

Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-66/50

U. Bizzarri, T. Letardi e A. Turrin : **TECNICHE DI ESTRAZIONE
DEI FASCI DI PARTICELLE DAI SINCROTRONI.** -

Estratto da : Notiziario CNEN 12, n. 10, 27 (1966).

Tecniche di estrazione dei fasci di particelle dai sincrotroni

La fisica delle particelle elementari deve disporre, per la sperimentazione, di fasci di particelle proiettili nonché di tecniche di rivelazione degli eventi che accadono negli urti di questi contro la materia.

Un impiego efficiente delle tecniche di rivelazione delle particelle elementari si può avere solo se i fasci forniti dalle macchine acceleratrici presentano certe essenziali caratteristiche.

Ad esempio, sarebbero realizzate le condizioni ideali negli esperimenti in cui si fa uso di contatori in coincidenza se l'intensità del fascio potesse rimanere relativamente bassa e immutata nel tempo, così come lo è in pratica quella (bassissima) dei raggi cosmici. I sincrotroni sono gli acceleratori che più vengono incontro a questa esigenza imposta dalle tecniche sperimentali: si riescono ad ottenere dai sincrotroni impulsi intermittenti (fiotti di particelle) di lunga durata, e di frequenza e intensità tali da rendere possibile la sperimentazione con la tecnica dei contatori in coincidenza e delle camere a scintilla. Questo esempio basta per illustrare come gli sforzi dei costruttori di macchine da una parte e dei ricercatori dall'altra convergono.

Oggi i grandi sincrotroni funzionano per circa il 90% del tempo programmato, e più esperimenti indipendenti possono essere in corso attorno ad essi (1).

In questo articolo vengono descritte in grandi linee tutte quelle tecniche operative che vengono sviluppate sui sincrotroni onde renderli sorgenti sempre più prestanti sotto ogni punto di vista di particelle di elevata energia.

Alla fine di questa rassegna viene esposto ciò che è stato realizzato finora a questo proposito nei Laboratori Nazionali di Frascati per l'elettrosincrotrone da 1,1 GeV.

PRODUZIONE DI FASCI SECONDARI PER URTO DEL FASCIO CIRCOLANTE CON UN BERSAGLIO INTERNO

Alla fine del ciclo di accelerazione, dagli elettrosincrotroni si ottengono fasci di fotoni per urto degli elettroni circolanti contro un bersaglio fisso posto entro la camera a vuoto. Con lo stesso meccanismo, dai protosincrotroni si ottengono fasci di particelle cariche e neutre di breve vita media. Se lo spessore del bersaglio interno è sufficientemente piccolo il fascio interno lo può attraversare più volte, nel corso di molte rivoluzioni, prima di estinguersi del tutto. Più bersagli interni (convertitori)

possono essere posti nella camera a vuoto, a differenti posizioni azimutali, per la conversione simultanea del fascio primario circolante in più fasci secondari. La collisione delle particelle del fascio circolante col convertitore può ottenersi in vari modi.

Per quanto riguarda gli elettrosincrotroni, il metodo più diffuso consiste nell'abbassare lentamente nel tempo il voltaggio di picco delle cavità risonanti acceleratrici di grande potenza, in modo da non compensare completamente le perdite di energia per irraggiamento che gli elettroni subiscono nel loro moto circolare. A questo lento degradare dell'energia degli elettroni circolanti corrisponde una graduale contrazione delle orbite circolari d'equilibrio (spiralizzazione) e ciò provoca la fine del fascio contro il bersaglio interno.

Un altro metodo adatto per gli elettrosincrotroni, ed applicato recentemente al C.E.A. (*Cambridge Electron Accelerator*) del M.I.T. (*Massachusetts Institute of Technology*) (2), è quello di deformare (fig. 1) le orbite d'equilibrio circolari mediante la sovrapposizione, in una zona azimutale convenientemente stretta, di un campo magnetico uniforme, di grande intensità. La crescita lenta di questo campo da zero al valor massimo dà luogo alla deformazione graduale delle orbite d'equilibrio, e con ciò la durata del processo di collisione delle particelle del fascio contro il bersaglio può essere allungata notevolmente.

In figura 1 è rappresentata, lungo tutto l'azimuth, la deformazione $\xi(\theta)$ dell'orbita d'equilibrio rispetto all'orbita circolare imperturbata per il C.E.A. Nel caso della figura il campo magnetico perturbatore è localizzato in uno stretto intorno dell'azimuth $\theta = \pi$.

Nei protosincrotroni, il fascio interno può venir guidato fino alla collisione col convertitore mediante una lenta variazione nel tempo della frequenza delle cavità risonanti. Per il principio di stabilità di fase delle oscillazioni di sincrotrone, la frequenza di rivoluzione delle particelle circolanti resta determinata, istante per istante, dalla frequenza delle cavità risonanti. Ne consegue una graduale e lenta variazione dell'energia del fascio, cioè del raggio delle orbite di equilibrio.

Il fatto per cui i protoni circolanti — contrariamente a ciò che succede per gli elettroni — non perdono apprezzabile energia per irraggiamento nel loro moto circolare, permette di realizzare nei protosincrotroni la collisione di lunga durata col convertitore in un altro modo, molto semplice: interrompendo bruscamente il funzionamento delle cavità risonanti acceleratrici. Se l'interruzione avviene prima che il campo magnetico guida abbia raggiunto il suo massimo valore le particelle cominciano a spiralizzare verso l'interno; dopo che questo valore è stato raggiunto le particelle spiralizzano verso l'esterno.

* Laboratori Nazionali di Frascati

La produzione di fasci secondari di particelle ha origine dall'interazione dei protoni accelerati con i nuclei del bersaglio interno. Una certa frazione dei protoni primari non subisce però interazioni nucleari: queste particelle attraversano il bersaglio dopo aver subito in esso solo la diffusione coulombiana ed una certa perdita di energia per urti da ionizzazione, praticamente uguale per tutte le particelle. Questa frazione di particelle può venir estratta dagli acceleratori (3, 4). Infatti (fig. 2) ognuna di queste particelle — che oscilla di betatrone attorno all'orbita di equilibrio di raggio R — dopo l'attraversamento del bersaglio inizia ad oscillare, a causa della perdita di energia subita, attorno alla nuova orbita d'equilibrio di raggio $R - \Delta R$, con ΔR lo stesso per tutte. Un magnete estrattore M , locato in un azimuth opportuno, le può deflettere verso l'esterno dove non ha ormai più azione apprezzabile il campo magnetico guida, e dove le aspetta un canale magnetico C che le sottrae completamente all'acceleratore. Il campo nel traferro del magnete estrattore M deve essere molto elevato, e nel contempo M non deve perturbare il moto delle particelle che non hanno ancora investito il bersaglio. Ciò si ottiene progettando gli avvolgimenti del magnete M come in figura 3, avendo cura di minimizzare quanto più possibile lo spessore degli avvolgimenti che stanno affacciati alla zona da non perturbare, onde non perdere in efficienza di estrazione. Tale efficienza è tanto maggiore quanto più grande è ΔR rispetto allo spessore del setto.

Il metodo di Piccioni non è applicabile con efficienza agli elettrosincrotroni. Infatti, quando un fascio mono-energetico di elettroni attraversa uno spessore di materiale qualunque,

con produzione di fotoni aventi tutte le energie possibili, il fascio emergente rimane costituito da elettroni in cui tutte le energie sono rappresentate, cioè il ΔR non è uguale per tutte le particelle.

Ritornando ai protosincrotroni, è da osservare che la diffusione coulombiana è l'effetto che maggiormente limita sia l'efficienza di estrazione che le qualità ottiche del fascio esterno.

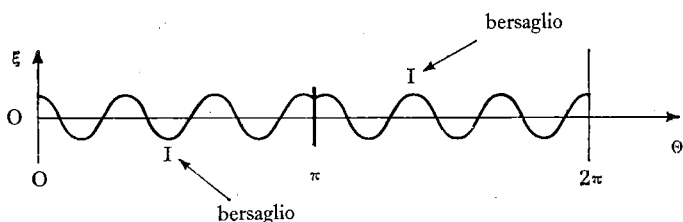
In questi ultimi anni le tecniche di ottimizzazione (5, 6) del metodo di Piccioni sono state portate ad un elevato livello in tutti i laboratori dove sono installati protosincrotroni a gradiente costante. Lo sforzo è tutto concentrato sulla forma geometrica e sulle dimensioni migliori da adottare per il bersaglio interno onde minimizzare per quanto possibile l'effetto della diffusione coulombiana.

Le efficienze di estrazione raggiunte oggi non superano il 40%.

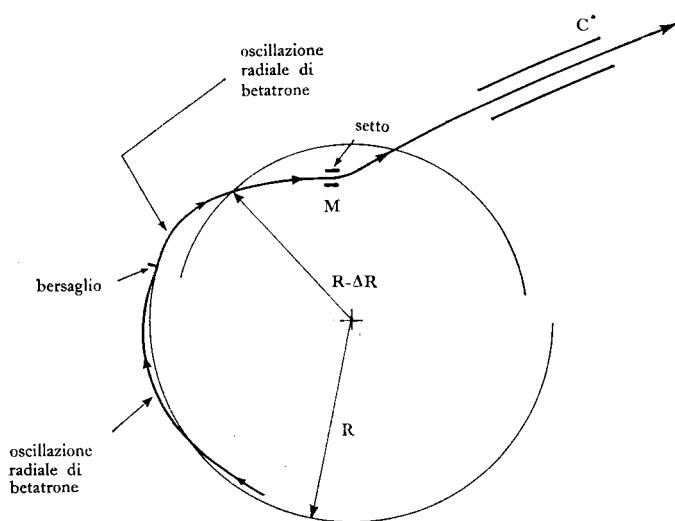
Per i protosincrotroni a gradiente alternato il problema è ancora più difficile. Infatti, se le particelle, all'attraversamento del bersaglio interno, subiscono una perdita di energia ΔE , la corrispondente contrazione ΔR del raggio dell'orbita di equilibrio risulta data dalla

$$(1) \quad \frac{\Delta R}{R} \cong \frac{1}{Q_r^2} \cdot \frac{\Delta E}{E}$$

dove Q_r è il numero di oscillazioni radiali di betatrone contenute in una rivoluzione. Per i sincrotroni a gradiente costante è $Q_r \cong 7$, mentre per il P.S. (*Proton Synchrotron* del C.E.R.N. è $Q_r \cong 6$ e per l'A.G.S. (*Alternate Gradient Synchrotron*) del Laboratorio Nazionale di Brookhaven $Q_r \cong 9$.



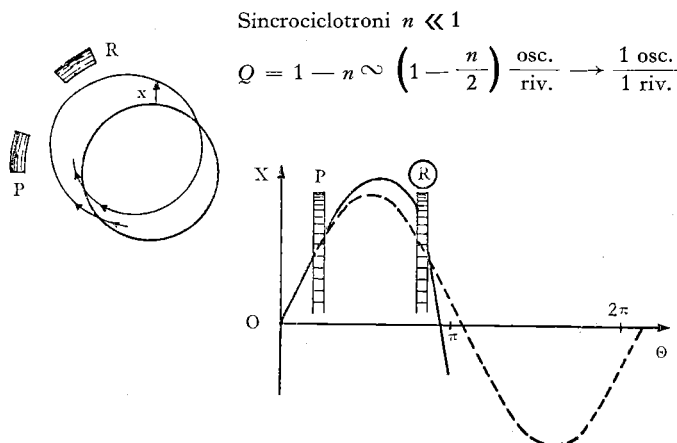
DEFORMAZIONE DELL'ORBITA D'EQUILIBRIO MEDIANTE SOVRAPPOSIZIONE DI UN CAMPO MAGNETICO UNIFORME. L'ORBITA DI EQUILIBRIO IMPERTURBATA È RAPPRESENTATA RETTIFICATA IN FIGURA (ASSE DELLE ASCISSE θ) (FIG. 1)



SCHEMA DI ESTRAZIONE DEL FASCIO DI PROTONI SECONDO IL METODO PICCIONI. IN FIGURA È RAPPRESENTATA LA STORIA DI UNA GENERICA PARTICELLA (SCALA ARBITRARIA) (FIG. 2)



MAGNETE PULSATO AD ALTO CAMPO. LA ZONA DA NON PERTURBARE STA ALLA DESTRA DELLA FIGURA, AL DI LÀ DEL SETTO (FIG. 3)



SCHEMA DI ESTRAZIONE RISONANTE DAI SINCRICICLOTRONI (FIG. 4)

Nel contempo, ΔE non può essere resa grande quanto si vuole perché aumentando oltre un certo valore lo spessore del bersaglio prendono il sopravvento le perdite di energia dovute alle interazioni nucleari. Tutto questo significa che il metodo di Piccioni applicato ad acceleratori quali il P.S. e l'A.G.S. porterebbe ad efficienze di estrazione non superiori al 10%.

ESTRAZIONE RISONANTE DEI FASCI CIRCOLANTI

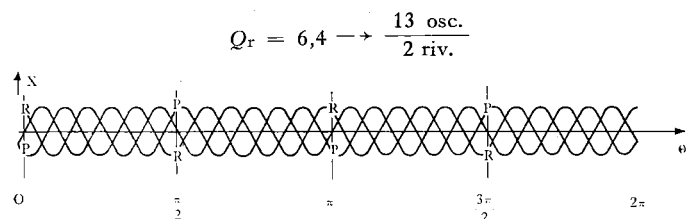
Il metodo risonante, che descriveremo in questo paragrafo, presenta indiscutibili vantaggi: fasci esterni sia di elettroni che di protoni sono realizzabili da acceleratori a focalizzazione sia debole che forte. Inoltre, le qualità ottiche dei fasci estratti (emittanza, indeterminazione nell'energia) rimangono tali e quali a quelle dei fasci circolanti: le particelle vengono sottratte all'influenza del campo guida degli acceleratori mediante il solo ausilio di magneti estrattori, cioè nessun bersaglio interno è inserito sul loro percorso.

Infine, le efficienze di estrazione possono raggiungere — mediante perfezionamenti di questa tecnica — valori superiori al 90%.

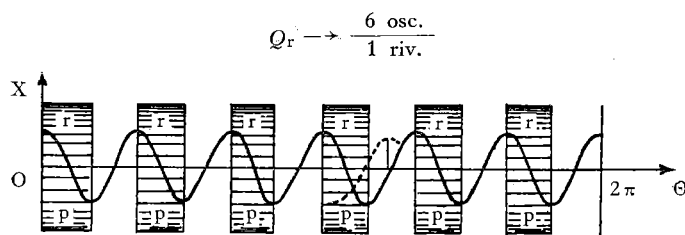
Il primo fascio di protoni estratto da un acceleratore circolare mediante un metodo risonante è stato quello emerso (7) nel 1955 dal sincrociclotrone di Liverpool da 410 MeV.

Il meccanismo di estrazione, originariamente proposto da J. L. Tuck ed L. C. Teng (8), consiste nel mettere in risonanza le oscillazioni radiali di betatrone senza perturbare sensibilmente quelle verticali.

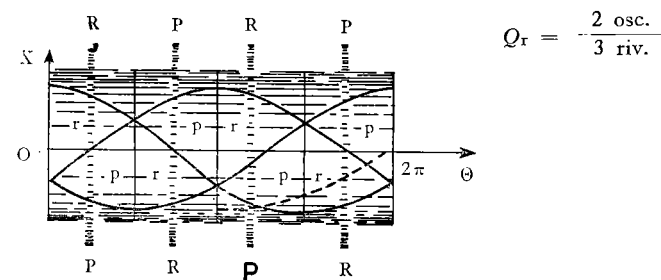
Per ottenere ciò si introducono in corrispondenza dei bordi del magnete (fig. 4) opportune deviazioni del campo magnetico verticale dal suo andamento normale.



COMPORTEMENTO RISONANTE DELLE OSCILLAZIONI RADIALI DI BETATRONE NEL C.E.A. DEL M.I.T. (FIG. 5)



AZIONE RIGENERATIVA PER L'ESTRAZIONE DEL FASCIO DAL P.S. DEL C.E.R.N. (FIG. 6)



ESTRAZIONE RISONANTE DAI SINCROTRONI A FOCALIZZAZIONE DEBOLE. L'AZIONE DEGLI ELEMENTI DISTRIBUITI p ED r (REALIZZATI A FRASCATI) È EQUIVALENTE ALL'AZIONE DEGLI ELEMENTI CONCENTRATI P ED R (REALIZZATI A PRINCETON) (FIG. 7)

Il ciclo normale di accelerazione prosegue finché l'orbita di equilibrio (attorno alla quale oscillano le particelle) espandendosi durante l'accelerazione, invade la regione dove hanno effetto le perturbazioni P (*peeler*) ed R (*regenerator*).

Le particelle così subiscono (dal punto di vista delle oscillazioni radiali attorno all'orbita di equilibrio) da parte del *regenerator* una forza di richiamo maggiore del normale e da parte del *peeler* un'azione repulsiva.

L'opposto avviene per le oscillazioni verticali.

In figura 4 la curva tratteggiata rappresenta un'oscillazione imperturbata, accanto alla curva piena che è invece un'oscillazione di una particella sottoposta all'azione del *peeler* e del *regenerator*.

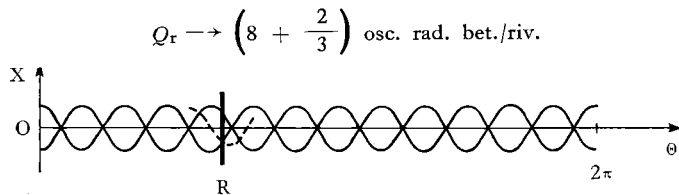
Come si vede, l'effetto del *peeler* e del *regenerator* è non solo quello di esaltare l'ampiezza dell'oscillazione ma anche di diminuirne la lunghezza d'onda. Inoltre, qualunque sia la fase dell'oscillazione $x(\theta)$ quando ha inizio il meccanismo di deflessione, entro poche rivoluzioni tutte le particelle finiscono per oscillare praticamente con la stessa fase.

Questo comportamento asintotico è quello della curva a tratto pieno della figura 4.

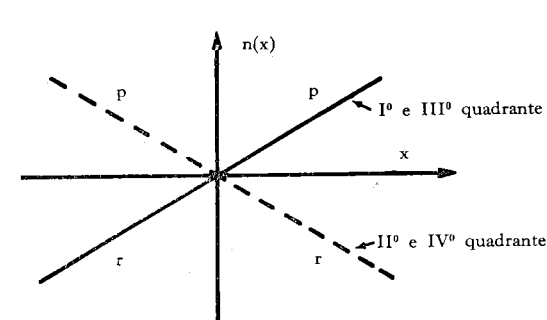
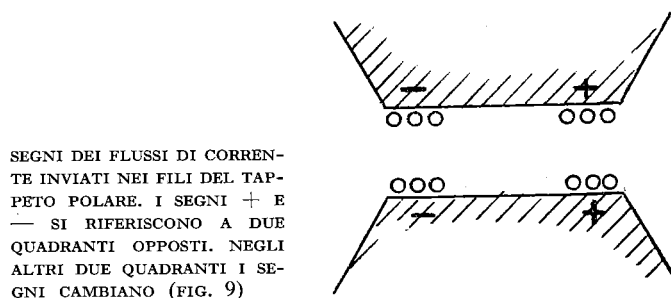
In queste condizioni stazionarie le particelle eseguono esattamente un'oscillazione ad ogni rivoluzione.

Si ottengono rapide esaltazioni delle ampiezze, e ciò permette di far entrare il fascio in un canale magnetico scavalcandone il setto, in modo da sottrarlo definitivamente dall'azione incurvante del campo guida.

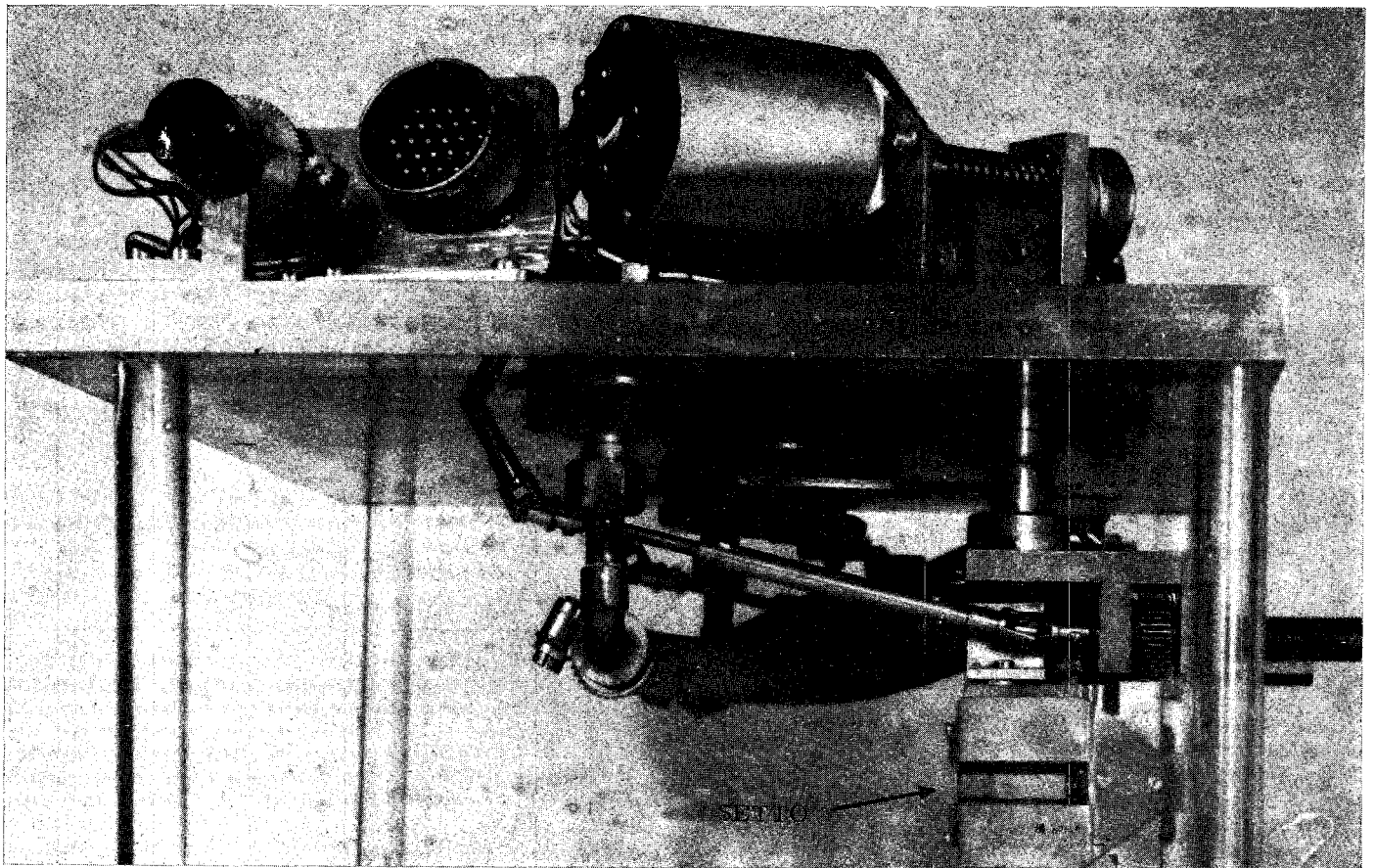
Questa esaltazione delle oscillazioni radiali può ottenersi anche se il solo *regenerator* è presente, ma è necessaria anche la presenza del *peeler* per mantenere limitate le ampiezze delle oscillazioni verticali.



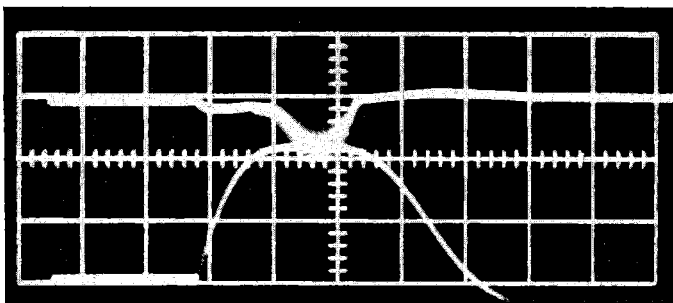
UN'AZIONE RIGENERATIVA DI TIPO CONCENTRATO UGUALE A QUELLA DI FIG. 7 È CAPACE DI ESALTARE LA RISONANZA $Q_r = 26/3$ NELL'A.G.S. DEL LABORATORIO NAZIONALE DI BROOKHAVEN (FIG. 8)



EFFETTO SULL'INDICE DEL CAMPO DEI FLUSSI DI CORRENTE DI CUI ALLA FIG. 9 (FIG. 10)

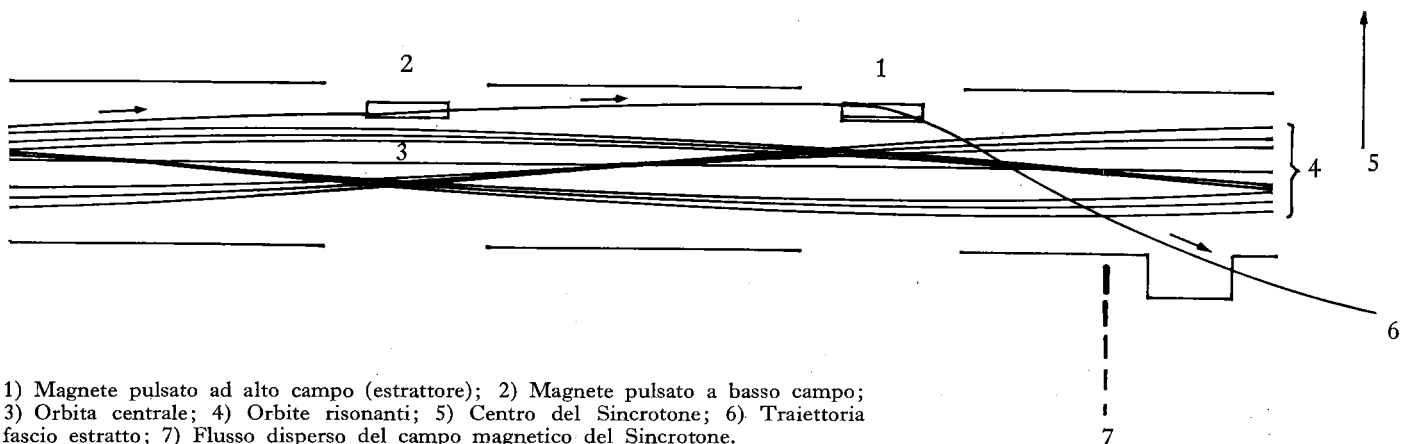


MAGNETE PULSATO A BASSO CAMPO E RELATIVI TELECOMANDI PER CONTROLLARNE LA POSIZIONE RISPETTO AL FASCIO DI ELETTRONI (FIG. 11)



TRACCIA SUPERIORE: RAPPRESENTA LA FORMA TEMPORALE DEL FASCIO RIVELATA CON UN CONTATORE A SCINTILLAZIONE. TRACCIA INFERIORE: RAPPRESENTA LA FORMA DEGLI IMPULSI DI CORRENTE INVIATI NEI DUE MAGNETI PULSATI. SCALA DEI TEMPI: 1 ms/cm (FIG. 12)

COMPORTEMENTO DELLE ORBITE RISONANTI NELL'ELETTROSINCROTRONE DI FRASCATI, LA FIGURA È IN SCALA ARBITRARIA E L'ORBITA CIRCOLARE D'EQUILIBRIO È RAPPRESENTATA RETTIFICATA (FIG. 13)



1) Magnete pulsato ad alto campo (estrattore); 2) Magnete pulsato a basso campo; 3) Orbita centrale; 4) Orbite risonanti; 5) Centro del Sincrotrone; 6) Traiettoria fascio estratto; 7) Flusso disperso del campo magnetico del Sincrotrone.

Nel 1963 i fasci escono (9, 10) dall'elettrosincrotrone da 6 GeV del M.I.T. e dal protosincrotrone da 28 GeV del C.E.R.N. mediante questo metodo di risonanza.

In figura 5 è rappresentato schematicamente il funzionamento del meccanismo per la struttura a gradiente alternato del sincrotrone del M.I.T.

Qui basta l'azione del solo *regenerator*, in quanto le oscillazioni verticali si mantengono limitate. In figura 5 è rappresentata un'unica traiettoria (tredici oscillazioni complete lungo due rivoluzioni).

Anche qui il *regenerator* ha il compito di aumentare, ad ogni passaggio attraverso ad esso, l'ampiezza dell'oscillazione e di diminuirne la lunghezza d'onda, talché, raggiunte le condizioni stazionarie, in una rivoluzione entrano esattamente 6 e $\frac{1}{2}$ oscillazioni radiali di betatrone.

Prima che inizi questo meccanismo la regione di campo rigenerativo sta dalla parte interna dell'orbita di equilibrio ad una distanza sufficiente da non perturbare il fascio.

L'estrazione comincia quando si lascia contrarre lentamente l'orbita di equilibrio (per le perdite di energia dovute all'irraggiamento).

L'efficienza di estrazione è molto grande grazie alla rapida convergenza delle fasi delle oscillazioni verso un comune valore asintotico.

La curva tratteggiata di figura 5 rappresenta un'oscillazione sfasata rispetto a quella asintotica (curva piena), che subisce da parte del *regenerator* una diminuzione di ampiezza e un avvicinamento alla fase asintotica.

Analogamente, in figura 6 è rappresentata la situazione risonante delle oscillazioni nel sincrotrone a gradiente alternato del C.E.R.N. Qui la risonanza è di tipo intero, e pertanto è necessaria la presenza di azioni rigenerative di segno opposto, ubicate in regioni opposte rispetto all'orbita di equilibrio, di intensità variabile lungo l'azimuth secondo una legge determinata dal tipo di risonanza intera da eccitare.

Per questo sincrotrone la risonanza da sfruttare è la 6 oscillazioni/1 rivoluzione e pertanto necessita (11) una struttura perturbativa variabile con l'azimuth in sesta armonica.

Si noti ancora la curva tratteggiata che rappresenta al solito lo smorzamento e il graduale cambiamento di fase delle oscillazioni aventi fase iniziale opposta a quella asintotica.

Per l'estrazione dai sincrotroni a focalizzazione debole, la risonanza più conveniente (12) è la $Q_r = 2/3$. Il fascio di elettroni è estratto (13, 14) dall'elettrosincrotrone di Frascati da 1 GeV, creando una struttura rigenerativa del tipo di cui alla figura 7. Lo stesso meccanismo è applicato (15, 16) al P.P.A. (*Princeton Pennsylvania Accelerator*) da 3 GeV, per protoni. A Frascati vengono create perturbazioni p ed r distribuite (estensione azimuthale = $\pi/2$ per ciascuna di esse) mentre a Princeton

si fa uso di perturbazioni P ed R concentrate, distanziate di $\pi/2$ l'una dall'altra.

Le tre sinusoidi che si intrecciano in figura 7 rappresentano un'unica traiettoria (due oscillazioni complete lungo tre rivoluzioni). La fase è quella asintotica (e per semplicità non è rappresentata la crescita delle ampiezze).

Anche l'A.G.S. da 33 GeV del Laboratorio Nazionale di Brookhaven avrà il suo fascio esterno di protoni (17). Per questo acceleratore la risonanza scelta è la $Q_r = 8 + 2/3$. In figura 8 è rappresentata la forma della perturbazione di tipo concentrato che mette in risonanza le oscillazioni radiali nonché una traiettoria in fase asintotica (ventisei oscillazioni complete lungo tre rivoluzioni).

Per il sincrotrone di Frascati la perturbazione radial-azimutale sull'indice del campo rappresentata in figura 7 si ottiene inviando alla fine del ciclo d'accelerazione correnti di appropriato segno in alcuni fili del tappeto polare come mostrato in figura 9 che è una sezione del traferro.

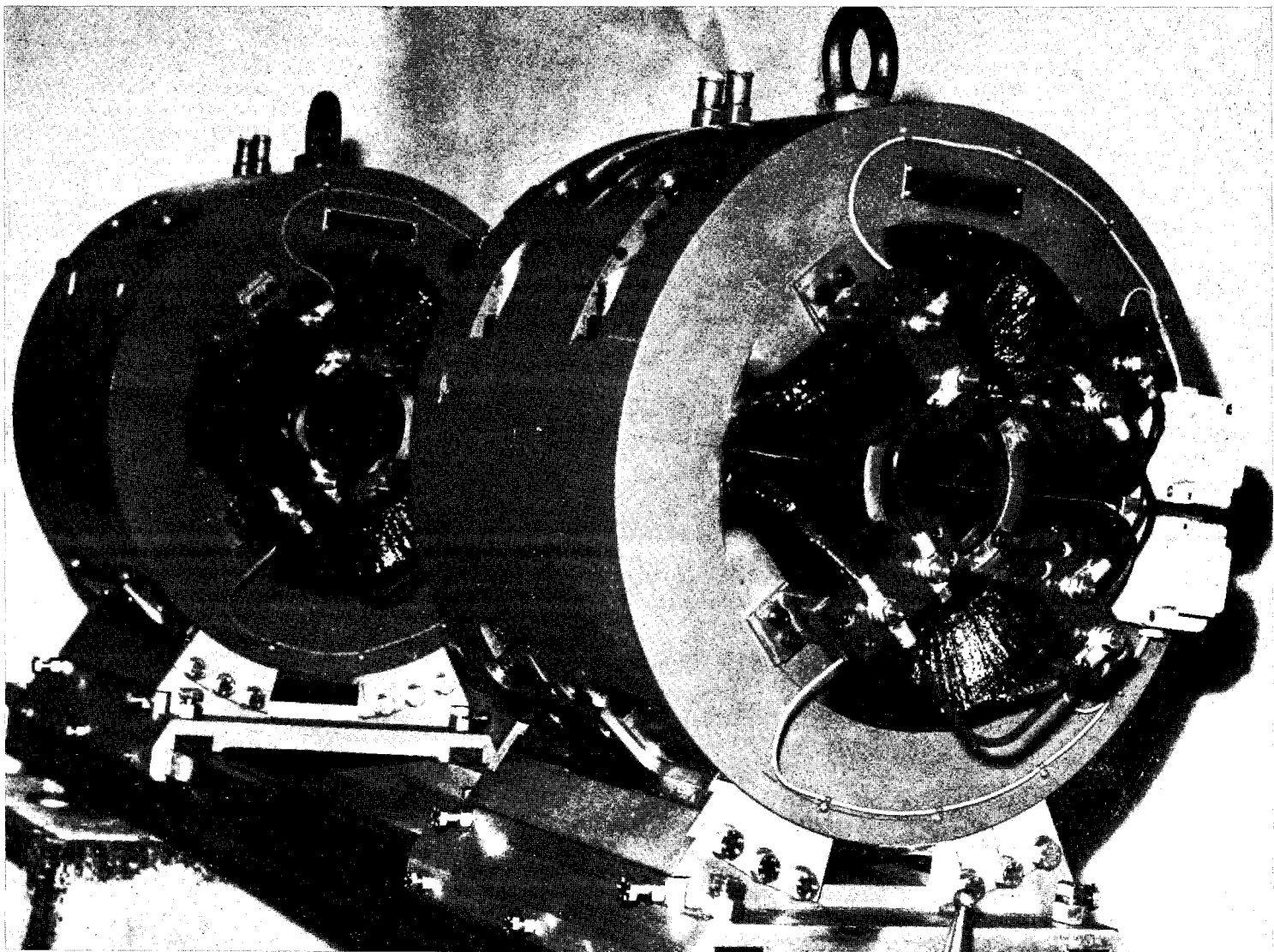
Così si modifica il gradiente del campo lungo tutta la *gap* del sincrotrone nel modo rappresentato in figura 10 dove x è la distanza radiale dall'orbita principale.

La matematica delle traiettorie applicata ad un sincrotrone circolare in cui sia creata questa perturbazione fornisce la condizione di stabilità delle orbite:

$$(2) \quad \text{ampiezza} \cdot \left| \frac{\Delta n}{\Delta x} \right| < 8 \cdot \left| \langle n \rangle - n_{\text{ris}} \right|$$

dove $\langle n \rangle$ è il valore dell'indice del campo mediato su tutta l'estensione azimuthale e $n_{\text{ris}} = 5/9$ (per il sincrotrone circolare).

COPPIA DI LENTI MAGNETICHE QUADROPOLARI,
USATA PER LA FOCALIZZAZIONE DEL FASCIO ESTRATTO (FIG. 14)



Per convogliare gli elettroni verso l'entrata del canale magnetico, alla fine del ciclo d'accelerazione si iniettano correnti nei fili di valore tale che la condizione 2) sia ancora, al limite, rispettata; quando poi vien fatto degradare lentamente nel tempo il voltaggio di picco della cavità risonante si ottiene l'estrazione lenta: quando l'orbita d'equilibrio di una particella circolante degrada (si contrae) a causa delle perdite di energia per irraggiamento non più compensate dalla RF2, accade che $|\langle n \rangle - n_{ris}| \rightarrow 0$. Viene così scavalcato il limite imposto dalla 2) e quella particella subisce il meccanismo di estrazione che si risolve nel corso di poche rivoluzioni.

Passiamo ora a descrivere il dispositivo d'estrazione così come è stato realizzato presso l'elettrosincrotrone di Frascati.

Per eccitare la risonanza è stata adottata, come già detto, una perturbazione distribuita; ciò ha consentito l'utilizzazione degli avvolgimenti polari già esistenti sul sincrotrone.

Un primo magnete, del tipo descritto nel paragrafo secondo e per i motivi ivi esposti (fig. 11), è collocato in una sezione diritta nell'interno della camera a vuoto a qualche centimetro di distanza dall'orbita di equilibrio su cui circolano gli elettroni.

In tale magnete vengono inviati impulsi di corrente (fig. 12) della durata di 4 ms e di circa 600 A ogni volta che gli elettroni hanno raggiunto la massima energia (ciò che si ripete venti volte al secondo). Scopo di tale magnete è quello di fornire agli elettroni, portati nel suo intraferro dalle oscillazioni di risonanza, una piccola deflessione sufficiente ad allontanarli ulteriormente dall'orbita di equilibrio fino a introdurli in un secondo magnete (fig. 3).

Infatti in un'altra sezione diritta dell'elettrosincrotrone è collocato un magnete, alimentato con correnti impulsive di circa 3.500 A, il quale produce sugli elettroni una deflessione sufficientemente grande da allontanarli definitivamente dal campo magnetico dell'elettrosincrotrone (fig. 13). Usciti dal sincrotrone, gli elettroni proseguono il loro cammino secondo traiettorie rettilinee distribuite, però, entro un cono di apertura non trascurabile. Tale circostanza impone l'uso di un canale di trasporto. Per disporre infatti del fascio di elettroni in diversi punti delle aree sperimentali, è necessario che esso percorra, sotto vuoto, cammini dell'ordine di alcune decine di metri subendo, per ragioni pratiche, eventuali deflessioni da parte di magneti. È necessario, pertanto, contenere la sezione del fascio, lungo tutto il suo cammino, entro alcuni centimetri di diametro. Ciò si ottiene con l'uso di lenti magnetiche (quadrupoli, fig. 14), che, disposte opportunamente lungo la traiettoria del fascio, oltre a mantenerne limitata la sezione consentono,

volta per volta, la scelta di essa nei punti d'incrocio con i bersagli delle diverse esperienze.

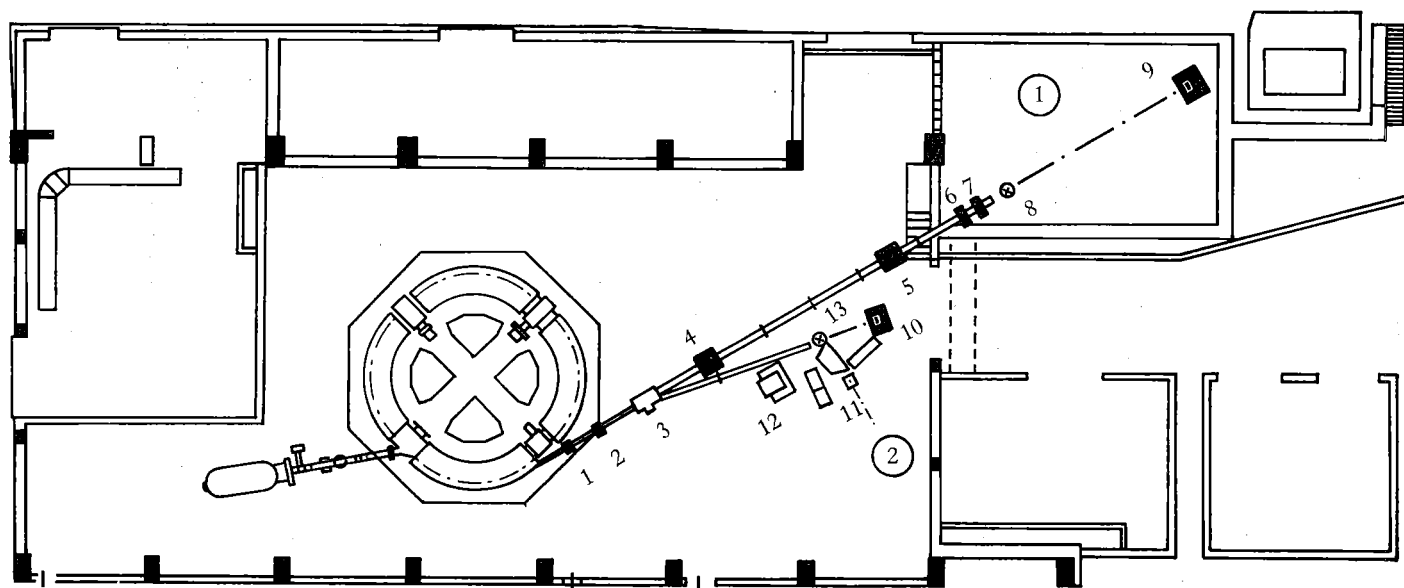
L'effetto di tali lenti magnetiche su un fascio di particelle cariche è del tutto analogo a quello di una normale lente ottica su un fascio di luce.

La figura 15 mostra la disposizione del canale di trasporto rispetto al sincrotrone e delle esperienze attualmente in corso.

BIBLIOGRAFIA

- (1) Una rassegna dei maggiori sincrotroni esistenti e delle loro principali caratteristiche, nonché di quelli che saranno, nel futuro, i « MultiGeV » si trova nel Notiziario del C.N.E.N., 11, 62-70, marzo 1965, sotto il titolo « Futuri acceleratori di alta energia ».
- (2) AVERILL R. J.: *Proc. of the 1st National Particle Accelerator Conf.*, Washington, 1965; IEEE Trans., « Nuclear Science NS » 12, 899 (1965).
- (3) PICCIONI O., CLARK D., COOL R., FRIEDLANDER G. AND KASSNER D.: « Rev. Sc. Instr. » 26, 232 (1955).
- (4) WRIGHT B. T.: « Rev. Sci. Instr. » 25, 429 (1954).
- (5) COLLINS G. B.: *Proc. of the C.E.R.N. Symposium on High Energy Accelerators*, Ginevra 1956, pag. 129.
- (6) BRONCA G. ET GENDREAU G.: C.E.A. (Parigi) Rapport 1081 (1959).
- (7) CREWE A. V. AND LE COUTEUR K. J.: « Rev. Sci. Instr. » 26, 725 (1955).
- (8) TUCK J. L. AND TENG L. C.: « Bull. Am. Phys. Soc. » 25, 517 (1950); « Phys. Rev. » 81, 305 (1951).
- (9) BRASSE F. W., FISCHER G. E., FOTINO M. AND ROBINSON, K. W.: *Proc. of the International Conference on High Energy Accelerators*, Dubna, 1963 (Mosca 1964), pag. 718.
- (10) HERWARD H. G.: *Proc. of the Int. Conf. on High Energy Accelerators*, Dubna, 1963, (Mosca 1964), pag. 690.
- (11) HERWARD H. G.: C.E.R.N. AR/Int. GS/61-5 (1961).
- (12) TURRIN A.: « Il Nuovo Cimento » 8, 511 (1958).
- (13) BIZZARRI U. AND TURRIN A.: « Il Nuovo Cimento » 37, 751 (1965).
- (14) BIZZARRI U., CONTE M., QUERCIA I. F. AND TURRIN A.: « Il Nuovo Cimento » 42, 639 (1966); Comunicazione presentata alla V Conferenza Internazionale sugli Acceleratori di Alta Energia, Frascati, settembre 1965.
- (15) BENOIT J. W., CONNER K. B., KIRCHGESSNER J. AND SHOEMAKER F. C.: *Proc. of the First National Particle Accelerator Conf.*, Washington, 1965; IEEE Trans., « Nucl. Sci. NS » 12, 962 (1965).
- (16) KIRCHGESSNER J., BENOIT J. W. AND SHOEMAKER F. C.: Comunicazione presentata alla V Conferenza Internazionale sugli Acceleratori di Alta Energia, Frascati, settembre 1965.
- (17) BARTON M. Q.: Comunicazione presentata alla V Conferenza Internazionale sugli Acceleratori di Alta Energia, Frascati, settembre 1965.

CANALE DI TRASPORTO DEL FASCIO ESTRATTO E DISPOSIZIONE DI ALCUNI ESPERIMENTI CHE UTILIZZANO IL FASCIO DI ELETTRONI (FIG. 15)



(1-2-6-7) Lenti quadrupolari; (3-4-5) Magneti deflettitori; (8-13) Bersagli a idrogeno liquido; (9-10) Pozzi di spegnimento; (11) Roma-Pisa elettrop. π^0 ; (12) Sanità e e' p. (1-2) Area esperienze fascio estratto