore. Questo sistema a impulsi, per la sua mancanza di inerzia, presenta dei vantaggi sugli analoghi sistemi a deflessione magnetica. Si riesce ad avere, così, uno spazzamento con tempo risolutivo di $3 \cdot 10^{-12}$s. Il generatore di alta tensione per l'intensificatore è mostrato pure in figura 19. In condizioni statiche a tutti gli stadi in cascata veniva data una

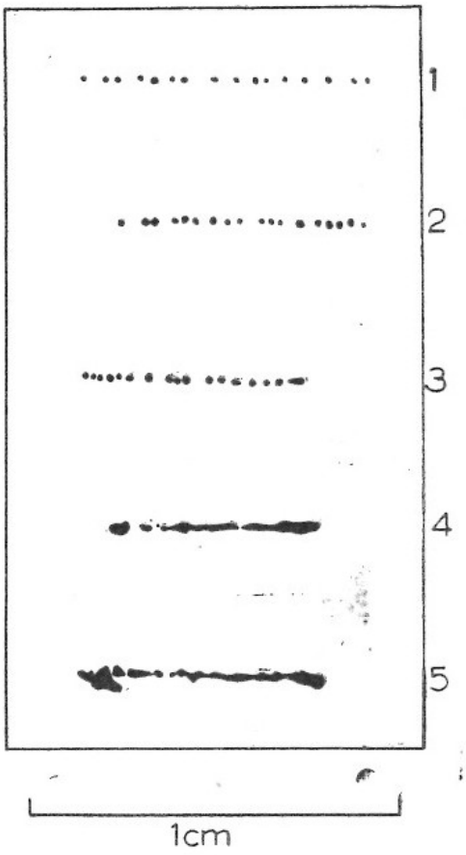


Fig. 20. - Fotografie di tracce dovute a protoni nello scintillatore di CsI(Tl) della camera di Zavojsky ([17]).

alta tensione continua; ma quando era necessario registrare tracce di raggi cosmici o di altri eventi rari, per diminuire il fondo, veniva applicata una tensione pulsata all'ultimo stadio. A questo scopo si poteva agire in due modi diversi: applicando il generatore PG-1 dell'otturatore anche all'ultimo stadio della cascata, oppure fornendo questa tensione pulsata attraverso uno speciale generatore PG-2. La durata t dell'impulso dipendeva dalla vita media dello schermo in uscita. Quando si trattava di registrare le tracce di particelle relativistiche, o di altre sorgenti deboli di luce, non si poteva trascurare il fondo dovuto al « rumore » dell'intensificatore stesso, nonostante sull'ultimo stadio della cascata fosse applicata una tensione pulsata. Perciò attraverso PG-1 si pulsava

anche l'otturatore 7-8. La durata τ di questi impulsi dipendeva dal tempo di volo degli elettroni fra gli elettrodi ($\sim 5 \cdot 10^{-9}$s) e dalla durata del segnale luminoso stesso. Per esempio, usando CsI(Tl), $\tau \sim 3 \cdot 10^{-6}$s, e, perciò, il rumore del fotocatodo di ingresso veniva praticamente eliminato. Naturalmente su tutti gli stadi della cascata si poteva agire con tensione pulsata.

I fotomoltiplicatori PM, il discriminatore D e le coincidenze C (tempo risolutivo $\sim 4 \cdot 10^{-8}$s) servivano alla sincronizzazione dell'otturatore elettronico. Dopo ogni impulso il film veniva automaticamente spostato. In questa camera a luminescenza si usarono cristalli scintillatori di NaI(Tl), di CsI(Tl) e di antracene di non grande qualità. Nonostante questo fatto, però, si riuscirono a vedere tracce di particelle relativistiche, come doveva pur essere, secondo questo semplice calcolo.

Come abbiamo già visto nell'introduzione, per una particella con velocità relativistica e carica unitaria che attraversa un cristallo di CsI(Tl), giungono al fotocatodo dell'intensificatore

$$S \sim 170 \text{ fotoni/cm}$$

se si impiega un sistema ottico con apertura $B = \frac{1}{2}$ e ingrandimento K unitario. Lo spettro di luminescenza del CsI(Tl) cade quasi completamente dentro la curva di sensibilità spettrale del fotocatodo antimonio-cesio. Preso per il rendimento quantico del fotocatodo $\delta = 10^{-1}$, si trova che da 1 cm di traiettoria si generano $m \sim 17$ elettroni. Poiché il potere risolutivo dell'intensificatore è $d \sim 10^{-2}$ cm, si vede che la traccia finale risulterà di punti separati da spazi vuoti. Ogni punto corrisponde a un solo elettrone nel 1° fotocatodo dell'intensificatore. La distanza l fra i punti è data da:

$$l = \frac{1}{m} = \frac{16 \cdot (1 + K)^2 \cdot n^2}{F \cdot B^2 \cdot K^2 \cdot \delta}$$

A parità di tutti gli altri elementi la distanza fra due punti della traccia, o l'annerimento di essa, dipende dalla ionizzazione delle particelle. Così da questa, e dalle relazioni energia-percorso, si può risalire al tipo di particella e alla sua energia.

In figura 20 vengono mostrate alcune fotografie di tracce di protoni in CsI(Tl) ottenute con un fascio di neutroni del sincro-ciclotrone dell'Accademia delle Scienze.

La traccia 1 è quella di un protone di energia 200 MeV; 2 e 3 sono tracce di protoni più lenti, e 4 è la traccia di un protone prossimo a fer-

marsi. 5 è la traccia, apparentemente, di un protone lento, originato da una stella, che ha subito una deflessione di 15° alla fine del suo percorso, con un aumento discontinuo nella densità di ionizzazione.

In figura 21, 22 e 23 sono riportate le fotografie di altri eventi in

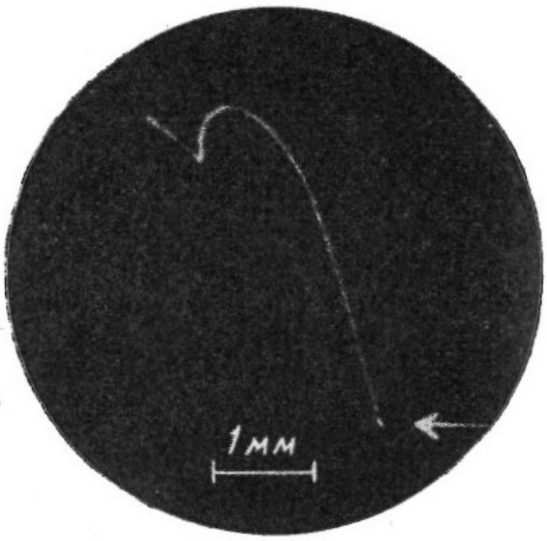


Fig. 21.

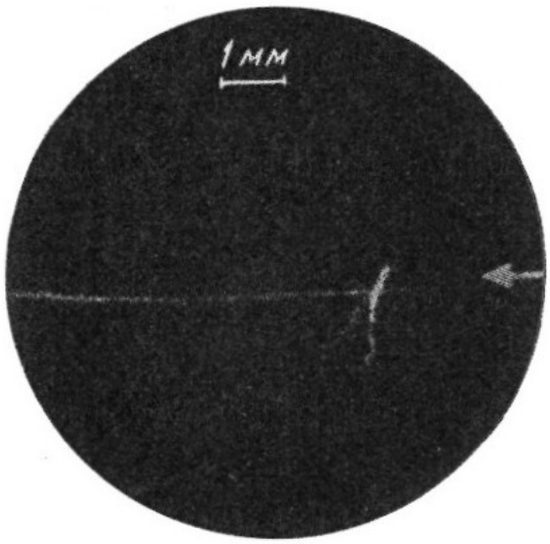
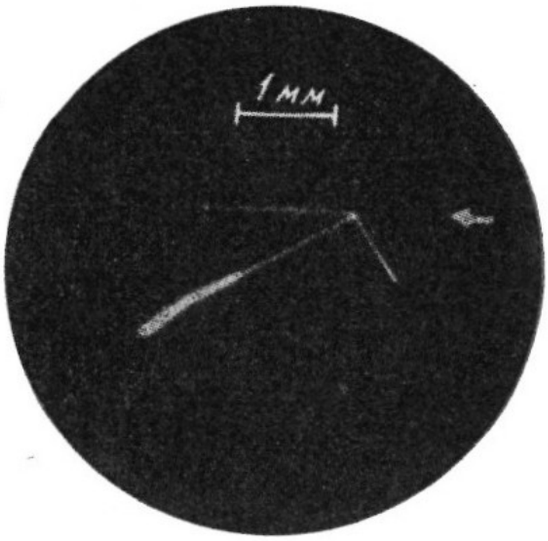


Fig. 22.



Figg. 21, 22, 23. - Fotografie delle stelle che si formano nel bombardamento con neutroni veloci del cristallo di CsI(Tl) della camera a luminescenza di Zavojsky ([10]). In figura 21 si vede un decadimento $\pi \rightarrow \mu$. In figura 22 si ha una stella a molti rami In figura 23 appare una stella a tre rami.

camera a luminescenza. In figura 21 si deve una disintegrazione $\pi \rightarrow \mu$; in figura 22 una stella a molti rami e in figura 23 una stella a tre rami.

Una camera a luminescenza del tutto simile a quella di Zavojsky è quella di cui fu presentato il progetto al CERN da Giese e al. ([21]) dell'Istituto Fisico dell'Università di Bonn (figura 24), per impiegarla con l'elettrosincrotrone da 500 MeV.

Le caratteristiche di questa camera sono: 5 stadi, accelerazione degli elettroni attraverso un campo elettrostatico assiale di $\sim$ 3 KV/cm, focalizzazione con campo magnetico assiale omogeneo ($\sim$ 500 G), fotocatodi di Sb-Cs. Schermi fluorescenti: 1° stadio $ZnSiO_2$-Ti; altri stadi: ZnI-Ag. Tutti i fosfori sono ricoperti di uno strato di $\sim$ 0,1 micron di Al-Al_2O_3-Al ([29]). I catodi e gli schermi hanno un diametro utile di 3 cm. Ogni stadio è lungo 6,5 cm, e in totale l'intero tubo 34 cm. Sul secondo e sul quinto stadio i potenziali (15-20 KV) sono pulsati, ogni volta che si ha un evento, per 20 microsecondi sul 2°, e per 1 ms sul 5°. Il coman-

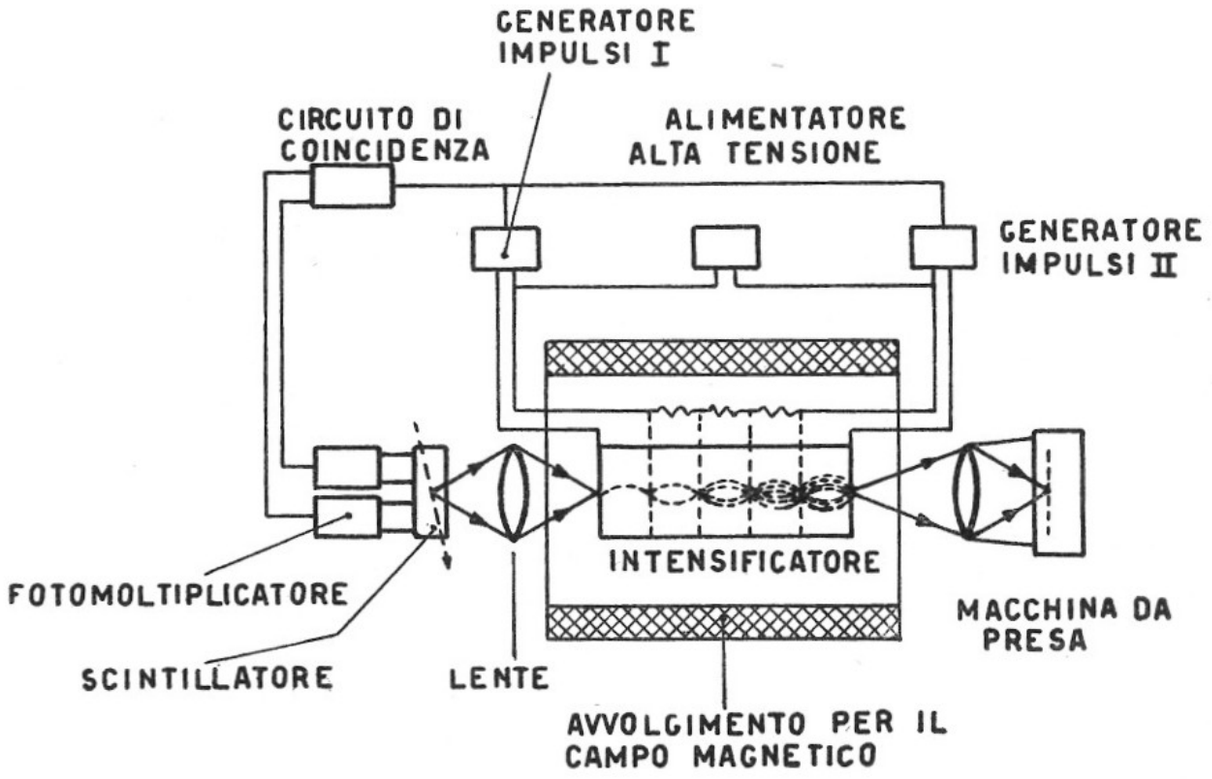


Fig. 24. - Schema della camera a luminescenza di Giese e al. ([21]).

do viene dato dai due fotomoltiplicatori in coincidenza che guardano lo scintillatore. Amplificazione calcolata $\sim 10^5$. Risoluzione calcolata 10^{-2} cm; questa risoluzione è limitata sia dall'ottica elettronica, sia dalla « grana » dei fosfori: i due fattori sono dello stesso ordine di grandezza. L'accoppiamento fra scintillatore e intensificatore è fatto con ingrandimento 1 da due lenti Tachonar accoppiate, ciascuna con apertura f/1, e focale 75 cm.

Jones e Perl dell'Università di Michigan realizzarono nel 1958 una camera a luminescenza ([24]) con la quale poterono fotografare le tracce in un cristallo di NaI di raggi cosmici al minimo.

Il sistema (figura 25) consiste in tre tubi intensificatori accoppiati otticamente l'uno all'altro, allo scintillatore e alla pellicola, da lenti rifrattive. L'amplificazione totale utile del sistema è $2 \div 8 \cdot 10^4$, nel senso che per un fotone che colpisce il 1° fotocatodo se ne hanno $2 \div 8 \cdot 10^4$ sulla pellicola. Il 1° e il 3° intensificatore sono sempre in stato di funzionamento; il 2°, invece, è comandato con un impulso di 1 ms ogni volta che un fotomoltiplicatore affacciato al cristallo rivela il passaggio di un raggio cosmico. Il cristallo ha un diametro di 3,8 cm, ed è spesso 1,9 cm. La lente che raccoglie i fotoni dal cristallo ha un'efficienza del 5%.

Per ogni cm di traccia nel cristallo giungevano sul fotocatodo del 1° intensificatore $\sim$ 530 quanti, che davano luogo a $\sim$ 50 fotoelettroni per cm di traccia. Le tracce risultavano di 3 cm, con una larghezza di

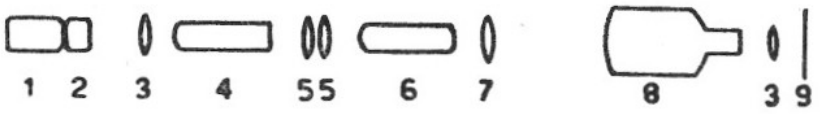


Fig. 25. - Disegno schematico di una camera a luminescenza di Jones e Perl per rivelare raggi cosmici ([24]). 1 - fotomoltiplicatore, 2 - cristallo scintillatore di NaI(Tl) di diametro 3,8 cm e spesso 1,9 cm, 3 - lenti oculari Erfle, 4 - intensificatore a due stadi RCA C73458A, 5 - lenti oculari dell'American Optical Society, 6 - intensificatore a due stadi RCA C73458, 7 - lente Kodak da 110 mm, f/0,75, 8 - intensificatore a uno stadio Westinghouse WX3897, 9 - film Kodak Royal X Pan.

1 mm, che rappresentava, perciò, il potere risolutivo dello strumento. A ogni elemento risolutivo, dunque, è facile vedere che corrispondevano $\sim$ 5 fotoelettroni; di qui le notevoli fluttuazioni per cui le tracce risultavano non omogenee. In più si aveva un notevole fondo dovuto al bombardamento di ioni positivi sul primo catodo. Su 150 fotografie fatte furono viste chiaramente solo 54 tracce. In altre 50 fotografie si vedevano sì le tracce, ma non fu possibile discuterle o perché troppo corte (tracce quasi parallele all'asse della lente) o perché oscurate dal fondo dell'intensificatore. La maggior parte delle tracce erano di mesoni μ. Altre poche di elettroni.

Un altro sistema di questo tipo impiegato dagli stessi ricercatori per rivelare raggi cosmici ([22]) è quello di figura 26 in cui tutti e tre gli intensificatori sono RCA a due stadi, con un guadagno ognuno $\sim$ 1000; le lenti trasmettono $\sim$ 5% della luce rilasciata dal tubo precedente, tranne l'ultima che ne trasmette $\sim$ 15%. Il guadagno totale risulta, quindi, $\sim 3{,}8 \cdot 10^5$. Questo numero viene ancora ridotto di un fattore $\sim$ 4 se

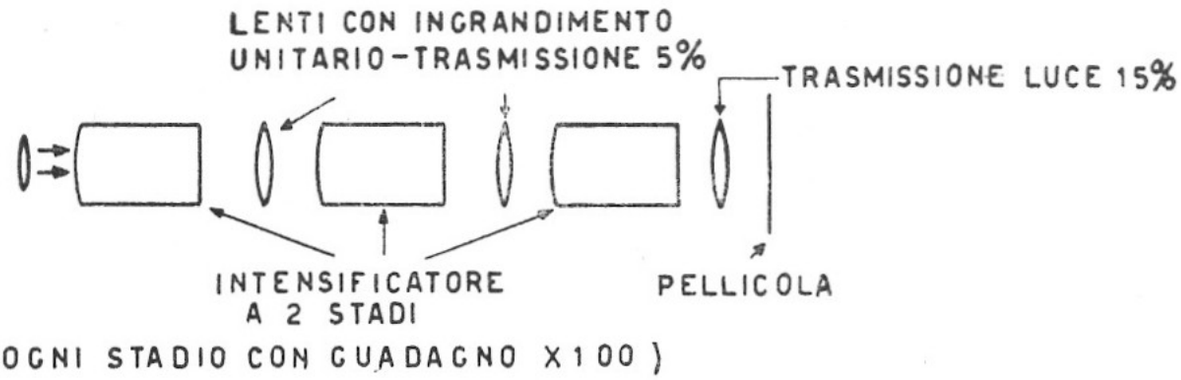


Fig. 26. - Geometria di un intensificatore usato da JONES e PERL per rivelare raggi cosmici ([22]). Il sistema è costituito da tre tubi a due stadi in cascata (RCA C73458), ognuno dei quali ha un guadagno $\sim$ 1000. Le lenti di accoppiamento trasmettono il 5% della luce, tranne l'ultima che ne trasmette il 15%.

il sistema viene comandato (gate) con impulsi di $1 \div 10$ ms di durata, avendo questi tubi dei fosfori P11 o P20.

In figura 27 si ha una fotografia del sistema di figura 26; esso veniva comandato con impulsi di $0{,}5 \div 2$ ms applicati al 2° tubo, e di 10 ms

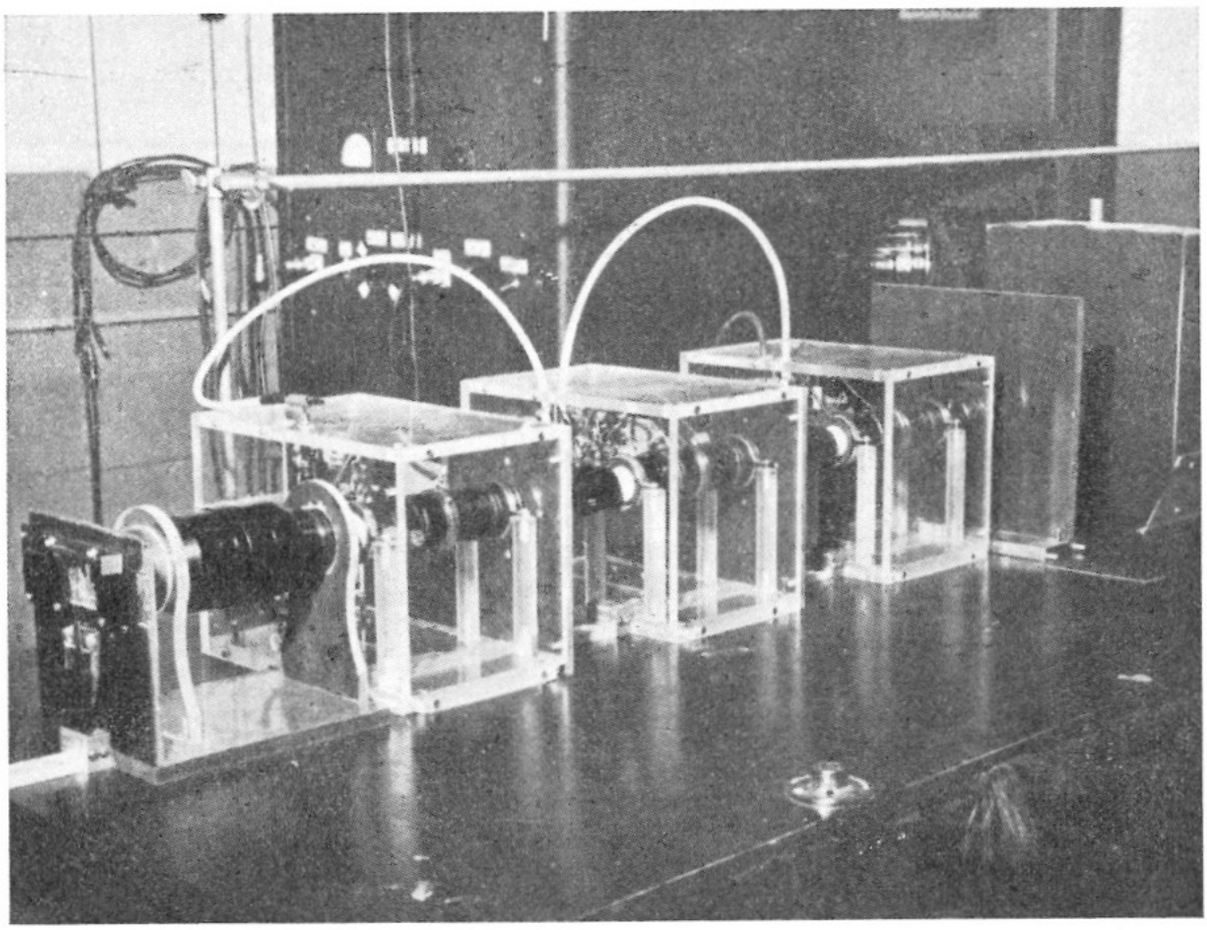


Fig. 27. - Fotografia del sistema di figura 26 ([22]). Il film può essere collocato sul supporto di bakelite a sinistra. Lo scintillatore è a destra, ma non è visibile in questa fotografia.



Fig. 28.

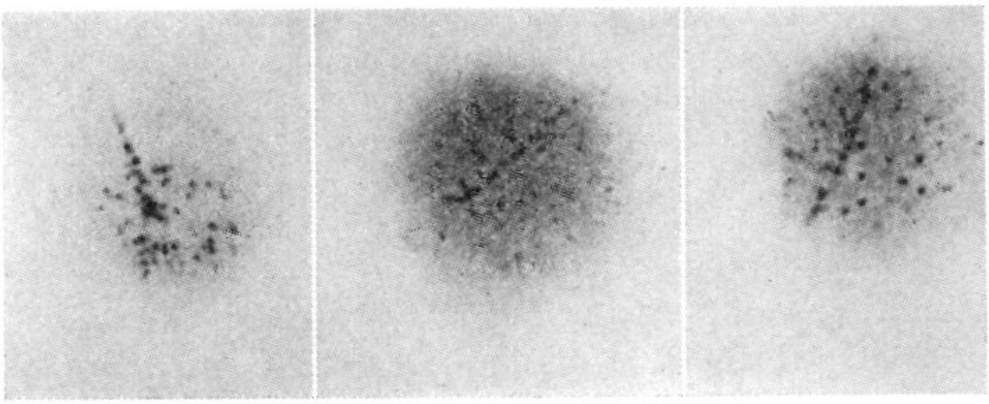


Fig. 29.

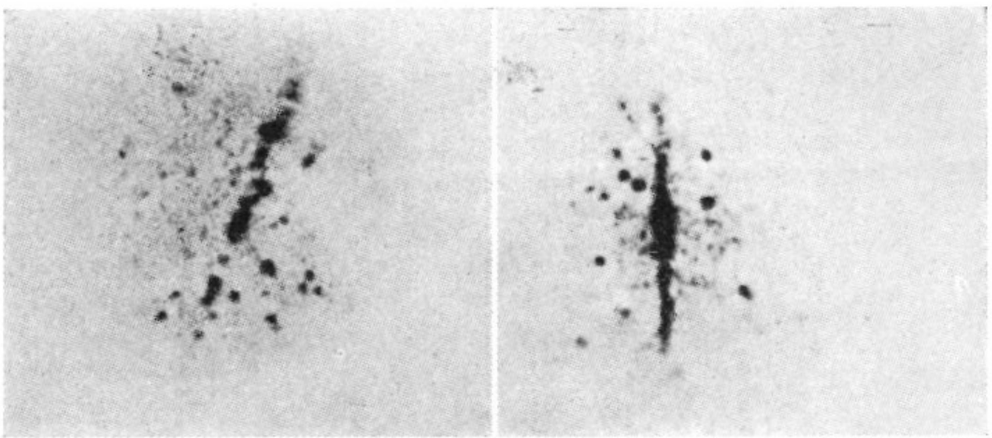


Fig. 30.

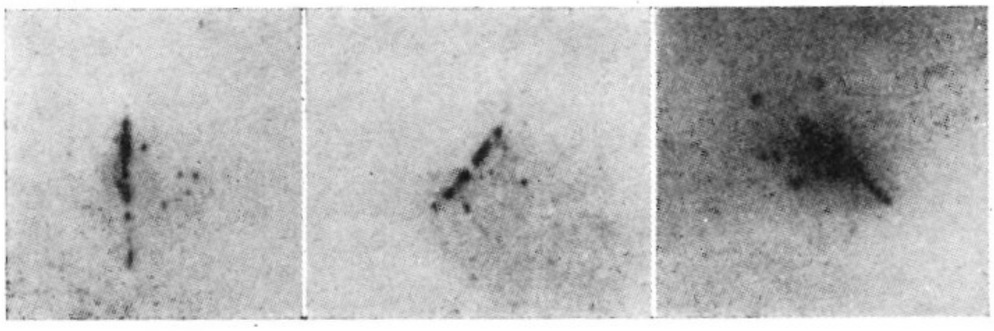


Fig. 31.

Figg. 28, 29, 30, 31. - Fotografie di raggi cosmici col sistema di figg. 26-27 ([22]). Talora ai tre intensificatori RCA veniva premesso un intensificatore Westinghouse. Lo scintillatore è NaI(Tl) di diametro 7,5 cm e spessore 6 cm.

al 3°, per rivelare raggi cosmici con cattivo potere risolutivo temporale. Il fondo dei tubi variava fra 10^8 e 10^{10} quanti/secondo, emessi dall'anodo, che corrispondevano a $\sim 10^5 \div 10^7$ quanti/secondo in ingresso. Da prove fatte risultava che il fondo cresceva esponenzialmente con la tensione dei tubi, sicché questa veniva scelta in modo da avere un guadagno elevato senza eccessivo fondo. Il quale fondo proveniva essenzialmente da due cause diverse: 1, bombardamento di ioni positivi, dovuti

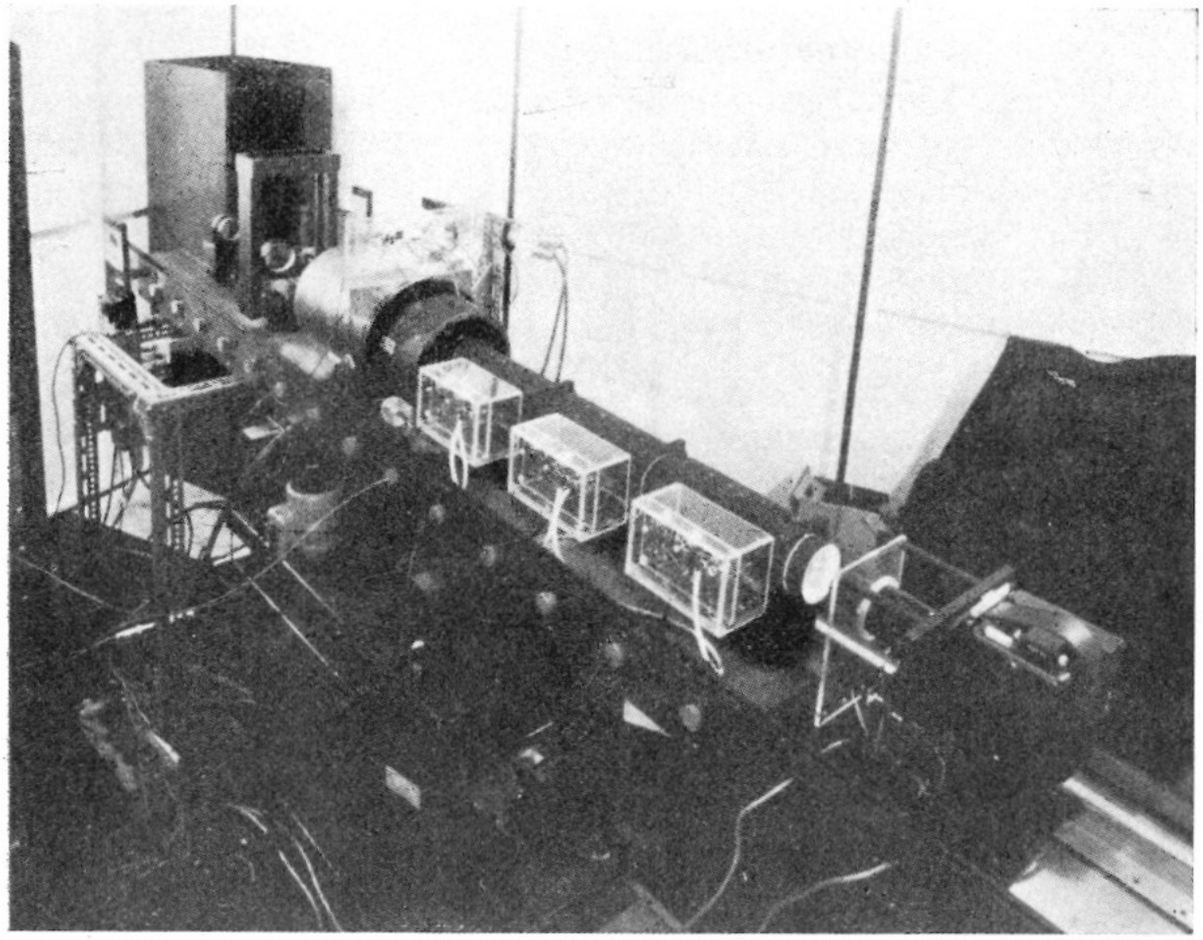


Fig. 32. - Camera a luminescenza di Jones e Perl impiegata a Berkeley ([22]). Il sistema intensificatore è composto di un Westinghouse WL7257 e di tre tubi RCA a due stadi C73458.

alla formazione di ioni nel gas residuo dei tubi per opera di fotoelettroni; 2, emissione a freddo della superficie fotocatodica.

Nelle figure 28, 29, 30 e 31 sono riportate le tracce dei mesoni da raggi cosmici che attraversarono un cristallo di NaI(Tl) di diametro 7,5 cm e spessore 6 cm. L'intensificatore impiegato è quello ora descritto: talora veniva premesso un Westinghouse a largo catodo (diametro 12,5 cm).

Un altro sistema di tubi in cascata è quello di figura 32 impiegato da Jones e Perl al Bevatrone di Berkeley ([22]).

Qui i tre tubi RCA a due stadi sono preceduti da un Westinghouse a largo catodo e fosforo rapido. Come abbiamo visto un sistema di questo tipo è assai redditizio. Infatti, il fosforo rapido (P15: tempo di decadimento 1 microsecondo) insieme a un gate rapido sul 2° intensificatore permette un buon potere risolutivo temporale. I fosfori relativamente lenti, ma assai più efficienti, degli intensificatori seguenti permettono, invece, una elevata amplificazione. Come è ovvio il tempo risolutivo viene determinato dal tempo di decadimento del 1° fosforo e dalla lunghezza del gate sul 2° tubo, mentre il tempo morto è determinato dai tempi di decadimento degli altri fosfori.

In figura 33 sono riportate le fotografie delle tracce di pioni da 1 GeV/c e 2 GeV/c prese a Berkeley con una camera a luminescenza di questo tipo. Il primo intensificatore è un Westinghouse WX7257 con fosforo P15; i successivi intensificatori sono RCA multistadi (C73458 e C73491). Le lenti di accoppiamento ottico hanno apertura f/1,5. Il gate sul 2° intensificatore di $2 \div 10$ microsecondi è comandato da un telescopio di scintillatori, anziché da un Cerenkov.

Nel 1957 Reynolds e Condon del gruppo di Princeton ([16]) studiando le proprietà degli scintillatori solidi per primi realizzarono un contatore di materiale scintillante (plastica) a forma di sottili fibre. Questi filamenti avevano un diametro variabile, fra 0,5 e 1,0 mm, e il loro impiego si basava sulle note proprietà di guida di luce oltre che scintillanti che essi posseggono; gli autori stessi suggerivano di applicare a questo sistema scintillante un intensificatore di brillanza, in modo da ottenere una camera a scintillazione solida con buon potere risolutivo temporale e spaziale, e con tempo morto $\sim 10^{-4}$s.

In un successivo articolo del 1958 Reynolds ([19]) parla del primo tentativo fatto per una camera a luminescenza a filamenti, con la quale furono studiate le interazioni del Co^{60} sul carbonio e sull'idrogeno costituenti le fibre; si adoperava, per questo scopo, un intensificatore di media amplificazione. I filamenti furono preparati mescolando materiali plastici polimerizzati (polistirene; 3% di terfenile; 0,1% POPOP) a $\sim$ 200°C, e il diametro fu stabilito in 0,7 mm.

Quando si ha a che fare con filamenti si presentano diversi problemi seri. Uno è la fragilità superficiale, cioè bisogna stare attenti a che la superficie esterna non risulti rigata. Un altro problema riguarda l'assorbimento della luce; uno studio dello scintillatore di cui si è parlato ora, visto da fotomoltiplicatore 6342, mostrò che, in rapporto a uno scintillatore uniforme delle stesse dimensioni, operando con gli elettroni del Cs^{137} (624 KeV) si otteneva che l'altezza media degli impulsi era $\sim$ il 54%, come del resto ci si doveva aspettare dai calcoli. Anche nel

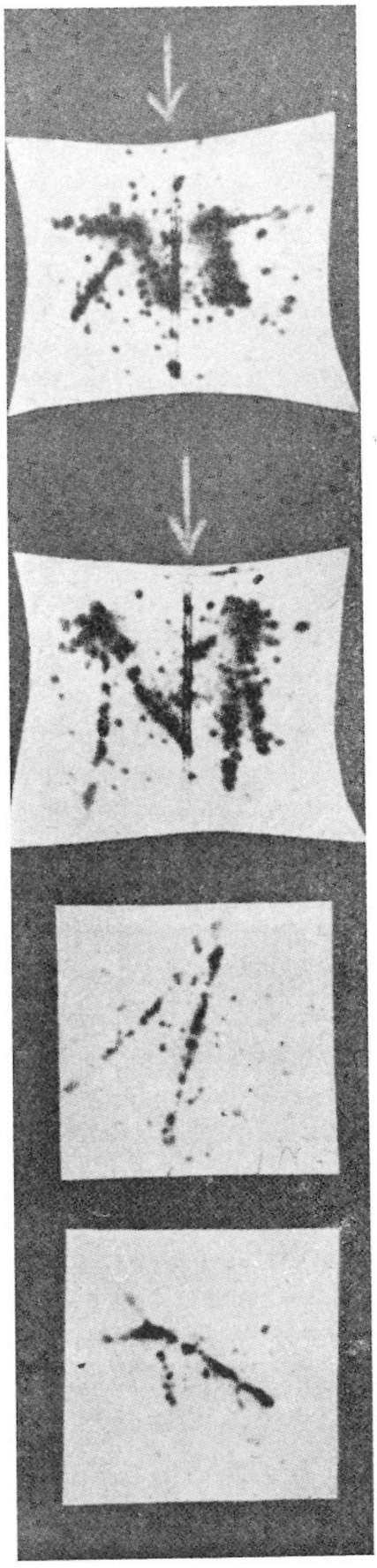


Fig. 33. - Fotografie, eseguite a Berkeley, di pioni in camera a luminescenza del tipo di figura 32 ([37]). A sinistra si vedono le tracce di pioni da 1 GeV/c in scintillatore di diametro 6,5 cm e spessore ~ 5 cm. A destra, invece, si hanno le fotografie stereo (a 90°) delle tracce di pioni da 2 GeV/c in scintillatore di dimensioni $10{,}5 \times 3 \times 5$ cm^3.

caso di scintillatori a fibre, quindi, per rivelare particelle al minimo, come si è detto nella parte generale, è necessario un intensificatore con amplificazione $10^4 \div 10^5$. Infatti, con filamenti di diametro 1 mm il cammino medio, normale ad essi, di una particella è $\frac{2}{\pi}$ mm. La densità dei filamenti è circa 1 g/cm^3, cosicché l'energia ε persa in ogni filamento per ionizzazione da una particella al minimo risulta:

$$\varepsilon = \frac{2}{\pi} \cdot 1 \cdot 2 \cdot 10^6 = 1{,}3 \cdot 10^5 \text{ eV/filamento}$$

Nella plastica si ritiene che per ogni fotone siano necessari 130 eV. Sicché il numero di fotoni prodotti da una particella è:

$$n = \frac{1{,}3 \cdot 10^5}{130} = 10^3 \text{ fotoni/filamento}$$

D'altra parte solo il 19% di questi fotoni viene convogliato dalle fibre a un loro estremo, e vengono distribuiti su di una superficie di $\frac{\pi}{4} \cdot 10^{-2}$ cm^2. Di qui si ricava che il numero di fotoni finali all'uscita dello scintillatore è $\sim 2{,}4 \cdot 10^4$ fotoni/cm^2. Dunque si può dire che per il passaggio di una particella si hanno $\sim 2 \cdot 10^4$ fotoni/cm^2 all'uscita di uno scintillatore a filamenti. Il numero di fotoni per filamento aumenta con il diametro dei filamenti in modo proporzionale ad esso, ma l'area degli stessi va, invece, come il quadrato del diametro, sicché l'intensità luminosa è inversamente proporzionale al diametro. Di qui si vede che i filamenti più grossi sono i meno desiderabili anche sotto questo punto di vista (oltre che per la risoluzione). Tenendo conto che per avere una fotografia sufficientemente contrastata su pellicola Kodak Royal X Pan sono necessari $\sim 2 \cdot 10^8$ fotoni/cm^2, si vede l'assunto.

Infine nel 1959 al CERN Reynolds ([25]) presenta i primi risultati significativi delle esperienze condotte con camere a luminescenza a filamenti da Giacconi, Scarl, Condon e Bronzan ([26]). I filamenti impiegati furono forniti dalla Pilot Chemical Company: lo spettro normale della luce di scintillazione di queste fibre ha un picco intorno ai 4100 Å. Poiché si voleva impiegare una lente molto « rapida » e di grande campo per accoppiare lo scintillatore al primo tubo intensificatore di brillanza, una lunghezza d'onda del genere era tutt'altro che conveniente, per via dell'assorbimento. Si ricorse, perciò, a uno spostatore di lunghezza d'onda, ottenendo, così, un picco a 4500 Å, e perdendo circa il 10% dell'intensità luminosa.

Nelle loro esperienze Reynolds e al. trovarono che una fibra lunga 15 cm riduceva l'intensità luminosa al 50%: questa attenuazione è da attribuirsi essenzialmente alla perdita per riflessioni interne. Lo scintillatore vero e proprio era costituito da fibre disposte in strati tali che, mentre la direzione delle fibre di uno strato era una, quella dello strato sottostante risultava a 90° rispetto alla soprastante: questo per avere una visione stereoscopica, ponendo due intensificatori a 90° l'uno rispetto all'altro. Pur tuttavia gli sperimentatori non ebbero mai un numero sufficiente di intensificatori per compiere questa doppia osservazione.

In figura 34 è riportato lo schema di uno dei sistemi impiegati.

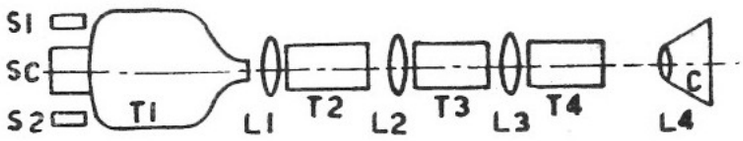


Fig. 34. - Schema della camera a luminescenza di Reynolds e al. [25] con scintillatore fatto di fibre plastiche. T_1 è un tubo Westinghouse con catodo di diametro 5''. T_2, T_3, T_4 sono RCA a due stadi. L_1, L_2, L_3, L_4 sono lenti. S_c è lo scintillatore a contatto col catodo del primo intensificatore. S_1, S_2 sono scintillatori che, in coincidenza, azionano T_2. C è la macchina fotografica. Il film impiegato è Ansco Super Hypan.

Lo scintillatore è posto a contatto con la finestra di un tubo Westinghouse da 5'' WX4047, che è accoppiato al resto del sistema nel modo che si vede. Il tubo T_1 dà un impicciolimento della traccia di 1:5, e ha un guadagno $\sim$ 11 quando è alla tensione di 23 KV (il tubo ha un fosforo P11). T_2 T_3 T_4 sono RCA a due stadi C73458, con guadagno 290, 930 e 125 (a tensione 16 KV). La trasmissione delle lenti era del 10%, eccetto che per L_4, che aveva una trasmissione del 3%. L'intensificatore T_2 era fatto funzionare ogni volta che un mesone attraversava gli scintillatori S_1 e S_2. In questa prova la registrazione veniva effettuata su film Ansco Super Hypan. Più recentemente gli stessi sperimentatori hanno impiegato film della Polaroid Company, assai più sensibili.

In figura 35 si ha una fotografia del sistema.

L'amplificazione è in questo caso $\sim 10^5$.

In figura 36 si ha un'immagine dello scintillatore e della sua connessione al 1° intensificatore; la finestra di quest'ultimo era spessa

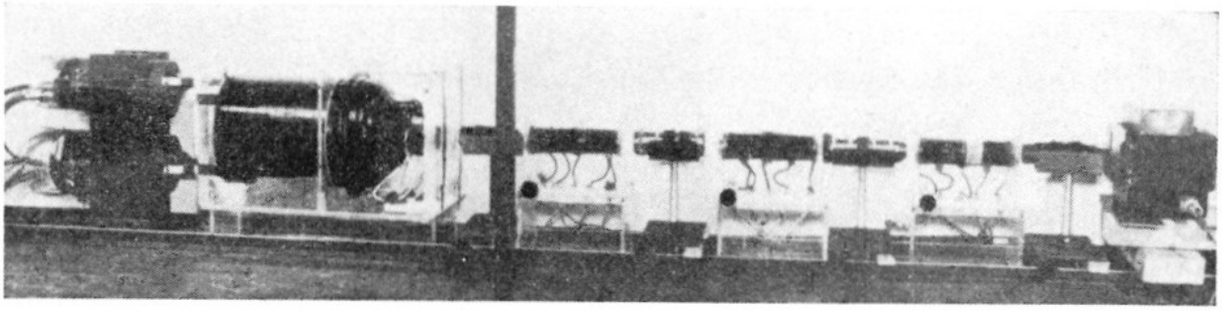


Fig. 35. - Fotografia del sistema di figura 34.

(0,65 cm), sicché la risoluzione non risultò troppo buona. In seguito furono impiegati tutti tubi di diametro 1'', e con la parete frontale spessa 0,05 cm, sicché i filamenti potevano venire accostati direttamente al vetro con ottimi risultati (figura 37).

Il limite alla risoluzione, infatti, in questo caso veniva imposto dal diametro dei filamenti ($0{,}5 \div 0{,}7$ mm; l'ottica ha una risoluzione di $\sim$ 0,25 mm).

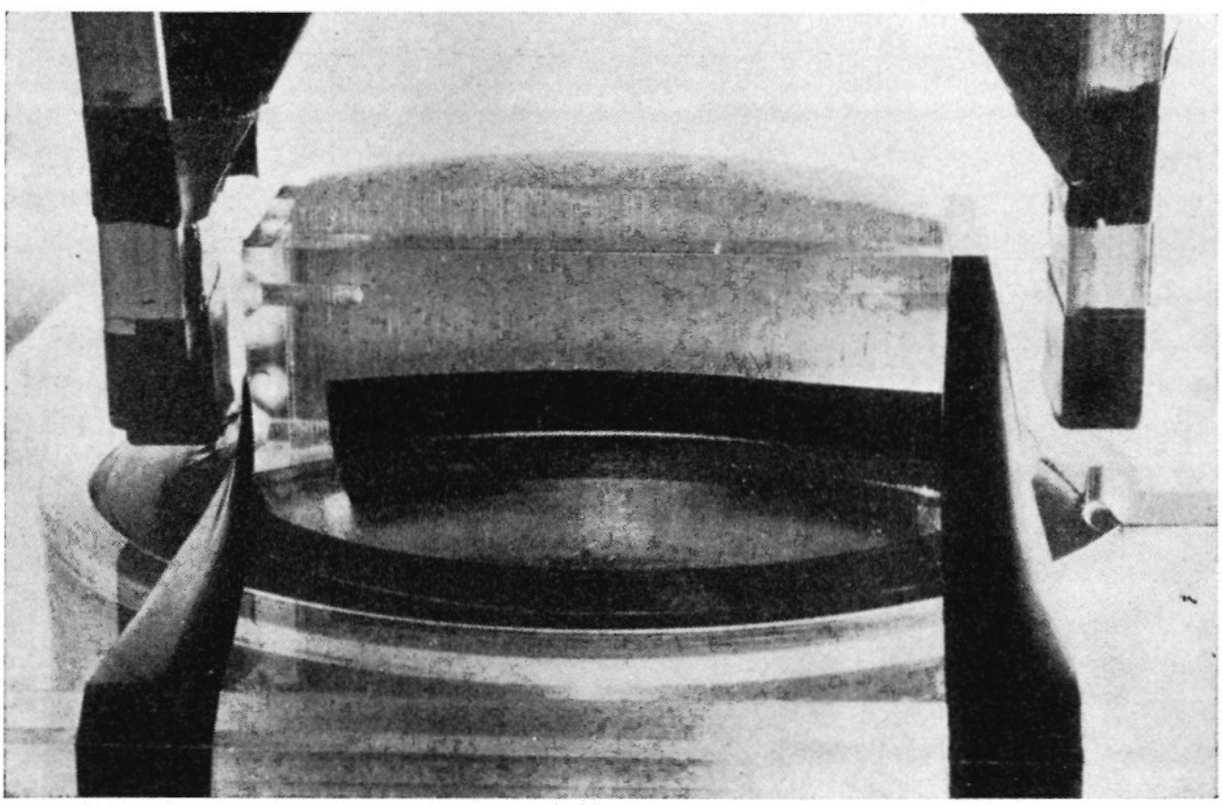


Fig. 36. - Fotografia dello scintillatore a fibre del sistema di figura 34 ([25]). Si vede che lo scintillatore è in diretto contatto con la finestra del 1° tubo intensificatore

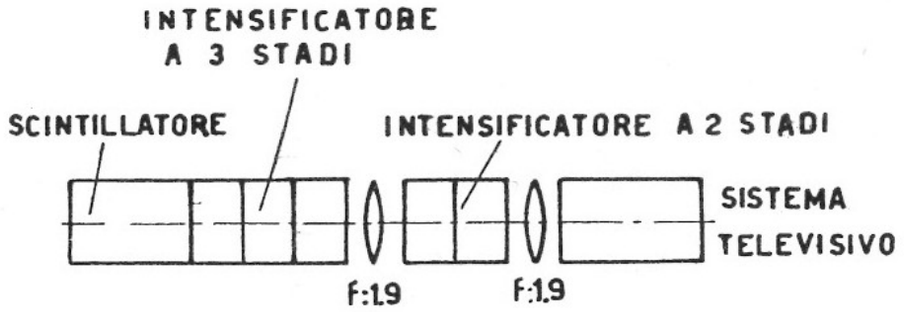


Fig. 37. - Schema di una camera a luminescenza ancora di Reynolds ([25]). Qui sono impiegati solo tubi RCA i cui catodi hanno tutti diametro 1'', e una finestra di ingresso assai sottile.

Nelle figure 38, 39 e 40 sono riportate delle fotografie di tracce così rivelate; esse sono lunghe da $\frac{3}{4}''$ a 1''. Poiché la loro larghezza (dovuta alla risoluzione, cioè al diametro dei filamenti) è 0,7 mm, si è in grado di misurare la direzione con una precisione di $\pm 2^0$.

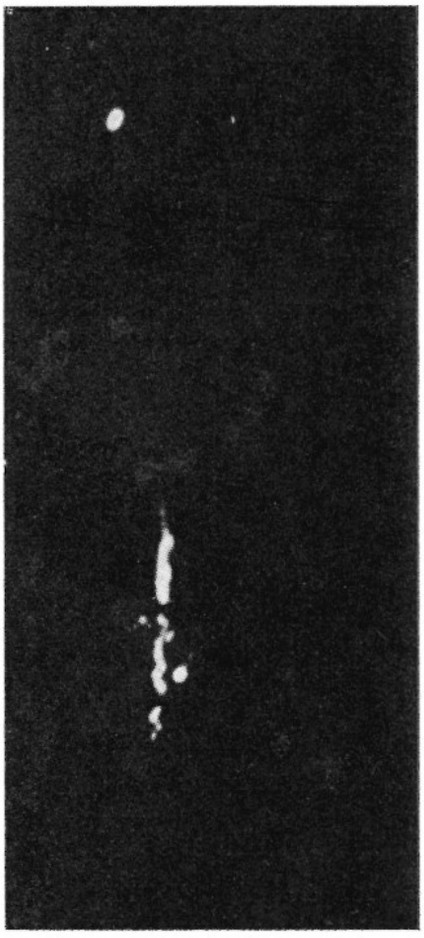


Fig. 38.

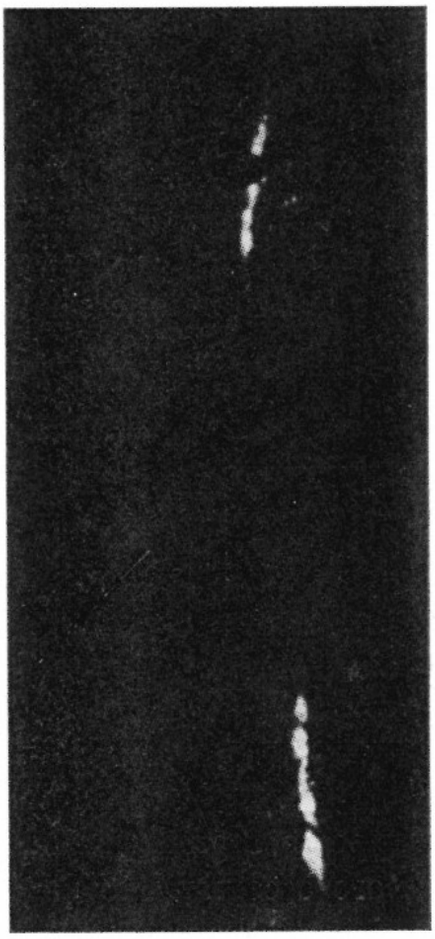


Fig. 39.

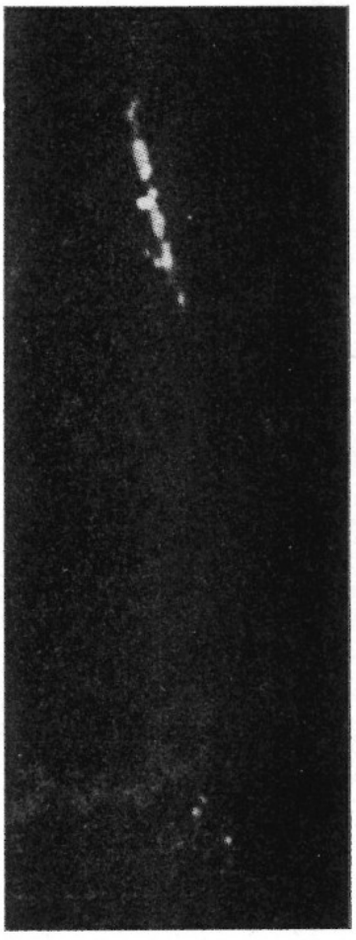


Fig. 40.

Figg. 38, 39, 40. - Fotografie di tracce mesoniche nella camera a luminescenza di figura 37 ([25]). Le tracce sono lunghe da 3/4'' a 1''.

L'orthicon del sistema televisivo che, come si vede da figura 37, rappresenta l'ultimo stadio della camera a luminescenza aveva uno stadio intensificatore incorporato; in pratica il guadagno totale fino al sistema televisivo risultava di $1{,}3 \cdot 10^3$.

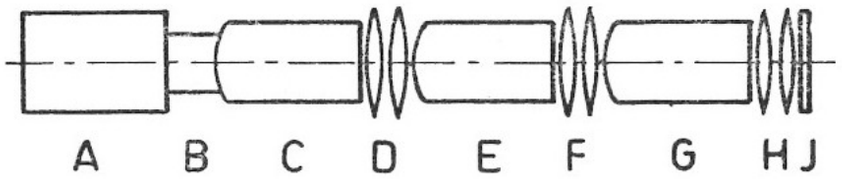


Fig. 41. - Schema della camera di LANDE e al. ([23]). A è un fotomoltiplicatore. B è lo scintillatore a filamenti. C, E, G sono tubi intensificatori di brillanza. D, F, H sono doppi oculari Erfle e J è il film.

Un altro esempio di camera a luminescenza a filamenti è quella presentata nel 1959 da LANDE e al. ([23]) del gruppo di Pennsylvania, di cui si vede uno schema in figura 41.

Lo scintillatore B è quadrato, ed è un pacco di circa 1000 filamenti di diametro 0,5 mm e lunghezza 4 cm. Anteriormente lo scintillatore è accoppiato a un fotomoltiplicatore A e posteriormente all'intensificatore C. C ha una finestra in vetro di spessore 0,5 mm sulla sua prima superficie catodica, in modo da permettere l'accoppiamento diretto dello scintillatore ad essa. Le lenti D, F, H sono coppie di oculari Erfle posti in maniera da minimizzare la distorsione e massimizzare la trasmissione. Il guadagno totale del sistema è $\sim 3 \cdot 10^5$ in regime non impulsivo.

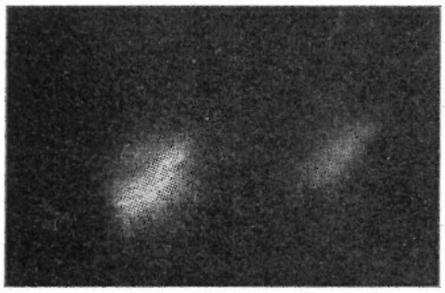


Fig. 42. - Fotografia delle tracce di raggi cosmici ottenute con la camera di figura 41 ([23]).

Per migliorare il rapporto segnale-fondo, e per fotografare solo gli eventi utili, l'intensificatore è comandato dagli impulsi del fotomoltiplicatore: questi, infatti, azionano un gate di $1 \div 3$ ms di durata che agisce sul catodo del 2° stadio dell'ultimo tubo amplificatore. Il comando è indotto da raggi cosmici che perdono più di 2 MeV nello scintillatore. In figura 42 si vede una riproduzione delle fotografie così ottenute; il film

J impiegato è Kodak Royal X Pan, o Ansco Super Hypan. La traccia sul film è lunga $\sim$ 6 mm, ed è larga $\sim$ 0,5 mm, indicando che si ha una riduzione $\sim$ 2,7 nel sistema intensificatore di immagini; questo numero rappresenta, anche, il doppio del fattore di cui va migliorata la risoluzione se si vuole osservare nelle tracce la struttura dovuta ai singoli filamenti.

Un altro esemplare di camera a luminescenza è quello di Bridge e al. del M.I.T. ([20]). Si tratta di una camera a fibre, in cui la connessione ottica fra scintillatore e intensificatore non è fatta attraverso un sistema di lenti, bensì attraverso un sistema di fibre sottili di vetro.

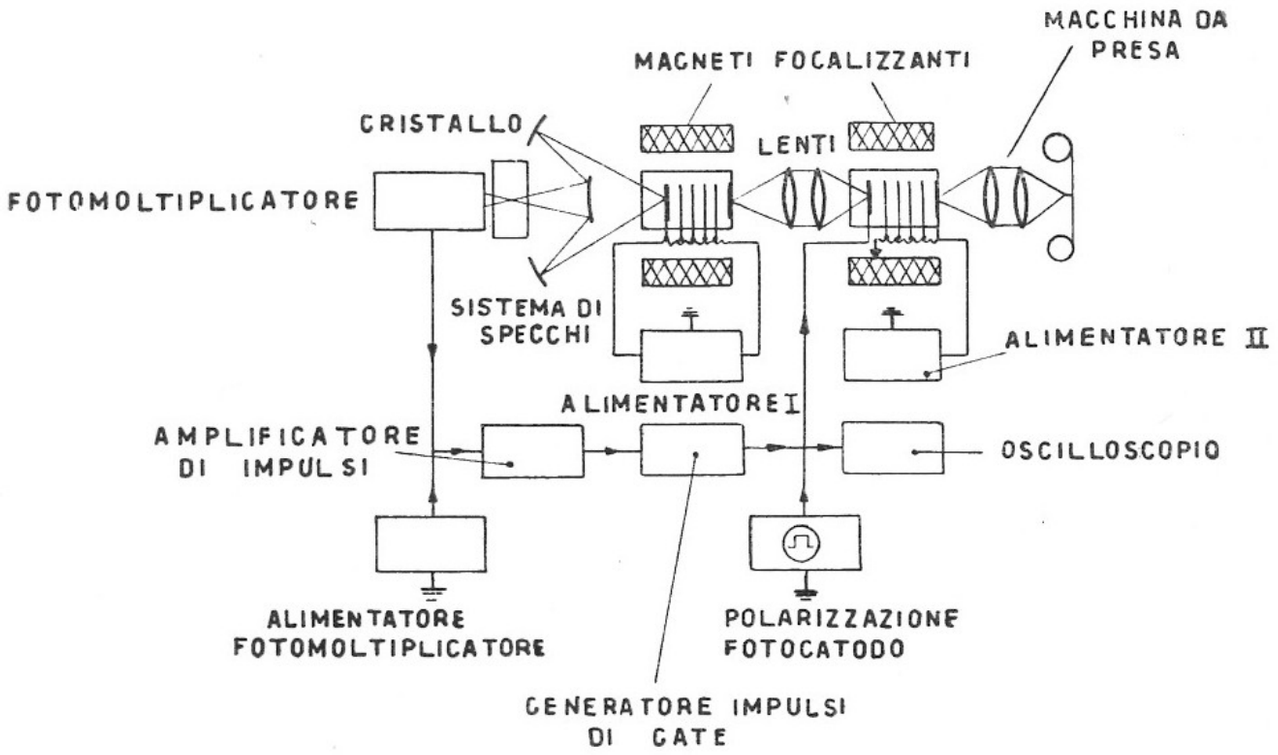


Fig. 43. - Diagramma blocchi della camera a luminescenza di Goetze e Kanter ([49]).

Un esemplare di camera a luminescenza con intensificatore di brillanza a emissione secondaria per trasmissione è quello di Goetze e Kanter ([49]). L'intensificatore è costituito da due tubi identici in cascata (figura 43), ciascuno dei quali ha quattro dinodi sottili ricoperti di alluminio dalla parte del fotocatodo, e di uno strato capace di emettere un gran numero di elettroni secondari dalla parte dell'anodo. La focalizzazione è compiuta da un campo magnetico assiale di $\sim$ 500 Gauss. Le tensioni operative sono 4 KV per stadio, mentre fra l'ultimo stadio e l'anodo vi è una d.d.p. di 15 KV. L'amplificazione misurata risulta di 10^4 per tubo. Il secondo tubo è naturalmente interdetto in condizioni

normali, tenendo il fotocatodo allo stesso potenziale del primo dinodo, per diminuire la corrente oscura questo potenziale è quello di terra: così si evitano le scariche a corona nelle vicinanze del catodo.

Ogni volta che occorre un evento interessante il fotomoltiplicatore affacciato al cristallo di NaI(Tl) comanda il secondo intensificatore che così diviene sensibile per $\sim$ 1 ms. In questa maniera l'immagine apparsa sul fosforo del primo intensificatore viene ulteriormente intensificata dal secondo tubo. E' stato scelto il tempo di 1 ms in quanto i fosfori impiegati sono del tipo P 11 (ZnS:Cd). I due intensificatori sono accoppiati otticamente attraverso un sistema di due lenti Zeiss Biotar con apertura f/1,5 e focale 75 mm.



Fig. 44.

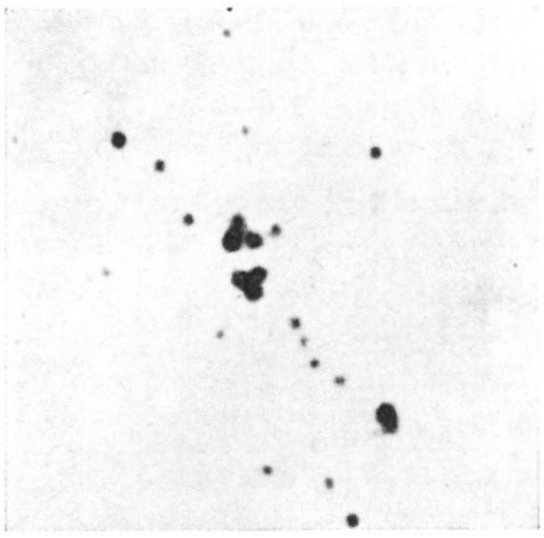


Fig. 45.

Figg. 44, 45. - Fotografie delle tracce di raggi cosmici nella camera a luminescenza di Goetze e Kanter ([49]).

L'immagine fornita dal secondo intensificatore viene fotografata con una macchina Exacta su pellicola Ansco Super Hypan.

Uno studio sperimentale ha mostrato che con questa camera si possono facilmente fotografare gli impulsi luminosi dovuti a singoli elettroni rilasciati dal primo fotocatodo. Nell'accoppiamento fra scintillatore e intensificatore sono stati impiegati specchi per evitare perdite di luce dovute ad assorbimento. In questo modo l'efficienza di raccolta del sistema ottico è stata calcolata in $1{,}5 \cdot 10^{-3}$. Per una particella al minimo che rilascia $\sim 10^5$ fotoni per cm di traiettoria nello scintillatore dunque solo $\sim$ 150 fotoni arrivano al fotocatodo del primo tubo. Ponendo $\sim$ 5% l'efficienza di quest'ultimo se ne ricava che il fotocatodo dovrebbe emettere $\sim$ 7 fotoelettroni per cm di traccia. In pratica, (figure 44, 45), fotografando raggi cosmici, si sono ottenuti $\sim$ 7 punti per

cm. La figura 44 risulta migliore della figura 45 in quanto rappresenta una traccia che praticamente occorre nel piano focale del sistema ottico. In figura 46 si vede una fotografia dell'intera camera. La lunghezza del sistema è $\sim$ 1 m, la larghezza 25 cm, e l'altezza 30 cm.

Il sistema ha mostrato di essere sufficientemente stabile nel tempo, e inoltre piuttosto insensibile a campi magnetici dispersi esterni anche abbastanza intensi.

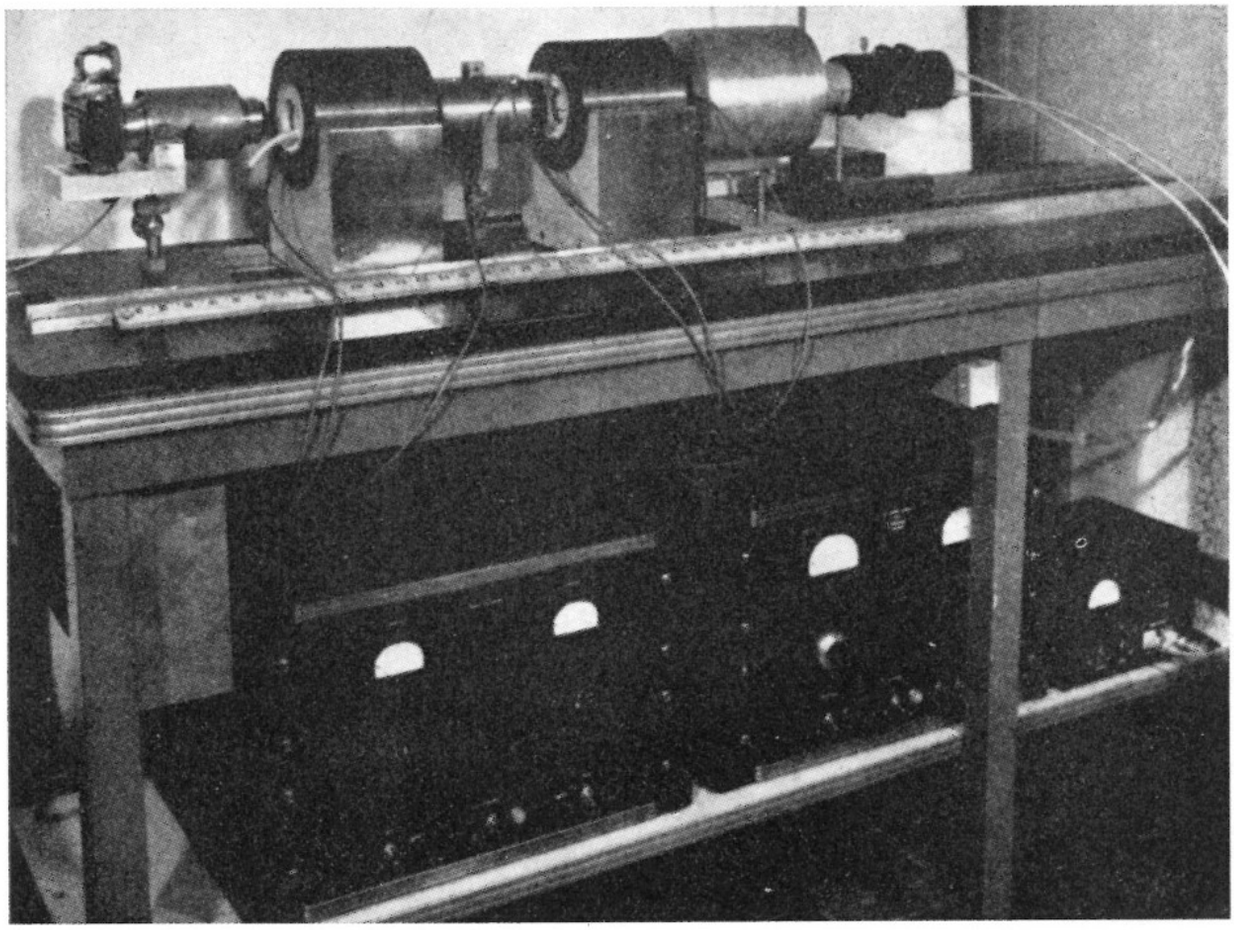


Fig. 46. - Fotografia della camera a luminescenza di Goetze e Kanter ([49]).

I vantaggi di questa camera possono così riassumersi: 1) Amplificazione sufficiente a fotografare i singoli fotoelettroni emessi dal fotocatodo di ingresso. 2) Corrente oscura molto debole. 3) Alta velocità di risposta. 4) Piccola distorsione delle immagini anche in presenza di campi magnetici. 5) Dimensioni e peso relativamente esigui. 6) Semplicità di impiego.

Il potere risolutivo di ogni tubo è 12 paia di linee/mm su di un diametro dell'immagine di 25 mm. La risoluzione complessiva della camera risulta di 7 paia di linee/mm.

Altri gruppi, oltre i visti, che si interessano operativamente ai problemi della camera a luminescenza sono in Francia, in Svizzera (CERN), in Inghilterra (Imperial College), negli Stati Uniti all'Università di Rochester, all'Università di Chicago (figura 47) e allo Space Technology Laboratory Inc., e in Italia ai Laboratori di Frascati del CNEN.

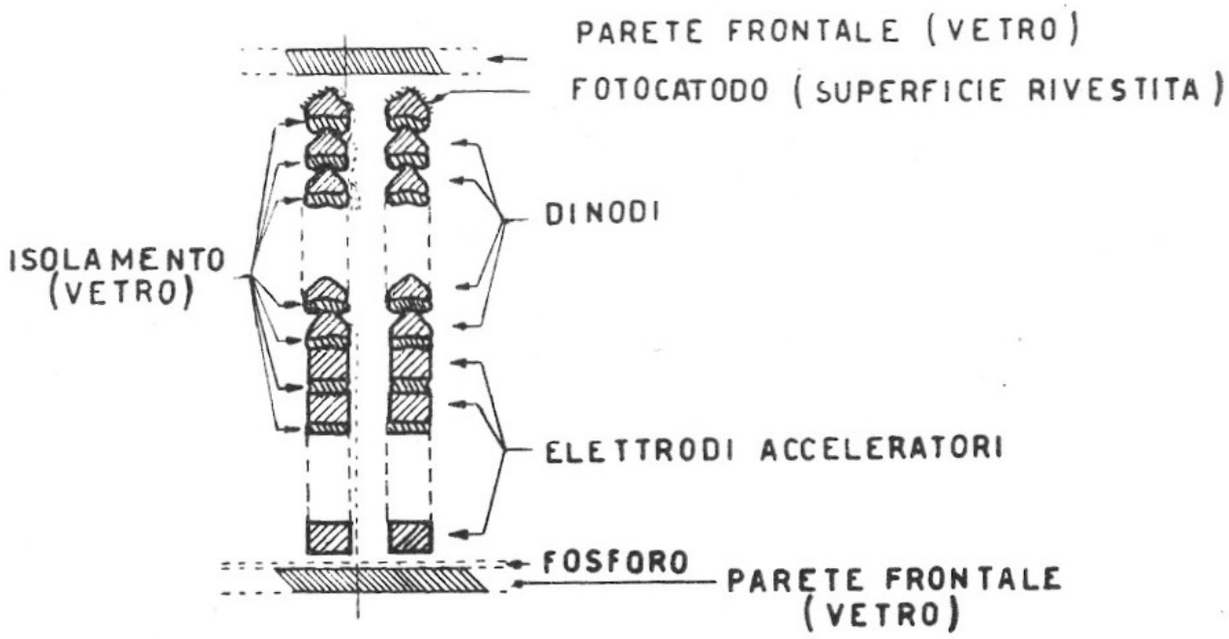


Fig. 47. - Schema dell'intensificatore di brillanza multicanale per moltiplicazione, progettato nei Midway Laboratories all'Università di Chicago ([25], [29]).

3. 4. - Conclusioni.

Abbiamo visto rapidamente in questo breve scritto le caratteristiche di una camera a luminescenza, soffermandoci in particolare su quella determinata parte, essenziale, che è l'intensificatore di brillanza, o di immagine. In ultimo abbiamo fatto una rapida e non certo completa rassegna delle camere a luminescenza costruite nel mondo.

A conclusione di quanto finora visto si può dire che, nonostante gli sforzi di molti ricercatori di diversi istituti, in questi ultimi anni non sono stati fatti molti progressi nella costruzione delle camere a luminescenza, rispetto a quella che è la prima apparsa nella letteratura, la camera di Zavojsky e al. del 1952. Purtroppo di quella camera a luminescenza ben poco si poté sapere e si sa, oltre il poco che è stato scritto nei giornali russi: e così nei successivi tentativi occidentali per costruire una camera di buone prestazioni non si poté sfruttare la preziosa esperienza dei fisici russi, che, in fondo sono per ora i soli che hanno

raggiunto lo scopo prefisso, di avere un mezzo potente di indagine nella fisica delle particelle di alta energia.

E' da tenere presente, a questo proposito, che molte delle limitazioni imposte dalle camere a luminescenza derivano dal fatto che l'amplificazione in energia viene compiuta all'esterno di esse, e non lungo le tracce delle particelle, come nelle emulsioni nucleari, nelle camere a nebbia, e nelle camere a bolle.

D'altra parte, però, i continui progressi nel campo delle tecnologie, dell'elettronica e della chimica fanno sperare di potere presto riuscire nella costruzione di una camera a luminescenza funzionante, con buon potere risolutivo e nel tempo e nello spazio.

Da quel poco che abbiamo visto in questa rassegna possiamo provare a formulare delle previsioni sul futuro della camera a luminescenza. Le camere a luminescenza che ci aspetteremmo di vedere in un prossimo futuro sono quelle che hanno il blocco scintillatore costituito di fibre, così sottili da non limitare eccessivamente il potere risolutivo; è innegabile che le fibre presentano dei vantaggi ineliminabili rispetto agli scintillatori omogenei, mentre è pensabile si riescano ad eliminare senza troppe difficoltà gli svantaggi che esse presentano. Le fibre che risultano indubbiamente le più convenienti sotto molti punti di vista sono quelle di plastica, ma non bisogna certamente trascurare quelle costituite da liquido scintillatore contenuto in involucri cilindrici di vetro, che dal punto di vista della precisione costruttiva sono assai meglio realizzabili. La tecnica da seguire per accoppiare lo scintillatore di fibre all'intensificatore vero e proprio (e i diversi intensificatori in cascata fra di loro) ci pare senz'altro quella di un sistema di fibre sottili: anche qui si presentano notevoli difficoltà, inerenti alla regolarità e alla precisione dei contatti, degli impaccamenti, dei posizionamenti di queste fibre; ma una volta riusciti, con l'abilità, in queste manovre, si ha tutto da guadagnare con un sistema di fibre piuttosto che con un sistema ottico di lenti ([38], [50]).

Quanto all'intensificatore di brillanza ci pare che l'avvenire punti decisamente sui sistemi a emissione secondaria. In questo campo si è già giunti a una precisione di lavorazione e di tecnica elevatissima, unite alla semplificazione di tanti problemi ottico-elettronici, e ad avere, così, dei poteri risolutivi eccellenti.

Per quel che riguarda il sistema di registrazione dell'immagine all'uscita dell'intensificatore, pensiamo che i metodi fotografici non siano davvero i più convenienti. Secondo noi bisogna abbandonare completamente la rappresentazione visiva delle tracce, dalle quali solo con notevoli difficoltà e con scarsa precisione è possibile ricavare i dati interessanti. Piuttosto, invece, una volta ottenuta l'immagine elettronica,

dopo averla opportunamente amplificata con l'intensificatore, si dovrebbe focalizzarla non su di uno schermo fluorescente, bensì su di un cosiddetto « storage tube », in modo da poterne effettuare elettronicamente lo « scanning »; il risultato di questa operazione sono degli impulsi elettrici che possono venire inviati a un sistema televisivo guadagnando così enormemente per quel che riguarda la velocità di registrazione; oppure possono venire raccolti su nastro magnetico, e poi introdotti in un calcolatore che ne ricavi tutti i dati possibili: in questa maniera le operazioni di misura, oltre a venire assai semplificate, risultano anche ben più precise.

L'utilità di una camera a luminescenza è evidente in tutte le ricerche e gli studi sulle interazioni rare, o troppo complicate perché si possano studiare con sistemi di contatori semplici. Per esempio, a 10 tracce per fotografia, le grandi camere a bolle di idrogeno possono accumulare al più 10^7 eventi per anno. Se una particolare interazione ha una frequenza di 10^{-5}, la camera a bolle potrebbe raccogliere e studiare solamente $\sim$ 100 eventi all'anno di questo tipo. Viceversa, se si può fare in modo che questa interazione produca un particolare segnale in un contatore, l'impulso di questo contatore può essere mandato a comandare la camera a luminescenza, perché registri solo quegli eventi, in modo che ogni fotografia contenga solamente l'evento interessante. Inoltre, se l'evento comporta tre o più particelle uscenti, la cui interazione successiva è di interesse, è difficile analizzare la situazione con soli contatori semplici.

Fra le esperienze interessanti che, pertanto, si possono fare convenientemente con camere a luminescenza ricordiamo, per esempio ([22]):

$$1)\ \pi^+ + p \rightarrow \Sigma^+ + K^+$$

$$2)\ K^+ + p \rightarrow K + p + \pi$$

$$3)\ \pi + p \rightarrow \pi + \pi + p$$

$$4)\ \pi + p \rightarrow \pi + \pi + N$$

$$5)\ K^- + p \rightarrow K^+ + \Xi^-$$

Vogliamo, infine, ringraziare il Prof. Giorgio Cortellessa per il suo interessamento a questo lavoro, e per gli utili consigli di cui ci è stato prodigo.

Roma — Istituto Superiore di Sanità - Laboratori di Fisica.

BIBLIOGRAFIA

(1) Holst G., De Boer J. H., Teves M. C. e Veenemans C. F. - Physica, 1: 297 (1934).
(2) Morton G. A. e Flory L. E. - RCA Rev., 7: 385 (1946).
(3) Coltman J. W. - Radiology, 51: 359 (1948).
(4) Morton G. A., Ruedy J. E. e Krieger G. L. - RCA Rev., 9: 419 (1948).
(5) Courtney-Pratt J. S. - Research, 2: 287 (1949).
(6) Sturm R. E. e Morgan R. H. - Am. J. Roentgenol., 62: 617 (1949).
(7) Courtney-Pratt J. S. - Proc. roy. Soc., 204 A: 27 (1950)
(8) Hogan A. W. - Proc. IRE, 39: 268 (1951)
(9) Schagen P., Bruining H. e Francken J. C. - Philips Res. Rep., 7: 119 (1952).
(10) Zavojsky E. K., Smolkin G. E., Plakhov A. G. e Butslov M. M. - Dokl. Akad. Nauk. SSSR, 100: 241 (1955).
(11) Zavojsky E. K. e Fancenko S. D. - Dokl. Akad. Nauk. SSSR, 100: 661 (1955).
(12) Kalibjian R. - UCRL 4732 (1956).
(13) Sternglass E. J. e Wachtel M. M. - IRE Trans. nucl. Sci., 3: (4), 29 (1956).
(14) Kapany N. S. - Opt. Soc. Am., 47: 413 (1957).
(15) Linden B. R. e Snell P. A. - Proc. IRE, 45: 513 (1957).
(16) Reynolds G. T. e Condon P. E. - Rev. sci. Instrum., 28: 1098 (1957).
(17) Zavojsky E. K., Butslov M. M., Plakhov A. G. e Smolkin G. E. - J. nucl. Energy, 4: 340 (1957).
(18) Jones L. W. e Perl M. L. - Rev. sci. Instrum., 29: 441 (1958).
(19) Reynolds G. T. - Nucleonics, 16: (6), 60 (1958).
(20) Bridge H. S., Burrowes H. C., Caldwell D. O., Hill D. A. e Schluter R. A. - Int. Conf. on High En. Acc. and Instrum. CERN, 572 (1959).
(21) Giese G., Gildmeister O. e Paul W. - Int. Conf. on High En. Acc. and Instrum. CERN, 571 (1959).
(22) Jones L. W. e Perl M. L. - Int. Conf. on High En. Acc. and Instrum. CERN, 561 (1959).
(23) Lande K., Mann A. K., Schlachter M. M., Skyrme D. M. e Uto H. - Rev. sci. Instrum., 30: 496 (1959).
(24) Perl M. L. e Jones L. W. - Ph. Rev. Letters, 2: 116 (1959).
(25) Reynolds G. T. - Int. Conf. on High En. Acc. and Instrum. CERN, 576 (1959).
(26) Reynolds G. T., Giacconi R. e Scarl D. - Rev. sci. Instrum., 30: 497 (1959).
(27) Anderson A. E. - IRE Trans. nucl. Sci., 7: (2-3), 133 (1960).
(28) Burns J. e Neumann M. J. - Adv. Electr. Electr. Phys., 12: 97 (1960).
(29) Burns J. e Neumann J. - IRE Trans. nucl. Sci., 7: (2-3), 142 (1960).
(30) Condon P. E. - Adv. Electr. Electr. Phys., 12: 123 (1960).
(31) Gildmeister O e Giese R. - Lab. Naz. Frascati CNEN, n.i. 56 (nov. 1960) (tradotto dall'originale tedesco).
(32) Haine M. E., Ennos A. E. e Einstein P. A. - Adv. Electr. Electr. Phys. 12: 317 (1960).
(33) Jones L. W., Lai K., Newsome R. e Perl M. L. - IRE Trans. nucl. Sci., 7: (2-3), 145 (1960).
(34) Lande K., Mann A. K., Reibel K. e White D. H. - IRE Trans. nucl. Sci. 7: (2-3), 121 (1960).
(35) Mc Gee J. D., Flinn E. A. e Evans H. D. - Adv. Electr. Electr. Phys., 12: 87 (1960).
(36) Perl M. L. e Jones L. W. - Adv. Electr. Electr. Phys., 12: 153 (1960).
(37) Perl M. L. e Jones L. W. - Nucleonics, 18: (5), 92 (1960).
(38) Potter R. J. e Hopkins R. E. - IRE Trans. nucl. Sci., 7: (2-3), 150 (1960).
(39) Ramsey G. H. S. (e collaboratori) - « Cinefluorography », C. C. Thomas Springfield (Illinois USA), 1960.
(40) Reiffel L. e Kapany N. S. - Rev. sci. Instrum., 31: 1136 (1960).
(41) Reynolds G. T. - IRE Trans. nucl. Sci., 7: (2-3), 115 (1960).
(42) Roberts A. - Nucl. Instrum., 9: (1), 55 (1960).
(43) Roberts A. - Rev. sci. Instrum., 31: 579 (1960).

(44) Stoudenhimer R. G., Moor J. C. e Palmer H. L. - IRE Trans. nucl. Sci., 7: (2-3), 136 (1960).
(45) Tadashi N. e Tatsuo K. - Electronics, 33: (50), 76 (1960).
(46) Wachtel M. M., Doughty D. D. e Anderson A. E. - Adv. Electr. Electr. Phys., 12: 59 (1960).
(47) Wachtel M. M., Doughty D. D., Anderson A. E. e Sternglass E. J. - Rev. sci. Instrum., 31: 576 (1960).
(48) Wilcock W. L., Emberson D. L. e Weekley B. - IRE Trans. nucl. Sci., 7: (2-3), 126 (1960).
(49) Goetze G. e Kanter H. - Nucl. Instrum., 10: 224 (1961).
(50) Kapany N. S. e Cappellaro D. F. - J. opt. Soc. Am., 51: 23 (1961).