

Lezione 4 riassunto

Radiazione di sincrotrone

•Caso di un'accelerazione lineare:

•La potenza irradiata (poca) dipende solo dalle forze esterne (RF). La perdita di energia e' trascurabile.

•Caso di un'accelerazione centripeta

Potenza irradiata abbastanza piccola

Perdita di energia per giro U_0 proporzionale a $\gamma^4 \rightarrow U_0(\text{protoni})/U_0(\text{elettroni}) \approx 10^{-13}$. Al di sopra di una certa energia conviene fare acceleratori lineari per elettroni.

Raffreddamento dei fasci: si raffreddano fasci per:

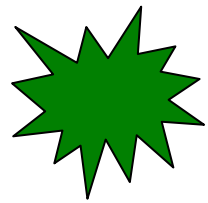
- Accumulo di particelle stabili, ma rare (e.g. antiprotoni)
- Mantenere la qualita' del fascio (aumento di vita media)
- Aumentare il rate di interazioni e la risoluzione
- Produzione di fasci di ioni pesanti.

Metodi di raffreddamento

- Con radiazione di sincrotrone (gratis nel caso di fasci di elettroni)
- Raffreddamento con fasci di elettroni e di H^-
- Raffreddamento stocastico

Il sistema di acceleratori al CERN.

- Ridurre $\Delta p/p$ (fasci monocromatici e collimati)



Lezione 4 Radiazione di sincrotrone

Una particella accelerata irraggia.

Se la particella carica è accelerata, ma osservata in un sistema di riferimento dove la sua velocità è piccola se paragonata a quella della luce, il campo delle accelerazioni è:

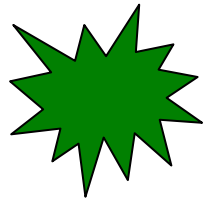
$$\vec{E} = \frac{e}{4\pi\epsilon c} \cdot \left[\frac{\hat{n} \times (\hat{n} \times \vec{\beta})}{R} \right]_{rit}$$

E = campo elettrico

R = distanza carica-osservatore

n = versore carica-osservatore

β = velocità della particella



Lezione 4 Radiazione di sincrotrone

Il flusso di energia istantanea è dato dal vettore di Poynting:

$$\vec{S} = \frac{1}{\mu_0} (\vec{E} \times \vec{B})$$

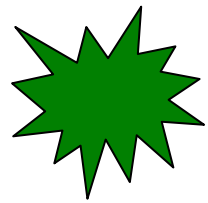
→ La potenza irradiata per angolo solido unitario è (formula di Larmor):

$$\frac{dP}{d\Omega} = R^2 (\vec{S} \cdot \hat{n}) = \frac{1}{\mu_0 c} (R\vec{E})^2 = \frac{e^2}{(4\pi)^2 \varepsilon_0 c} \frac{|\dot{v}|^2}{c^2} \sin^2 \vartheta$$

La potenza totale istantanea si ottiene integrando su tutto l'angolo solido:

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 c^3 m^2} \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2$$

Formula di Larmor

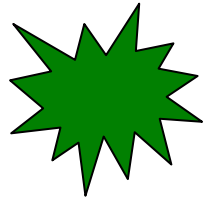


Lezione 4 Radiazione di sincrotrone

La formula di Larmor può essere generalizzata al caso relativistico osservando che la potenza irradiata è un invariante di Lorentz e facendo una trasformazione di Lorentz a $d\mathbf{p}/dt \rightarrow$

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 c} \gamma^6 \left[\left(\frac{d\vec{\beta}}{dt} \right)^2 - \left(\vec{\beta} \times \frac{d\vec{\beta}}{dt} \right)^2 \right]$$

Formula di Lienard



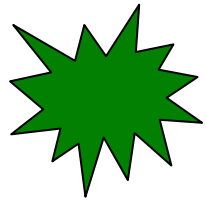
Lezione 4 Radiazione di sincrotrone

La generalizzazione invariante per Lorentz della formula di Larmor è :

$$P = -\frac{2}{3} \frac{e^2}{mc^3} \left(\frac{dp_\mu}{d\tau} \frac{dp^\mu}{d\tau} \right) \text{ con } d\tau \text{ elemento di tempo proprio } dt/\gamma \text{ e } p^\mu \text{ vettore quadrimpulso.}$$

$$\frac{dp_\mu}{d\tau} \frac{dp^\mu}{d\tau} = \left(\frac{d\vec{p}}{d\tau} \right)^2 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{dE}{d\tau} \right)^2 = \left(\frac{d\vec{p}}{d\tau} \right)^2 - \beta^2 \left(\frac{dp}{d\tau} \right)^2 \text{ ricordando che } E = \gamma mc^2 \text{ e } \vec{p} = \gamma \vec{\beta} mc \Rightarrow$$

$$\text{formula di Lienard } P = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c} \gamma^6 \left[\left(\frac{d\vec{\beta}}{dt} \right)^2 - \left(\vec{\beta} \times \left(\frac{d\vec{\beta}}{dt} \right) \right)^2 \right]$$



Lezione 4 Radiazione di sincrotrone

• Caso di accelerazione lineare

In questo caso abbiamo a che fare con acceleratori lineari dove l'accelerazione è dovuta esclusivamente alle RF.

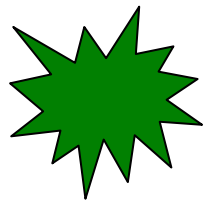
Abbiamo $\vec{\beta} \times \frac{d\vec{\beta}}{dt} = 0 \rightarrow$

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 c^3 m^2} \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2 \quad \vec{p} = \gamma\vec{\beta}mc$$

Siccome la velocità di cambiamento di \mathbf{p} è uguale al guadagno di energia per unità di distanza (dW/ds), si ha che il rapporto fra la potenza irradiata e la potenza fornita dalla RF (sorgente esterna) è:

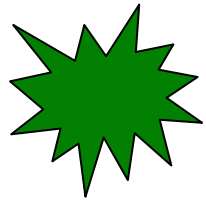
$$\frac{P}{dW/dt} = \frac{2}{3} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m^2 c^3} \frac{1}{v} \frac{dW}{ds} \cong \frac{2}{3} \left(\frac{r_0}{mc^2} \frac{dW}{ds} \right)$$

Dove $v=c$, la forza acceleratrice $F=dW/ds$ e r_0 è il raggio classico dell'elettrone.



Lezione 4 Radiazione di sincrotrone

- La potenza irradiata dipende solo dalle forze esterne (RF) e non dall'energia della particella.
- A meno che la velocità di guadagno di energia sia paragonabile alla massa dell'elettrone (0.511 MeV) in una distanza dell'ordine del raggio dell'elettrone (2.8×10^{-13} cm), la perdita di energia è trascurabile (idem se abbiamo a che fare con particelle più pesanti, come il protone).
- Quale esempio consideriamo un gradiente di accelerazione di 100 MeV/m che fa irraggiare ~ 1.1 KeV/s ad un elettrone \rightarrow se consideriamo un acceleratore da 1 TeV, lungo 10 km si ha $P \leq 0.04$ eV.



Lezione 4 Radiazione di sincrotrone

Caso di accelerazione centripeta.

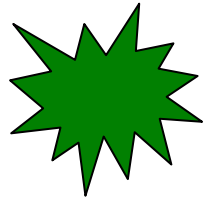
Il discorso cambia drasticamente nel caso di acceleratori circolari. In tali macchine l'impulso \mathbf{p} cambia rapidamente in direzione mentre la particella ruota, ma il cambiamento di \mathbf{p} durante una rivoluzione, dovuto alla RF, è piccolo. (possiamo trascurare il termine $(d\beta/dt)^2$) →

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2 c}{4\pi\epsilon_0} \frac{\beta^4 \gamma^4}{\rho^2}$$

Dove ρ è il raggio di curvatura.

La potenza irradiata è sempre molto piccola ($7\mu\text{W}$ in LEP(200)), ma la perdita di energia per giro è tutt'altro che trascurabile.

$$U_0 = \delta W = \oint \frac{P}{\beta c} ds = \frac{2}{3} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \beta^3 \gamma^4 \oint \frac{ds}{\rho^2} = \frac{1}{3} \frac{e^2}{\epsilon_0} \frac{1}{\rho} \beta^3 \gamma^4$$



Lezione 4 Radiazione di sincrotrone

Per $\beta \sim 1$ la perdita di energia per giro va come γ^4

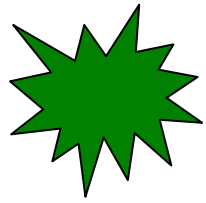


$$\frac{U_0(\text{protoni})}{U_0(\text{elettroni})} \cong 10^{-13} \quad \left(\gamma = \frac{W}{m} \right)$$



O.K. Nel caso di acceleratori per protoni, meno bene per acceleratori di elettroni (al di sopra di una certa energia).

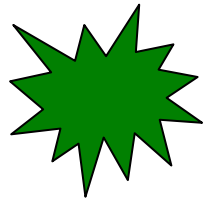
La radiazione è emessa in un ampio spettro fino ad una frequenza critica $\omega_c = (3/2)(c/\rho)\gamma^3$, corrispondente ad un'energia critica ε_c .



Lezione 4 Radiazione di sincrotrone

- e^+e^-

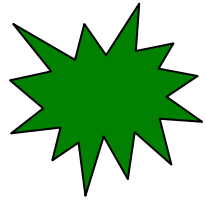
Anello	E(GeV)	ρ (m)	ΔE (giro)MeV	ε_c (KeV)
Epa	0.6	1.43	0.008	0.34
SRS	2.0	5.6	0.25	3.20
DORIS	5.0	12.3	4.5	22.5
PEP	18.0	166.0	56.1	78.1
HERA	30.0	550.0	140.0	109.0
LEP	100.0	3100.0	2855.0	715.0



Lezione 4 Radiazione di sincrotrone

- pp

Anello	E(TeV)	ρ (m)	B (T)	ΔE (KeV)	I_b (mA)	P(KW)	ε_c (eV)
HERA	0.8	584	4.7	0.006	159	0.0009	0.003
Tevatron	1.0	754	4.4	0.011	2.5	0.0003	0.005
LHC	7.7	2568	10.0	10.7	851	9.1	63.7



Lezione 4 Radiazione di sincrotrone

Acceleratori circolari per elettroni

Bisogna inserire molte RF per mantenere l'energia al valore nominale (la radiazione di sincrotrone va come γ^4) → Fattore limitante per la costruzione di acceleratori circolari per elettroni (LEP 100+100 aveva 128 RF superconduttrici).

Sistema a vuoto.

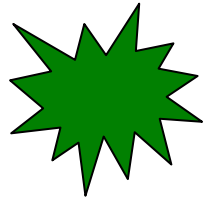
I fotoni che urtano la pipe producono fotoelettroni che a loro volta strappano molecole di gas dalle superfici. (H₂, CO, CO₂, CH₄) → sale la pressione del gas residuo → la vita media del fascio diminuisce → per pulire le pareti molte pompe a vuoto in funzione.

Radiation shielding (schermi)

Quando l'energia critica dei fotoni emessi è alta i fotoni escono dal tubo a vuoto (Al o Fe) e causano danni da radiazione agli avvolgimenti dei magneti, all'elettronica, producono ozono e acido nitrico → si corrode il tubo a vuoto

→ Hera usa un tubo a vuoto di rame-bronzo.

→ LEP scherma il tubo a vuoto con 3-6 mm di Pb.



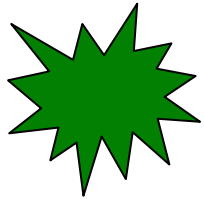
Lezione 4 Radiazione di sincrotrone

Acceleratori circolari per protoni

In pratica nessun limite alla max energia, ma non bisogna trascurare la potenza emessa. Ad LHC è 9 KW.

In LHC si usano magneti superconduttori (a freddo). La potenza della radiazione emessa deve essere assorbita a temperature criogeniche e riscalda il sistema criogenico di raffreddamento dei magneti. Per evitare questo problema si usano schermi a temperatura più alta di quella criogenica e si assorbe in maniera più efficiente la radiazione.

Inoltre l'energia critica è 63 eV → degassamento → pompe a vuoto ovunque.



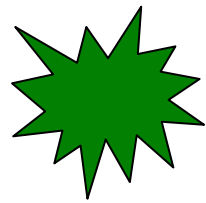
Lezione 4 Raffreddamento dei fasci

Ad un'energia cinetica è sempre associata una temperatura mediante la relazione:

$$\frac{3}{2}kT = \frac{1}{2}m\langle v^2 \rangle$$

La velocità $\langle v^2 \rangle$ indica la varianza della velocità di un singolo ione rispetto alla velocità media di tutti gli ioni. Quindi la temperatura di un fascio è da intendersi come una misura del disordine, ovvero della dispersione in energia del fascio. Siccome spesso il fascio non è isotropo è opportuno definire una temperatura longitudinale $T_{//}$ ed una trasversale T_{\perp} . **In pratica, per misurare la temperature $T_{//}$ e T_{\perp} del fascio, si utilizzano l'emittanza trasversa ed il $\Delta p/p$ longitudinale.**

Raffreddare un fascio vuol dire ridurre la sua temperatura ovvero ridurre la dispersione in energia e le dimensioni trasverse del fascio.



Lezione 4 Raffreddamento dei fasci

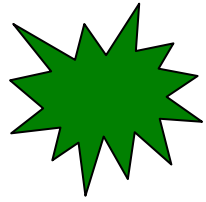
Si raffreddano i fasci per molti scopi:

- Accumulo di particelle stabili, ma rare (e.g. antiprotoni)
- Ridurre il $\Delta p/p$ (fasci monocromatici e collimati)
- Mantenere la qualità del fascio (aumento della vita media)
- Aumentare il rate di interazioni e la risoluzione
- Produzione di ioni pesanti

La temperatura finale del fascio è il risultato dell'equilibrio fra il processo di raffreddamento ed i vari processi di riscaldamento e dipende fortemente dal metodo di raffreddamento usato.

I principali metodi di raffreddamento utilizzati sono:

- Raffreddamento a radiazione di sincrotrone
- Raffreddamento stocastico
- Raffreddamento con elettroni
- Raffreddamento tramite laser



Lezione 4 Teorema di Liouville

Enunciato:

In un fluido continuo sotto l'influenza di forze conservative la densità dello spazio delle fasi è costante.

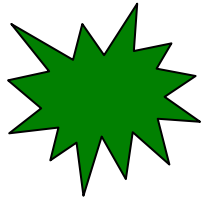
Ad esempio se il letto di un fiume si restringe l'acqua va più veloce (se consideriamo come spazio delle fasi la dimensione trasversa del fiume e la velocità)

Nel campo della fisica degli acceleratori il teorema di Liouville può essere così enunciato:

La densità di particelle nello spazio delle fasi è costante purché le particelle si muovano in un campo magnetico esterno o in un campo in cui le forze non dipendono dalla velocità (forze conservative).

Questo teorema sembra dimostrare che, dato un fascio di particelle, non c'è alcun modo di aumentare la densità di particelle del fascio.

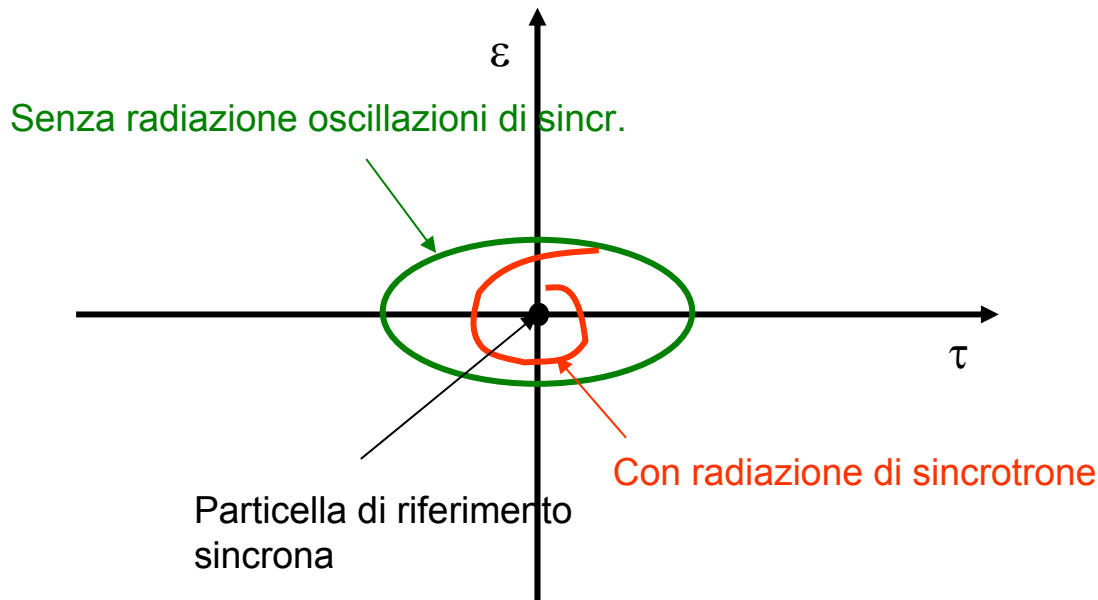
La realtà non è così tragica e ci sono molti modi per aggirare il teorema di Liouville.



Lezione 4 Forze dissipative

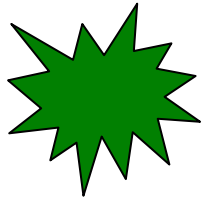
Questo metodo, valido unicamente per acceleratori circolari di elettroni (positroni), usa la radiazione di sincrotrone (forza dissipativa per cui non vale Liouville).

i. Effetto della radiazione di sincrotrone sull'energia.



$\varepsilon = E - E_0$ (E_0 = energia di riferimento, ε = variazione di energia)

$\tau = T - T_0$ (τ = deviazione della fase, essendo T_0 la fase di riferimento)

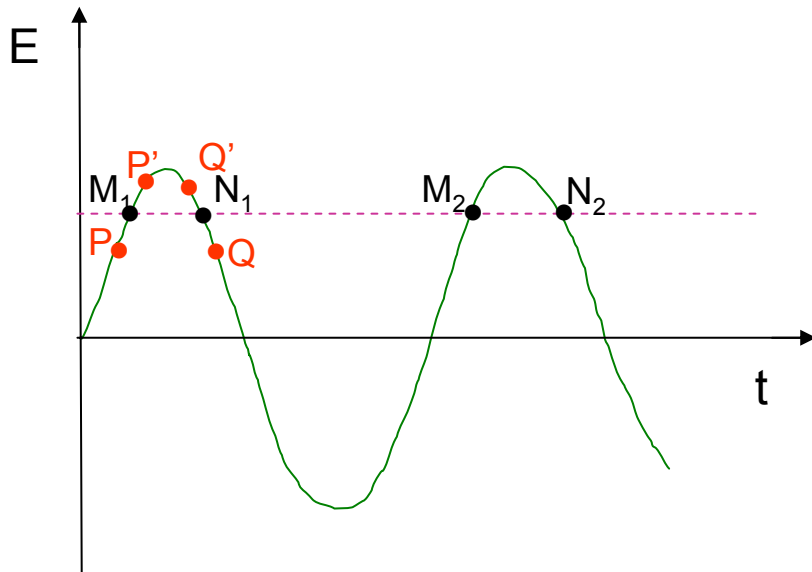


Lezione 4 Forze dissipative

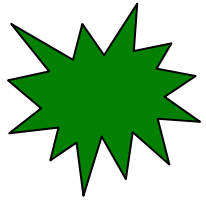
Nel caso in cui non ho radiazione di sincrotrone le oscillazioni longitudinali o di sincrotrone sono rappresentate da un'ellisse nel piano (ϵ, τ) di area costante.

In un acceleratore per elettroni circolare la combinazione della perdita di energia per giro dovuta alla radiazione ed il campo RF che fornisce l'energia persa smorza l'ampiezza delle oscillazioni longitudinali → si riduce $\Delta E/E$.

Intuitivamente si capisce con lo stesso ragionamento usato per capire la formazione di bunch.



Q' che arriva prima si avvicina ad N, Q che arriva dopo si avvicina pure lui ad N. Quindi se trascuriamo il fatto che l'energia emessa è quantizzata e se consideriamo che la RF corregge in media la perdita di energia si capisce come $\Delta p/p$ si riduce.



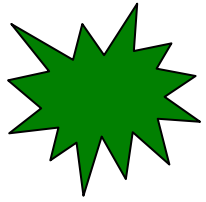
Lezione 4 Forze dissipative

Se scriviamo la deviazione dall'energia sincrona della particella generica come $u=U-U_s$ e consideriamo $\beta=1$ e piccole oscillazioni le equazioni del moto diventano:

$$\frac{du}{dt} \cong \frac{\omega_s}{2\pi} qV \cos \phi_s \phi - \frac{1}{\tau_s} [U_\gamma(U_s + u) - U_\gamma(U_s)]$$
$$\frac{d\phi}{dt} \cong -\frac{\omega_{rf} \eta_{tr}}{U_s} u$$

Avendo incluso la perdita di energia per giro. L'energia irraggiata è funzione dell'energia della particella e può essere sviluppata in serie di Taylor:

$$U_\gamma(U) = U_\gamma(U_s) + \left(\frac{dU_\gamma}{dU} \right)_s u + \dots$$

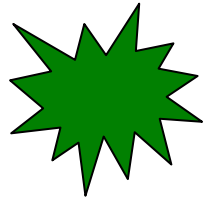


Lezione 4 Forze dissipative

Combinando le tre equazioni otteniamo:

$$\frac{d^2 u}{dt^2} + \frac{\omega_s}{2\pi} \left(\frac{dU_\gamma}{dU} \right)_s \frac{du}{dt} + \Omega_s^2 u = 0$$
$$\Omega_s = \omega_s \sqrt{\frac{qVh\eta_{tr} \cos \phi_s}{2\pi U_s}}$$

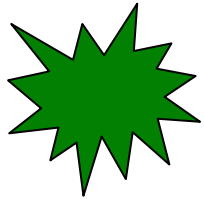
Che non è altro che l'equazione di un oscillatore smorzato!



Lezione 4 Forze dissipative

In un acceleratore circolare per elettroni la deviazione di E dall'energia nominale è trascurabile.

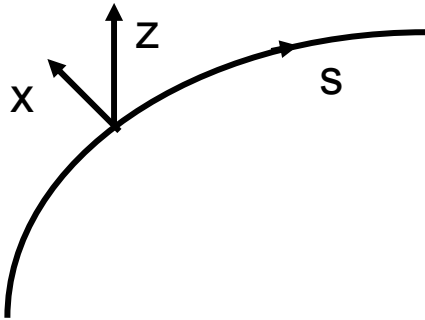
Anello	E (GeV)	ρ (m)	$\sigma(e)/E$ %
EPA	0.6	1.43	0.06
ESPR	6.0	25.0	0.10
PEP	18.0	166.0	0.12
LEP 1	55.0	4200.0	0.08



Lezione 4 Forze dissipative

ii) Smorzamento delle oscillazioni di β trone (radiazione di sincrotrone)

Consideriamo il caso piú semplice di oscillazioni nel piano verticale (non ho effetti dovuti al $\Delta p/p$).



Usiamo le forme approssimate per le oscillazioni di betatrone:

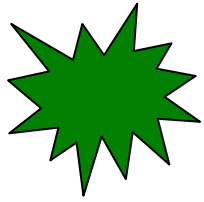
$$z = A \cos(\Phi(s) + \Phi_0)$$

$$z' = -(A/\beta) \sin(\Phi(s) + \Phi_0)$$

$A^2 = z^2 + (\beta z')^2$ ampiezza normalizzata delle oscillazioni di betatrone.

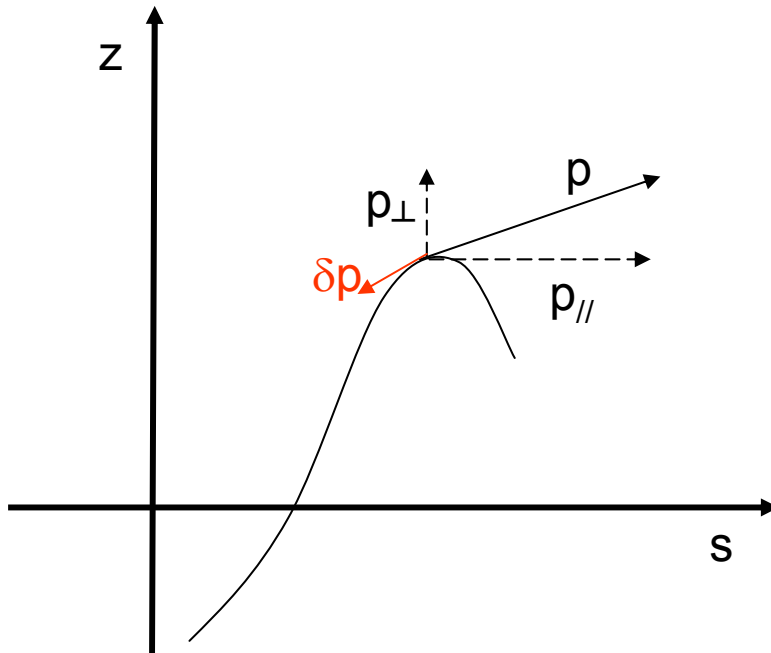
Il risultato non cambia se usiamo il solito invariante:

$$A^2 = \gamma z^2 + 2\alpha z z' + \beta z'^2$$



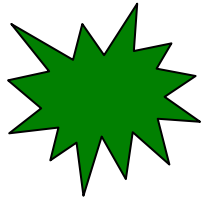
Lezione 4 Forze dissipative

Ricordiamo che la radiazione è emessa ~ nella direzione del moto dell'elettrone.

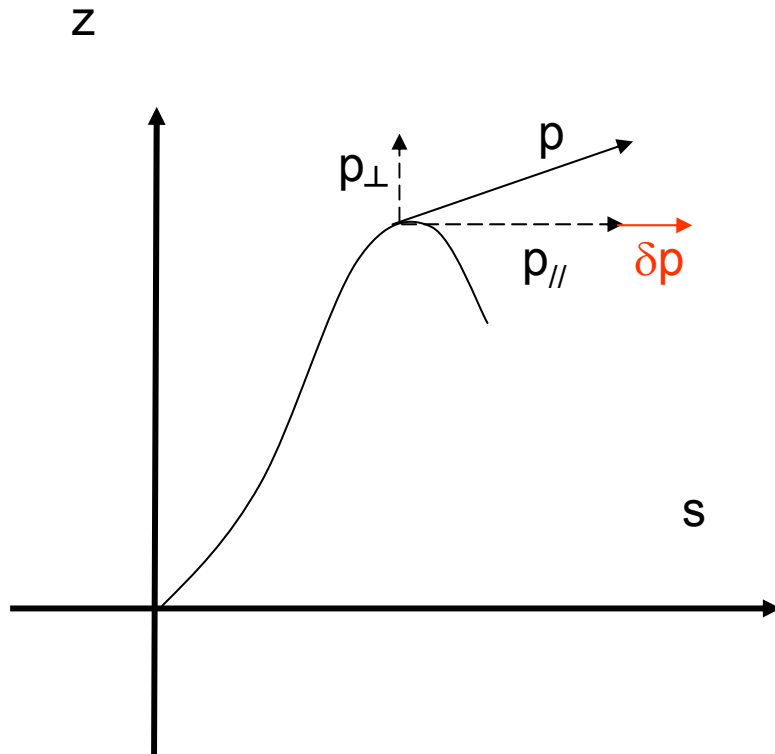


Emissione di 1 fotone

Il fotone è emesso nella direzione del moto dell'elettrone → cambia $|\mathbf{p}|$, ma non z' .



Lezione 4 Forze dissipative

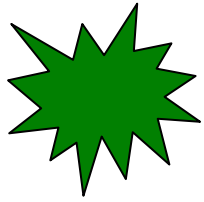


Guadagno di E nella RF

Nella cavità a RF guadagno solo in $p_{//}$ \rightarrow si riduce $z' = p_{\perp} / p_{//}$ e dopo che la particella è passata dalla RF si avrà:

$$z' + \delta z' = p_{\perp} / (p_{//} + \delta p) \sim z' (1 - \delta p / p)$$

$$\rightarrow \delta z' = -z' (\delta E / E)$$



Lezione 4 Forze dissipative

Dalla $A^2 = z^2 + (\beta z')^2$ ne consegue che il cambiamento dell'ampiezza delle oscillazioni è:

$$A\delta A = \beta^2 z' \delta z' = -\beta^2 z'^2 (\delta E/E)$$

Mediando su tutte le possibili fasi delle oscillazioni di betatrone nel tempo in cui l'elettrone passa nella cavità a RF si ha:

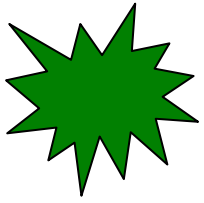
$$\langle \delta A \rangle / A = -1/2 (\delta E/E)$$

Poiché il guadagno di energia è piccolo (se paragonato all'energia dell'elettrone) possiamo mediare su un giro:

$$\Delta A/A = -U_0/2E \quad (U_0 = \text{guadagno di energia/giro})$$

→ Il moto diventa smorzato esponenzialmente e l'ampiezza delle oscillazioni si riduce.

Lo stesso avviene anche nel piano radiale (anche se la trattazione è più complessa).



Lezione 4 fasci di H^-

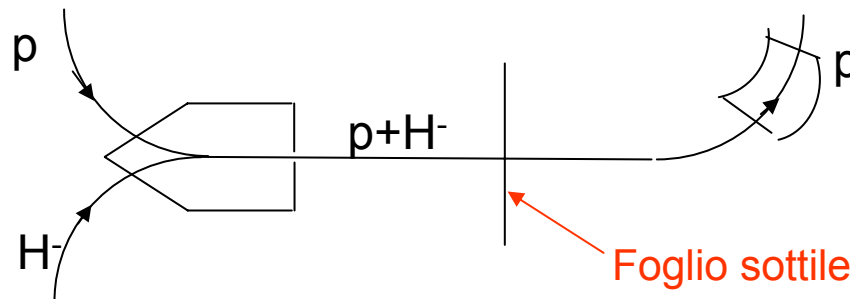
Fasci di H^-

Usato in acceleratori di p ad alta energia.

Si accelerano in un LINAC degli ioni H^- che poi vengono iniettati nell'acceleratore circolare e vengono messi nello stesso volume di un pacchetto di protoni caldi che circolano nell'anello.

Nelle zone diritte dell'anello i due fasci di H^- e di protoni vengono fatti passare attraverso un foglio sottile che strappa gli elettroni agli H^- , rendendo così il fascio di protoni più denso.

L'interazione degli H^- con il foglio sottile è una forza dissipativa → non viola Liouville.



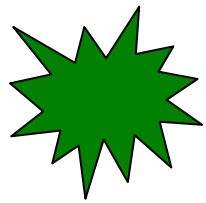


Lezione 4 fasci di e-

Un altro sistema di **raffreddamento** è tramite e-. Si usa un fascio di **elettroni** freddo, cioè denso e monocromatico. Questo fascio viene iniettato in una zona diritta (senza magneti) dove circola un fascio caldo di **protoni** (antiprotoni) con la stessa velocità media degli elettroni.

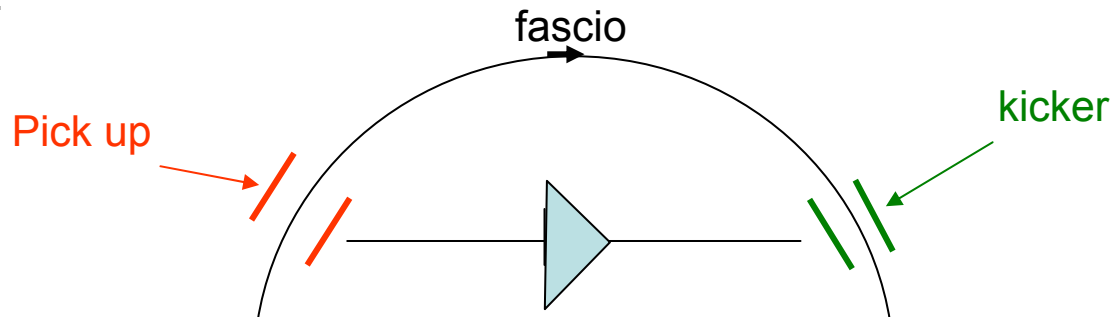
Il fascio caldo di **p** interagisce con il fascio freddo di **e-** (forza di Coulomb) e si raffredda. Lo **spazio delle fasi totale** (p+e-) si conserva, ma il fascio di **p** aumenta di densità. Alla fine della zona diritta un magnete deflettore separa i p dagli e-.

Da un punto di vista termodinamico è equivalente a passare calore da una sorgente calda ad una fredda.

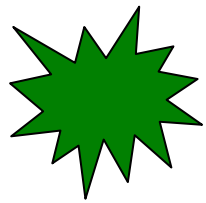


Lezione 4 Raffreddamento stocastico

Il raffreddamento stocastico sfrutta il fatto che il fascio non è continuo, ma in realtà è un insieme di particelle discrete contornate da molto spazio vuoto. Nello spazio fra le particelle la densità delle particelle è ~ 0 . Questo metodo praticamente elimina un po' di spazio vuoto mettendolo alla periferia del fascio. Funziona meglio quando le particelle sono poche.



Le fluttuazioni delle particelle rispetto al moto medio e alle posizioni di riferimento sono rivelate da un "pickup" (condensatore o trasformatore induttivo) ed un segnale è inviato tramite un amplificatore (segnale proporzionale alla posizione del baricentro delle particelle che passano nel pickup) ad un "kicker". Il "kicker" è un piccolo magnete deflettore pulsato o una cavità RF. Il segnale viene inviato lungo una corda del cerchio in modo da impiegare tempi brevi.

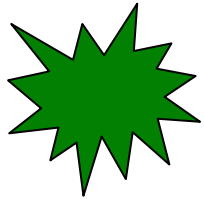


Lezione 4 Raffreddamento stocastico

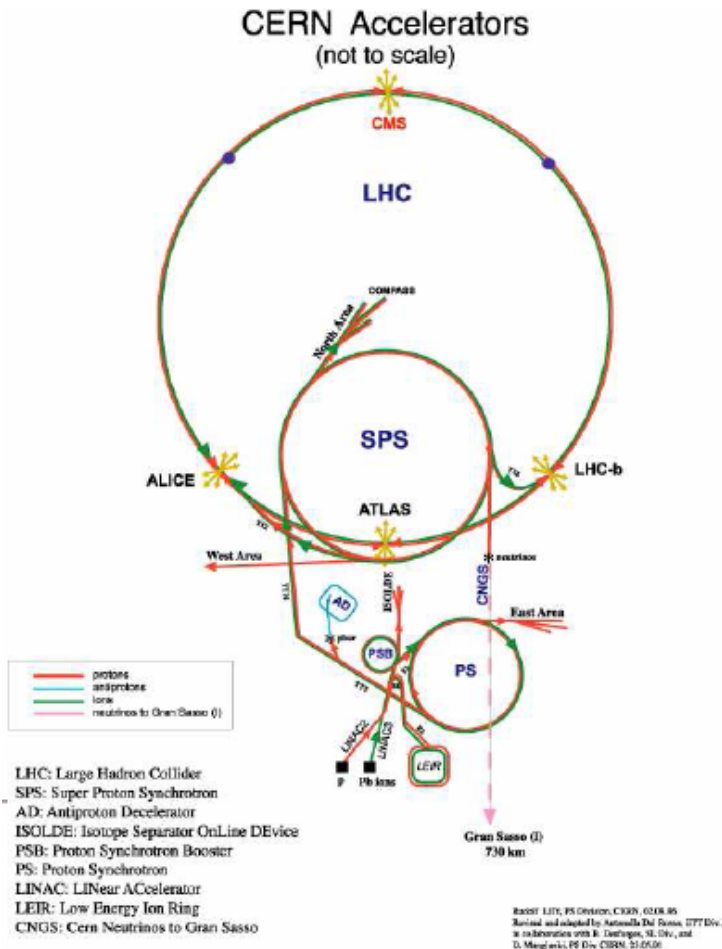
Il raffreddamento stocastico a prima vista viola Liouville. Per questo motivo pur essendo stato scoperto da Van der Meer nel 1969, fu applicato per la prima volta 10 anni dopo (SPS Collider).

Il trucco consiste nel fatto che il volume quantistico di una particella è molto più piccolo del volume medio occupato da una particella in un fascio. Con un fascio con alcune particelle qua e là i “buchi” fra le particelle possono essere riaggiustati in modo da mettere lo spazio vuoto alla periferia del fascio. Se le particelle sono molte il pick up ed il kicker devono funzionare sempre più velocemente.

Quando il kicker lavora sempre più veloce serve più potenza per farlo funzionare, si dissipa più energia nel fascio, il fascio tende a riscaldarsi di nuovo.



Lezione 4 Acceleratori al CERN

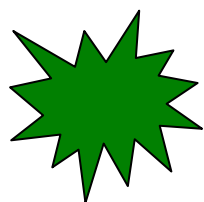


Il sistema di **acceleratori del CERN** è visibile nella figura a fianco.

Tutta la descrizione del sistema può essere trovata al seguente indirizzo:

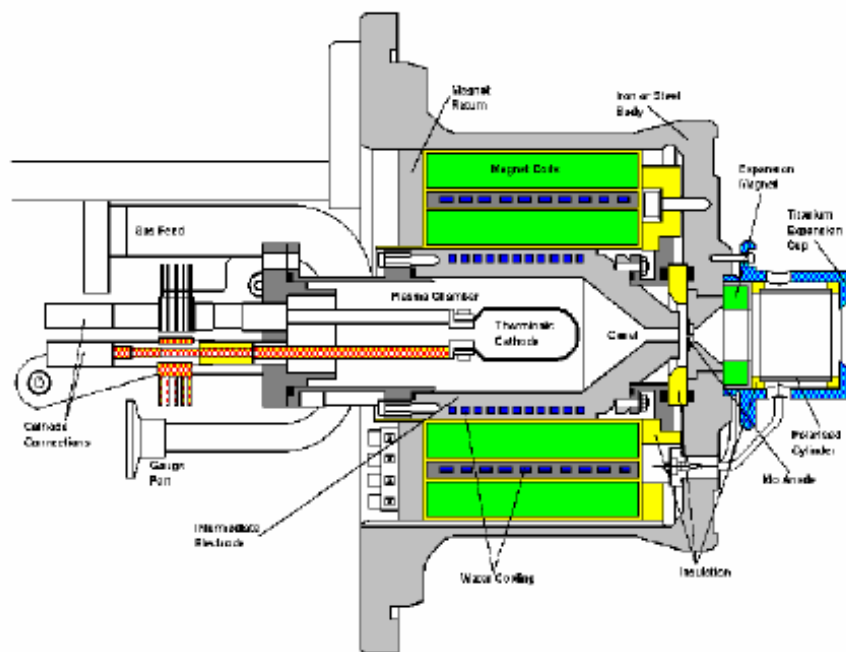
<http://intranet.cern.ch/User/Welcome.html>

Di seguito verrà mostrata solo la sorgente e spiegato il quadrupolo a radiofrequenza.



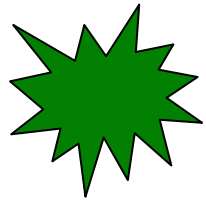
Lezione 4 Acceleratori al CERN

The CERN Duoplasmatron Proton Ion Source



Characteristics

Type	Duoplasmatron with biased electrode in expansion cup
Source Body	Iron or mild steel acting as magnetic flux path
Intermediate electrode	Iron, water cooled. Forms cathode plasma chamber
I.E. Canal	5 mm. diameter, 12 mm. long
Cathode	Mixed oxide thermionic, hairpin, 16 mm. by 92 mm
Heating current	50 A (150 W) via arc isolating transformer
Hydrogen flow	3 - 6 atm.cc/min (0.05 - 0.1 mbar l/s)

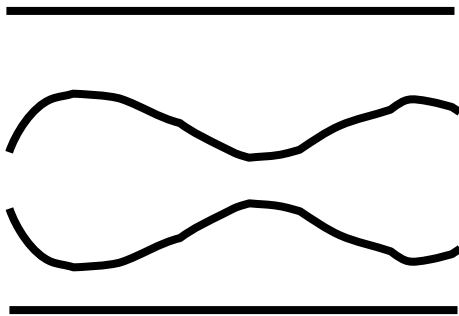


Lezione 4 Acceleratori al CERN

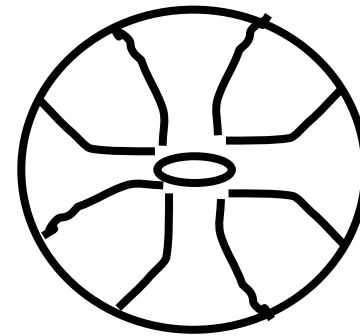
Il quadrupolo a radiofrequenza (RFQ).

Per bassi valori di β (protoni alla sorgente) è difficile mantenere alte correnti perché il fascio si defocalizza a causa di forze repulsive fascio-fascio.

Il quadrupolo a radiofrequenza accelera e focalizza.

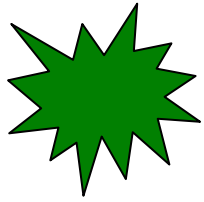


Sezione longitudinale



Sezione trasversa

4 elettrodi attorno all'asse del fascio. È una struttura risonante con elettrodi adiacenti di carica opposta. Visto di faccia sembra un normale quadrupolo.



Lezione 4 Acceleratori al CERN

Questo arrangiamento di campi elettrici focalizza in un piano e defocalizza nell'altro (proprio come una lente).

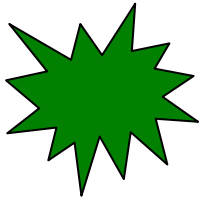
Siccome il campo E oscilla è come una serie di lenti convergenti e divergenti
→ focalizza in entrambi i piani.

Se gli elettrodi sono fatti a forma di seno c'è una componente del campo anche lungo la direzione del fascio → accelera le particelle.

L'RFQ del CERN accelera p a 750 KeV (200mA di protoni) in 150 μ s.

I protoni sono poi inviati nel LINAC che li accelera a 50 MeV.

Sia LINAC che RFQ usano la stessa frequenza pari a 203 MhZ.



Lezione 4 Acceleratori funzionanti

Acceleratori funzionanti o in costruzione.

Other Projects

● Tevatron: p/p^- $E = 1 \text{ TeV}$ 1985
Chicago, USA

6.3 km; 1 ring; $B = 4.5 \text{ T}$; $T = 4.2 \text{ K}$

$n_b = 6 \leftrightarrow 36$; $I_{\text{beam}} = 2 \text{ mA}$; range: 6

● HERA: e/p $E = 0.9 \text{ TeV}$ 1991
Hamburg, Germany

6.3 km; 2 rings; $B = 5.5 \text{ T}$; $T = 4.4 \text{ K}$

$n_b = 180$; $I_{\text{beam}} = 0.5 \text{ mA}$; range: 20

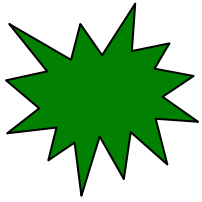
● RHIC: Au/Au ; p/p
New York, USA $E = 0.25 \text{ TeV}$ 1999

3.8 km; 2 rings; $B = 3.5 \text{ T}$; $T = 4 \text{ K}$

$n_b = 57 \leftrightarrow 114$; $I_{\text{beam}} = 13 \mu\text{A}$; range: 7

● LHC:

$B = 8.4 \text{ T}$; $T = 1.9 \text{ K}$; range = 16; $I_{\text{beam}} = 0.5 \text{ A}$



Lezione 4 futuro

Progetti per il futuro.

- VLHC: *magnet technology*
95 km; 2 ring; B = 12 T; n = 20800
520 km; 2 ring; B = 2 T; n = 130000
- Muon Collider: *muon source*
muon lifetime ($\tau = 2.2 \mu s$)
lepton collider without
synchrotron radiation
- Linear Collider: *500 GeV / 3 TeV*
 - *USA / Japan* *NC*
 - *Germany* *SC*
 - *CERN* *NC; 2 beams*