

Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-64/72 (1964)

I. F. Quercia: PROGRESSI NELLA STRUMENTAZIONE PER LA RICERCA FISICA.

Estratto da: Nuovo Cimento, Suppl. 2, 602 (1964).

Progressi nella strumentazione per la ricerca fisica.

I. F. QUERCIA

Comitato Nazionale per l'Energia Nucleare, Laboratori Nazionali - Frascati, Roma

(ricevuto il 13 Gennaio 1964)

Introduzione.

La presente è una rassegna dei progressi della strumentazione in alcuni campi della fisica. La scelta degli argomenti segue un filo conduttore connesso in qualche modo con gli interessi del fisico nucleare. Come è noto infatti le ricerche nel campo della fisica dei nuclei e della fisica delle particelle elementari richiedono l'impiego delle più svariate tecniche, e la realizzazione di una strumentazione che impegni ai limiti delle possibilità tutte le più avanzate tecnologie.

Alcune delle ricerche più brillanti, realizzate in questi ultimi anni, si può dire che siano dovute appunto allo impiego di strumenti e tecniche estremamente avanzati: ad esempio di ciò è sufficiente citare la possibilità di produrre ultravuoti (inferiori a 10^{-9} Torr) che ha consentito di realizzare anelli di accumulazione nei quali le particelle hanno una vita media di giorni; ed ancora l'esempio delle nuove « risonanze pioniche », scoperte mediante l'impiego di grandi calcolatori elettronici connessi ai sistemi di esplorazione di eventi registrati in camere a bolle.

Nella preparazione di questa rassegna sono stato molto efficacemente aiutato da ricercatori, in gran parte dei Laboratori Nazionali di Frascati del CNEN, che qui desidero singolarmente ringraziare. Per i « progressi nelle tecniche degli Ultra-Vuoti » ringrazio il Dr. G. F. CORAZZA dei Laboratori di Frascati e il Dr. L. MALTER della Varian Ass. di Palo Alto (Cal.); per i « Dispositivi criogenici » ringrazio il Dr. F. SCARAMUZZI, il Dr. I. MODENA ed il Dr. V. MONTALICI di Frascati; per gli « Alti Campi Magnetici » ringrazio il Prof. G. SACERDOTI e il Dr. G. SANNA di Frascati; per lo sviluppo del « Microtrone » ringrazio il Dr. U. BIZZARRI e il Dr. A. VIGNATI, pure essi di Frascati; per la « strumentazione ottica e spettroscopia nella diagnostica del plasma » ringrazio tutti i

ricercatori del « Laboratorio Gas Ionizzati del CNEN », ed in particolare il Direttore Prof. B. BRUNELLI e il Dr. S. MARTELLUCCI con il quale ho avuto piacevoli discussioni; per lo « Stato attuale degli intensificatori di immagine » ringrazio il Dr. R. HABEL e il Dr. T. LETARDI dei Laboratori di Frascati; per lo « Sviluppo della automazione elettronica nella fisica nucleare delle alte energie » ringrazio l'ing. M. COLI dei Laboratori di Frascati e l'ing. M. MASETTI responsabile del « Centro Nazionale di Analisi Fotogrammi dell'INFN » a Bologna; infine per l'ultimo paragrafo, relativo alla « Rivelazione di particelle elementari alle alte energie » sono particolarmente grato al Dr. L. C. YUAN del Brookhaven National Lab. (N.Y.).

Ovviamente per maggiori dettagli su ciascuno degli argomenti passati in rassegna, oltre che alla bibliografia, rinvio il lettore agli specialisti sopra citati.

1. - Progressi nelle tecniche degli ultra-vuoti.

La tecnologia del vuoto ha fatto progressi molto notevoli negli ultimi anni: questi hanno consentito nuovi tipi di sperimentazione, che vanno dagli anelli di accumulazione, nei quali le particelle hanno vita media di giorni, alla evaporazione di film sottili con superfici pulite e controllabili, alla simulazione del comportamento dei materiali negli spazi extraterrestri.

La tecnica attuale del vuoto consente di spingersi, con relativa facilità, e con mezzi industriali, al di sotto di pressioni di 10^{-9} Torr. È questa la regione degli « Ultra-vuoti ». Per dare una idea del tipo di condizioni fisiche che si presentano a queste pressioni, basti ricordare che a 10^{-10} Torr il cammino libero medio di una molecola è dell'ordine di 500 chilometri.

I sistemi di vuoto più recenti impiegano pompe e misuratori di pressione residua e attrezzature del tutto particolari e che vale la pena di descrivere brevemente:

1.1. Pompe senza fluido.

a) Pompe ioniche (o a « spruzzamento ionico »: « Sputter - Ion Pump ») ⁽¹⁻⁵⁾. Sono costituite da una serie di celle tipo Penning, nelle quali la combinazione del campo elettrico, del campo magnetico e delle condizioni

(¹) R. ZAPHIROPOULOS and W. A. LLOYD: *Vac. Sym. Trans.* (1959), p. 307.

(²) R. L. JEPSEN, A. B. FRANCIS, S. L. RUTHERFORD and B. E. KIETZMANN: *Vac. Sym. Trans.* (1960), p. 45.

(³) S. L. RUTHERFORD, S. L. MERCER and R. L. JEPSEN: *Vac. Symp. Trans.* (1960), p. 380.

(⁴) HALL: *Vac. Sym. Trans.* (1958), p. 158.

(⁵) L. MALTER e H. MANDOLI: *Vacuum*, **10**, 121 (1960).

geometriche consentono una elevata velocità di pompaggio. L'azione di pompaggio medesima è dovuta all'adsorbimento fisico e chimico sulle superfici di titanio spruzzato sulle pareti. Vedi Fig. 1.1a; 1.2; 1.3.

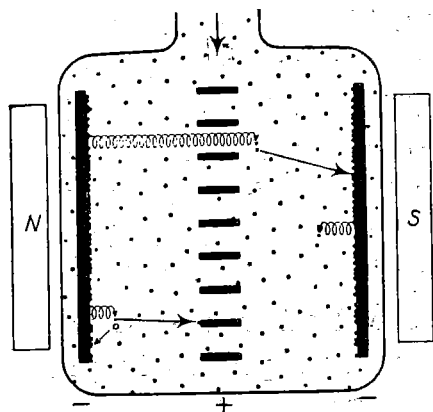


Fig. 1.1a. - La pompa ionica funziona ionizzando le molecole del gas residuo e rimuovendole dall'ambiente da evacuare. Gli elettroni estratti dalle piastre del catodo vengono accelerati verso la griglia dell'anodo lungo traiettorie a spirale per effetto del campo magnetico. Nel loro cammino ionizzano le molecole del gas residuo, e tali ioni positivi vengono attratti e si depositano sulle piastre negative, dove rimangono assorbiti dalla superficie di titanio.

- non c'è un fluido pompante, e pertanto non ci sono problemi di contaminazione del sistema da evacuare;
- non occorrono trappole; si ha così disponibile sulla bocca delle pompe tutta la portata e non occorre rifornimento di aria o azoto liquidi;
- possono funzionare in ogni posizione;
- non danno luogo a inconvenienti in caso di mancanza di corrente o di rientri di aria improvvisi;
- hanno un minimo consumo di energia.

La velocità di pompaggio di queste pompe decresce intorno a 10^{-9} Torr; è possibile raggiungere con sistemi ben progettati e naturalmente ben degassati pressioni residue di circa 10^{-10} Torr.

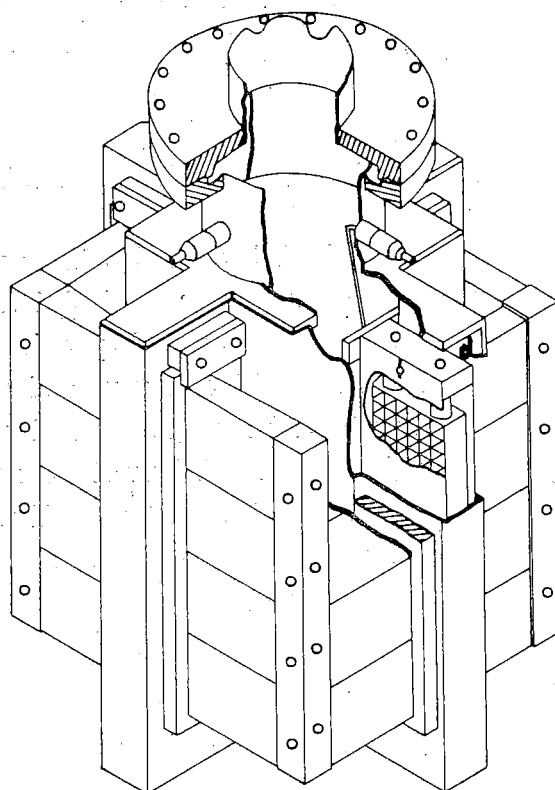


Fig. 1.2. - Spaccato di pompa ionica. È visibile il magnete esterno, e la griglia cellulare che viene portata ad alta tensione positiva.

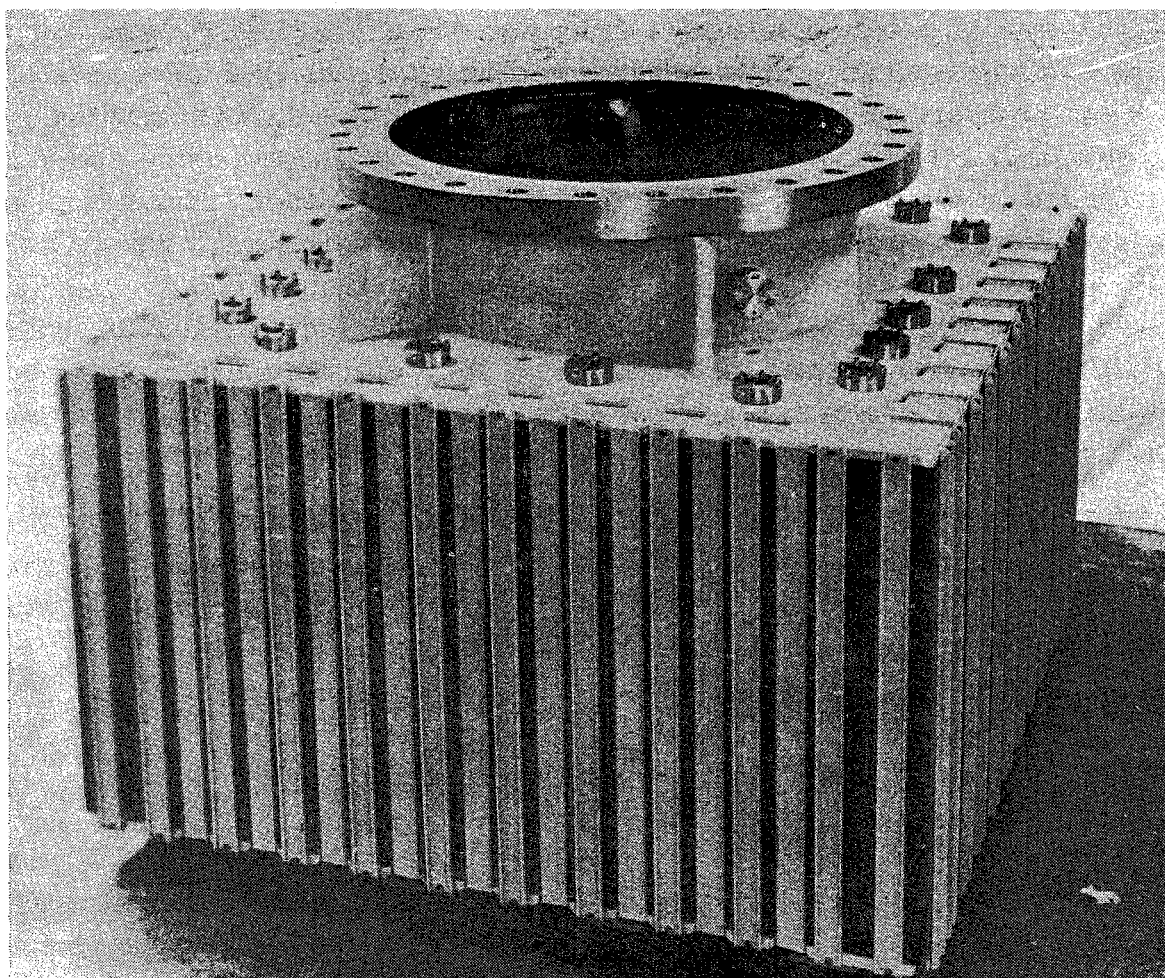
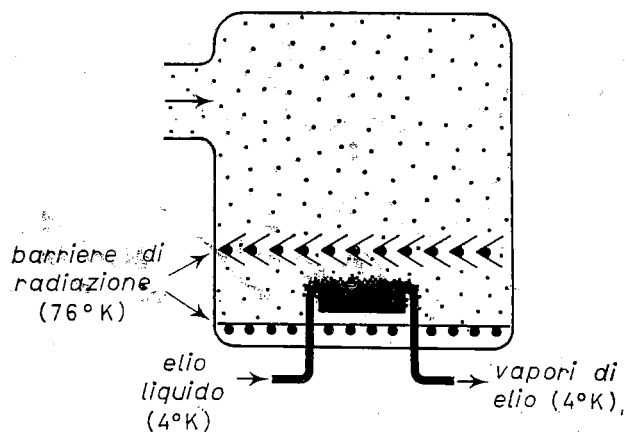


Fig. 1.3. - Grande pompa ionica (Cortesia della Varian Assoc., Palo Alto, California, USA).

In serie con pompe descritte più avanti possono raggiungere vuoti ancora più spinti.

b) Pompe criogeniche ⁽⁶⁾. Sono basate sul principio della « parete fredda », mediante il quale è possibile far condensare dei gas su di

Fig. 1.1b. - Schema di pompa criogenica. Le molecole dei gas residui sono condensate su di una superficie raffreddata con He liquido (4 °K). Alcuni schermi di radiazione, raffreddati con Azoto liquido (76 °K) consentono il passaggio delle molecole, ma riducono il flusso di calore radiante verso la superficie fredda.



⁽⁶⁾ BAILEY e CHUAN: *Vac. Sym. Trans.* (1958), p. 262.

una superficie mantenuta a bassa temperatura. Vedi Fig. 1.1b. Queste pompe hanno una velocità di pompaggio alta per alcuni gas e zero per altri. Così una pompa criogenica raffreddata con azoto liquido, pompa $\text{CO}_2, \text{H}_2\text{O}$ e molti idrocarburi, ma non pompa $\text{N}_2, \text{H}_2, \text{CO}$ A He, Ne .

Queste pompe, raffreddate ad azoto liquido, hanno grandi velocità di pompaggio per acqua, ma non sono di grande utilità nell'aumentare il vuoto limite delle pompe ioniche.

In alcuni casi speciali viene impiegato He liquido come refrigerante, ottenendosi pompaggio di tutti i gas salvo H_2 e He . Ciò naturalmente può essere realizzato solo in laboratorio ed è costoso per il notevole consumo di He liquido.

e) Pompe a sublimazione o getter^(7,8). Funzionano come grossi getter, mediante la sublimazione di titanio; questo infatti ha l'effetto di reagire con i gas residui e di fissarli sulle pareti. Queste pompe sono efficienti con tutti i gas, salvo i gas nobili e il metano; vengono usate in serie con pompe ioniche nei seguenti casi:

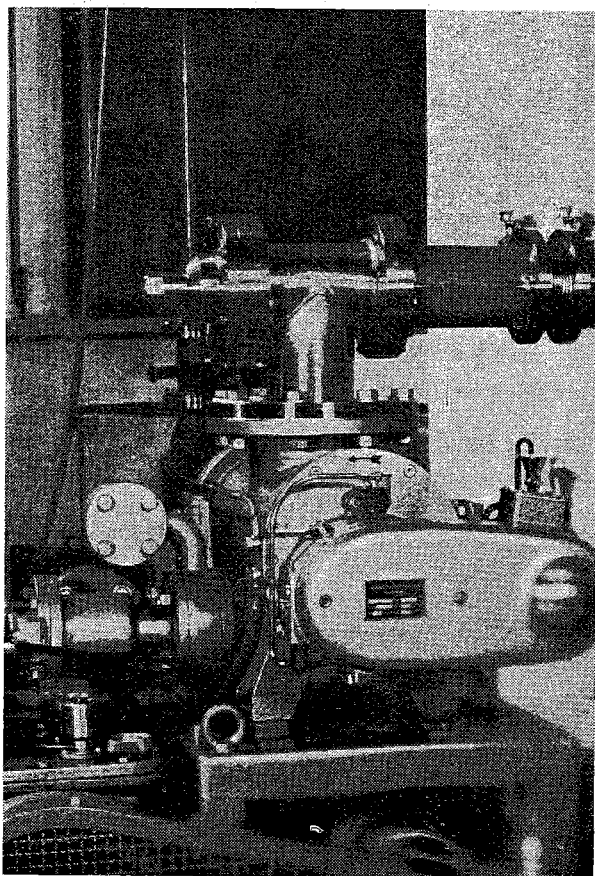


Fig. 1.4. - Pompa turbomolecolare.

— quando siano da evacuare grandi volumi di gas, come nel caso della evacuazione iniziale di sistemi di vuoto;

— quando occorra fornire una elevata velocità di pompaggio alle pressioni $\leq 10^{-9}$ Torr, dove le pompe ioniche perdono di velocità.

Con la combinazione di pompe ioniche ed a sublimazione si possono ottenere facilmente vuoti di 10^{-11} Torr, e con particolari cautele anche vuoti di 10^{-12} Torr.

d) Pompe ad assorbimento⁽⁹⁾. Si basano sulla proprietà del carbone vegetale e di alcune zeoliti sintetiche di assorbire gas quando siano portati a bassa temperatura.

(7) T. PAULY, R. D. WELTON e R. G. HERB: *Vac. Sym. Trans.* (1960), p. 51.

(8) A. KLOPPER e W. ERMICH: *Vacuum*, **10**, 128 (1960).

(9) P. F. VARADI e K. ETTRE: *Vac. Sym. Trans.* (1960), p. 248.

La quantità di gas che può essere assorbito dipende dalla temperatura dell'assorbitore e dalla temperatura di liquefazione del gas stesso. Così una di queste pompe refrigerata con azoto liquido è in grado di assorbire quasi tutti i gas, incluso l'argon e entro certi limiti l'idrogeno. Non assorbe però l'elio e il neon, se non a temperature molto minori.

Un tale tipo di pompa può essere impiegato per ridurre la pressione in un sistema, dalla pressione atmosferica alla pressione residua dell'He e del Ne nell'aria. In serie con una pompa ionica consente di realizzare un sistema di vuoto completamente privo di pompe a fluido, e in grado di raggiungere 10^{-11} Torr.

Pompe di questo tipo sono state impiegate con successo in ricerche spaziali.

c) Pompe turbo-molecolari^(10,11). Sono state di recente riprese e sviluppate delle pompe, nelle quali l'azione di pompaggio è dovuta al trasferimento di impulso da un sistema di pale di turbina in rapido moto (16 000 giri per minuto) alle molecole del gas. Il lubrificante necessario per la rotazione della turbina è confinato nella parte ad alta pressione, tuttavia non è completamente esclusa da contaminazioni anche la parte ad alto vuoto. È possibile con queste pompe raggiungere 10^{-9} Torr (vedi Fig. 1.4).

Vengono impiegate come pompe preliminari in sistemi di ultravuoto realizzati con pompe ioniche.

1'2. *Strumenti per la misura degli alti vuoti e degli ultra-vuoti* (12-17). — Questi si possono dividere in due categorie:

- strumenti per la misura della pressione residua totale;
- strumenti per misura di pressioni parziali dei vari gas.

Il misuratore di vuoto più comune è il vacuometro a ionizzazione, nel quale la pressione è misurata dal valore di una corrente di ioni prodotti nello strumento da collisioni di un fascio di elettroni con gli atomi dei gas residui (vedi Fig. 1.5).

Una quindicina di anni fa si scoperse (*) che quella che si riteneva come una

(10) C. H. KRUGER e A. H. SHAPIRO: *Vac. Sym. Trans.* (1960), p. 6.

(11) J. W. BEAMS: *Vac. Sym. Trans.* (1960), p. 1.

(12) P. A. REDHEAD: *Vac. Sym. Trans.* (1960), p. 108.

(13) P. A. REDHEAD: *Vac. Sym. Trans.* (1958), p. 148.

(14) E. J. ZDANUK, R. BIERIG, L. G. RUBIN e S. P. WOLSKY: *Vacuum*, **10**, 382 (1960).

(15) D. CHARLES e R. J. WARNECKE: *Vac. Symp. Trans.* (1959), p. 34.

(16) A. KLOPPER e W. SCHMIDT: *Vacuum*, **10**, 363 (1960).

(17) D. ALPERT: *Rev. Sci. Instr.*, **24**, 1004 (1953).

(*) R. T. BAYARD e D. ALPERT: *Rev. Sci. Instr.*, **21**, 571 (1950).

insormontabile barriera del vuoto, cioè 10^{-8} Torr, era in realtà dovuta al fatto che i vacuometri a ionizzazione, nella forma allora usata, presentavano una

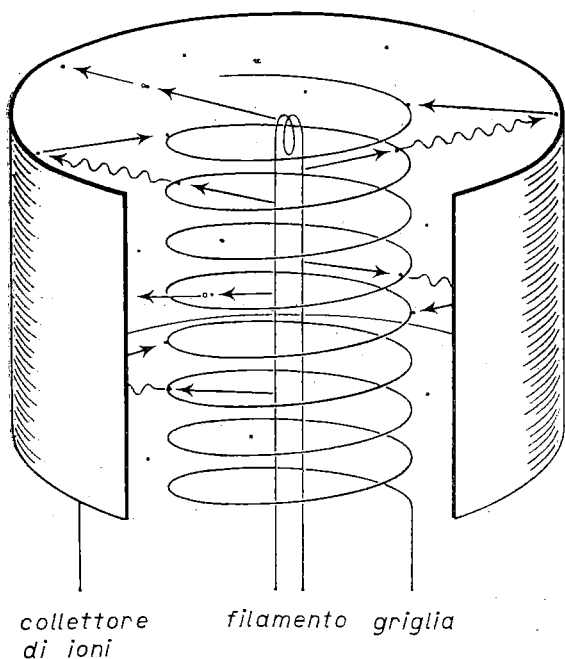


Fig. 1.5. - Vacuometro a ionizzazione. Gli elettroni emessi dal filamento centrale vengono accelerati tra questo e la griglia. Collidendo con le molecole del gas residuo, questi elettroni creano degli ioni positivi che vengono raccolti dal collettore cilindrico. Alcuni elettroni però urtano contro la griglia e danno luogo alla emissione di raggi X. Questi ultimi estraggono elettroni secondari dal collettore: ciò dà luogo ad una corrente di fondo che falsa le misure per vuoti inferiori a 10^{-8} Torr.

Poichè la corrente degli elettroni che escono da questo elettrodo è indistinguibile dalla corrente di ioni che vi arrivano, si ha un fondo di corrente che maschera le misure.

Il problema dunque è di costruire dei vacuometri a ionizzazione nei quali la corrente di fondo dovuta all'effetto dei raggi X molli sia ridotta al minimo. Un primo importante passo in questa direzione è stato fatto con il vacuometro di Bayard-Alpert (*) (vedi Fig. 1.6), nel quale il collettore è costituito da un

corrente di fondo che non permetteva di misurare vuoti più spinti. Questa corrente di fondo è dovuta al fatto che dei raggi X molli vengono prodotti dagli elettroni nella griglia acceleratrice; a loro volta questi raggi X estraggono elettroni secondari dall'elettrodo che raccoglie gli ioni.

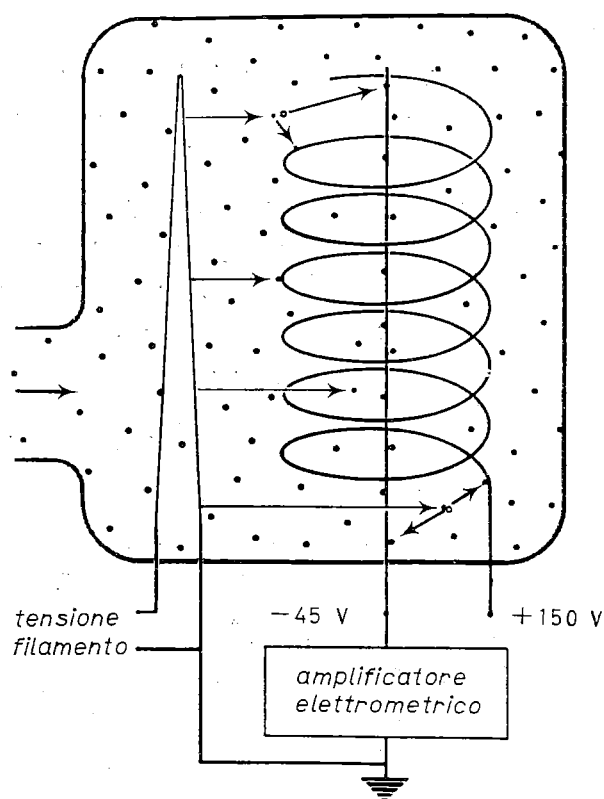


Fig. 1.6. - Vacuometro a ionizzazione modificato da Bayard-Alpert. L'effetto dei raggi X è semplicemente ridotto, sostituendo al cilindro collettore un sottile filo.

(*) R. T. BAYARD e D. ALPERT: *Rev. Sci. Instr.*, **21**, 571 (1950); D. ALPERT: *Rev. Sci. Instr.*, **24**, 1004 (1953).

filo sottile invece che da un cilindro metallico. Con questo sistema la corrente di fondo risulta ridotta di due ordini di grandezza, ed il limite misurabile è portato a 10^{-10} Torr. Recentemente questo limite è stato ulteriormente abbassato di un fattore dieci circa, usando i seguenti accorgimenti:

- chiusura delle estremità della griglia per ridurre la frazione di ioni che potrebbero sfuggire alla collezione;
- uso di griglie a maglia fitta;
- uso di platino per la griglia, in modo da ridurre l'emissione di raggi X molli.

Con particolari accorgimenti si può usare il vacuometro a ionizzazione anche al di sotto il limite della « corrente di fondo », ed è possibile spingersi fino a circa 10^{-12} Tor.

SCHUEMANN, dell'Università di Illinois, ha realizzato un vacuometro a ionizzazione con elettrodo soppressore posto di fronte al collettore; questo elettrodo sopprime la corrente inversa di elettroni provenienti dal collettore, senza ridurre la corrente ionica. Il limite raggiunto è di 10^{-13} Torr.

Vari sforzi sono stati fatti per estendere il campo di misura dei vacuometri, mediante l'uso di un campo magnetico. Questo infatti ha l'effetto di allungare le traiettorie degli elettroni ionizzanti, prima della cattura, e pertanto ne risulta una maggiore sensibilità dello strumento. Con l'uso di catodi freddi o di debo-

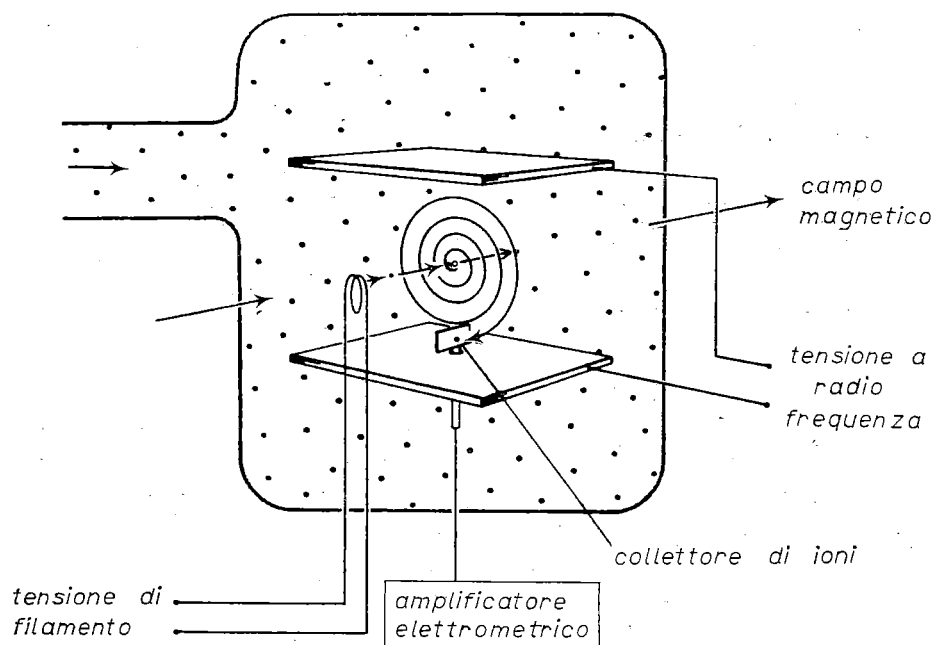


Fig. 1.7. — Schema di Omegatron. Gli ioni vengono prodotti nel gas residuo dal solito fascetto di elettroni accelerati a qualche centinaio di volt. Gli ioni sono soggetti ad un campo magnetico e ad un campo elettrico oscillante a radiofrequenza, ortogonali tra di loro; per effetto di tali due campi gli ioni di una assegnata massa entrano in risonanza di ciclotrone, e seguendo una traiettoria spirale vengono raccolti dal collettore. Ad ogni frequenza del campo elettrico corrisponde una massa diversa degli ioni raccolti.

lissime correnti elettroniche il limite della « corrente di fondo » può essere portata a $(10^{-13} \div 10^{-14})$ Torr o forse meno. Sfortunatamente questi vacuometri presentano taluni inconvenienti come:

- instabilità, oscillazioni ed isteresi,
- caratteristiche non lineari,
- emissione di campo erratica,
- complessità tale da poter essere impiegati solo in laboratori di ricerca.

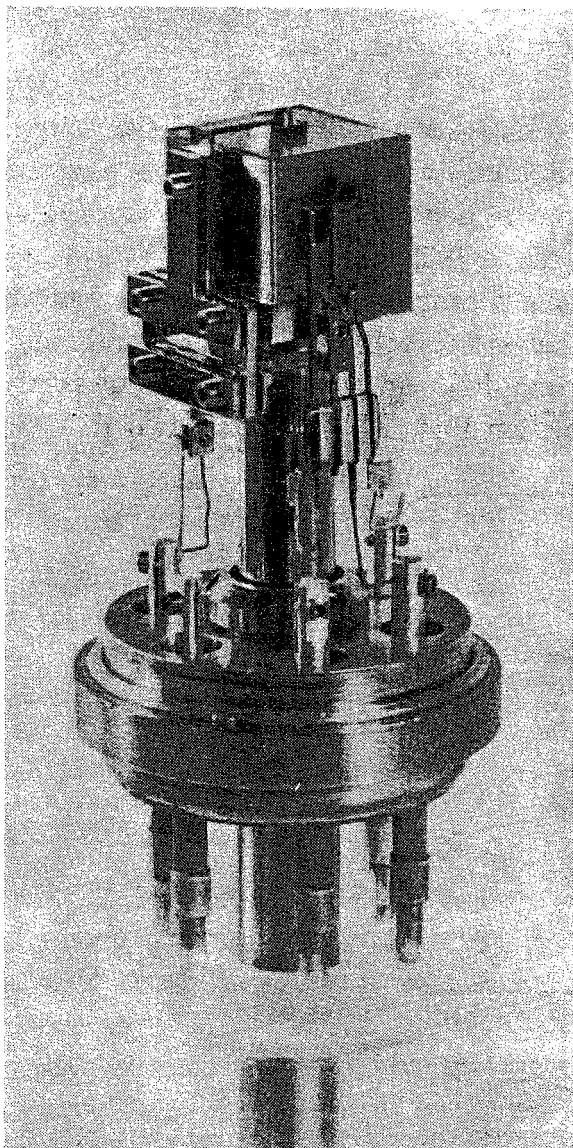


Fig. 1.8. — Omegatron aperto. Sono visibili il filamento, e la scatola con gli elettrodi tra i quali è applicata la tensione a radiofrequenza (Laboratori Nazionali di Frascati del CNEN).

Per tutte queste ragioni essi non sono ancora entrati nell'uso corrente.

Tra gli strumenti che consentono di misurare le pressioni parziali dei vari gas citeremo solo il ben noto « Omegatron », nel quale gli ioni di ogni determinata massa sono posti in moto spirale per l'effetto combinato di un campo magnetico e di un campo elettrico a radiofrequenza. Alla frequenza di ciclotrone corrispondente a ciascuna massa si ha la collezione dei relativi ioni, come mostra lo schema di Fig. 1.7.

I parametri caratteristici di questo strumento sono: il potere risolutivo, la linearità e la sensibilità. I valori di queste grandezze variano al variare del campo magnetico e delle tensioni di alimentazione come la tensione a R.F. ecc. Il potere risolutivo teorico R , definito come rapporto tra la massa e l'incertezza con cui la si misura ($m/\Delta m$) è dato dalla formula

$$R = \frac{qhB^2}{2mE_0},$$

dove q = carica dello ione, m = massa dello ione, E_0 = ampiezza di picco del campo elettrico, B = induzione magnetica, h = distanza del collettore dal centro.

Il potere risolutivo sperimentale, per diverse ragioni, è circa la metà di quello teorico.

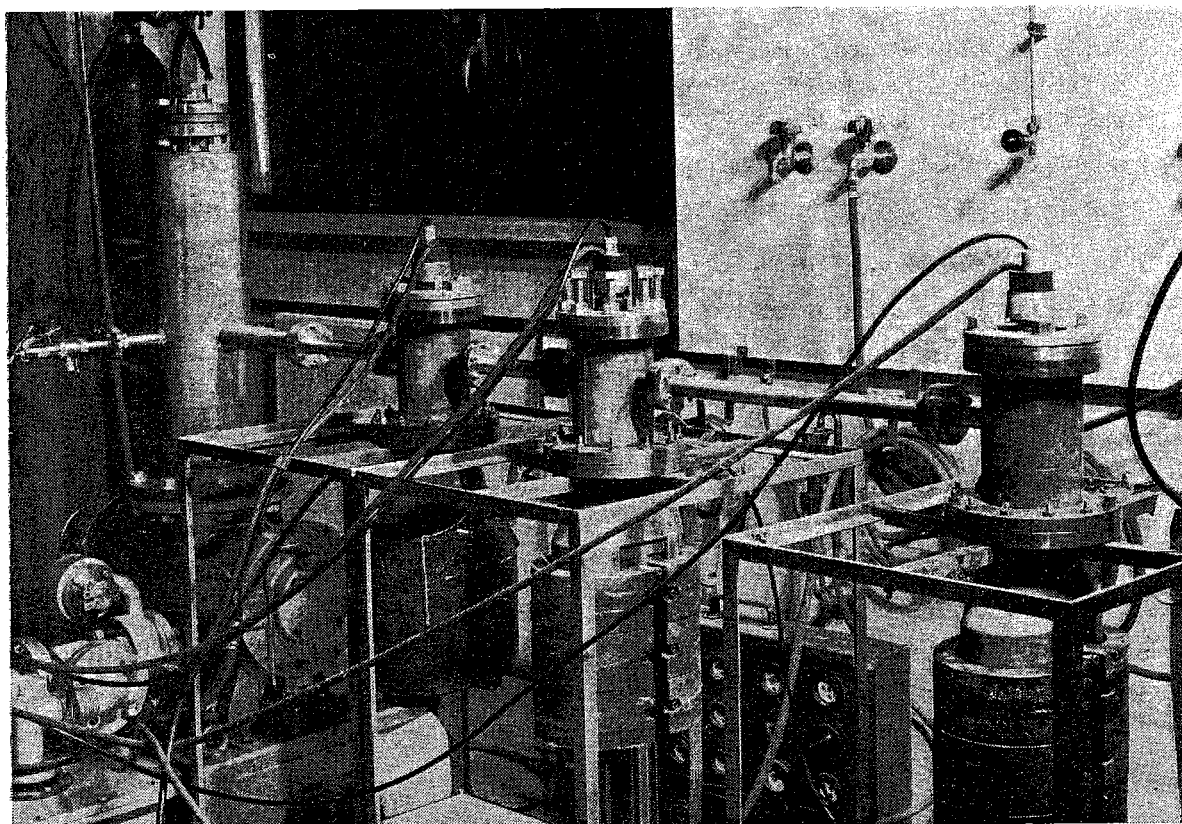


Fig. 1.9. - Sistema di pompaggio differenziale. Sono visibili a sinistra una pompa turbomolecolare e tre pompe ioniche in successione (Laboratori Nazionali di Frascati del CNEN).

Sperimentalmente si ha, per $B \simeq 5000$ gauss, $V_{R.F.} = 2V$, $\Delta m = 2$ per l'azoto (28), mentre per l'acqua Δm è minore dell'unità.

La sensibilità S è dell'ordine di

$$S = 3 \cdot 10^5 \frac{\text{ampere}}{\text{Torr}};$$

la corrente di fondo dello strumento riduce però la minima pressione parziale leggibile a valori di alcune unità in 10^{-11} Torr.

2. - Dispositivi criogenici.

La tecnica delle basse temperature che ha sempre più vaste applicazioni nella Fisica degli stati condensati è stata solo di recente (1956) introdotta in Italia (18); ancor più di recente (1959) sono state sviluppate tecniche avanzate

(18) G. CARERI, J. REUSS, F. SCARAMUZZI e J. O. THOMSON: *Proc. V Int. Conf. on Low-Temp. Phys. and Chem.* (Madison, 1957), p. 79.

per bassissime temperature ($T \leq 0.8$ °K), consistenti in:

- refrigeratori ad ^3He ,
- criostati a smagnetizzazione adiabatica.

Parallelamente sono state sviluppate tecniche connesse alla misura della temperatura per detti criostati, in particolare *termometri a suscettività magnetica*.

2.1. *Refrigeratori ad ^3He* . — Questi sfruttano la differente tensione di vapore dell' ^3He rispetto all' ^4He (molto maggiore a parità di temperatura); per questo motivo è possibile, pompando su un bagno di ^3He , ottenere temperature fino a 0.3 °K. Fino a pochi anni fa l'uso di questi criostati era quasi impossibile data la scarsezza (e quindi l'alto costo) dell' ^3He (1.15 milioni/l di gas NTP contro 0.15 milioni/l gas NTP di adesso); comunque anche oggi le quantità di ^3He di cui si può disporre sono sempre dell'ordine di grandezza di qualche litro di gas NTP, cioè di qualche cm^3 di liquido; pertanto i criostati che usano refrigeratori ad ^3He richiedono particolari accorgimenti (v. Fig. 2.1).

La cella dell' ^3He e l'eventuale dispositivo sperimentale (da raffreddare) in contatto termico con essa sono isolati rispetto ad un bagno di ^4He (a 1 °K)

da un'intercapedine di vuoto; inizialmente si lascia una piccola pressione di ^4He gas (0.1 mm Hg) e si condensa l' ^3He a 1 °K; indi si vuota l'intercapedine per ristabilire l'isolamento termico e si mette in funzione il refrigeratore, riducendo la pressione dell' ^3He .

Attualmente in Italia sono in funzione 2 refrigeratori ad ^3He , il primo costruito nei Laboratori Na-

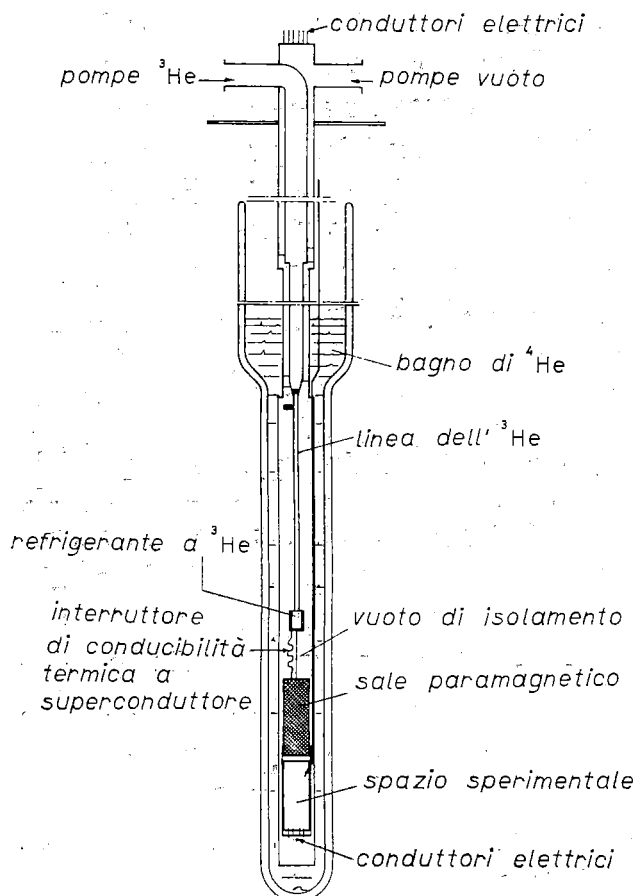


Fig. 2.1. — Criostato a ^3He connesso con refrigeratore a demagnetizzazione adiabatica. È visibile la connessione tra la cella a ^3He e il sale paramagnetico; questa è costituita da un filo di Pb che in presenza di campo magnetico (a bassa temperatura) è buon conduttore termico: quando il campo magnetico viene soppresso, automaticamente questo filo diventa cattivo conduttore termico e isola il sale dalla cella a ^3He .

zionali di Frascati nel 1961 da MODENA e OLIVI e il secondo all'Istituto di Fisica di Genova da BOATO e RIZZUTO alcuni mesi dopo. Il primo è utilizzato per misure di mobilità ioniche in ^3He e il secondo per esperimenti di superconduttività.

2.2 - *Criostati a smagnetizzazione adiabatica.* - Questa tecnica, che permette di raggiungere temperature fino a qualche millesimo di $^{\circ}\text{K}$, è stata realizzata parecchi anni fa ⁽¹⁹⁾; essa rappresenta a tutt'oggi l'unico mezzo usato per scendere sotto 0.3°K . Alcuni sali paramagnetici (per lo più allumi doppi, in cui lo ione paramagnetico è di solito Fe^{+++} , Cr^{+++} o Gd^{+++}) presentano una entropia del sistema di spin elettronici così alta da poter essere usata in un opportuno processo termodinamico (magnetizzazione isoterma + smagnetizzazione adiabatica) per raggiungere basse temperature e per raffreddare per contatto altre sostanze.

Poichè le temperature finali sono tanto più basse (a parità di campo magnetico disponibile) quanto più bassa è la temperatura iniziale (della magnetizzazione isoterma), da pochi anni si usa mettere in serie uno stadio di raffreddamento magnetico con un refrigeratore ad ^3He ; in questo modo, con una

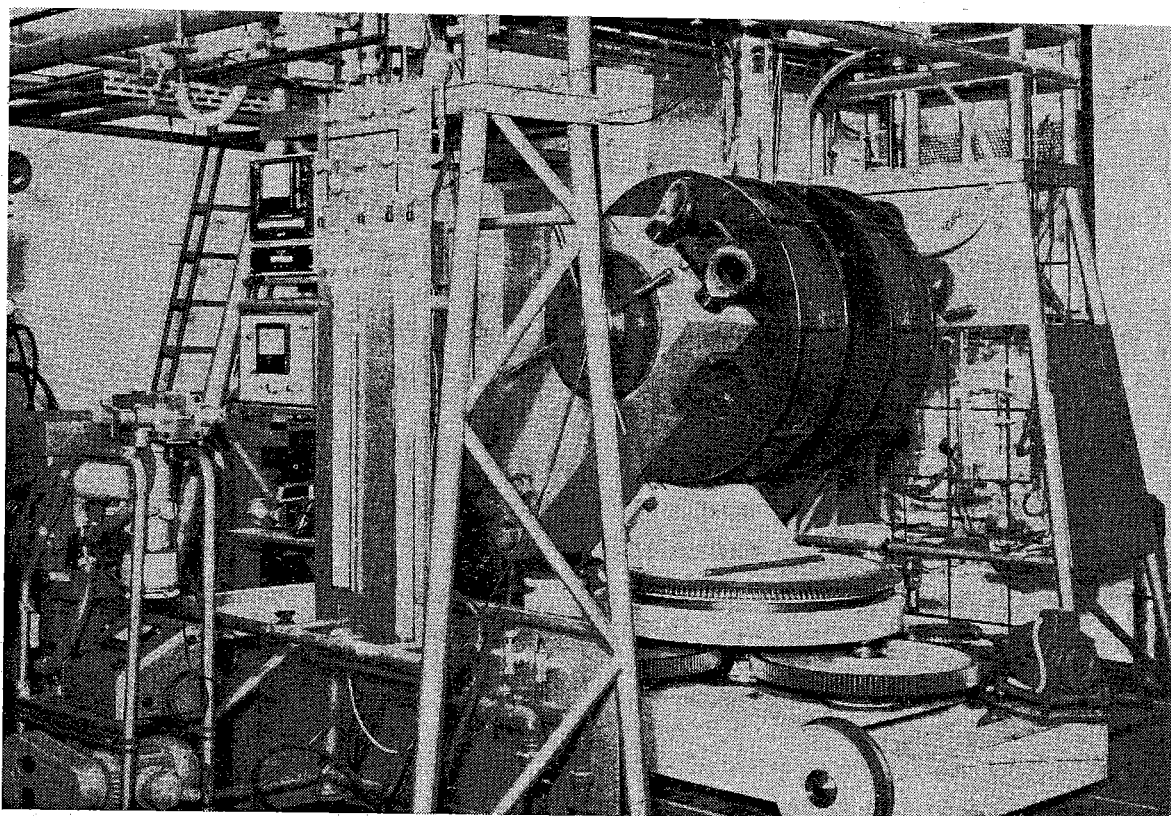


Fig. 2.2. - Magnete per la demagnetizzazione adiabatica (Laboratori Nazionali di Frascati del CNEN).

⁽¹⁹⁾ W. F. GIAUQUE e D. P. MACDOUGALL: *Phys. Rev.*, **43**, 768 (1933); W. J. DE HAAS, E. C. WIERSMA e H. A. KRAMERS: *Physica*, **13**, 175 (1933).

temperatura iniziale di ~ 0.3 °K, si possono raggiungere temperature di qualche millesimo di °K con molta maggior facilità.

A Frascati è in fase di collaudo un criostato di quest'ultimo tipo. In figura 2.1 si vede il disegno schematico del criostato realizzato a Frascati (stadio ^3He , sale paramagnetico, celle sperimentali, interruttore superconduttore). L'unico esemplare di criostato a smagnetizzazione adiabatica realizzato finora in Italia è quello di Padova (CARERI, DUPRÈ, MODENA ⁽²⁰⁾). Con questo sono state realizzate misure in ^4He superfluido alla temperatura di 0.2 °K che è la minima temperatura a cui sia stato studiato l' ^4He : esistono infatti difficoltà effettive dovute alla superfluidità del ^4He (film) (Vedi Fig. 2.2).

2'3. *Termometria.* - Accanto alle tecniche per raggiungere le basse temperature è necessario sviluppare una adeguata termometria per misurare e talvolta stabilizzare la temperatura dei criostati; una tecnica molto diffusa nei criostati ad elio liquido fino a 0.3 °K è quella basata sulla misura della resistenza di materiali a coefficiente di temperatura negativo (per lo più carbone e semiconduttori), che presentano eccellenti doti di sensibilità e riproducibilità; è inoltre possibile con essi dissipare pochissimo calore (le potenze in uso con un criostato ad ^3He ad es., non possono essere superiori a $(10^{-8} \div 10^{-9})$ W. Utilizzando, ad es., una resistenza di carbone è relativamente facile costruire un termometro (essenzialmente un ponte resistivo in alternata) che apprezzi 10^{-5} °K a $T \sim 2$ °K; va ricordato un risultato di classe eccezionale, dovuto a FAIRBANK ⁽²¹⁾, che è stato in grado, con un termometro a resistenza di carbone, di raggiungere una sensibilità di 10^{-7} °K, effettuando misure attorno al punto λ con una precisione di 10^{-6} °K.

È anche possibile, con l'aiuto di queste resistenze a carbone, realizzare semplici termoregolatori che permettono di stabilizzare la temperatura di un bagno d'elio entro 10^{-4} °K.

Per i criostati a raffreddamento magnetico, cioè per temperature inferiori a 0.3 °K, si usano normalmente termometri basati sulla misura della suscettività magnetica di un sale paramagnetico ⁽²²⁾ (può essere lo stesso campione che provoca il raffreddamento o un altro). Se la legge di Curie fosse valida esattamente a tutte le temperature, tali dispositivi rappresenterebbero dei termometri secondari estremamente semplici; in realtà alle più basse temperature le interazioni tra gli ioni paramagnetici non sono più trascurabili e quindi la legge di Curie non è più verificata esattamente; allora si rende necessario un paziente lavoro di taratura che permetta di ricavare la relazione tra la temperatura misurata col sale, supponendo valida la legge di Curie (chiamata tempe-

⁽²⁰⁾ G. CARERI, F. DUPRÈ e I. MODENA: *Nuovo Cimento*, **22**, 318 (1961).

⁽²¹⁾ W. FAIRBANK: *Progress in Low-Temp. Phys.*, vol. **3**, ed. GORTER (Amsterdam, 1961).

⁽²²⁾ *Experimental Cryophysics*, ed. F. E. HOARE, L. C. JACKSON e N. KURTI (London, 1961), p. 244.

ratura magnetica) e la temperatura assoluta. La misura della suscettività del sale si effettua con un ponte di induttanza che misura l'induttanza mutua di due bobine, nel centro delle quali è posto il campione di sale; essa può essere fatta in corrente alternata o continua; la sensibilità deve essere almeno di $10^{-2} \mu\text{Henry}$.

2.4. - *La polarizzazione dinamica come mezzo per avere protoni polarizzati.* -

Un metodo che può dare buone speranze di realizzare un bersaglio di protoni polarizzati in forti percentuali, è quello coperto da UEBERSFELD *et al.* nel 1958 ed ABRAGAM *et al.* ⁽²³⁾.

Questi Autori annunciarono indipendentemente di avere osservato la polarizzazione dinamica di nuclei in vari solidi contenenti spin elettronici liberi.

Le osservazioni indicarono che la polarizzazione si produceva non solo in

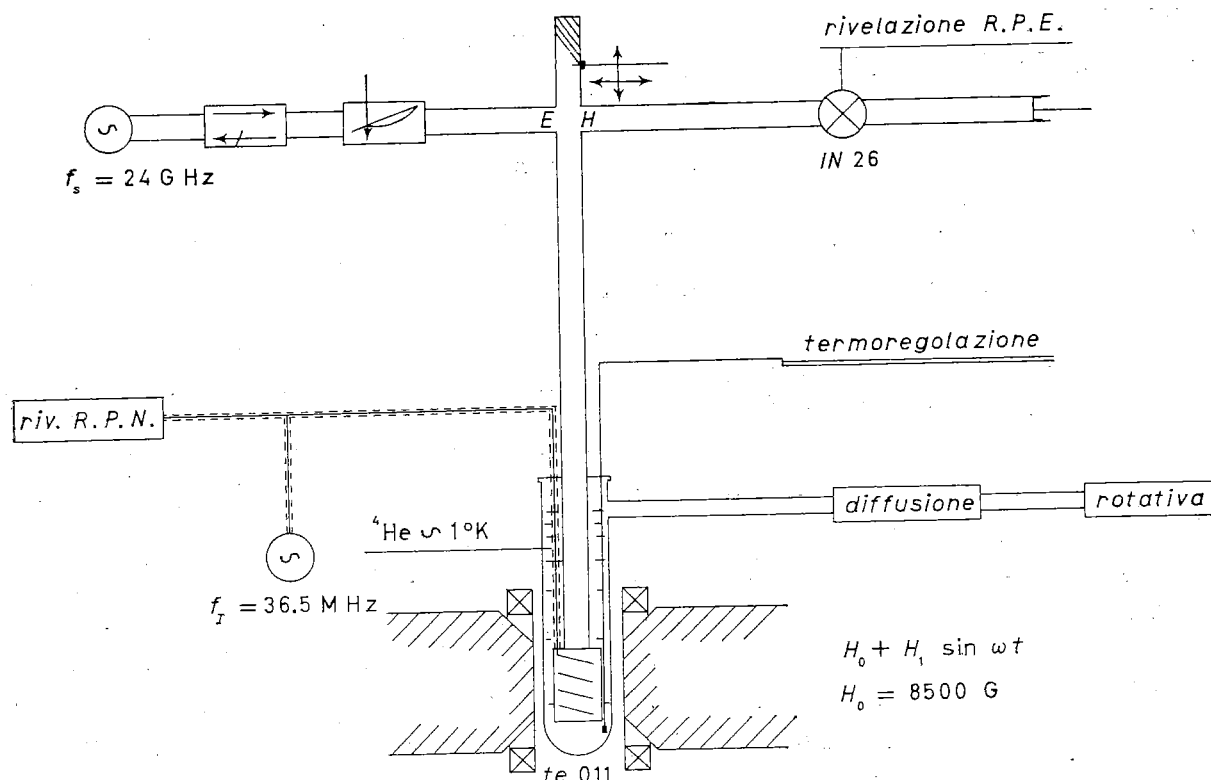


Fig. 2.3. - Spettrometro per la rivelazione della doppia risonanza elettronica e nucleare. La cavità risonante è eccitata da un oscillatore tramite un sistema di guide d'onda adattato per la frequenza intorno ai 24 GHz. Un secondo oscillatore a circa 36 MHz eccita e consente di rivelare la risonanza protonica. Tutto il sistema è immerso in un ambiente a temperatura di circa 1 °K.

⁽²³⁾ J. UEBERSFELD, *et al.*: *LXXXVI Colloque sur la résonance magnétique*, Editions du Centre National de la Recherche Scientifique (1958); J. UEBERSFELD: *Polarisation Dynamique des Noyaux*, in *X Colloque Ampere*; V. MONTELATICI: *Nuovo Cimento*, **32**, 1613 (1964).

vicinanza di un centro paramagnetico, ma era diffusa a tutto il campione.

Il metodo si basa sulla esistenza della interazione dipolare magnetica esistente tra due specie di spin, degli elettroni e dei nuclei. Essa, considerata una energia di interazione molto più piccola della energia Zeeman nucleare, a sua volta inferiore alla energia Zeeman elettronica, dà luogo ad una probabilità finita per le transizioni miste tra i livelli 4-1 e 3-2 (vedi Fig. 2.3). Cioè il rovesciamento di uno spin elettronico via l'interazione dà luogo ad un simultaneo rovesciamento dello spin nucleare.

In un sistema di spin elettronici e nucleari le transizioni miste hanno luogo alla frequenza:

$$\nu = \frac{\hbar}{2\pi} H_0 (|\gamma_e| \mp \gamma_N) .$$

Eguagliando le popolazioni nei livelli di energia tra i quali si hanno le transizioni miste [(4-1) e (3-2)], si ha un aumento della polarizzazione nucleare, quando sia verificata la condizione



ove w_e = probabilità di transizione elettronica,

w_m = probabilità di transizione mista,

w_N = probabilità di transizione nucleare.

Ne viene, come si vede dallo schema di Tabella I, che la distribuzione di spin nucleari è governata da un fattore di Boltzmann elettronico, e perciò aumentata rispetto a quella statica di un fattore $|\gamma_e|/\gamma_N$ (= 660 nel caso del protone e dell'elettrone libero).

La Fig. 2.3 dà lo schema di un semplice spettrometro per rivelare la doppia risonanza. In campo magnetico dell'ordine di 10 000 G la risonanza di spin elettronico libero avviene a 28 003 MHz e quella di spin nucleare a 42.57 MHz; per la frequenza più alta è naturalmente necessario usare guide d'onda adatte alle lunghezze d'onda millimetriche. Lo schema mostra pure un dewar con sistemi di pompaggio per arrivare a temperature intorno a 1 °K, infatti la polarizzazione è inversamente proporzionata alla temperatura.

Sono state raggiunte sperimentalmente polarizzazioni di protoni di acqua di cristallizzazione pari al 50 %, in campi magnetici di 20 000 G alla temperatura di 1.35 °K (24).

Presso i Laboratori di Saclay (comunicazione al XII Colloqui Ampere 1963 - Bordeaux) sono state raggiunte polarizzazioni del (15 ÷ 20) % su plastiche irradiate in campi dell'ordine di 10 000 G.

(24) I. J. SCHUMUGGE e C. D. JEFFRIES: *Phys. Rev. Lett.*, 9, 268 (1962).

TABELLA I. - *Tavola schematica degli spin elettronici e nucleari.*

Livelli energetici di un sistema di spins, (elettroni I (nuclei), $ S = I =\frac{1}{2}$ in campo magnetico H)	Popolazione all'equilibrio termico	Popolazione all'equilibrio dinamico saturando le transizioni miste	
		$n_4=n_1=1$	$n_3=n_2=1$
	$1 + \Delta + \delta$ $1 + \Delta - \delta$ $1 - \Delta + \delta$ $1 - \Delta - \delta$	1 $1 + 2\Delta$ $1 - 2\Delta$ 1	$1 + 2\Delta$ 1 1 $1 - 2\Delta$
Polarizzazione = $\frac{(n_4 - n_3) + (n_2 - n_1)}{(n_4 + n_3 + n_2 + n_1)}$ Fattore di amplificazione $\mu = \frac{P \text{ (dinamica)}}{P \text{ (statica)}} \approx$	$\delta = \frac{1}{2} \frac{\gamma_N \hbar H}{KT}$ $1.$	$-\Delta = -\frac{1}{2} \frac{ \gamma_e \hbar H}{KT}$ $-\frac{ \gamma_e }{\gamma_N}$	$+\Delta = +\frac{1}{2} \frac{ \gamma_e H}{KT}$ $\frac{ \gamma_e }{\gamma_N}$

γ_e rapporto giromagnetico elettronico > 0 .
 γ_N rapporto giromagnetico nucleare > 0 .

3. - **Alti campi magnetici** (25-30).

3.1. - *Magneti superconduttori.* - Con la scoperta di leghe e composti intermetallici superconduttori (s.c.) dotati della proprietà di sopportare ele-

(25) G. KLEIN: *High magnetic field per m.p.d. generators; Magneto plasma dynamics Electrical Power Generations*, in *Reports of Symposium held at King's College, University of Durham, Newcastle upon Tyne (6-8th September 1962)*, p. 42.

(26) G. W. WILSON and D. C. ROBERTS: *Superconducting magnets for m.p.d. power generation*, in *Reports of Symposium held at King's College, University of Durham, Newcastle upon Tyne (6-8th September 1962)*, p. 42.

(27) *High Magnetic Fields*, edited by KOLM, BITTER e LAX. The M.I.T. Press, and G. Wiley.

(28) *The Fermi Surface*, edited by W. A. HARRISON e M. B. WEBB (New York, 1960).

(29) R. EVANGELISTI, G. PASOTTI e G. SACERDOTI: *Nucl. Inst. and Meth.*, **16**, 189 (1962).

(30) G. PASOTTI, N. SACCHETTI, G. SACERDOTI e G. SANNA: *I magneti superconduttori*, Lab. Naz. Frascati del CNEN, *Nota Int.*, n. 195 (1963).

vate densità di corrente in alti campi magnetici (leghe Nb-Zr a varie percentuali di Zr; Nb₃SnGa) si è iniziata in numerosi laboratori e presso l'industria un'attività di ricerca tesa alla realizzazione di magneti s.c. capaci di produrre campi dell'ordine dei (50 ÷ 100) kG mantenendo i costi di costruzione entro limiti accettabili.

Oltre l'interesse di carattere applicativo che i magneti s.c. hanno destato in questi ultimi anni, nuovi interessi sono sorti in relazione alla possibilità del loro impiego nelle ricerche di fisica nucleare e di fisica dei solidi.

Per l'utilizzazione dei risultati ottenuti in laboratorio nella realizzazione industriale dei magneti s.c., molte difficoltà restano ancora da superare, soprattutto a causa della non completa riproducibilità dei risultati ottenuti. Questa irriproducibilità si accentua all'aumentare delle dimensioni dei magneti stessi. Per esempio ancora non del tutto accertata e compresa è l'influenza di agenti quali le vibrazioni meccaniche e le radiazioni ionizzanti, sulla perdita dello stato superconduttore. È stata poi osservata in magneti s.c. la presenza di campi residui, dipendenti dalla precedente « storia » dell'eccitazione.

In sostanza date queste incertezze è prematuro ancora fare progetti e rischiare la costruzione di solenoidi s.c. ad alto campo e di grandi dimensioni, anche a causa dell'elevato costo dei materiali.

TABELLA II. — *Caratteristiche di alcune bobine superconduttrici realizzate in vari laboratori.*

Autori e laboratorio	Anno realizzazione	Campo max (kGs)	Temperatura (°K)	Diametro interno (mm)	Lunghezza filo usato (mt)	Tipo di filo
RIEMERSA <i>et al.</i> , Westinghouse Research Lab., Pittsburgh, Pa.	1962	68	4.2	3.8	6000	Nb-25% Zr Nb-33% Zr
HAKK <i>et al.</i> , Atomics Intern. Division of North American Aviation Canoga Park, Cal.	1961	59	4.2	5	1600	Nb-25% Zr
HULM <i>et al.</i> , Westinghouse Research Lab., Pittsburgh, Pa.	1961	58	4.2	3.8	3000	Nb-25% Zr
Gruppo magneti, Laboratori Frascati	1963	49.3	4.2	10	6000	Nb-25% Zr
General Electric Co., Auburn, N. Y.	1963	101 55	1.8 4.2	8.5	200	Nb ₃ Sn

Nella Tabella II sono riportate alcune delle più avanzate realizzazioni di laboratorio.

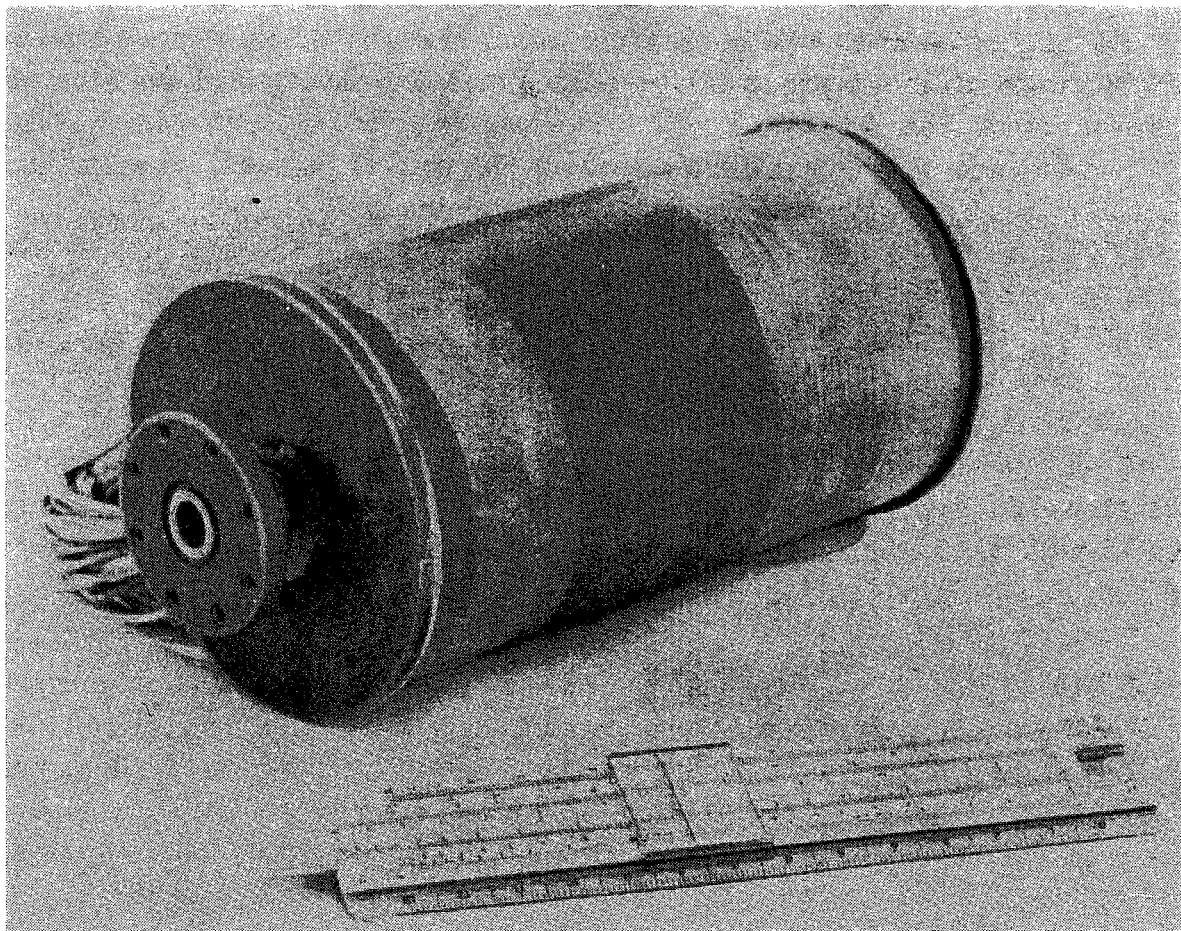


Fig. 3.1. - Bobina superconduttrice realizzata con filo di Nb-Zr (Laboratori Nazionali di Frascati del CNEN).

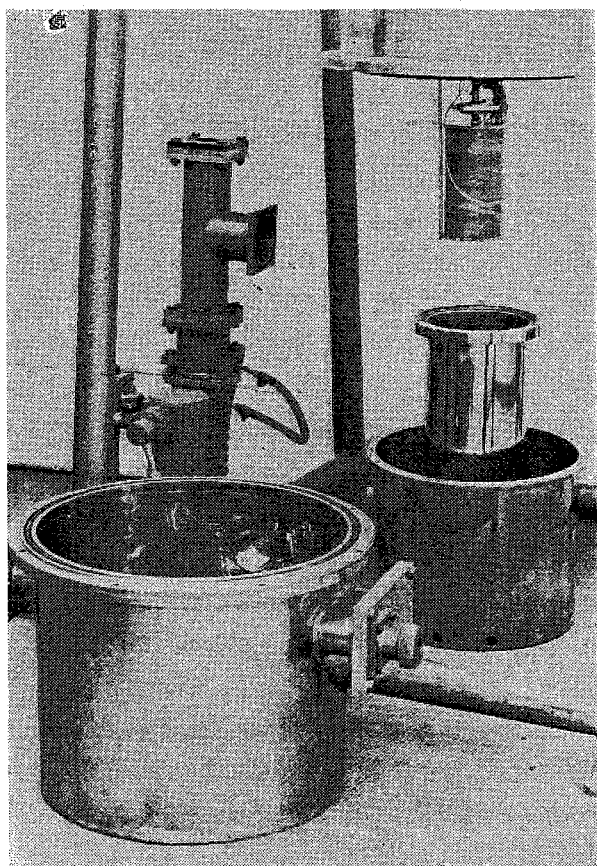


Fig. 3.2. - Dispositivo criogenico per portare la bobina di Fig. 3.1 alla temperatura di lavoro (≤ 4 °K).

Un magnete s.c. da 49.3 kG con un volume interno di $\phi = 1$ cm e altezza 7 cm è stato realizzato presso il Gruppo Magneti Esperienze dei Laboratori di Frascati (vedi Fig. 3.1 e 3.2).

Concludendo si può senz'altro affermare che oggi si possono, senza troppe difficoltà, realizzare magneti da 50 kG, con volumi utili di pochi cm³.

Quanto alle possibilità aperte alla ricerca dai solenoidi s.c. si può dire che esse sono in gran parte simili a quelle sviluppabili con i magneti pulsati (di cui parleremo al termine del presente paragrafo); tuttavia al vantaggio di una maggiore semplicità delle apparecchiature sperimentali, conseguente alla disponibilità di campi magnetici statici, fa riscontro la limitazione del volume utile e del campo massimo ottenibile e le irripetibilità sopra accennate. Rimane comunque da ricordare, a vantaggio dei solenoidi s.c., la estrema semplicità dei dispositivi di alimentazione ed il costo di esercizio praticamente limitato al consumo di elio liquido.

3'2. *Magnetii pulsati.* — Solenoidi per la realizzazione di elevati campi magnetici impulsivi, con raffreddamento ad acqua od aria liquida, sono costruiti da vari laboratori in numero sempre crescente. Essi hanno trovato impiego per l'analisi magnetica di particelle elementari rivelate mediante emulsioni nucleari, per le ricerche di magnetoidrodinamica e di fisica dello stato solido. I campi massimi ordinariamente raggiunti sono compresi tra 100 e 250 kG ed eccezionalmente ci si è spinti verso (ed in qualche caso oltre) gli 0.5 MG. Le durate degli impulsi sono in genere comprese tra qualche decina di μ s e qualche decina di ms. Naturalmente la vita dei magneti pulsati ed il loro volume utile si riducono al crescere del campo massimo e della durata dell'impulso. Per quanto riguarda la vita dei solenoidi si può precisare, a titolo orientativo, che essa può variare tra qualche decina e qualche migliaio di impulsi, a seconda dei dettagli di costruzione e di impiego. In genere i magneti pulsati sono montati in robuste carcasse (vedi Fig. 3.3) e si ricorre, per l'eccitazione, a banchi di condensatori con capacità dell'ordine di alcune migliaia di μ F ed energie immagazzinate comprese tra 100 e 2 000 kJ.

Presso i Laboratori di Frascati è in avanzato montaggio un banco di condensatori costituito da 168 elementi, con capacità totale 3 360 μ F e tensione massima pari a 9 kV. (L'energia massima corrispondente è pertanto di 137 kJ). La carica è effettuata mediante trasformatore ed ampole raddrizzatrici a mercurio, mentre la corrente di carica è limitata da induttanze a monte del primario. L'insieme dei condensatori è suddiviso in 21 gruppi ciascuno dei quali è collegato, per la scarica, tramite un ignitron e un cavo coassiale ad un grande collettore e quindi al magnete pulsato.

Il collettore è previsto per sostenere sforzi elettrodinamici corrispondenti a correnti impulsive di 700 kA di picco. Eventuali pericoli per la vita dei condensatori, derivanti dalla possibilità di inversione della tensione ai terminali del

banco sono eliminati, da un circuito « cross-bar » comprendente due « spark-gap ». Tutti i comandi e di controlli del banco sono riportati su un « control desk » a disposizione dell'operatore.

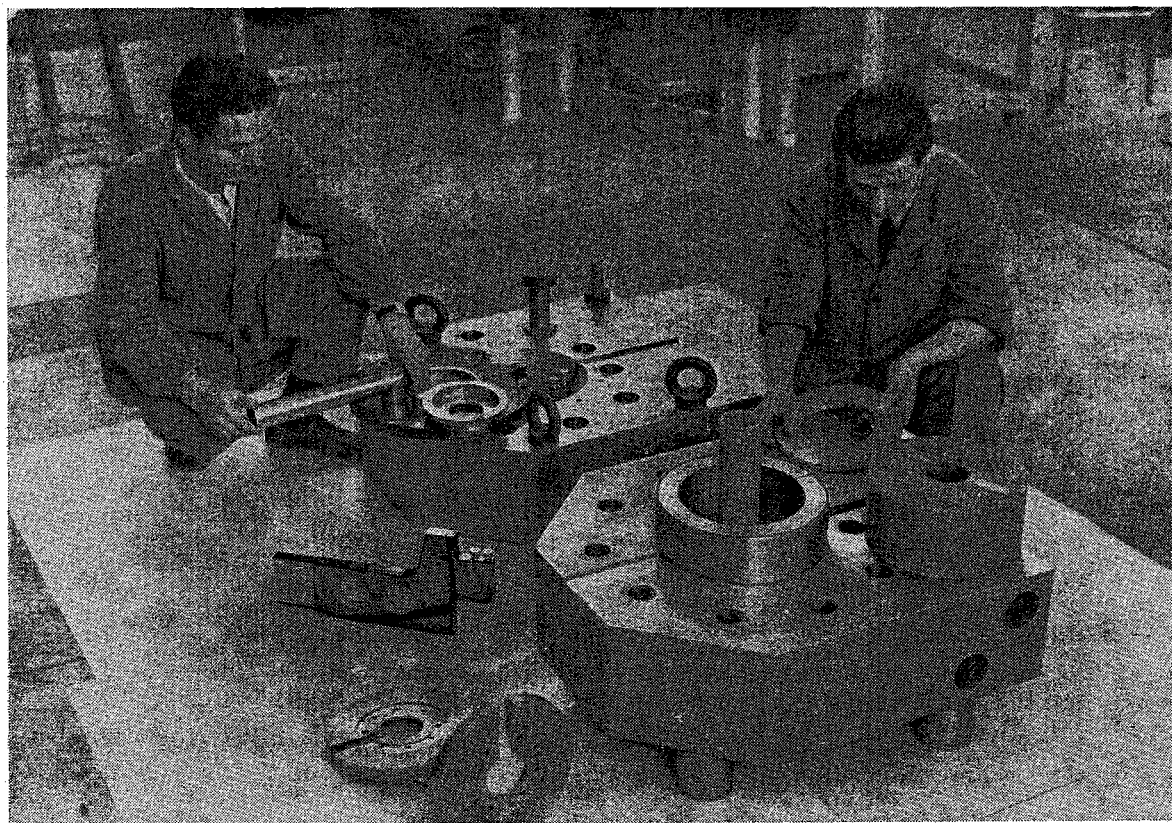


Fig. 3.3. - Montaggio di un magnete pulsato nella carcassa di acciaio. La bobina del magnete è visibile sulla destra della foto (Laboratori Nazionali di Frascati del CNEN).

Sono stati inoltre progettati, costruiti e collaudati solenoidi per impulsi brevi ($\simeq 100 \mu\text{s}$) con i quali sono stati superati i 300 kG in volumi utili di $\sim 0.25 \text{ dm}^3$. Sono stati progettati infine solenoidi a molti strati per impulsi lunghi (qualche decina di ms) con campi massimi attorno a 100 kG e con particolare cura per l'omogeneità spaziale del campo (vedi Fig. 3.3).

3.3 Possibili argomenti di ricerca con alti campi magnetici. - Oltre alle possibilità di impiego nella fisica nucleare e del plasma, è possibile indicare, per gli impianti ed i magneti del tipo di quelli descritti, numerose possibili applicazioni allo studio sperimentale dei solidi in alti campi magnetici.

Particolare interesse riveste ad esempio lo studio degli effetti magneto-ottici nei metalli, semiconduttori e dielettrici. Con questa denominazione si comprendono effetti diversi relativi all'assorbimento o alla riflessione di radiazione elettromagnetica (infrarossa, visibile od ultravioletta) od al comportamento di

radiazione polarizzata (effetti Faraday e Voigt) in campioni monocristallini posti in intensi campi magnetici ed eventualmente a bassa temperatura. Questi effetti possono fornire informazioni dirette sulla struttura a bande dei cristalli.

Ricorderemo anche la possibilità di sviluppare esperimenti di « risonanza di ciclotrone », utili alla determinazione delle masse efficaci dei portatori di carica nei semiconduttori, lo studio degli effetti di magnetoresistenza ed infine gli effetti oscillatori quali gli effetti de Haas-van Alphen e de Haas-Shubnikov legati alla proprietà della superficie di Fermi. A proposito delle ricerche sui solidi consentite dalla disponibilità di elevati campi magnetici, ci sembra estremamente significativo ricordare l'opinione espressa dal Prof. B. LAX del « National Magnet Laboratory » del M.I.T. (Cambridge, Mass) e cioè che, molte delle ricerche prospettate, raggruppabili sotto il termine di nuovo conio « magnetospettroscopia », si apprestano a divenire un eccitante mezzo per lo studio dei solidi nei prossimi 10 o 20 anni, proprio come la spettroscopia delle microonde è lo stato negli ultimi 15 o 20 anni.

4. - Sviluppi di un acceleratore di elettroni: il microtrone.

4.1 *Cenni di teoria.* - Il microtrone, o ciclotrone per elettroni, è una macchina acceleratrice che impiega una cavità risonante a radio-frequenza per l'accelerazione degli elettroni, ed un campo magnetico uniforme e costante, che consente alle particelle uscite dalla cavità di rientrarvi dopo avere compiuto un'orbita circolare di lunghezza multipla della lunghezza d'onda della r.f. (vedi lo schema di Fig. 4.1).

Le successive orbite percorse sono di lunghezza crescente a causa dell'incremento di energia che subisce l'elettrone ad ogni transito nella cavità; perchè sia verificata la condizione di fase necessaria per l'accelerazione l'incremento di lunghezza delle orbite successive deve essere pari ad un multiplo della lunghezza d'onda corrispondente alla frequenza di lavoro della cavità acceleratrice.

Se si scrivono le condizioni di fase e cioè:

1) che il tempo di percorrenza della prima orbita sia multiplo del periodo della r.f.;

2) che anche il periodo delle altre orbite sia multiplo del periodo della r.f.; si trova che le condizioni di fase sono verificate solo se il guadagno di energia per transito è pari alla massa a riposo dell'elettrone, e che il campo magnetico è legato alla frequenza della r.f.

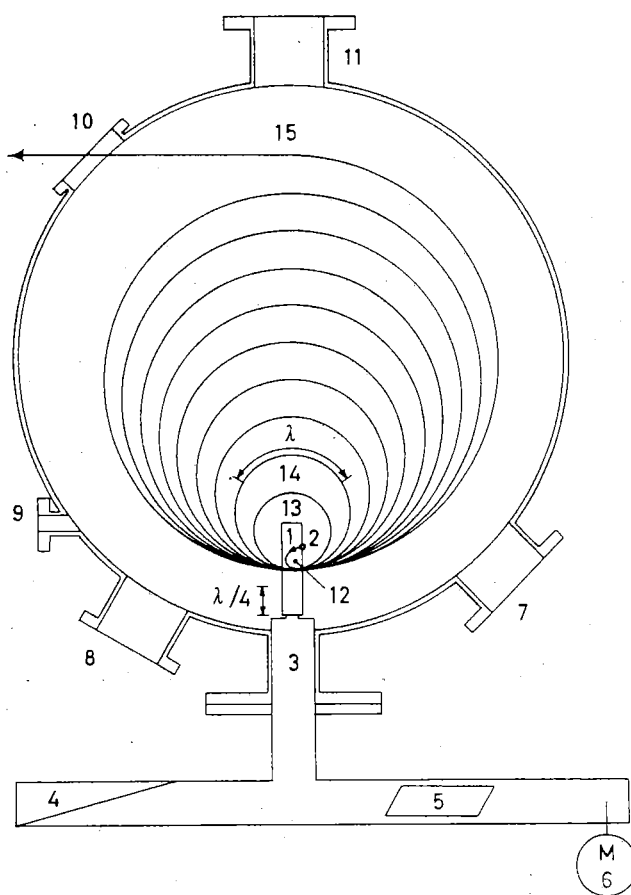


Fig. 4.1. — Schema di microtrone. Un campo magnetico di valore adeguato secondo le formule del testo, e ortogonale al piano della figura, curva le traiettorie degli elettroni su circonferenze di raggio crescente. Gli elettroni sono emessi dal filamento 2, accelerati entro la cavità 12, e compiono le successive orbite 13, 14, ecc. ciascuna di lunghezza multipla di λ , lunghezza d'onda della radiofrequenza in cavità. Un oscillatore Magnetron 6, eccita la cavità tramite un sistema di guide d'onda 3. Arrivati gli elettroni nell'orbita massima consentita dal magnete vengono estratti, 15, per mezzo di un canale magneticamente schermato, ed escono dalla finestra 10.

Per esempio: ad una frequenza di 2 800 MHz corrisponde un campo magnetico di 1 000 gauss.

Questo non è il solo modo di funzionamento del microtrone, ma ne è il fondamentale; altri possibili modi sono indicati dalle seguenti relazioni:

$$\varepsilon = E_0 \frac{b}{a - b}; \quad B = \frac{2E_0}{qc\lambda} \frac{1}{a - b},$$

dove ε , B sono rispettivamente il guadagno di energia per transito e il campo magnetico; E_0 è la massa a riposo dell'elettrone, λ la lunghezza d'onda della r.f. in cavità, q la carica dell'elettrone e c la velocità della luce; a e b sono due numeri interi, al variare dei quali si ottengono i vari modi possibili di funzionamento

(a deve essere maggiore di b). Si può dimostrare facilmente che gli elettroni nel microtrone hanno stabilità di fase, mentre un debole foccheggiamento spaziale è assicurato dal campo a r.f. nella gap della cavità.

4.2 *Sviluppi del microtrone.* — Il principio del microtrone fu suggerito da VEKSLER ⁽³¹⁾ nel 1944 insieme all'idea del sincrotrone. Questa macchina è stata realizzata in varie forme pratiche ⁽³²⁻³⁹⁾ con scarso successo per quel che riguarda l'intensità del fascio di elettroni accelerati. Per le sue scarse prestazioni fu ben presto soppiantato dall'Acceleratore Lineare (Linac) e quasi dimenticato.

Gli studi sulla stabilità di fase, sul foccheggiamento spaziale ed in particolare sul sistema di iniezione ⁽⁴⁰⁻⁴⁵⁾ che nei microtroni classici veniva fatta col sistema dell'estrazione di elettroni a freddo, hanno portato ben presto a capire quali erano i punti deboli della macchina così come era stata concepita originariamente.

Il risultato di questi studi fu di indicare quali dovevano essere le principali modifiche da apportare al microtrone affinché potesse competere, almeno nel campo delle energie attorno ai 10 MeV, con un Linac.

Fu suggerita l'introduzione di un sistema di iniezione con filamento, per aumentare la corrente di elettroni accelerati, evitando la estrazione a freddo che fornisce elettroni i quali si trovano in gran parte fuori della fase stabile, e quindi una corrente estremamente esigua.

Microtroni con filamento termoionico sono stati di recente costruiti in Russia (KAPITZA, 6 MeV, 20 mA; 13 MeV, 15 mA) e a Lund (6 MeV, 20 mA) con un successo notevole.

⁽³¹⁾ V. VEKSLER: *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **43**, 329 (1944).

⁽³²⁾ W. J. HENDERSON, H. LE CAINE e R. MONTALBETTI: *Nature*, **162**, 699 (1948).

⁽³³⁾ REDHEAD, H. LE CAINE e W. J. HENDERSON: *Canad. Res.*, **28 A**, 73 (1950).

⁽³⁴⁾ D. AITKEN: *Proc. Phys. Soc.*, **70 A**, 550 (1957).

⁽³⁵⁾ D. AITKEN e R. E. JENNINGS: *Nature*, **181**, 1726 (1958).

⁽³⁶⁾ H. F. KAISER: *Rev. Sci. Instr.*, **25**, 1025 (1954).

⁽³⁷⁾ H. REICH: *Zeits. Angew. Phys.*, **12**, 481 (1960).

⁽³⁸⁾ F. PORRECA: *Nuovo Cimento*, **11**, 283 (1959).

⁽³⁹⁾ D. K. AITKEN F. F. HEYMANN, R. E. JENNINGS e P. I. P. KALMUS: *Proc. Phys. Soc.*, **77**, 769 (1961).

⁽⁴⁰⁾ C. HENDERSON F. F. HEYMANN e R. E. JENNINGS: *Proc. Phys. Soc.*, **66 B**, 41 (1953).

⁽⁴¹⁾ C. SCHMELZER: *Naturforsch.*, **12**, 808 (1952).

⁽⁴²⁾ E. KISDI-KOSKO: *Act. Phys. Hung.*, **4**, 377 (1955).

⁽⁴³⁾ A. PAULIN: *Nucl. Instr. Meth.*, **5**, 107 (1959).

⁽⁴⁴⁾ F. PORRECA e L. SALVADORI: *Rend. dell'Acc. di Scienze Fisiche e Matematiche della Società Nazionale di Scienze, Lettere ed Arti in Napoli*, Serie 4, vol. **27** (1960).

⁽⁴⁵⁾ V. N. MELEKHIN: *Soviet Phys. J.E.T.P.*, **15**, 2, 433 (1962).

È stata anche suggerita la costruzione di un microtrone con due sezioni diritte, onde introdurre un sistema di foccheggiamento spaziale. Ma non si ha tuttora notizia che esso sia stato realizzato.

Da informazioni raccolte dai recenti congressi in Russia si ha notizia della possibilità di accelerare col microtrone anche positroni.

4.3 Alcuni dati sui recenti microtroni. - I microtroni classici presentano caratteristiche pressochè identiche, e cioè energia compresa tra 2,5 e 5 MeV, e lavorano nel modo $a = 2, b = 1$ o $a = 3, b = 2$. L'intensità del fascio sull'ultima orbita è compresa tra 0.3 a 1 mA (di picco), il « duty cycle » è attorno a $5 \cdot 10^{-4}$. Il diametro del magnete è di circa 50 cm. Degno di rilievo è il microtrone di Londra che è in grado di accelerare 0.20 mA a 29 MeV. Il magnete ha un diametro di 210 cm (20 tonnellate).

Tra i microtroni modificati (⁴⁶⁻⁵⁵) sono da citare il microtrone di Mosca (KAPITZA) (⁴⁶) che è in grado di accelerare un fascio di 20 mA a 6 MeV, oppure 5 mA a 13 MeV. La modifica consiste nell'introduzione di un filamento come iniettore.

Secondo le più recenti notizie il microtrone di Lund accelera 100 mA, a 6 MeV; anche questa macchina fa uso per l'iniezione di un termocatodo e

TABELLA III. - Alcune delle caratteristiche di microtroni attualmente in funzione.

	<i>E</i> (MeV)	<i>B</i> (Gauss)	Modo	Diametro (cm)	Intensità (mA)
Napoli	2.5	500	3-2	44	0.3
Western-Ontario	5	1000	2-1	35	1,2
Londra	29	1000	2-1	200	0.20
Mosca	6 ÷ 13	1200	2-1	55	20 ÷ 5
Lund	6	1000	2-1	45	20(100)

(⁴⁶) S. P. KAPITZA, V. P. BYKOV e V. N. MELEKHIN: *Soviet Phys. J.E.T.P.*, **14**, 266 (1962).

(⁴⁷) M. I. ALI: *Pakistan Sci. Ind. Res.*, **1**, 26 (1958).

(⁴⁸) A. ROBERTS: *Arm. Phys. (New York)*, **4**, 115 (1958).

(⁴⁹) A. PAULIN: *Elektroteh. Vestnik*, **25**, 341 (1957).

(⁵⁰) REICH: *Nucl. Instr. and Meth.*, **3**, 97 (1958).

(⁵¹) A. CARRELLI e F. PORRECA: *Nuovo Cimento*, **6**, 721 (1957).

(⁵²) C. R. DAVIES, R. E. JENNINGS, F. PORRECA e R. E. RAND: *Suppl. Nuovo Cimento*, **17**, 202, (1960).

(⁵³) A. ROBERTS: *Annals of Physics*, **4**, 11 (1958).

(⁵⁴) A. A. KOLOMANSKII: *Soviet Physics, Techn. Phys.*, **5**, 1278 (1961).

(⁵⁵) A. P. GRINBERG: *Sov. Phys. Uspekhi*, **4**, 857 (1962).

viene usata con successo come iniettore per un elettrosincrotrone da 1200 MeV, a foccheggiamento forte.

Onde avere una visione panoramica dei principali tipi di microtroni funzionanti attualmente, le caratteristiche fondamentali di essi sono riportate nella Tabella III.

5. - Strumentazione ottica applicata alla diagnostica e spettroscopia del plasma.

Nella misura dei parametri caratteristici di un gas ionizzato hanno notevole importanza i metodi ottici e spettroscopici, vale a dire tutti quei metodi che si basano sull'analisi della luce emessa dal gas ionizzato e dai fenomeni che questo, considerato come un mezzo trasparente, produce quando è attraversato da una radiazione luminosa.

5.1. *Metodi di fotografia ultrarapida.* - In generale la produzione di un gas ionizzato in laboratorio si ottiene solo per intervalli di tempo molto brevi, cosicchè, nello sviluppo delle tecniche di osservazione, ha particolare importanza il problema della risoluzione temporale.

Per fotografare l'aspetto luminoso del plasma si può disporre oggi di numerosi apparecchi di fotografia ultrarapida ⁽⁵⁶⁾ che permettono di seguire le rapide variazioni del fenomeno luminoso nello spazio e nel tempo.

Una macchina fotografica a specchio rotante (streak camera) permette di registrare su di una striscia di pellicola fotografica l'andamento nel tempo della brillantezza di un fenomeno luminoso in modo continuo, relativamente ad una dimensione. Le caratteristiche di un tale strumento ⁽⁵⁷⁾ nel quale lo specchio è fatto ruotare da una turbina ad aria compressa, sono le seguenti: apertura ottica $f/6.2$, tempo risolutivo di 10^{-9} s. La Fig. 5.1 mostra una fotografia tipica ottenuta con questa macchina di un theta-pinch di breve periodo ed alta energia (*). Da queste fotografie si possono determinare le caratteristiche dell'evoluzione della scarica in ogni punto del diametro del tubo.

Una macchina cinematografica a specchio rotante (framing camera) permette invece di registrare una serie di immagini bidimensionali in successione temporale discreta. Con questa macchina è per esempio possibile prendere un numero

⁽⁵⁶⁾ *Proceedings of the Second International Congress on High-Speed Photography* (Paris, 1954); *Proceedings of the Third International Congress on High-Speed Photography* (London, 1956); *Proceedings of the Fourth International Congress on High-Speed Photography* (Cologne, 1958); *Proceedings of the Fifth International Congress on High-Speed Photography* (Washington, 1960); *Proceedings of the Sixth International Congress on High-Speed Photography* (Le Hague, 1962).

⁽⁵⁷⁾ M. MARTONE: *Notiziario C.N.E.N.*, n. 2 (1962).

(*) Esperienza « Cariddi » del Laboratorio Gas Ionizzati del CNEN, Frascati.

di 60 fotografie consecutive, alla frequenza di 8 milioni di fotografie al secondo, e con un tempo di esposizione di $0.12 \mu\text{s}$. L'apertura ottica equivalente può



Fig. 5.1. - Foto a striscia di un theta-pinch. In funzione del tempo è registrata con questa tecnica la evoluzione delle dimensioni della scarica in una dimensione (Laboratorio Gas Ionizzati del CNEN, Frascati).

variare da $f/13$ ad $f/16$ (Framing Camera Barr & Stroud). In Fig. 5.2 è riportata una serie di fotografie relative all'implosione di un anello esplosivo (dia-

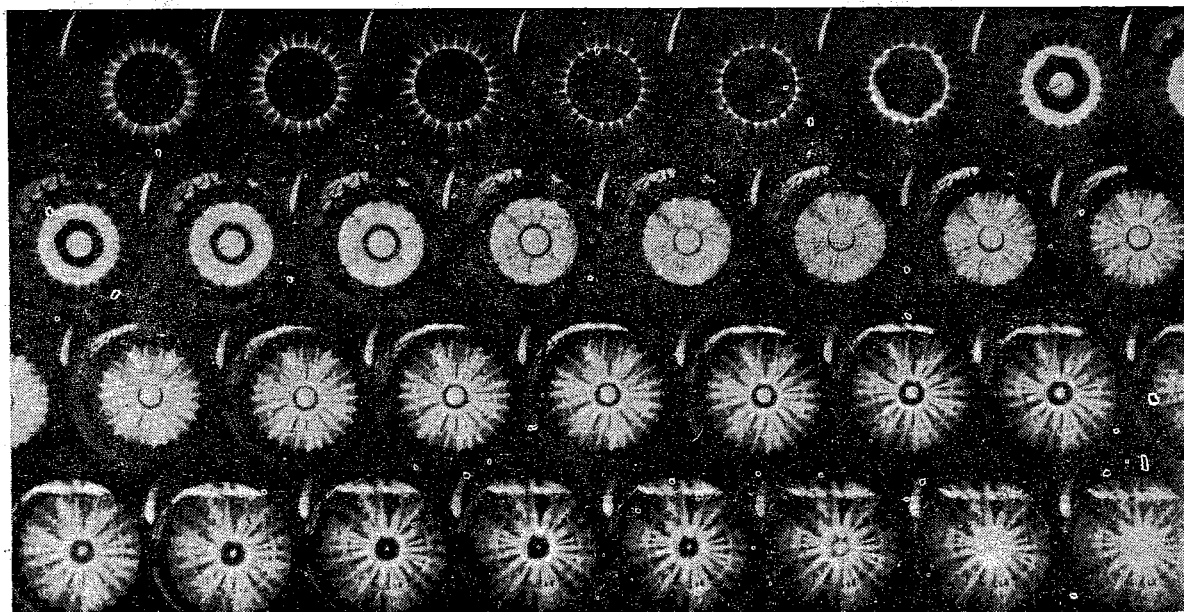


Fig. 5.2. -- Implosione di un anello di esplosivo innescato da 24 detonatori periferici, e fotografata con « Framing Camera ». Distanza tra i successivi fotogrammi circa $0.12 \mu\text{s}$ (Laboratorio Gas Ionizzati del CNEN, Frascati).

metro esterno di 180 mm, peso 3 kg, con equivalente energetico di 15 MJ) innescato simultaneamente sulla superficie periferica mediante 24 detonatori ⁽⁵⁸⁾.

Negli ultimi anni sono stati realizzati tubi elettronici convertitori di immagini che permettono di eseguire sia fotografie istantanee, con tempi di esposizione fino a qualche nanosecondo, come pure fotografie a striscia o ad immagini disposte in sequenza (streak e framing).

Come esempio indichiamo le caratteristiche di due intensificatori di immagine in funzione al Laboratorio Gas Ionizzati del CNEN di Frascati: il primo impiega un tubo Mullard ME 1200 AA con focalizzazione magnetica e deflessione magnetica. Con questo strumento sono stati raggiunti ⁽⁵⁹⁾ i limiti seguenti: apertura

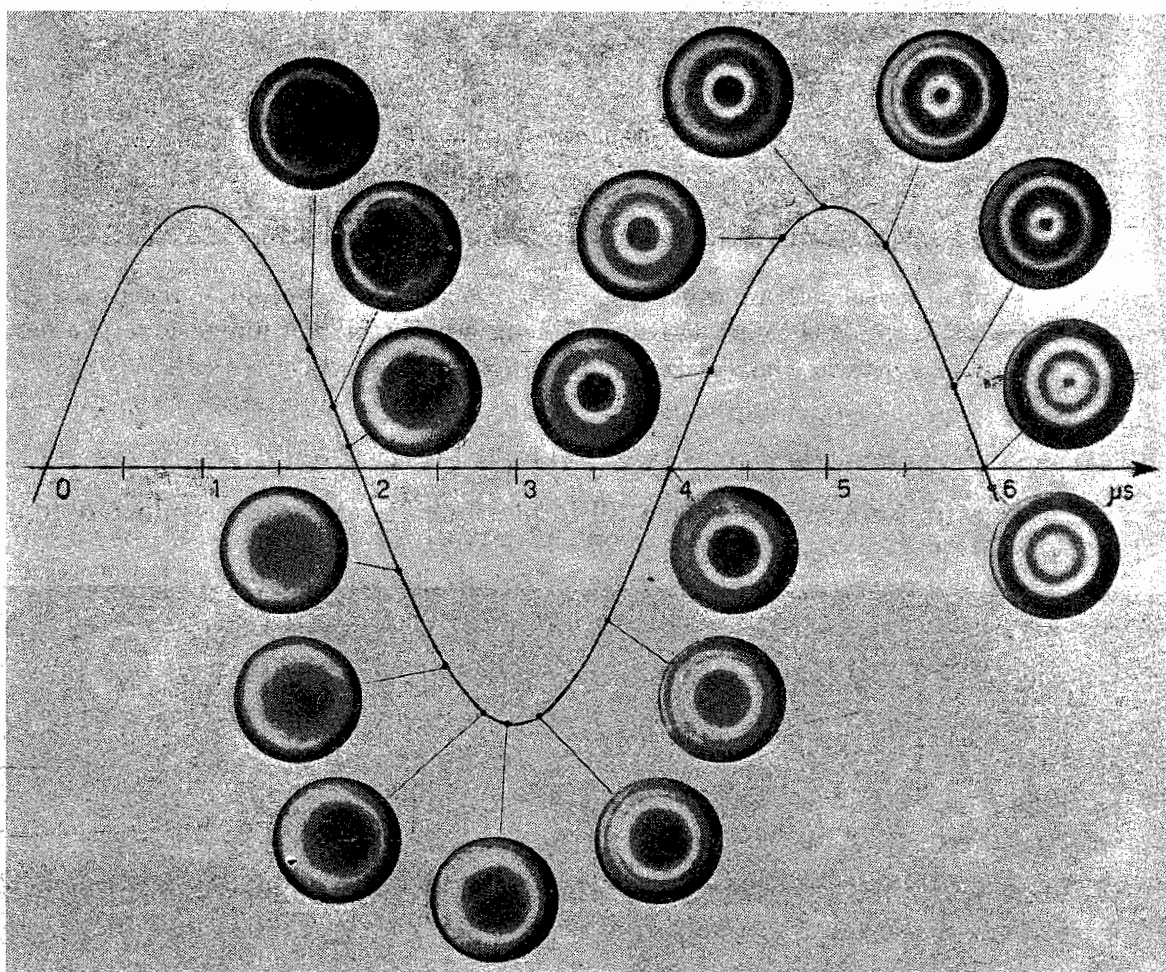


Fig. 5.3. — Serie di fotogrammi eseguita con intensificatore di immagini pulsato di un theta-pinch (Cariddi). I tempi sono indicati sull'asse delle ascisse. È riportato anche l'andamento della corrente nella scarica (Laboratori Gas Ionizzati del CNEN, Frascati). Pressione argon: 50 μ m Hg; tensione di carica del banco 25 kV; no. sezioni 2; no. condensatori 48; con schermo elettrostatico.

⁽⁵⁸⁾ F. HERLACH e H. KNOEPFEL: in corso di pubblicazione.

⁽⁵⁹⁾ M. MARTONI e S. SEGRE: *Journ. Sci. Instr.*, **39**, 112 (1962).

ottica complessiva $f/1.9$; tempo di esposizione minimo per fotografia singola pari a 80 ns; tempo di spazzamento minimo dello schermo pari a 10 μs in funzionamento a striscia (streak); un numero massimo di sei immagini con 0.2 μs di tempo di esposizione ed 1.8 μs di periodo nella successione delle immagini. In fig. 5.3 mostriamo una serie di fotografie istantanee con un tempo di esposizione di 90 ns eseguita con questo apparecchio su un theta-pinch (Cariddi) ⁽⁶⁰⁾. Il secondo strumento è una macchina fotografica a convertitore di immagini STL (Space Technology Laboratories). Essa permette di raggiungere 5 ns di tempo di esposizione in funzionamento pulsato e in funzionamento a immagini successive (3 immagini susseguentisi con periodo minimo di 50 ns). In funzionamento a striscia (streak) si può raggiungere un tempo di scrittura di 50 ns (*).

5'2 *Misure spettroscopiche.* - Le misure spettroscopiche sulla luce emessa da un plasma sono molto importanti nel caso di plasmi in equilibrio termodinamico locale (plasmi ad alta densità e bassa temperatura). Da esse è possibile infatti ricavare i valori delle temperature e delle densità del plasma ⁽⁶¹⁾.

La distribuzione della intensità di una riga spettrale in funzione della frequenza, da cui si risale ai valori delle densità elettroniche (allargamento per effetto Stark) e delle temperature ioniche (effetto Dop-

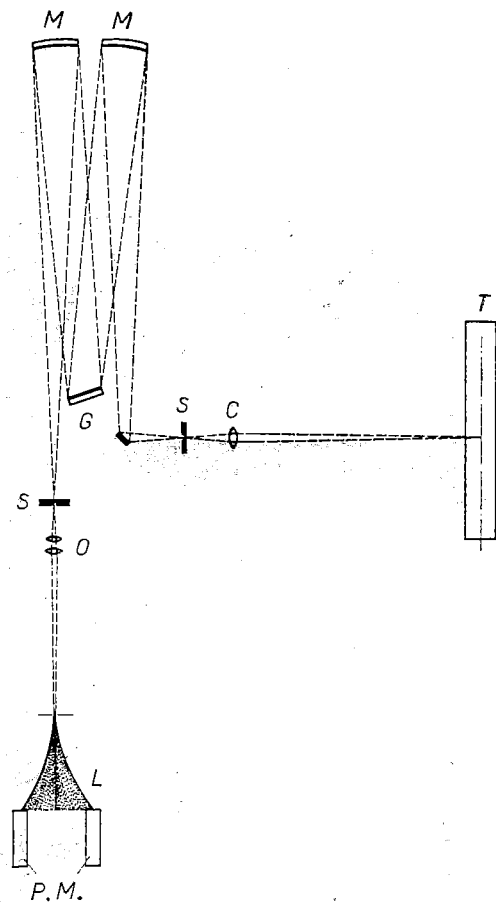


Fig. 5.4. - Schema del sistema spettroscopico per l'analisi della forma di una riga spettrale in 20 canali (Laboratorio Gas Ionizzati del CNEN, Frascati). *T*: tubo di scarica; *C*: condensatore; *S*: fenditura; *G*: reticolo; *M*: specchi sferici; *O*: obiettivo anamorfico; *L*: guide di luce; *P.M.*: fotomoltiplicatori.

⁽⁶⁰⁾ J. E. ALLEN, C. BARTOLI, B. BRUNELLI, J. A. NATION, B. RUMI e R. TOSCHI: *Supplement Nuclear Fusion*, Part 2 (1962).

(*) Maggiori dettagli sul funzionamento di questi strumenti e più ampie notizie su altre apparecchiature analoghe possono essere trovati sui riferimenti citati nella Bibliography on High Speed Photography compilata da E. L. GARVIN, Research Library, Eastman Kodak Company; Rochester, New York.

⁽⁶¹⁾ H. R. GRIEM: *Proceedings of the Fifth International Conference on Ionization Phenomena in Gases* (Munich, 1961).

pler), può essere misurata impiegando uno spettroscopio ad alta risoluzione. Un apparecchio di questo tipo è impiegato al Laboratorio Gas Ionizzati ed è costituito (v. Fig. 5.4) da uno spettrografo a reticolo in montaggio Ebert che permette di raggiungere un potere risolutivo pari all'80 % del valore teorico (reticolo « blazed » a 1200 righe/mm, dimensioni (10×10) cm²). La riga spettrale in esame viene ingrandita con un sistema ottico anamorfico e quindi divisa attraverso 20 finestre osservate con altrettante guide di luce. Ciascuna guida convoglia la luce osservata nella sua fettina di spettro ad un fotomoltiplicatore connesso ad uno dei 20 canali di un oscilloscopio. Mediante l'osservazione dei venti tubi oscillografici è possibile ricostruire istante per istante la forma della riga.

Le caratteristiche elettriche degli oscilloscopi sono le seguenti: asse verti-

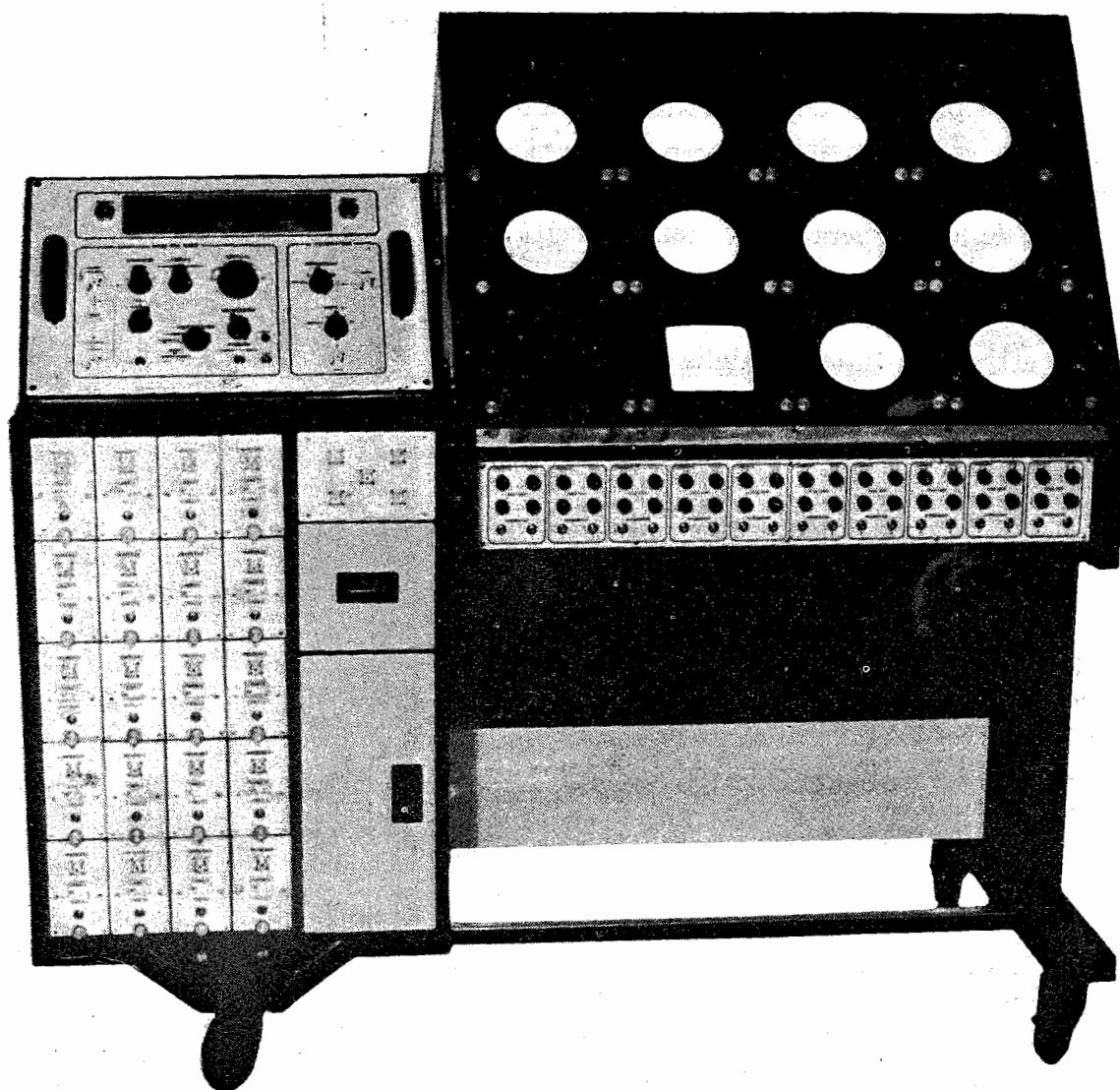


Fig. 5.5. - Complesso dei venti oscilloscopi per l'analisi temporale delle 20 parti in cui il sistema spettroscopico di cui alla Fig. 5.4 suddivide una riga spettrale emessa dal plasma (Laboratorio Gas Ionizzati del CNEN, Frascati).

cale con sensibilità massima 1 mV/cm, impedenza d'ingresso 125 ohm, banda passante (a - 3dB) da 100 Hz a 25 MHz; asse orizzontale da 10 ms/cm a 0.1 μ s/cm, per scansione singola e ripetitiva. Mostriamo in Fig. 5.5 una fotografia del complesso oscillografico comprendente l'alimentatore, tubi R.C., amplificatori finali e preamplificatori.

5.3 *Misure di refrattività.* - Se si considera un plasma come un mezzo trasparente caratterizzato da un certo indice di rifrazione ⁽⁶²⁾, si possono misurare la densità di esso e le variazioni spaziali di densità con l'applicazione di tutti i metodi ottici che sono basati sui fenomeni di rifrazione ottica. I metodi dell'interferometria ottica, della strioscopia e delle ombre ⁽⁶³⁾ forniscono le più precise misure della densità del plasma e delle sue derivate prime e seconde (*).

⁽⁶²⁾ U. ASCOLI-BARTOLI, A. DE ANGELIS and S. MARTELLUCCI: *Nuovo Cimento*, 18, 1116 (1960).

⁽⁶³⁾ U. ASCOLI-BARTOLI: in corso di pubblicazione.

⁽⁶⁴⁾ U. ASCOLI-BARTOLI e A. DE ANGELIS: *Sesta Conferenza sui Fenomeni di Ionizzazione nei Gas*, Vd, 4 (Parigi, 1963).

⁽⁶⁵⁾ U. ASCOLI-BARTOLI, S. MARTELLUCCI and E. MAZZUCATO: *Sesta Conferenza sui Fenomeni di Ionizzazione nei Gas*, VIII, 24 (Parigi, 1963).

(*) Il metodo interferometrico rivela le variazioni di fase che subisce un raggio di luce nell'attraversare uno strato di plasma. Queste variazioni di fase si traducono in spostamenti di frange interferenziali, espressi in frazioni di frangia da

$$(1) \quad s = -LK\lambda N_e;$$

dove L è lo spessore dello strato di plasma attraversato, λ la lunghezza d'onda della luce, N_e la densità elettronica e K una costante. Nel Laboratorio Gas Ionizzati sono stati progettati e costruiti un interferometro di Jamin e un Mach-Zehnder, con i quali è stata misurata la densità elettronica in un plasma eccitato a radiofrequenza ⁽⁶⁴⁾.

Il metodo strioscopico (o Schlieren) mette in evidenza le deflessioni che un raggio di luce subisce quando la densità del plasma che attraversa non è costante spazialmente, ma esistono gradienti dell'indice di rifrazione. La deviazione angolare subita da un fascio di raggi paralleli di luce è data da

$$(2) \quad \varepsilon \simeq -LK\lambda^2 |\nabla N_e|;$$

dove $|\nabla N_e|$ indica la componente del gradiente di densità elettronica normale alla direzione della luce e gli altri simboli sono come nella formula (1). Nella versione più nota del metodo (montaggio secondo Toepler) si ottengono delle immagini strioscopiche che permettono di localizzare con estrema precisione la posizione delle zone con gradienti di refrattività (ad es. onde d'urto). L'interpretazione delle fotografie ottenute può essere semplificata dall'osservazione che sono simili a fotografie prese in luce radente di una rappresentazione tridimensionale della densità di plasma. Misure quantitative dei gradienti di refrattività del plasma si possono ottenere con versioni particolari del metodo, sfruttando le proprietà delle lenti cilindriche ⁽⁶⁵⁾.

Il metodo delle ombre (o Shadowgraph), infine, è sensibile alle derivate seconde dell'indice di rifrazione del plasma. Con esso si registrano su una lastra fotografica, posta direttamente dietro lo strato di plasma in esame, gli spostamenti dovuti alle

L'applicazione di questi metodi alla diagnostica ottica di un gas ionizzato è resa tuttavia difficile dalla necessità di disporre di una sorgente di luce di brillantezza superiore a quella della luce emessa dal plasma e tale da permettere i brevissimi tempi di esposizione che sono necessari per il carattere generalmente impulsivo delle scariche in istudio.

L'impiego di « laser » come sorgenti di luce ha permesso non solo di superare agevolmente queste difficoltà, ma anche di ampliare le possibilità di applicazione di questi metodi, per le sue caratteristiche di alta potenza, notevole monocromaticità, grado di coerenza, e collimazione. Attualmente è possibile realizzare laser per molti valori di lunghezze d'onda nella regione del visibile e dell'infrarosso, con potenze di uscita che vanno da qualche mW, per i laser a gas, fino a ca. $6 \cdot 10^7$ W, ottenuti col metodo del « Q-spoiling »⁽⁶⁷⁾.

Per esempio nel Laboratorio Gas Ionizzati sono attualmente funzionanti due laser a rubino di tipo pulsato. Il primo, pulsato con la tecnica dello specchio rotante, produce un impulso luminoso della durata di 50 ns e di potenza stimata di ca. 1 MW. Il secondo, pulsato con la tecnica della cellula di Kerr funzionante a $\frac{1}{4}$ d'onda, genera un impulso di luce di ca. 20 ns di durata e di ca. 30 MW di potenza stimata (*).

Un grande vantaggio offerto da questo tipo di sorgenti è che la brevissima durata dell'impulso di luce permette di ottenere fotografie singole con comuni

deviazioni dei raggi di luce, cioè le corrispondenti variazioni di illuminamento. Queste variazioni di illuminamento sono espresse dalla

$$(3) \quad \frac{\Delta I}{I} \simeq DLK\lambda^2 \left(\frac{\partial^2 N_e}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 N_e}{\partial y^2} \right),$$

dove D è la distanza tra lo schermo e lo strato di plasma, x ed y sono normali alla direzione della luce incidente e gli altri simboli hanno il solito significato.

Data la sensibilità alle derivate seconde dell'indice di rifrazione, questo metodo è particolarmente adatto nei casi in cui la refrattività del plasma varia rapidamente da punto a punto, come avviene nel caso di un comportamento turbolento del plasma. L'importanza di questo metodo ottico è notevolmente aumentata per l'ipotesi sull'esistenza di fenomeni turbolenti nel plasma, di recente avanzata da numerosi autori⁽⁶⁶⁾. Esso infatti permette di analizzare le proprietà statistiche della turbolenza (ad es. dalla misura della funzione di correlazione dell'immagine « shadow »).

⁽⁶⁶⁾ L. S. G. KOVASZNY: *Rev. Mod. Phys.*, **32**, 815 (1960).

⁽⁶⁷⁾ A. L. SCHAWLOW: *Scientific American*, **209**, 1 (1963); F. J. MCCLUNG and R. W. HELLWARTH: *Appl. Opt., Supplement on Optical Masers* (1962).

(*) Per poter valutare l'eccezionale brillantezza di queste sorgenti, si può ricordare che una delle migliori sorgenti di luce finora realizzate, l'interruttore a scintilla di Fisher⁽⁶⁸⁾, ha le seguenti caratteristiche: durata di ca. 20 ns e brillantezza di ca. $1.7 \cdot 10^4$ W/cm² mediata tra 5000 e 6000 Å.

Con un laser di ca. 1 MW di potenza è quindi possibile ottenere una sorgente di luce 10^3 volte più brillante di quella di Fisher.

⁽⁶⁸⁾ H. FISHER: *Journ. Opt. Soc. Am.*, **51**, 5 (1961).

lastre fotografiche senza dover ricorrere ai metodi della fotografia ultrarapida. Per valutare la qualità delle fotografie prese usando una sorgente laser a rubino, mostriamo in fig. 5.6 una fotografia Schlieren presa ad una data fase di un

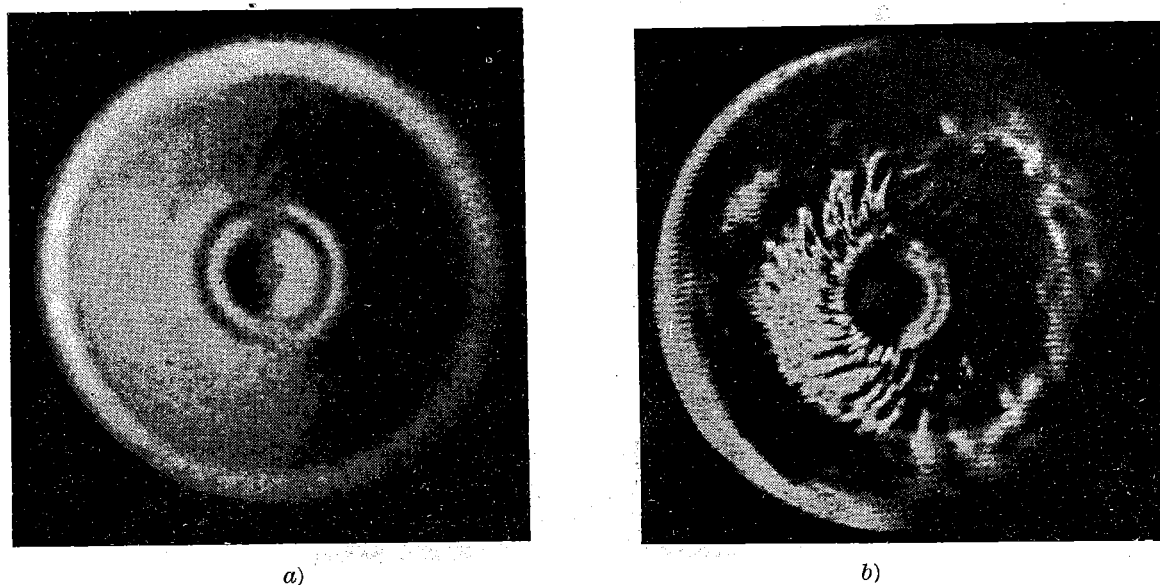


Fig. 5.6. - Due immagini del medesimo theta-pinch con il metodo Schlieren. In *a*) l'immagine è ottenuta usando come sorgente di luce una spark-gap ed un convertitore d'immagini come otturatore rapido. In *b*) usando un laser a rubino come sorgente pulsata di luce.

theta-pinch ⁽⁶⁵⁾ insieme con una corrispondente fotografia ottenuta usando una sorgente di luce impulsata (spark-gap) ed un convertitore d'immagini come otturatore ($\tau_{\text{exp}} \simeq 60$ ns). ⁽⁶⁹⁾

Per quanto riguarda la monocromaticità della luce « laser », si deve ricordare che nel funzionamento impulsato il rubino sintetico si scalda notevolmente e la monocromaticità della radiazione emessa è meno elevata che nel caso di un laser a gas in funzionamento continuo; tuttavia, anche in questo caso, è maggiore di quella delle più monocromatiche sorgenti di luce convenzionali.

Recenti studi sperimentali ⁽⁷⁰⁾ sulla coerenza della luce di emissione di un laser a rubino pulsato indicano una lunghezza di coerenza di circa 7 m: sono evidenti i vantaggi di una simile sorgente nelle applicazioni interferometriche. Ad esempio gli interferometri a riflessioni multiple (interferometro di Fizeau), generalmente usati a piccola separazione di lastre nella misura di spessori di sottili pellicole, possono essere usati a grande separazione di lastre, con la possibilità di disporre il plasma tra le due lastre.

L'uso di una sorgente laser in un dispositivo strioscopico (Schlieren) ne amplia

⁽⁶⁹⁾ U. ASCOLI-BARTOLI e S. MARTELLUCCI: *Nuovo Cimento*, **10**, 27 (1963).

⁽⁷⁰⁾ D. A. BERKLEY and G. J. WOLGA: *Phys. Rev. Lett.*, **9**, 12 (1962).

notevolmente le possibilità di applicazione, poichè la sensibilità aumenta proporzionalmente alla brillantezza della sorgente di luce.

Nel metodo delle ombre poi, la sorgente laser è insostituibile nelle applicazioni al plasma per la necessità di usare sorgenti brillanti e di dimensioni estremamente piccolè. La Fig. 5.7 mostra una serie di fotografie ottenute col metodo

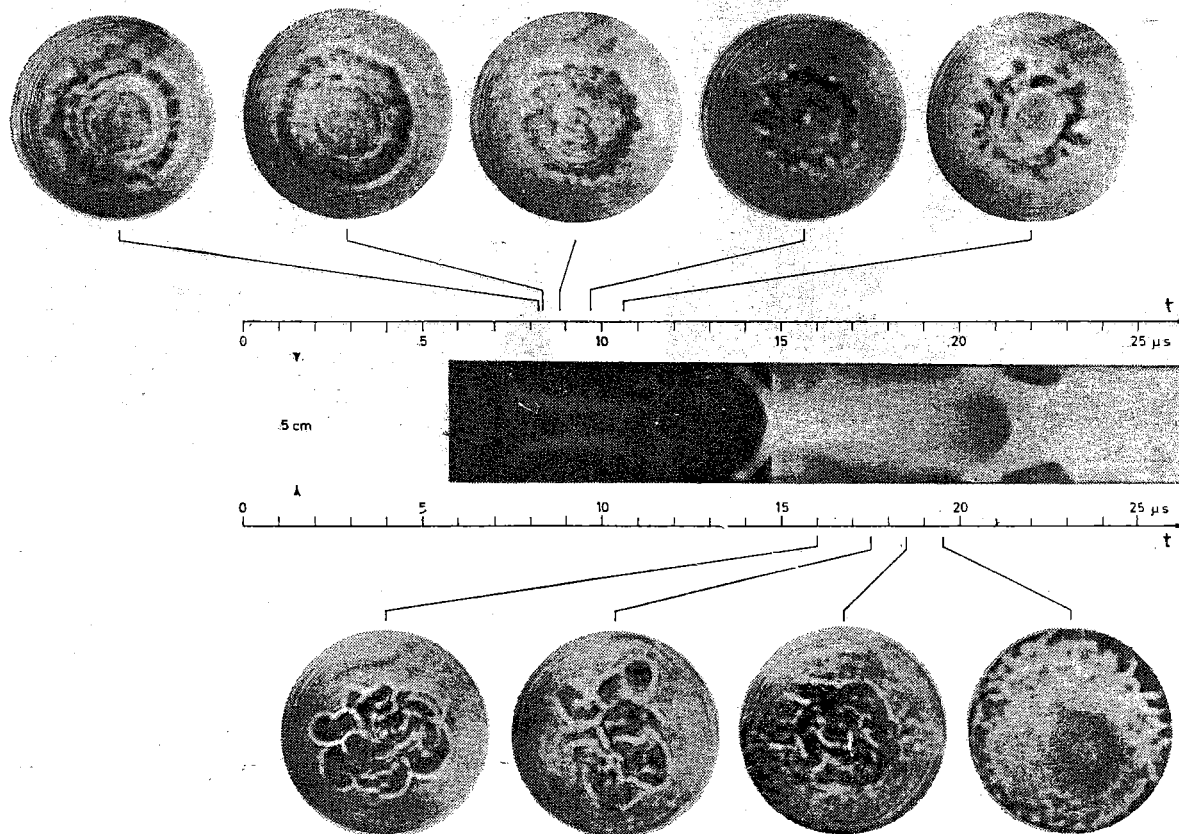


Fig. 5.7. - Fasi successive di un theta-pinch in H_2 riprese con il metodo delle ombre e con sorgente di luce fornita da un laser a rubino. Notare i fenomeni turbolenti.

delle ombre in fasi successive in un theta-pinch in H_2 ad 1 Torr di pressione ⁽⁷¹⁾. È anche mostrata la foto ottenuta con macchina fotografica a specchio rotante della luce emessa dalla scarica. La serie di fotografie mostra chiaramente l'insorgere e lo svilupparsi di fenomeni turbolenti nel plasma.

Riguardo alle applicazioni al plasma di questi metodi ottici, si pensa di potenziarne le possibilità sviluppando la tecnica delle sorgenti laser. Interessante a questo riguardo è la recente ⁽⁷²⁾ osservazione della generazione di una seconda armonica da un fascio di luce laser in un cristallo birifrangente, che dà luogo

⁽⁷¹⁾ U. ASCOLI-BARTOLI, S. MARTELLUCCI and E. MAZZUCATO: *Sesta Conferenza sui Fenomeni di Ionizzazione nei Gas*, VIII, 23 (1963).

⁽⁷²⁾ R. W. TERHUME: *Terzo Simposio Internazionale di Elettronica Quantica* (Parigi, 1963).

ad un fascio di luce di frequenza doppia ed intensità paragonabile a quella del fascio incidente. La disponibilità di un laser a due lunghezze d'onda permetterebbe la separazione del contributo degli elettroni alla refrattività del plasma da quello degli atomi neutri residui e degli ioni, quando questa separazione deve essere fatta (ad es. nella fase del breakdown).

È anche importante sottolineare che l'uso di un laser potrebbe essere molto interessante nella misura della rotazione magnetica della luce nella regione ottica per poter risalire al valore del campo magnetico con una risoluzione spaziale molto maggiore di quella raggiungibile con le microonde. Potrebbe essere a questo proposito più conveniente un laser a neodimio ($\lambda \simeq 10\,600 \text{ \AA}$), a causa della piccola entità della rotazione di Faraday per valori pratici delle densità di plasma e delle lunghezze di colonne di plasma.

6. - Stato attuale degli intensificatori di immagine.

La possibilità di usare dispositivi fotoelettronici come amplificatori di immagine in astrofisica, suggerita da Lallemand nel 1939⁽⁷⁵⁾, e ripresa più tardi da Zavoisky⁽⁷⁶⁾ e collaboratori per la rivelazione di tracce di particelle ionizzanti in scintillatori inorganici, ha dato l'avvio ad una serie di ricerche atte ad ampliare il campo di applicazione di questi dispositivi perfezionandone sempre più la prestazione. Vogliamo fare qui una rapida rassegna dei risultati più recenti ottenuti nei vari campi di applicazione.

6.1 *Fisica nucleare.* - L'idea fondamentale è quella di fotografare direttamente la traccia lasciata da una particella ionizzante in un materiale scintillante.

Per poter giungere a ciò, la luce emessa deve essere convenientemente amplificata senza che l'informazione spaziale vada perduta. Ciò si può realizzare mediante l'uso di intensificatori di immagine. Questi sono tubi elettronici provvisti di una superficie fotoemittente sulla quale, mediante un opportuno sistema ottico, viene proiettata la immagine da intensificare. Gli elettroni emessi per effetto fotoelettrico vengono accelerati e focalizzati, con un sistema di lenti elettrostatiche o magnetiche, su una superficie fluorescente con conseguente emissione di luce.

Se il guadagno di luce che così si ottiene non è sufficiente, è possibile mettere in cascata un certo numero di questi dispositivi (in genere 4 o 5), oppure provvedere per altra via, per esempio con dei dinodi sottili, ad una moltiplicazione

(73) E. E. SALPETER: *Phys. Rev.*, **120**, 1528 (1960).

(74) J. KATZENSTEIN: *Corso d'Estate sulla Fisica del Plasma* (Parigi, Sett. 1962).

(75) A. LALLEMAND: *Compt. Rend. Acad. Sci. Paris*, **203**, 243 (1936); A. LALLEMAND e M. DUCHESNE: *Compt. Rend. Acad. Sci. Paris.*, **233**, 305 (1951).

(76) E. K. ZAVOISKII, M. M. BUTSLOV e G. E. SMOLKIN: *Dokl. Akad. Nauk*, **100**, 241 (1955).

dei pochi elettroni emessi nel processo iniziale, fino a raggiungere un livello luminoso nel fosforo di uscita abbastanza elevato da essere fotografabile (vedi schema di Fig. 6.1).

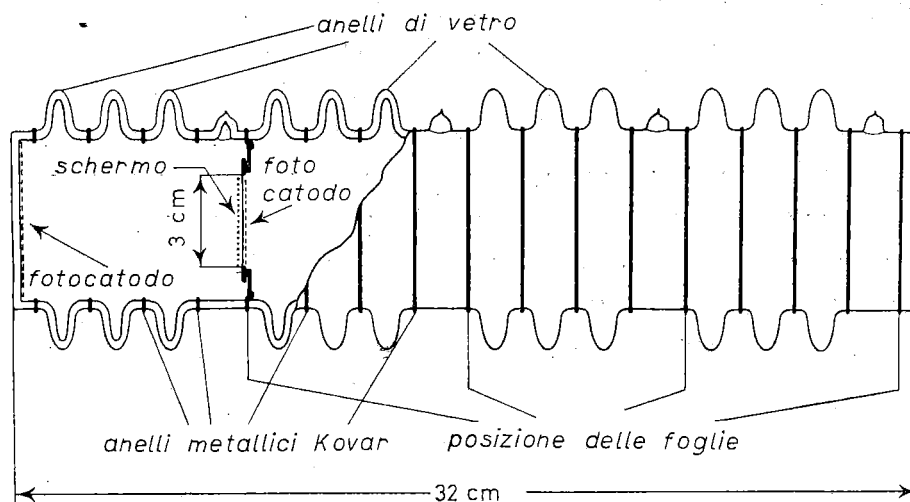


Fig. 6.1. - Schema di intensificatore di immagini a 4 stadi. Ciascuno stadio è accoppiato al successivo per tramite di un sottilissimo strato di vetro che porta su una faccia lo schermo fluorescente e sull'altra il fotocatodo dello stadio successivo.

Allo scopo di valutare le prestazioni richieste all'intensificatore di immagine conviene considerare la sensibilità del sistema di registrazione.

Le pellicole fotografiche più sensibili attuali hanno una sensibilità di circa:

$$10^8 \text{ fotoni/cm}^2,$$

per lunghezze d'onde dell'ordine di 4000 Å.

Supposto di usare uno scintillatore che fornisca $N=10^6$ fotoni per centimetro di lunghezza della traiettoria di una particella al minimo di ionizzazione si possono avere $N=2.5 \cdot 10^3$ fotoni su di un'area di 0.1 cm^2 . Cioè si deve rivelare un flusso di fotoni di

$$2.5 \cdot 10^4 \text{ fotoni/cm}^2,$$

in arrivo sul fotocatodo.

Occorre dunque interporre tra lo scintillatore ed il sistema di registrazione un dispositivo che abbia un guadagno quantico (rapporto tra numero di quanti uscenti al numero di quanti incidenti) dell'ordine di $10^4 \div 10^5$. Altri fattori, qui non valutati (come ottica, trasparenza dei vetri etc.) consigliano di considerare necessari guadagni quantici maggiori di un ordine di grandezza, cioè $10^5 \div 10^6$.

Il guadagno quantico che si può ottenere da alcuni tubi intensificatori di immagine o combinazione di tubi attuali è dell'ordine di $10^5 \div 10^6$, con potere risolutivo dell'ordine di ~ 15 linee per millimetro. In alcuni casi (per es. in astro-

fisica) si preferisce eliminare la formazione dell'immagine sul fosforo e si usano direttamente gli elettroni per impressionare una emulsione fotografica del tipo usato per la fisica nucleare.

Per la scelta del materiale scintillante con cui realizzare il rivelatore, due sono le possibilità che si offrono: o usare cristalli inorganici [NaI(Te) o CsI(Te)] oppure scintillatori plastici.

Il particolare esperimento per cui è progettato il rivelatore avrà il suo peso non solo nella scelta delle dimensioni di esso, ma anche in quella del materiale. Il grande contenuto in idrogeno degli scintillatori plastici può essere importante per alcuni scopi, mentre può interessare l'alto numero atomico o la grande densità degli scintillatori inorganici per altri.

Un dispositivo siffatto offre i seguenti vantaggi:

- a) permette di selezionare l'evento desiderato anche in un intenso fondo di particelle.
- b) è isotropo.
- c) può permettere misure di ionizzazione specifica.

Le foto che presentiamo (vedi Fig. 6.2) sono state ottenute con questa tecnica

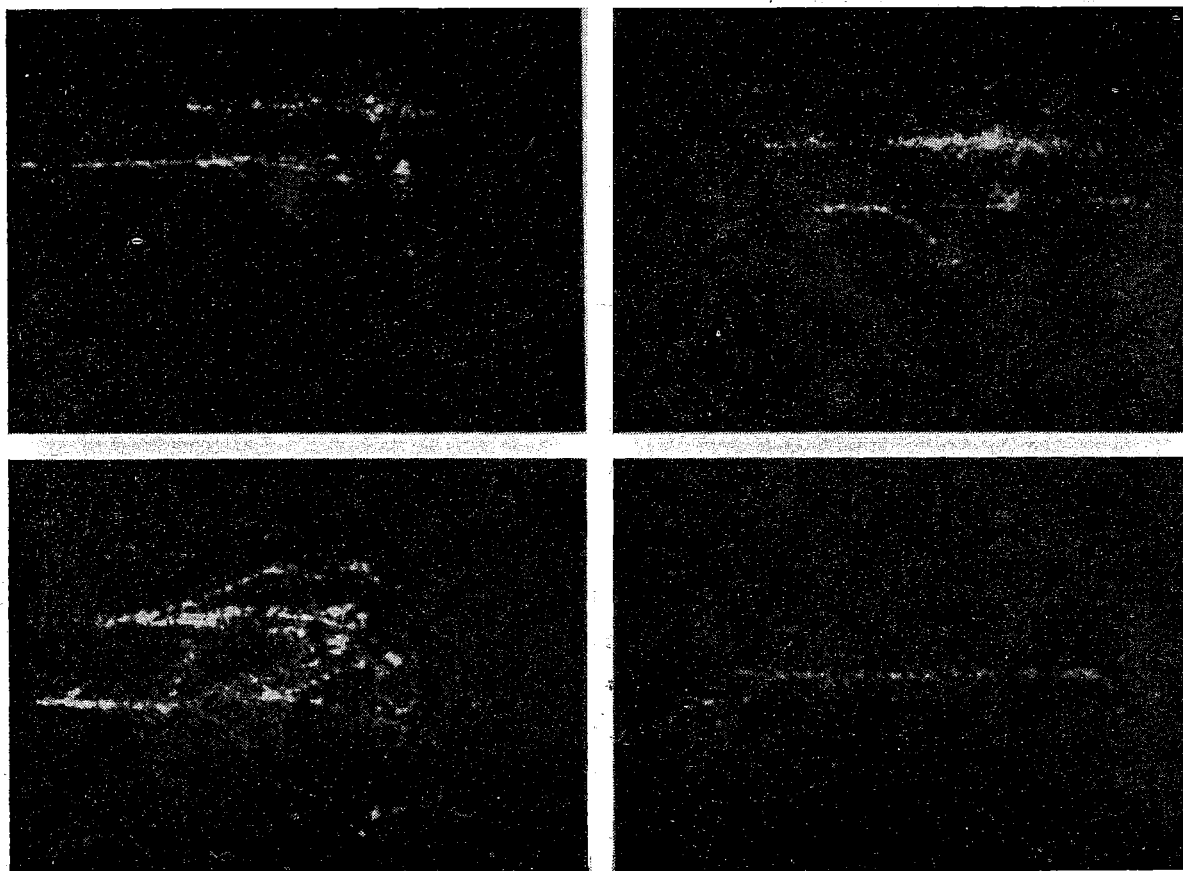


Fig. 6.2. - Immagini di tracce di positroni da 400 MeV in scintillatore di CsI(Te), ottenute da GILDEMEISTER dell'università di Bonn, con un intensificatore a 4 stadi.

da GILDEMEISTER all'Università di Bonn con il dispositivo sperimentale illustrato nella figura.

La camera usata è uno scintillatore di CsI(Te) del diametro di 24 mm e spesso 5.

Un'altra suggestiva applicazione degli intensificatori di immagine è stata suggerita da ROBERTS⁽⁷⁷⁾ in connessione con un contatore di Čerenkov. In questo caso si tratta di osservare la luce di Čerenkov prodotta dal passaggio di una particella carica entro un materiale trasparente avente un adeguato indice di rifrazione. Come è noto la « luce di Čerenkov » forma un cono la cui

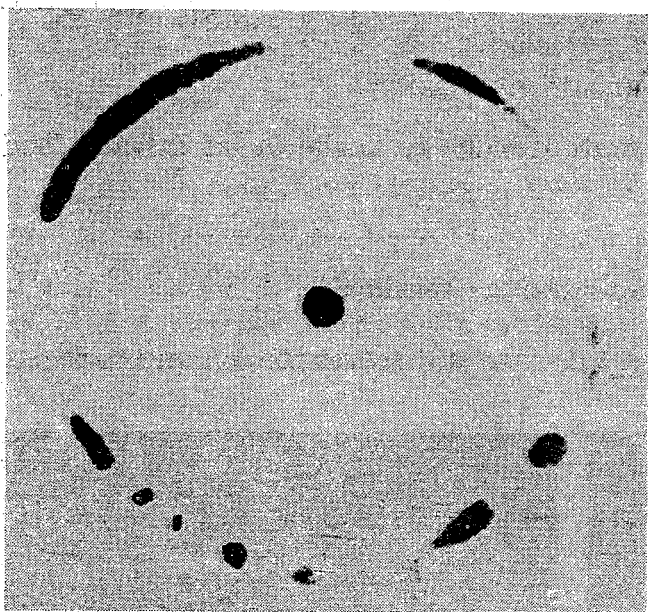


Fig. 6.3. — Cerchio dovuto alla radiazione di Čerenkov prodotta in un materiale trasparente dal passaggio di una singola particella, e osservata con intensificatore di immagine.

apertura dipende dalla velocità β della particella e dall'indice di rifrazione del mezzo. Se si forma l'immagine di questo cono di luce mediante un obiettivo telescopico, si ottiene un cerchio il cui diametro è legato all'angolo di apertura del cono. La misura di tale diametro consente una misura della velocità β della particella. ROBERTS nel suo lavoro calcola una precisione, nella misura del β di una particella, dell'ordine di 10^{-5} .

I risultati più interessanti in questo campo sono quelli ottenuti da CHUVILO e da BINNIE^(78,79), i quali hanno osservato e fotografato il cerchio di

6.2. *Astronomia.* — In questo caso il problema è quello di rivelare segnali provenienti da deboli sorgenti luminose su un fondo costituito dalla radiazione diffusa del cielo notturno.

⁽⁷⁷⁾ A. ROBERTS: NYO-9090 The University of Rochester (Int. rept.), Dept. of Physics and Astronomy.

⁽⁷⁸⁾ M. M. BUTSLOV, M. N. MEDVEDEV, I. V. CHUVILO and M. V. SHESHUNOV: *Nucl. Instr. and Meth.*, **20**, 263 (1963).

⁽⁷⁹⁾ D. M. BINNIE, M. R. JANE, J. A. NEWTH, D. C. PORTER and J. WOLTERS: *Nucl. Instr. and Meth.*, **21**, 81 (1963).

Pioniere di questo campo è stato LALLEMAND dell'Osservatorio del Pic du Midi. Il dispositivo usato prevedeva l'inserimento della lastra fotografica all'interno del tubo convertitore e su questa venivano focalizzati i fotoelettroni. Un rivelatore di questo tipo è stato usato anche da KRON, all'osservatorio Astronomico di Mt. Hamilton, Cal.

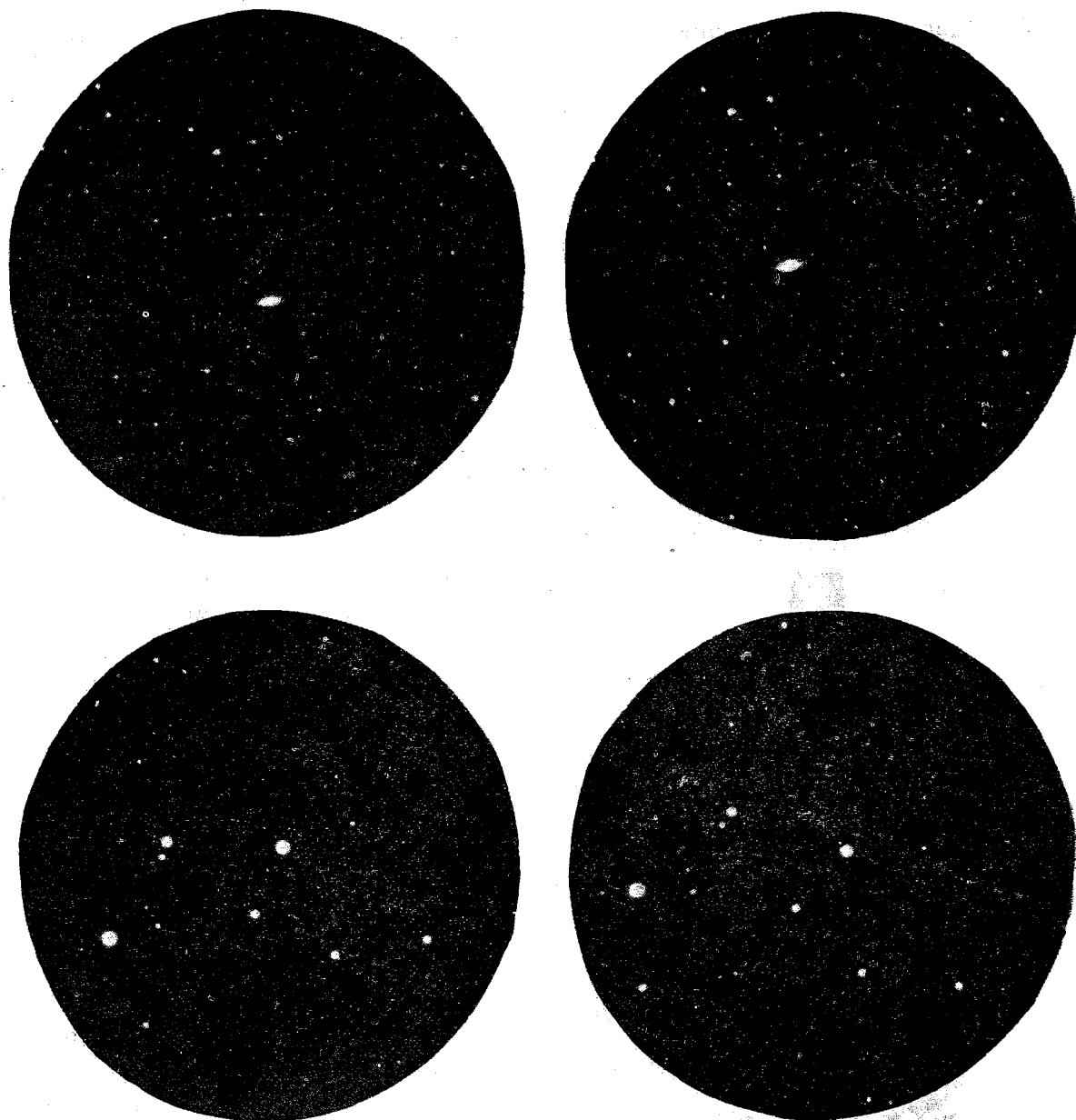


Fig. 6.4. - Oggetti celesti fotografati, a destra, con metodi convenzionali, a sinistra per mezzo di intensificatori di immagine. Le esposizioni con quest'ultimo metodo sono molto più brevi, e presentano pertanto un migliore rapporto segnale-fondo.

L'introduzione della emulsione nell'interno del tubo reca notevoli complicazioni e riduce la vita del fotocatodo a poche ore per effetto di avvelenamento;

attualmente si cerca di estrarre gli elettroni attraverso una finestra sottile di mica, per tenere la lastra al di fuori del tubo.⁽⁸⁰⁾

Un dispositivo di quest'ultimo tipo è in costruzione presso i Laboratori di Frascati del CNEN.

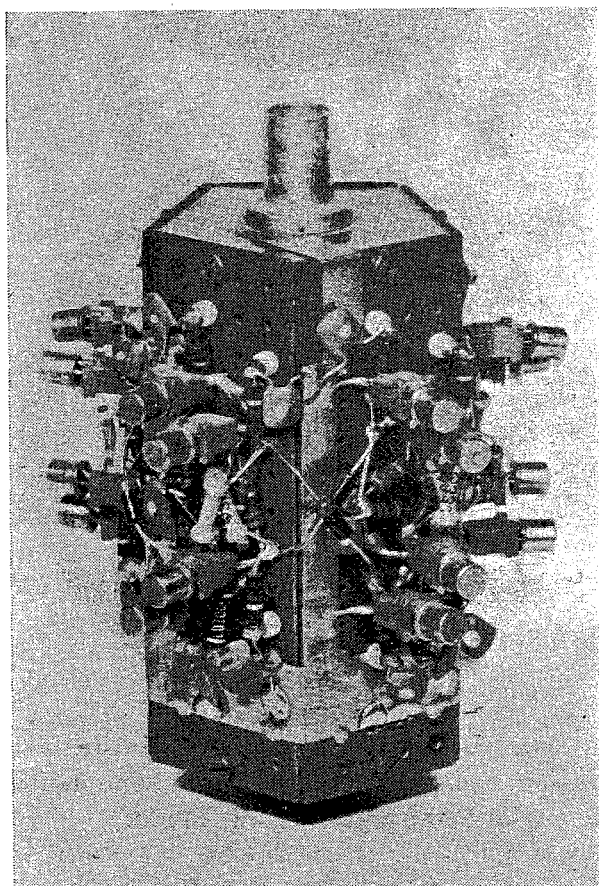
Riportiamo alcune fotografie riprese con queste tecniche (Fig. 6.4).

7. - Sviluppo dell'automazione elettronica nella fisica nucleare delle alte energie.

La complessità delle informazioni provenienti dai sistemi di rivelazione di particelle elementari nelle esperienze eseguite con i grandi acceleratori, impone la necessità di utilizzare apparecchiature automatiche e sempre più rapide per la memorizzazione, analisi ed elaborazione delle informazioni stesse.

Ci limiteremo qui a descrivere sommariamente:

- a) un sistema per l'acquisizione e memorizzazione di dati provenienti da sistemi di contatori, ed avente un elevato potere risolutivo.
- b) sistemi semi-automatici o completamente automatici per la misura ed elaborazione di eventi in camera a bolle.



7.1. - Come esempio di sistema per l'acquisizione e memorizzazione di dati provenienti da contatori ci teremo la catena di conteggio in progettazione e realizzazione da parte dei Laboratori Nazionali di Frascati e del Laboratorio di Elettronica della Casaccia del CNEN.

Questa catena di conteggio si compone di: circuito limitatore, circuito discriminatore-formatore, circuito di coincidenza, circuito di porta lineare con generatore di porta, scala di conteggio a 100 MHz, con sei cifre, uscita con circuito allungatore per eventuale analisi di ampiezza.

Fig. 7.1. - Montaggio di scala di conteggio decimale per frequenze fino a circa 150 MHz.

⁽⁸⁰⁾ J. D. MCGEE and B. E. WHEELER: *Adv. in Elect. and Electron Phys.*, vol. 16 (1962), p. 47.

Il potere risolutivo di questa catena è previsto inferiore a 3 ns, e la frequenza massima di 100 MHz. In essa vengono unicamente impiegati circuiti ad accoppiamento diretto, con segnali di corrente. Gli elementi attivi sono naturalmente costituiti da diodi tunnel e transistor rapidi (vedi Fig. 7.1).

L'unità completa comprende 6 canali di conteggio, il cui contenuto, tramite memorie provvisorie, viene trasferito sequenzialmente sui dispositivi di uscita. Questi sono a scelta:

- 1) stampa-dati Hewlett-Packard 561B;
- 2) perforatrice di nastro Frieden ATP;
- 3) perforatore di schede IBM 526;
- 4) macchina da scrivere.



L'unità può essere comandata manualmente o automaticamente da un orologio, o dall'uscita di un « quantmetro integratore » o da altro misuratore integrale di dosi di radiazione.

7.2. - L'analisi dei fotogrammi di eventi in camera a bolle si può considerare che avvenga in tre stadi successivi:

- a) Analisi visuale o scanning delle tracce.
- b) Misura (numerica) delle coordinate delle tracce.
- c) Elaborazione (dei dati numerici ottenuti dalla operazione b).

Un primo sistema di analisi (detto FDS) impiega un osservatore umano che mediante un tavolo di scanning segue le tracce degli eventi interessanti sul film, e ne immagazzina le coordinate grossolane su schede perforate.

Successivamente il film viene esplorato dalla apparecchiatura automatica, nelle zone indicate dalle schede perforate dall'operatore. In questa esplorazione le coordinate delle tracce sono misurate e numerizzate con precisione di $\pm 3 \mu\text{m}$ e risoluzione di $27 \mu\text{m}$ nel film. I dati numerici, accumulati in una memoria provvisoria, vengono poi elaborati dal calcolatore elettronico, per esempio per la ricostruzione delle cinematiche (*) (vedi schema di Fig. 7.2).

Un secondo sistema (detto SMP) differisce dal precedente per il fatto che uno, o più, tavoli di scanning grossolano, sono direttamente connessi al calcolatore. La misura fine delle coordinate è eseguita sulle tracce contemporaneamente alle istruzioni grossolane fornite dall'operatore umano, il quale segue le tracce con un traguardo di circa un centimetro sul fotogramma proiettato

(*) Un sistema FSD+IBM 7094 funziona attualmente a Berkeley e altri sono in fase di realizzazione in USA e in Europa.

con ingrandimento di circa 15 volte. Il calcolatore elettronico è in grado di filtrare le informazioni utili e di memorizzarle su nastro magnetico. Quest'ul-

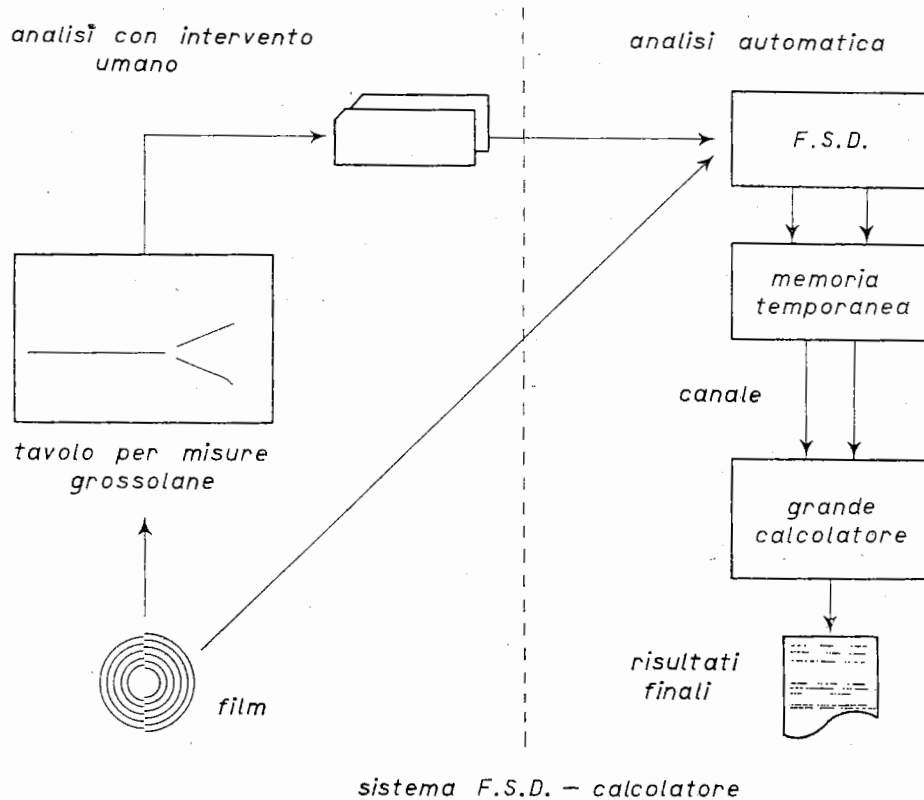


Fig. 7.2. - Sistema di analisi di fotogrammi in camera a bolle tipo FSD. Un osservatore umano fornisce al calcolatore l'indicazione approssimativa delle tracce da seguire. L'apparato elettronico segue le tracce, ne immagazzina le coordinate misurate con grande precisione e successivamente le trasmette ad un calcolatore elettronico per la elaborazione (per esempio calcolo delle cinematiche).

timo può essere successivamente introdotto in un grande calcolatore per l'elaborazione dei dati (vedi schema di Fig. 7.3).

In fine, al MIT, è in fase di realizzazione un sistema automatico che rinuncia completamente all'operatore umano nella fase di scanning.

Il sistema opera in due fasi distinte (vedi schema di fig. 7.4). Nella prima fase di scanning il tubo oscillografico genera una traccia lineare di 1 millimetro, che automaticamente esplora il fotogramma fino a trovare un segmento di traccia. In questo modo vengono esplorate le successive zone del fotogramma e vengono memorizzate le coordinate approssimative dei segmenti di traccia trovati. Il calcolatore è in grado di comandare il segmento di esplorazione in modo da inseguire le tracce degli eventi desiderati.

Esaurita questa prima fase di scanning l'apparato è in grado di esplorare finemente, mediante un puntino luminoso, che esplora il fotogramma secondo un raster televisivo, e può misurare le coordinate esatte delle bolle lungo le

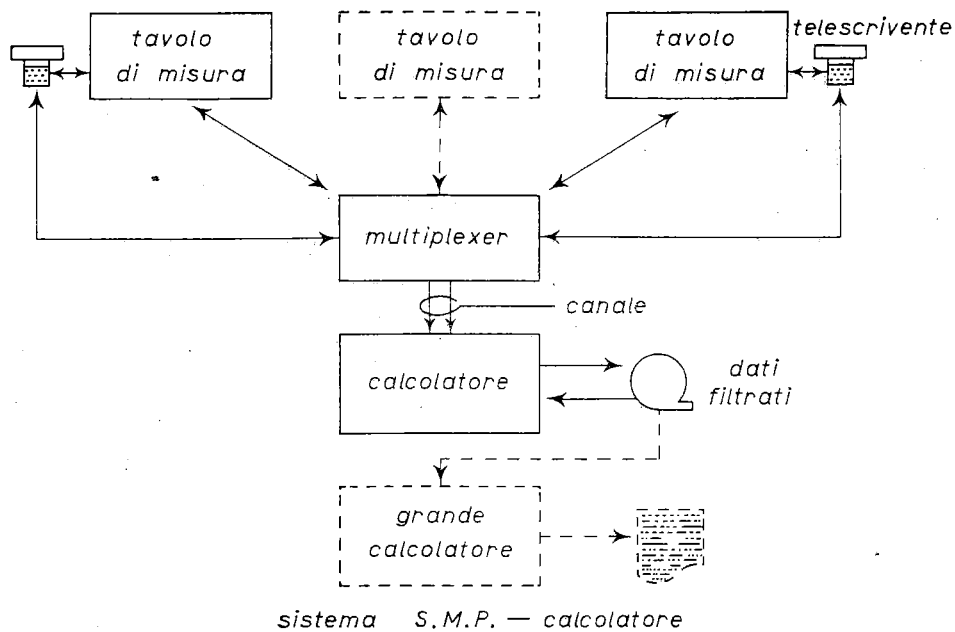


Fig. 7.3. — Sistema di analisi tipo SMP. L'operazione manuale di seguire le tracce e l'operazione automatica di misura e immagazzinamento delle coordinate sono fatte contemporaneamente. Più tavoli di misura possono simultaneamente dare lavoro alla stessa apparecchiatura.

tracce precedentemente esplorate. I dati numerici così ottenuti, filtrati e misurati, possono poi essere passati ad un grande calcolatore per la ricostruzione geometrica e l'analisi cinematica.

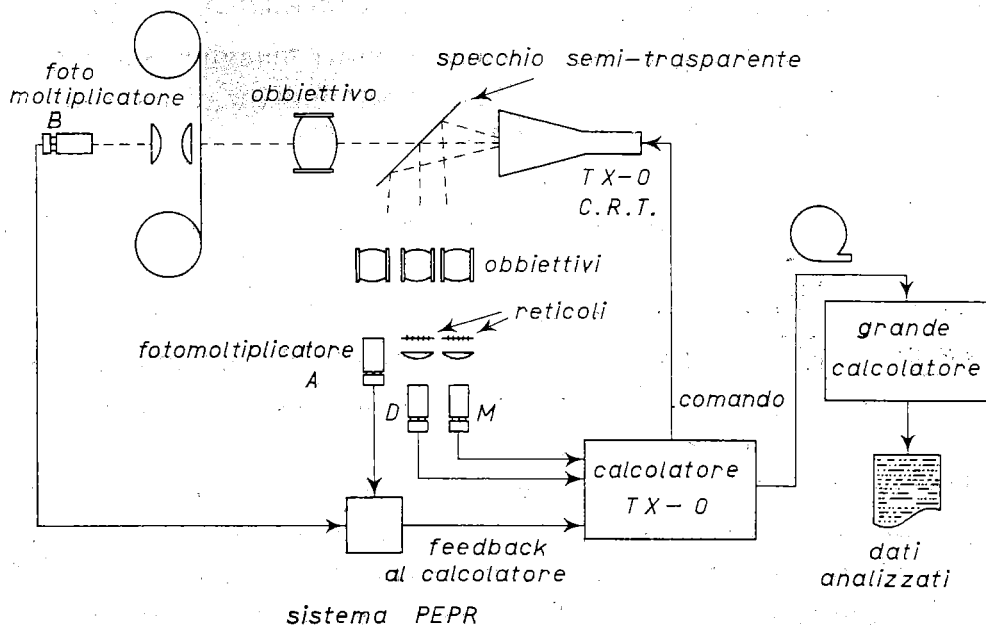


Fig. 7.4. — Sistema completamente automatico di esplorazione e di analisi. La ricerca e la misura delle tracce vengono fatte in fasi successive dal medesimo tubo a raggi catodici, comandato dal calcolatore elettronico.

8. - Rivelazione di particelle elementari alle alte energie.

Le tecniche di rivelazione di particelle elementari negli anni futuri verranno grandemente determinate dalle necessità imposte dai grandi acceleratori. Le grandissime energie, maggiori di 100 GeV, e le grandi intensità, maggiori di 10^{13} protoni per secondo, che verranno raggiunte da queste macchine imporranno di spingere ai limiti delle possibilità le tecniche di rivelazione attuali, ed eventualmente stimoleranno la ricerca di nuove tecniche.

Si possono considerare i metodi di rivelazione raggruppati in 3 grandi categorie:

- 1) camere a bolle;
- 2) camere a scintilla;
- 3) sistemi di contatori.

8'1. - Con le camere a bolle ad idrogeno esistenti è possibile avere tracce di più di un metro di lunghezza (la camera a bolle di Brookhaven ha 80 pollici di diametro), con una eccellente risoluzione spaziale.

La freccia delle tracce curve può essere misurata con una precisione di circa 25 μm , e in un campo magnetico di 20000 G ciò corrisponde a determinare quantità di moto di 100 GeV/c con una precisione del 3%. Sembra ragionevole pensare che nel prossimo avvenire sarà possibile disporre di campi magnetici, per esempio creati da magneti superconduttori, dell'ordine di 10^5 G. Ciò naturalmente consentirà di spingere verso limiti maggiori sia la precisione nelle misure sia i valori assoluti misurabili della quantità di moto delle particelle osservate.

La limitazione fondamentale delle camere a bolle consiste naturalmente nella scarsa risoluzione temporale, e nella impossibilità di comandarle.

8'2. - Le camere a scintilla si presentano come uno dei più potenti mezzi di rivelazione per la ricerca alle alte energie. Ritengo che un grande lavoro sia ancora da fare su questi rivelatori per portare le possibilità di essi ai limiti imposti dalla fisica dei processi di scarica.

Attualmente i principali vantaggi delle camere a scintilla consistono in una risoluzione spaziale dell'ordine di 0.1 mm, risoluzione temporale minore di 0.5 μs , estrema facilità di costruzione e di realizzazione in forme diverse, dimensioni praticamente illimitate (camere da 30 tonnellate già funzionano per esempio per gli esperimenti sui neutrini).

Lo sviluppo di questa tecnica consente sino da ora di vedere in quali direzioni potranno essere fatti dei progressi:

a) L'uso di un campo magnetico che consenta di misurare il segno e la quantità di moto delle particelle.

b) L'impiego di camere « mono-gap » che consentano la osservazione di tracce numerose ed a qualsiasi angolazione nonchè di eventi ionizzanti che abbiano origine nel gas della camera.

c) L'indagine sistematica su le caratteristiche delle scariche, al fine di metterne in relazione per esempio la intensità e la « granulazione » con la ionizzazione e l'energia della particella rivelata.

d) I sistemi di estrazione delle informazioni dalle camere a scintilla: come nel caso delle camere a rivelazione sonora, le camere a fili, e i sistemi di rivelazione e digitalizzazione completamente elettronici.

8'2.1 - Una camera a scintilla mono-gap è stata di recente realizzata da ALIKHANIAN *et al* ⁽⁸¹⁾ e posta in un campo magnetico di 5 000 G. La camera riempita con neon a 1.5 atm. era impulsata a circa (60 ÷ 80) kV per una durata di ~100 ns. Le dimensioni sono di circa (20 × 40 × 21) cm³ (vedi Fig. 8.1).

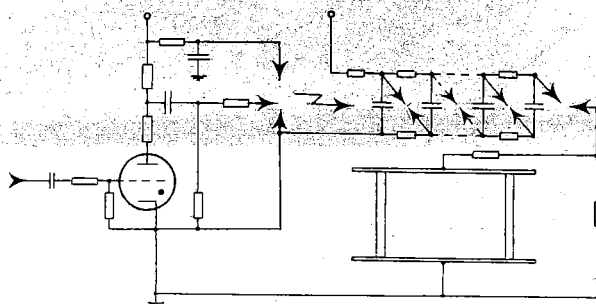


Fig. 8.1. -- Camera a scintilla mono-gap di (20 × 40 × 21) cm³ costruita da ALIKHANIAN *et al*. È mostrato anche lo schema elettronico del generatore dell'impulso ad alta tensione (~ 80 kV) necessario ad innescare la camera.

⁽⁸¹⁾ A. I. ALIKHANIAN, T. L. ASATIANI, A. M. METEVOSIAN e R. O. SHARKHATUNIAN: *Phys. Lett.*, 4, 295 (1963).

Il ritardo tra il trigger e l'impulso di alta tensione è di circa 300 ns. Un evento tipico di sciame con tre particelle è mostrato nella figura. Le curvature misurate per tracce di mesoni μ (vedi Fig. 8.2) nelle camere corrispon-

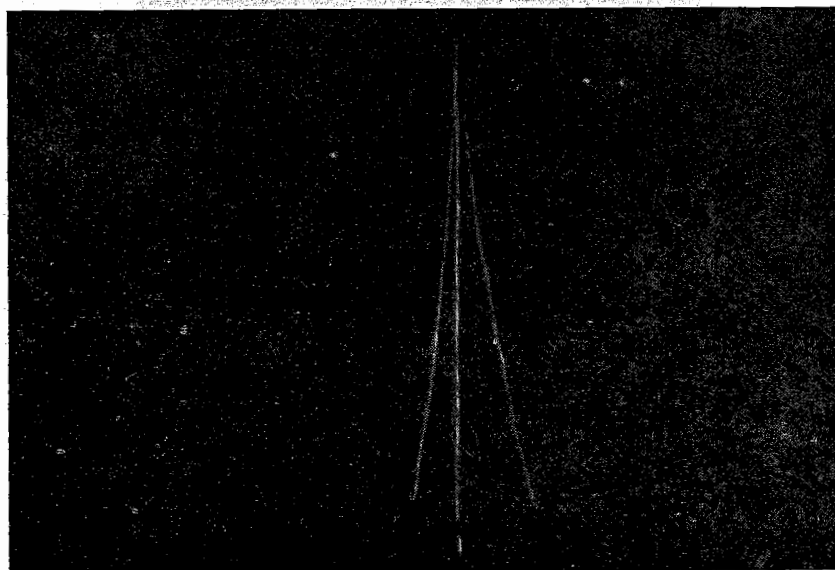
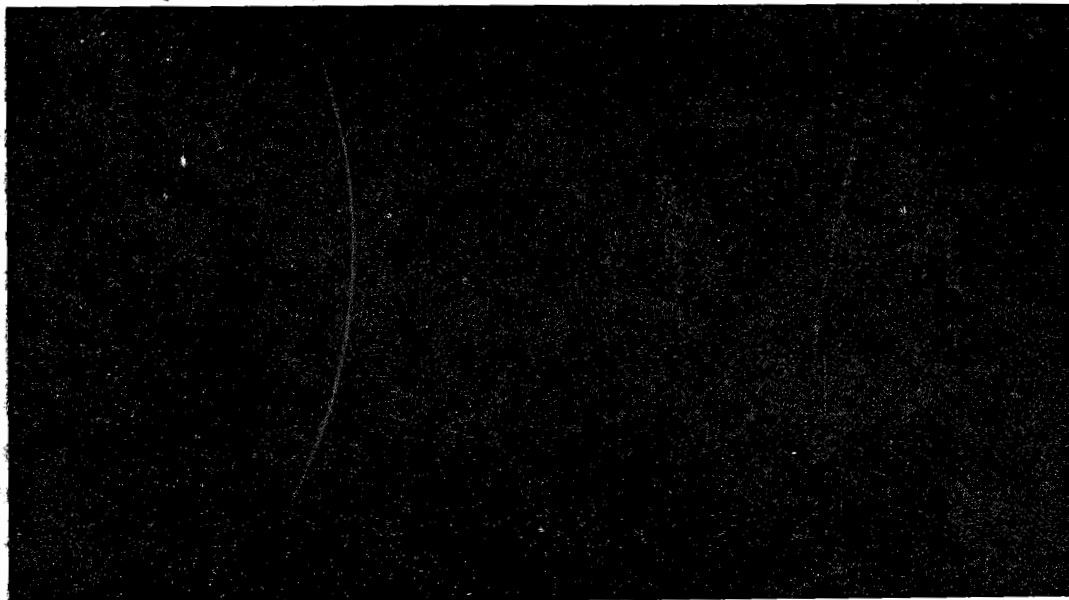


Fig. 8.2. - Tracce di mesoni μ di segni opposti fotografate nella camera di Fig. 8.1, posta in campo magnetico di 5000 G.

dono al valore calcolato dalle relazioni momento-range. Gli Autori pensano di poter misurare angoli di 10^{-3} rad su 20 cm di traiettoria, ciò consentirebbe di misurare quantità di moto di alcune decine di GeV/c.

8'2.2. - Uno dei problemi che sono seriamente avviati a soluzione, nella costruzione di camere a scintilla, consiste nella osservazione di tracce multiple

entro la medesima gap. Generalmente l'efficienza di rivelazione di una traccia in camera a scintilla decresce rapidamente se nella medesima gap vi sono altre tracce.

In un dispositivo sperimentale ideato da FUKUI e ZACHAROV⁽⁸²⁾ i piatti della camera sono realizzati in materiale ad alta resistività superficiale (vetro coperto di sottile strato conduttore di stagno), e l'impulso di tensione applicato consiste in una oscillazione smorzata a 50 MHz, della durata di 1 μ s. Il campo elettrico è dell'ordine di 10 kV/cm. Il gas usato è una miscela di 65 % Ne + 35 % N a pressione atmosferica.

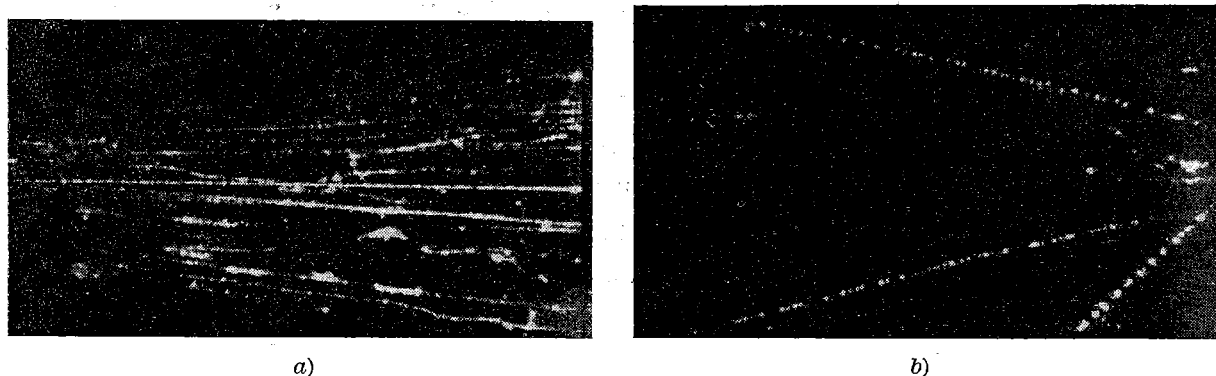


Fig. 8.3. - a) Tracce di protoni da 13 MeV in camera a scintilla con piatti ad alta resistività superficiale. Le tracce sono circa parallele ai piatti della camera (FUKUI e ZACHAROV); b) nella medesima camera di Fig. 8.3a tracce di elettroni da circa 1 MeV.

Si sono ottenute belle fotografie (vedi Fig. 8.3) sia di protoni da 13 MeV in un fascio circa parallelo, sia di elettroni al minimo di ionizzazione.

La densità delle micro-scariche che si osservano lungo la traccia in una simile camera è connessa alla ionizzazione primaria delle particelle. Una investigazione sistematica in questo senso è già in corso per esempio al CERN. Anche la intensità media di luce nelle micro-scariche sembra essere connessa alla ionizzazione primaria.

Benchè le indicazioni sino ad ora non siano che preliminari sembra che anche le camere a scintilla mono-gap del tipo Alikhanian descritte prima, possano avere una elevata efficienza di rivelazione di tracce multiple fino ad angoli di inclinazione di circa 40°.

8'2.3. - Almeno per taluni esperimenti, particolarmente per quelli nei quali le camere a scintilla vengono usate come rivelatori di angolo e di posizione di traiettorie di singole particelle, può essere molto utile estrarre dalla camera l'informazione, senza passare attraverso il procedimento fotografico.

(82) S. FUKUI e B. ZACHAROV: *Nucl. Instr. and Meth.*, **23**, 24 (1963).

Un sistema consiste nella misura dell'intervallo di tempo tra la scarica e l'arrivo del suono, da questa provocato, a degli opportuni trasduttori. Data la velocità del suono, a $3 \mu\text{s}$ corrisponde 1 mm di distanza. Gli attuali trasduttori consentono tempi di salita dell'ordine di $0.5 \mu\text{s}$, e pertanto una risoluzione spaziale in linea di principio di circa 0.15 mm⁽⁸³⁾.

Un altro sistema consiste nell'uso di elettrodi costituiti da fili paralleli. Ciascuno di questi è connesso separatamente ad un nucleo magnetizzabile, che rivela la corrente di scarica nel corrispondente filo mediante un ribaltamento della direzione di magnetizzazione. Questo dispositivo consente direttamente di leggere elettronicamente e digitalizzare le coordinate della scarica, dopo ogni evento. La risoluzione spaziale è naturalmente quella consentita dalla distanza tra i fili⁽⁸⁴⁾.

Un sistema molto promettente è attualmente studiato al CERN da CHARPAK, FAVIER e MASSONNET⁽⁸⁵⁾. Esso consiste nel connettere a terra la piastra di massa della camera a scintilla attraverso due conduttori opposti, in modo che la corrente si divida tra di essi diversamente a secondo della posizione della scintilla sulla piastra. Lo schema è quello della figura 8.4.

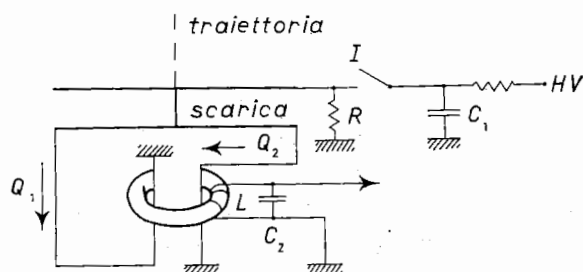


Fig. 8.4. - Schema di connessione per il ritorno a massa delle correnti in una camera a scintilla. La posizione della scarica è individuata dal valore relativo delle correnti Q_1 e Q_2 attraverso i due conduttori di massa.

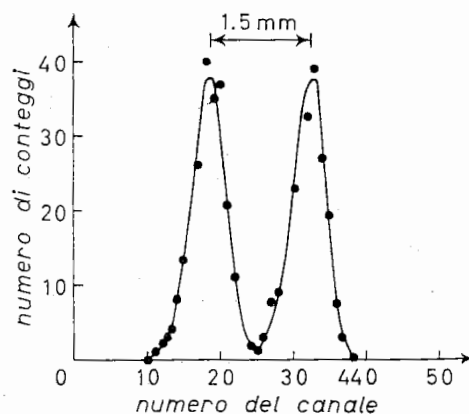


Fig. 8.5. - Distribuzione di ampiezza di impulsi ottenuti mediante il dispositivo di Fig. 8.4. Si osserva che una separazione spaziale di 1.5 mm è facilmente risolvibile con questo sistema.

Un nucleo di ferrite fa da accoppiamento a trasformatore tra i conduttori di massa e il secondario di uscita. È facile immaginare diversi possibili dispositivi per ricondurre la posizione ad una misura di ampiezza di impulso. Il potere risolutivo ottenuto è mostrato dal diagramma di Fig. 8.5.

⁽⁸³⁾ B. C. MAGLIĆ: *Nucl. Instr. and Meth.*, **20**, 165 (1963).

⁽⁸⁴⁾ F. KREINEN: *Nucl. Instr. and Meth.*, **20**, 168 (1963).

⁽⁸⁵⁾ G. CHARPAK, J. FAVIER e L. MASSONNET: Nota interna CERN, 17.9.63 presentata per la pubblicazione su *Nucl. Instr. and Meth.*

L'impiego di circuiti di tipo televisivo per « vedere » gli eventi in camera a scintilla sembra avere degli ovvi vantaggi. L'immagine può infatti essere impressa sul fotocatodo di un tubo « Vidicon » ed ivi essere esplorata elettronicamente in successive linee. Ciò consente la digitalizzazione delle posizioni delle tracce, e la possibilità di memorizzare le relative coordinate nella memoria di un nastro magnetico o addirittura di un calcolatore. Queste possibilità, che sono state considerate quantitativamente a Frascati circa un anno fa, sono in realtà meno favorevoli e di meno facile realizzazione di quanto si possa pensare. I problemi principali che si presentano nella realizzazione economica di un tale

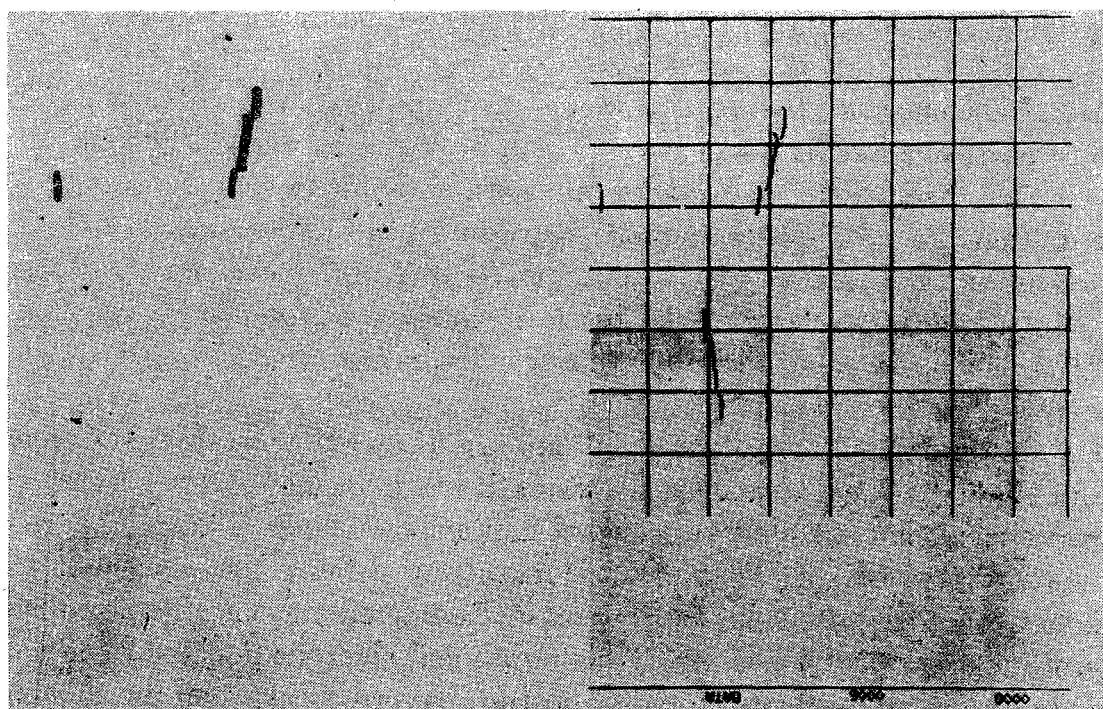
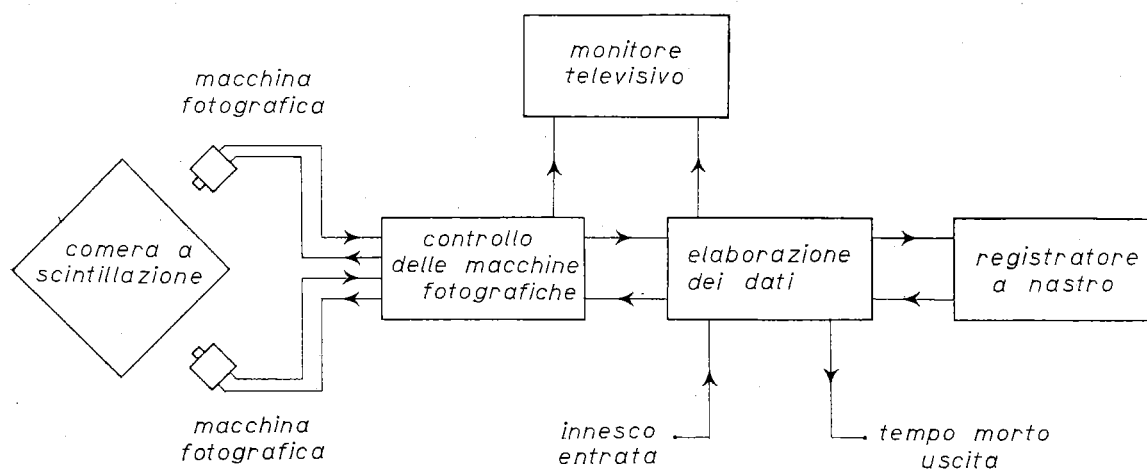


Fig. 8.6. - Schema del sistema televisivo di registrazione e digitalizzazione delle tracce in camera a scintilla. Sotto, un evento fotografato (a destra) e ricostruito dal calcolatore elettronico in base alle coordinate digitalizzate (a sinistra).

dispositivo, sono infatti costituiti dalla ampiezza della banda passante richiesta al canale televisivo, e dalla stabilità di scansione.

Un dispositivo di questo tipo è stato recentemente realizzato da BARNA⁽⁸⁶⁾. In questo dispositivo la frequenza delle linee orizzontali è di 15 625 Hz, e la frequenza di immagine è di 29.8 Hz. Le coordinate orizzontali sono digitalizzate da un « orologio » a 10 MHz che consente di risolvere 512 posizioni per ogni linea. I dati digitalizzati e accumulati in una memoria temporanea a scala, vengono successivamente trasferiti ad un nastro magnetico IBM 7 tipo standard. Ciò consente di registrare non più di due scintille per linea, con una indicazione di eventuali scintille in più. Il nastro magnetico con la registrazione può essere poi inserito di nuovo nel calcolatore 7094, che può ricostruire l'evento sui monitor come mostrato dalle foto confronto (vedi Fig. 8.6).

8'3. - I sistemi di contatori vengono sviluppati, e sempre più nel futuro occorrerà procedere in questa direzione, per rivelare particelle di grande quantità di moto ed ad alta intensità.

I contatori di Čerenkov sono attualmente i dispositivi che meglio consentono di identificare particelle con alti valori delle quantità di moto. Viceversa i contatori a scintillazione sono attualmente i dispositivi che posseggono il più alto potere risolutivo; questa caratteristica ne rende utile l'impiego nei casi in cui si abbiano alte intensità. D'altra parte è facile immaginare che l'uso di alti campi magnetici per l'analisi di momenti, richiederà l'impiego di rivelatori in grado di funzionare anche in prossimità del campo disperso di tali magneti.

8'3.1. *Contatori di Čerenkov.* - Sono stati impiegati sino ad ora per identificare particelle aventi momenti pari a 22 GeV/c, con una risoluzione $\Delta\beta/\beta \sim 10^{-4}$. La risoluzione può essere ulteriormente migliorata riducendo l'angolo di Čerenkov e applicando delle correzioni per le aberrazioni cromatiche. Per esempio impiegando lenti di SiO₂ fuso e di NaCl, e con angolo di Čerenkov di $9\frac{1}{2}^\circ$ ci si aspetta di migliorare la risoluzione di un fattore tra 10 e 20. Ciò consentirà di identificare particelle di qualche centinaio di GeV/c di momento.

Uno dei problemi che sorgono nell'impiego di questi contatori di Čerenkov ad alta risoluzione, consiste nella necessità di usare un fascio di particelle estremamente parallelo. Per ovviare a questa limitazione è necessario sviluppare una tecnica che consenta di misurare, mediante un sistema telescopico di lenti, il diametro del cerchio di luce di Čerenkov, indipendentemente dalla posizione di esso lungo l'asse. Ciò può essere realizzato con complicati sistemi odoscopici di guide di luce connesse a fotomoltiplicatori, ovvero con sistemi più complessi

⁽⁸⁶⁾ A. BARNA: *A Spark Chamber Data-Handling System Using Television Cameras*, Submitted to *Rev. Scient. Inst.* (August 1963).

impieganti intensificatori di immagine. Alcuni dispositivi di quest'ultimo tipo sono stati realizzati con risultati incoraggianti⁽⁸⁷⁾ (vedi Fig. 6.3).

8.3.2. — Contatori a stato solido a tipo « lithium drift », presentano come è noto dei « depletion depths » dell'ordine di qualche millimetro, e possono essere impiegati utilmente come rivelatori di particelle relativistiche. È in particolare opinione di YUAN di Brookhaven⁽⁸⁸⁾ che questi rivelatori potranno essere molto utili in futuro anche in connessione con le macchine di altissima energia. Le ragioni di ciò consistono nel fatto che l'energia per creare una coppia elettrone-buco è circa 1/10 della energia di ionizzazione ed è circa 1/200 dell'energia necessaria per creare un fotoelettrone nella catena scintillatore-fotomoltiplicatore. Inoltre questi rivelatori sono insensibili al campo magnetico e date le loro piccole dimensioni possono essere posti ovunque.

Secondo misure fatte a Brookhaven questi rivelatori esposti ad un fascio di protoni e π^+ , mostrano una ottima linearità fino a momenti di 5 GeV/c. Per la rivelazione di particelle ultrarelativistiche nulla si sa degli effetti di densità presenti in questi rivelatori sulla risalita relativistica. Sino a 5 GeV/c si è però osservato che il picco delle distribuzioni di Landau non varia con il momento delle particelle.

Per la identificazione di particelle a grandi valori del momento sono stati proposti rivelatori a scintillazione che avendo una bassa densità (gas xenon) presentano una marcata risalita relativistica della ionizzazione specifica, senza effetti di densità.

Se i primi risultati incoraggianti⁽⁸⁸⁾ ottenuti con questi rivelatori saranno confermati, sarà possibile la identificazione di particelle fino a momenti molto elevati, dell'ordine di parecchie centinaia di GeV/c.

⁽⁸⁷⁾ M. M. BUTSLOV, M. N. MEDVEDEV, I. V. CHUVILO e M. V. SHESHMOV: *Nucl. Instr. and Meth.*, **20**, 263 (1963); G. T. REYNOLDS, J. C. WATERS e S. K. POULTRUY: *Nucl. Instr. and Meth.*, **20**, 267 (1963).

⁽⁸⁸⁾ L. C. L. YUAN: *Future Trends in Detection Techniques*, Brookhaven National Lab., Upton, N. Y., preprint.