

# Pre-Tevatron History of Hadron Colliders

- **CERN-ISR, 1970-1980**
- **pp at  $\sqrt{s} = 63$  GeV,  $L \sim 3 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$**
- **4 $\pi$  detectors: Pisa-StonyBrook non magnetic Split-Field Magnet**

## DISCOVERY OF

- **Increasing total cross-section**
- **Excess of large  $E_t$  production**

# La fisica adronica negli anni '70

- Non esisteva una teoria fondamentale, si faceva solo fenomenologia.
- La fenomenologia degli stati si occupava di descrivere la zoologia di un gran numero di risonanze (mesoniche e barioniche)
- Le sezioni d'urto elastica e totale di  $\pi$ , K, p al crescere dell'energia sembravano divenire costanti
- I secondari prodotti nelle interazioni inelastiche sembrava distribuirsi in molteplicità ed impulso seguendo leggi di scala di tipo termodinamico

Prima degli ISR il fascio di protoni di energia massima era quello di Serpukhov, di 72 GeV nel s.l.. Gli ISR (anelli di accumulazione p-p, 1971-1982) permisero di fare misure di scattering p-p fino ad una energia equivalente a 2000 GeV nel s.l.

Si osservò una inattesa crescita della sezione d'urto totale p-p, di cui non si capì l'origine. Una struttura di tipo ottico-diffrattivo della sezione d'urto di scattering a piccoli angoli portò a sviluppare dei modelli geometrici per la dimensione della regione di interazione, validi indipendentemente dalla dinamica della interazione.

Dopo il 1980, al protosincrotrone del CERN (400 GeV nel s.l.) ed al Main Ring di Fermilab (450 GeV nel s.l.) furono misurate su fasci esterni le sezioni d'urto totali di pioni e di mesoni K, e si poté concludere che tutte crescevano con l'energia come quella p-p.

Discuteremo in primo luogo il formalismo dello scattering p-p a piccoli angoli (momenti trasferiti  $< 2 \text{ (GeV/c)}^2$ ) e grandi energie (energie  $> 20 \text{ GeV}$  nel s.c.m.)

- Nello scattering elastico p-p attorno all'avanti domina lo scattering di Rutherford.

- La formula classica nel s.c.m.: 
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left| \frac{e^2}{2mv^2} \frac{1}{\sin^2 \frac{\vartheta}{2}} \right|^2$$

La formula relativistica e' la stessa con  $mv=p$  e con  $v = \beta c$ . Nel s.c.m. e a piccoli angoli ( $c=1$ ),  $t \cong -k^2\theta^2$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx \left| k \frac{2e^2}{t} \right|^2$$

( $\beta=1$  ad alte energie).  $k$  = impulso nel s.c.m.,  $t$  = quadrato dell'impulso trasferito invariante. In generale:

$a + b \rightarrow c + d$ , con quadrimpulsi  $\vec{p}_a = (E_a, \vec{p}_a) \dots$ , e masse  $m_a$  con  $p_a^2 = m_a^2$ .

$$t = (p_c - p_a)^2 = -2k^2(1 - \cos\theta)$$

Inoltre  $s = (p_a + p_b)^2 = W^2 =$  quadrato dell'energia nel s.c.m.

$u = (p_d - p_a)^2 =$  quadrato dell'impulso traferito al rinculo.  $u$  non e' indipendente da  $t$  e da  $s$ :

$$s + t + u = m_a^2 + m_b^2 + m_c^2 + m_d^2$$

L. Van Hove, Theoretical Problems in Strong Interactions at High Energies, CERN-65-22

Essendo trasverso alla velocità, ci si deve aspettare che anche  $q$  sia un invariante relativistico. Effettivamente  $q^2$  approssima  $t$  a piccoli angoli. Formalmente:

$$a + b \rightarrow c + d, \quad \text{con quadrivettori } p_a = (E_a, \vec{p}_a), \dots, E_a^2 = m_a^2 + p_a^2, \dots \quad (c=1)$$

Il quadrato dell'impulso trasferito invariante è

$$t = (p_c - p_a)^2 = (E_c - E_a)^2 - (\vec{p}_c - \vec{p}_a)^2 \sim m_c^2 + m_a^2 - 2E_c E_a + 2p_c p_a \cos\vartheta$$

Ad alte energie si trascurano le masse rispetto alle energie,  $E_c \sim p_c$ ,  $E_a \sim p_a$ . Nel s.c.m. e per lo scattering elastico, dove  $p_c = p_a = k$ , e a piccoli angoli:

$$t \sim -2k^2 (1 - \cos\theta) = -2k^2 \cdot 2\sin^2\theta/2 \sim -k^2\theta^2$$

La (energia invariante)<sup>2</sup> vale  $s = (p_a + p_b)^2$ . Si noti che nel laboratorio, dove

$$p_b = (E_b, 0), E_b = m_b, s \sim m_a^2 + m_b^2 + 2E_a m_b \sim 2E_a m_b.$$

In una collisione di un fascio su bersaglio in quiete, la energia della collisione,  $W = \sqrt{s}$  è proporzionale alla sola radice quadrata della energia (o impulso) del proiettile nel laboratorio.

Si può altrettanto facilmente calcolare  $s$  nel s.c.m. (trascurando le masse):

$$s = (p_a + p_b)^2 = (k+k)^2 - (\vec{k} - \vec{k})^2 = 4k^2.$$

In un anello di collisione in cui due fasci di impulso (o energia)  $k$  si scontrano frontalmente, la energia della reazione  $W = \sqrt{s} = 2k$  è la somma della energia dei due fasci.

La differenza di energia disponibile, sia per creare nuove particelle che per esplorare la struttura intima dei bersagli, diventa colossale alle energie oggi necessarie in fisica subnucleare.

	$\sqrt{s}$ (GeV)	$E_1(p_2=0)$ (GeV)	$E_1(\vec{p}_1 = -\vec{p}_2)$ (GeV)
Urto p-p	10	52	5
	100	5,400	50
	1000	540,000	500
Urto e-e	1	1,000	0,5
	10	100,000	5
	100	10,000,000	50

- La sezione d'urto per scattering singolo coulombiano viene così normalmente scritta (approssimazione di Born) in ogni sistema di riferimento in termini degli invarianti  $k$ ,  $t$ :

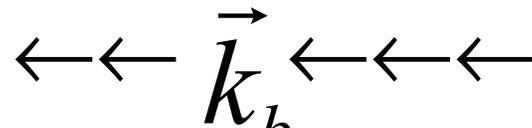
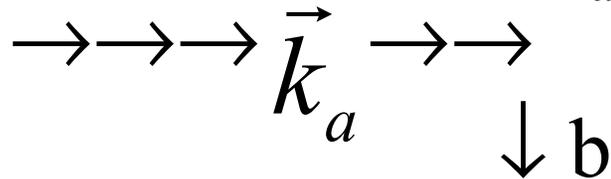
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = k^2 f_c^2 \quad (\text{l'ampiezza } f_c \text{ è reale})$$

$$f_c = \pm \frac{2e^2}{\beta|t|} \quad , \quad \text{dove il segno meno vale}$$

per due cariche dello stesso segno.

# Modello geometrico dello scattering nucleare

- Nel s.c.m., con  $k_a = k_b$ ,  $b$  = parametro di impatto,  $\vec{r} = \vec{r}_a - \vec{r}_b$



In assenza di interazione ( $t = \ll 0$ ) il moto relativo e' descritto da un'onda piana:

$$e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} = e^{ikz}$$

z essendo lo spostamento nella direzione relativa di moto.

- Un'onda piana può essere scritta come la somma di due onde sferiche della stessa ampiezza, una entrante ed una uscente dall'origine (teorema matematico):

$$e^{ikz} = \frac{e^{-ikr}}{2kr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(-1)^l P_l(\cos \vartheta) -$$

$$-i \frac{e^{ikr}}{2kr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\cos \vartheta)$$

Lo scattering fa nascere un'altra onda uscente con ampiezze  $\eta_l$  dipendenti dalla interazione

$$\psi(k, \vartheta) = i \frac{e^{ikr}}{2kr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \eta_l P_l(\cos \vartheta)$$

che genera un numero di eventi di scattering elastico

$$dn_{el} = |\psi|^2 r^2 d\Omega \frac{dr}{dt} = \frac{2v}{4k^2} |f(k, \vartheta)|^2 d\Omega$$

Dove  $f(k, \vartheta) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \eta_l P_l(\cos \vartheta)$

Infine, poiché  $n_{in} = 2v$ , la sezione d'urto vale

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dn_{el}}{dn_{in}} \frac{1}{d\Omega} = \frac{1}{4k^2} |f(k, \vartheta)|^2$$

La sezione d'urto elastica totale:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4k^2} |f(k, \vartheta)|^2, \quad \sigma_{el} = \int_{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$$

$$\sigma_{el} = \frac{1}{4k^2} 2\pi \sum_{l,l'} \int_{-1}^{+1} (2l+1)(2l'+1) \eta_l \eta_{l'}^* P_l P_{l'} d(\cos \vartheta)$$

Per la ortonormalita' dei polinomi di Legendre

$$\int_{-1}^{+1} P_l(\cos \vartheta) P_{l'}(\cos \vartheta) d(\cos \vartheta) = \frac{2}{2l+1} \delta_{ll'}$$

si ottiene

$$\sigma_{el} = \frac{\pi}{2k^2} \sum_l (2l+1)^2 |\eta_l|^2 \frac{2}{2l+1} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) |\eta_l|^2$$

Nasce una differenza fra flusso uscente ed entrante che determina la sezione d'urto differenziale inelastica:

$$dn_{inel} = dn_{in} - dn_{out} = 2vr^2 d\Omega \frac{1}{4r^2 k^2} \cdot$$

$$\cdot \left( \left| \sum_l (2l+1)(-1)^l P_l(\cos \vartheta) \right|^2 - \left| i \sum_l (2l+1)(\eta_l - 1) P_l(\cos \vartheta) \right|^2 \right)$$

( $2v$ = flusso incidente),

e la sezione d'urto inelastica totale:

$$\sigma_{in} = \frac{1}{2v} \int_{4\pi} (dn_{in} - dn_{out})$$

# La sezione d'urto inelastica totale

$$dN_{in} = dN_{in} - dN_{out} = \frac{2v}{4k^2} \left[ \left| \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(-1)^l P_l(\cos \vartheta) \right|^2 - \left| \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(\eta_l - 1) P_l(\cos \vartheta) \right|^2 \right] d\Omega$$

Usando di nuovo l'ortonormalita' dei polinomi di Legendre si ottiene il numero di eventi inelastici come somma di contributi degli stati di momento angolare:

$$N_{inel} = 2v \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (1 - |\eta_l - 1|)^2$$

Poiche' per ogni  $l$  il flusso uscente non potra' essere maggiore di quello entrante, ossia il contributo a  $N_{inel}$  dovra' essere positivo, si avra'

$$|\eta_l - 1| \leq 1$$

Infine:

$$\sigma_{inel} = \frac{N_{inel}}{N_{inc}} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \left[ 2 \operatorname{Re} \eta_l - |\eta_l|^2 \right]$$

I contributi negli stati di momento angolare sono

$$\Delta_l \sigma_{el} \propto |\eta_l|^2$$

$$\Delta_l \sigma_{inel} \propto 1 - |\eta_l - 1|^2 = 2 \operatorname{Re} \eta_l - |\eta_l|^2$$

$$\Delta_l \sigma_{tot} \propto 2 \operatorname{Re} \eta_l$$

# La sezione d'urto totale

- La sezione d'urto totale è la somma della parte elastica e della parte inelastica.

$$\sigma_t = \sigma_l + \sigma_{inel} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \operatorname{Re} \eta_l$$

- Una espressione simile a quella di  $\sigma_t$  si ritrova calcolando la parte immaginaria della ampiezza di scattering in avanti:

$$if(k, \vartheta = 0) = i \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\vartheta = 0) = \sum_{l=0}^{\infty} i(2l+1) \eta_l$$

La parte immaginaria di questa ampiezza vale

$$\text{Im } f(k, \vartheta = 0) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l + 1) \text{Re } \eta_l$$

Da cui il legame con  $\sigma_t$  e il teorema ottico:

$$\sigma_t = \frac{2\pi}{k^2} \text{Im } f(k, \vartheta = 0)$$

- **Nel modello fisico di “scattering da disco nero” si possono definire i valori delle ampiezze  $\eta_l$ .**

Condizione di onda uscente nulla fino a parametro di impatto R:

$\eta_l - 1 = 0$ ,  $\eta_l = 1$  (reale) per  $b < R$  ossia  
poiche'  $l \sim kb$ , per  $l < kR$ .

Viceversa  $\eta_l = 0$  per  $l > kR$ .

Quando  $kR \gg 1$  si puo' approssimare

$$2l + 1 \approx 2l, \sum_l 2l \approx 2 \int_0^{l_{\max}} l dl$$

## La sezione d'urto elastica del disco nero.

$$if(k, \vartheta) = 2i \int_0^{l_{\max}} P_l(\cos \vartheta) l dl$$

$$if(k, \vartheta) = 2ik^2 \int_0^R P_l(\cos \vartheta) b db$$

La ampiezza e' puramente immaginaria.

A piccoli angoli e a grandi  $l$ ,  $P_l$  approssima un esponenziale e questo la funzione  $J_0$  di Bessel:

$$if(k, t) \sim i2k^2 \frac{1}{2\pi} \int_0^R e^{i\vec{q} \cdot \vec{b}} d\vec{b}^2 = i2k^2 \int_0^R J_0(bq) b db$$

Esprimendo  $\cos\theta$  in funzione di  $l, q$  si poteva anche sfruttare direttamente una relazione fra i polinomi di Legendre e  $J_0$ :

$$t = -2k^2(1 - \cos\vartheta) \Rightarrow \cos\vartheta = 1 - \frac{(b\sqrt{-t})^2}{2l^2}$$

$$\lim_{l \rightarrow \infty} P_l\left(1 - \frac{(bq)^2}{2l^2}\right) = J_0(bq)$$

$$\int_0^R J_0(bq) b db = \frac{R}{q} J_1(Rq)$$

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi}{k^2} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\pi}{k^2} \frac{1}{4k^2} \left| i 2k^2 \frac{R}{q} J_1(Rq) \right|^2$$

- Infine

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi}{k^2} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\pi}{4k^4} 4k^4 \frac{R^2}{|t|} J_1^2$$

Gli zeri della funzione  $J_1$  sono a  $R\sqrt{-t} = Rq = 3.8, 7.0, 10.2$

Molto in avanti  $J_1^2$  e' ben approssimata da un esponenziale in  $t$

$$\frac{4}{R^2|t|} J_1^2 \approx e^{-\frac{R^2 t}{4}}$$

Per cui la sezione d'urto a piccoli angoli e'

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx \frac{\pi R^4}{4} e^{-\frac{R^2 t}{4}}$$

- 

ossia  $d\sigma/d\Omega$  e' una gaussiana in  $\theta$ :  $\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx \frac{k^2 R^4}{4} e^{-\frac{k^2 R^2}{4} \vartheta^2} = \frac{k^2 R^4}{4} e^{-\frac{R^2}{4} q^2}$

Integrando si trova la sezione d'urto elastica totale  $\sigma_{el} = \pi R^2$ .

- In avanti

$$\text{Im } f(k, \vartheta = 0) = 2k^2 \int_0^R b db = 2k^2 \frac{R^2}{2}$$

e applicando il teorema ottico

$$\frac{k^2}{2\pi} \sigma_t = 2k^2 \frac{R^2}{2}$$

$$\sigma_t = 2\pi R^2$$

- Pertanto le sezioni d'urto di disco nero ad energie asintotiche sono

$$\sigma_{el} = \sigma_{inel} = \pi R^2 \quad \sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{inel} = 2\pi R^2$$

- in particolare  $\sigma_{el}/\sigma_{tot} = \text{costante} = 1/2$
- $\sigma_{el}$ ,  $\sigma_{inel}$  misurano entrambe il raggio di interazione
- anche il coefficiente  $R^2/4$  dell'esponenziale che approssima  $d\sigma/dt$  a piccoli angoli misura  $R$
- $d\sigma/dt$  a  $t=0$  e' costante con l'energia.

In questa schematizzazione si puo` usare  $\tau = t \cdot \sigma_t$  come nuova variabile e collegare i parametri della sezione differenziale elastica al valore della sezione d`urto totale:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{(2\pi R^2)^2}{16\pi} e^{\frac{R^2}{4}t} = \frac{\sigma_t^2}{16\pi} e^{\frac{\sigma_t t}{8\pi}} \propto \sigma_t^2 e^{\sigma_t t}$$

per cui scalando a  $\sigma_t$  la sezione d`urto di scattering elastico (espressa in funzione di  $\tau$ ) si ottiene una funzione in cui la dipendenza dalla energia e` espressa tramite  $\sigma_t$  (scaling geometrico):

$$\frac{1}{\sigma_t} \frac{d\sigma}{d\tau} = \frac{1}{16\pi} e^{\frac{1}{8\pi}\tau} = A e^{B\tau}$$

Se il modello corrispondesse all`esperienza, la crescita della sezione d`urto totale potrebbe essere attribuita alla crescita del raggio di interazione.

Le previsioni ad energie asintotiche sono in particolare

$$\sigma_{el}/\sigma_t = 1/2 = \text{costante}, \quad \sigma_t/B = \text{costante.} \quad 22$$

Tenendo presente il disco nero come schematizzazione estrema possiamo affrontare un caso piu' generale lasciando indeterminate le  $\eta_l$ . Nella ampiezza di scattering si puo' ancora trasformare la somma su  $l$  in un integrale sul parametro di impatto:

$$if(k, \vartheta) = i2 \int_0^{\infty} \eta_l(k) P_l(\cos \vartheta) l dl = i2 \frac{k^2}{2\pi} \int_0^{\infty} \eta_l P_l(\cos \vartheta) d\vec{b}^2 = i2k^2 \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \eta(k, b) e^{i\vec{q} \cdot \vec{b}} d\vec{b}^2$$

$$\frac{f(k, \vartheta)}{2k^2} \approx \int_0^{\infty} \eta(b, k) J_0(qb) b db$$

Da cui invertendo la trasformata di Fourier si ottiene la ampiezza di scattering nello spazio del parametro di impatto, detta funzione-profilo

$$f'(k, b) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{f(k, \vartheta)}{2k^2} e^{-i\vec{q} \cdot \vec{b}} d\vec{q}^2 \approx \int_0^{\infty} \frac{f(k, \vartheta)}{2k^2} J_0(qb) q dq$$

Per una funzione profilo rettangolare fino a  $b=R$  (disco nero) la ampiezza di scattering e' la funzione di Bessel  $J_1(qR)$ . Un profilo gaussiano in  $b/R$  genera una ampiezza di scattering e' gaussiana in  $qR$  (esponenziale<sub>23</sub> in t).

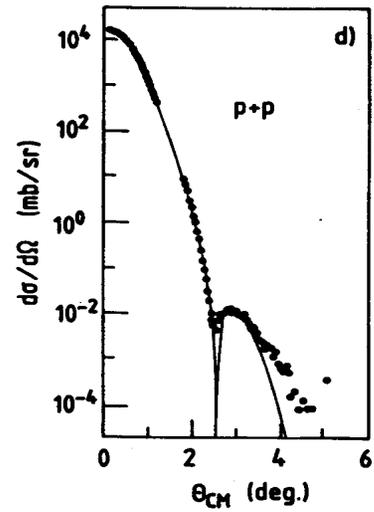
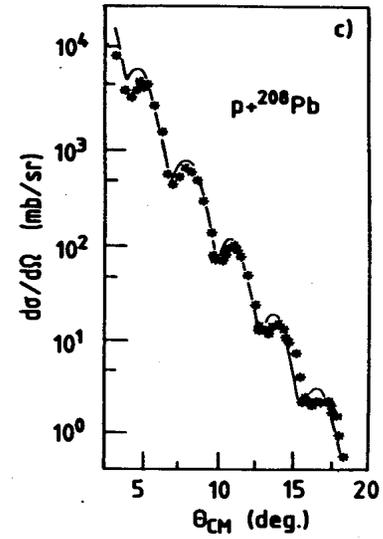
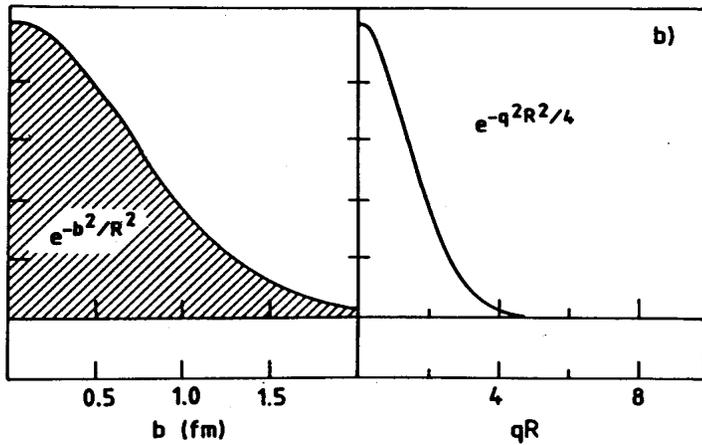
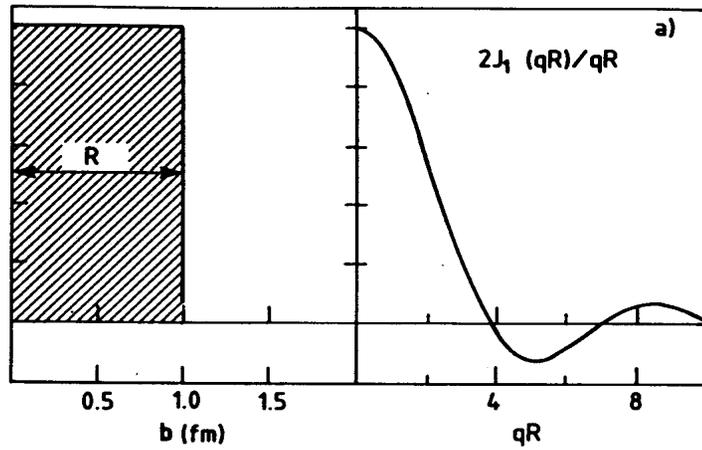


Figure 14. (a),(b) Examples of profile functions and corresponding scattering amplitudes; (c),(d) diffraction patterns observed in hadron scattering [from Reference (4g)].

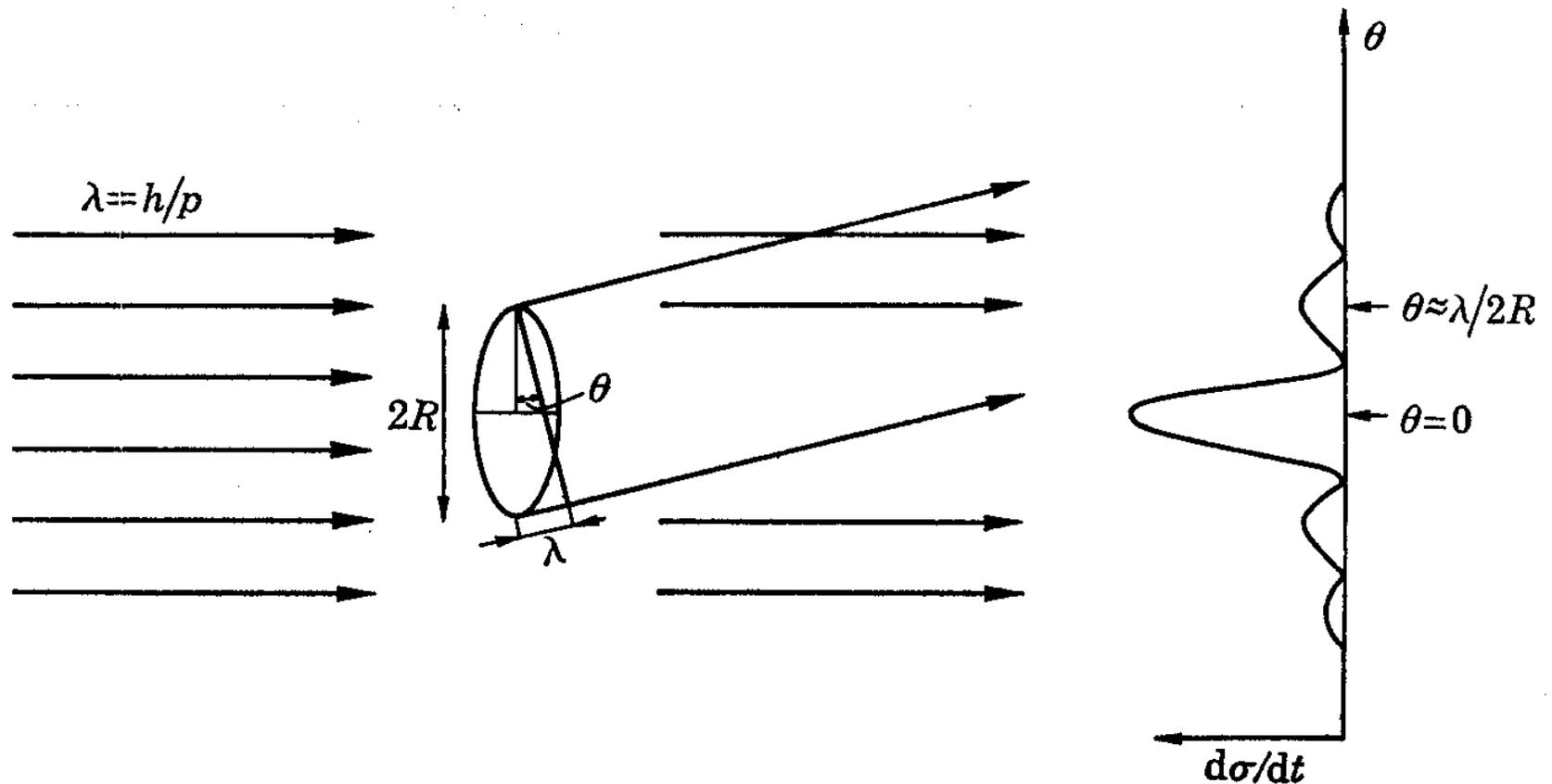


FIGURE 2. The elastic scattering of protons of momentum  $p$  by an absorbing disk of radius  $R$ . The first diffraction ring appears at the angle  $\theta$ .

Una lunghezza d'onda  $\lambda$  assorbita entro un raggio  $R$  genera dei massimi di diffrazione a  $\theta \approx \lambda/2R, \dots$

## La sezione d'urto sperimentale p-p

- In avanti si osserva uno spettacolare picco di diffrazione, che mostra che l'assorbimento domina. Tuttavia per spiegare i dati si deve anche introdurre una piccola parte reale nelle ampiezze di scattering (ossia una parte immaginaria nelle  $\eta_1$ ).
- Esiste dunque anche uno scattering “di potenziale”

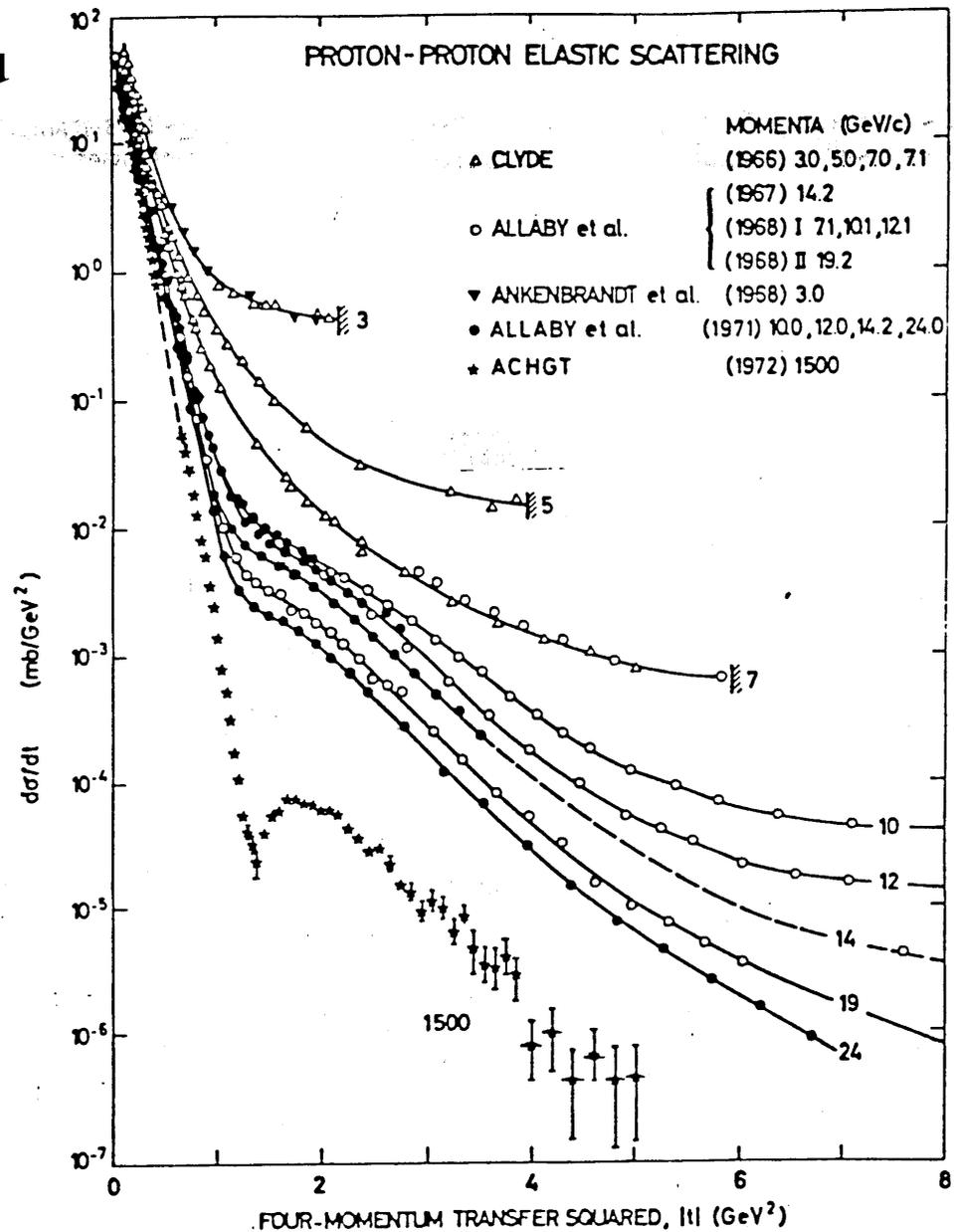
$$\eta_1 = \text{Re } \eta_1 + i \text{Im } \eta_1.$$

Per lo scattering p-p a piccoli angoli si usa scrivere

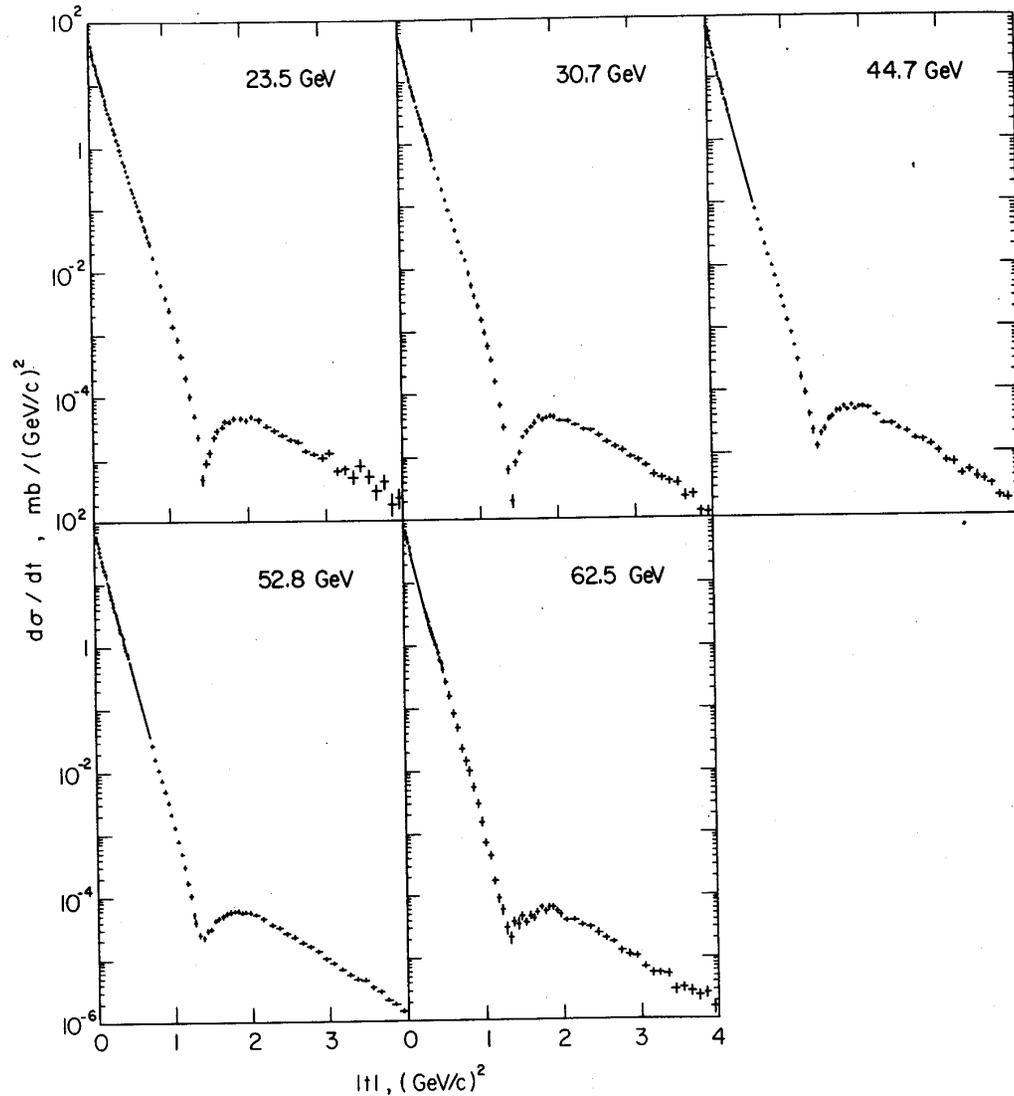
$$f_{el}(k, t) = f_{coul} + f_n = -\frac{2e^2}{\beta|t|} + \frac{k^2 \sigma_{tot}}{2\pi} (i + \rho) e^{-\frac{b}{2}|t|}$$

Con  $\alpha=1/137$  ( $\hbar/2\pi=1$ ). Qui si assume per la parte dominante della ampiezza nucleare (immaginaria) una dipendenza esponenziale da  $t$  come suggerito dai dati (e come atteso per una funzione profilo gaussiana in  $q$ ). Per la piccola parte reale  $\rho$  si ipotizza la stessa dipendenza da  $t$  della parte immaginaria.

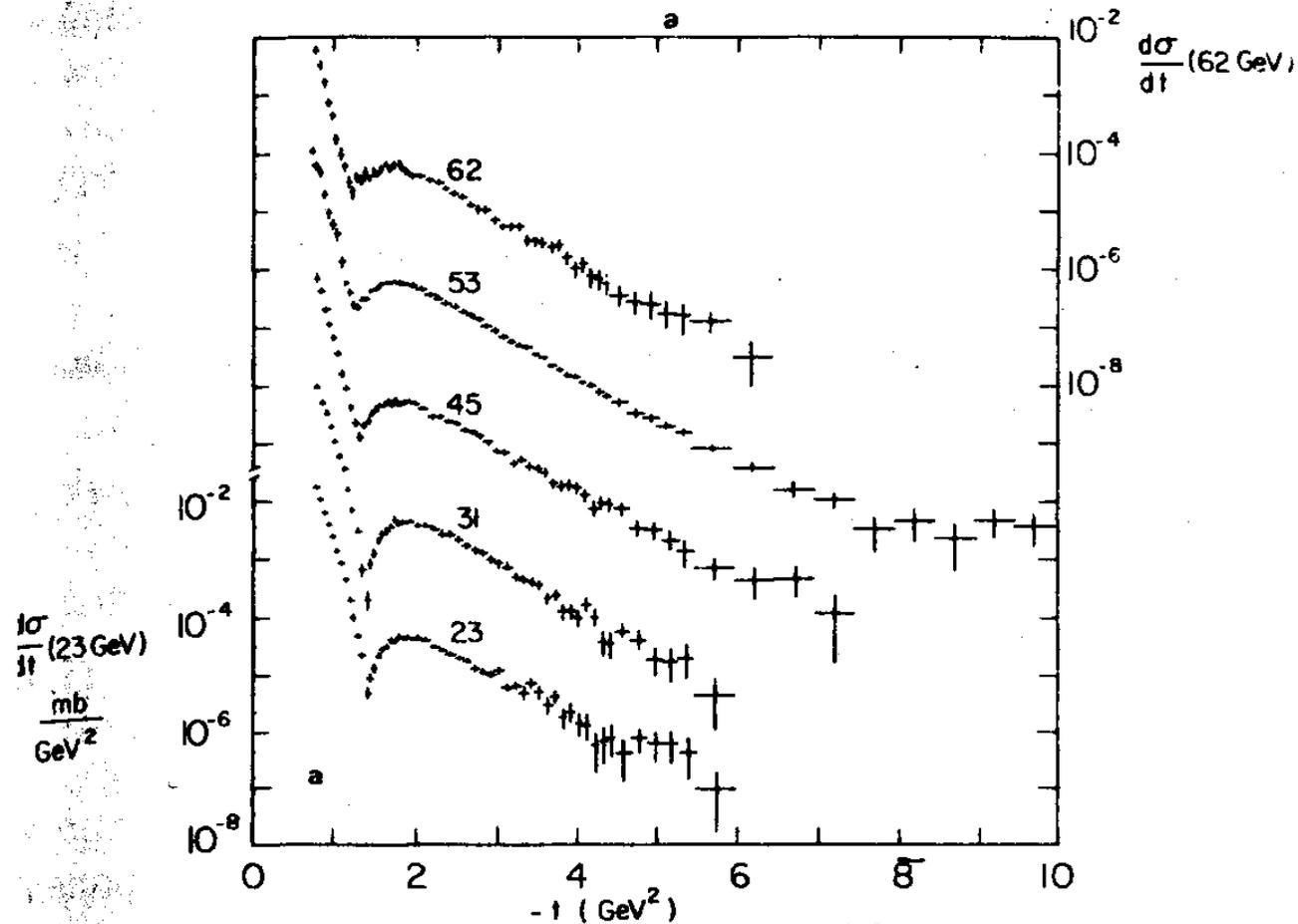
Alle energie degli ISR, corrispondenti a impulsi di su bersaglio fisso di 1,500 GeV e oltre, il picco di diffrazione di e' pienamente sviluppato.



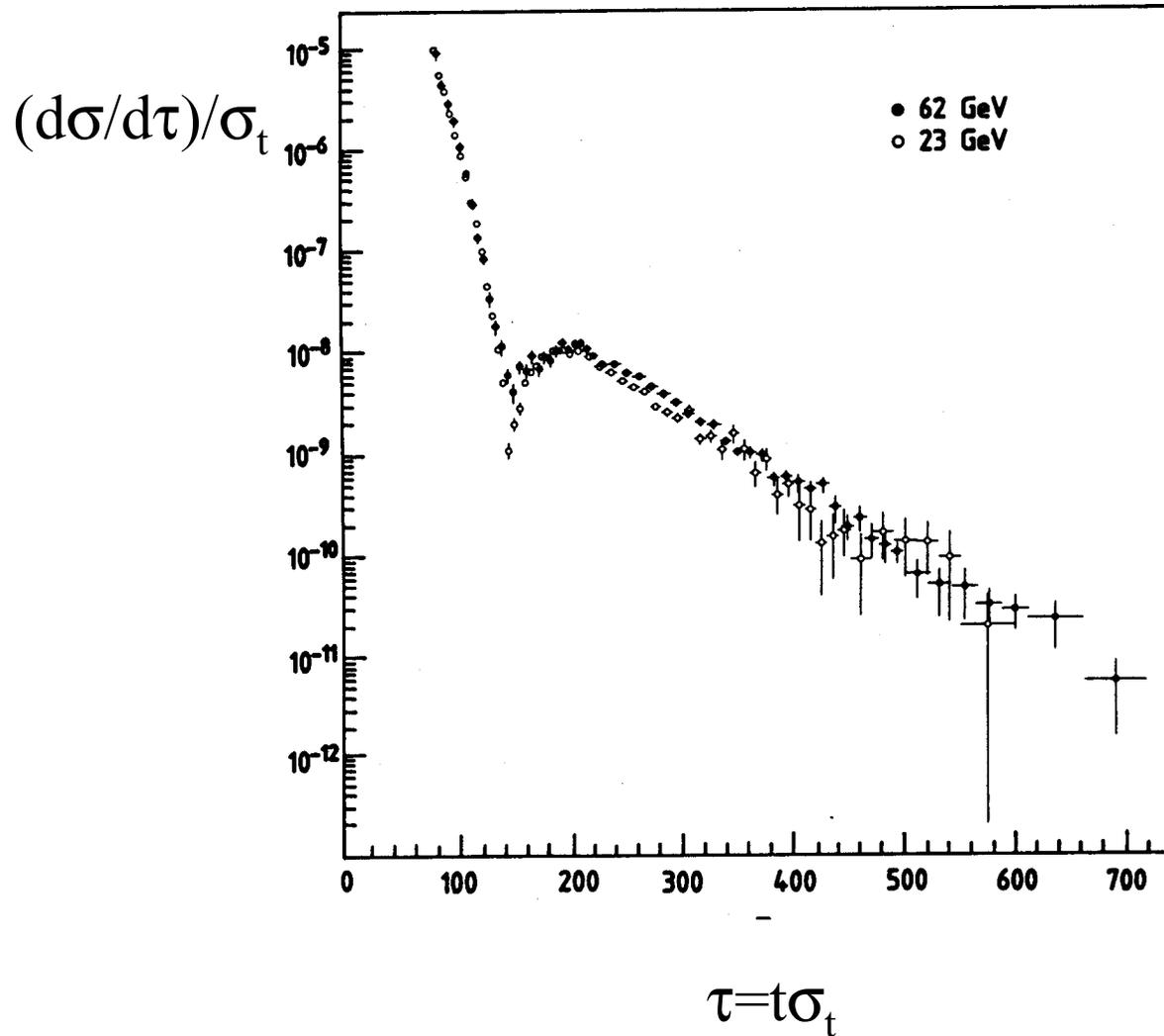
La forma del picco e`  
sensibilmente costante  
entro l'intervallo di  
energias degli ISR.



R.Castaldi e G Sanguinetti, Elastic scattering and Total Cross  
Sections at Very high Energies, Ann.Rev.Nucl.Part.Science,  
1985,35, 351.



La presenza di un minimo di diffrazione indica che la parte immaginaria della ampiezza è dominante. Ma il secondo minimo (a  $t \sim 4,5$ ) non si vede, e ai più grandi  $|t|$  la pendenza diventa di 2 o anche 1  $(\text{GeV}/c)^{-2}$ . L'ampiezza potrebbe essere reale. Sarà dovuta a scattering fra partoni?



Alle energie dell'ISR lo scaling geometrico e' ben soddisfatto.

# I teoremi asintotici

Il limite di Froissart, derivato dai principi della teoria dei campi

$$\sigma_t \leq \frac{\pi}{m_\pi^2} \ln^2 \frac{s}{s_0}, \quad \frac{\pi}{m_\pi^2} \approx 67 \text{mb}$$

dove  $s_0$  e' un parametro che definisce la scala fisica delle energie.

Imponendo analiticit  della ampiezza di scattering e unitarieta' si ha

$$\text{Im } f(s, b) \leq 1 \quad \text{per } b \leq R,$$

$$\text{Im } f(s, b) \leq e^{-\sqrt{t_0}(b-R)} \quad \text{per } b > R$$

Dove  $t_0 > 0$  e' un parametro che definisce la scala fisica dei momenti trasferiti ed  $R$  e' un parametro la cui crescita con  $s$  e' limitata:

$$t_0 = 4m_\pi^2, \quad R \leq \frac{1}{\sqrt{t_0}} \ln \frac{s}{s_0}$$

La nascita di scattering elastico come conseguenza dell'assorbimento impone un limite piu' stringente:

$$\text{Im } f(s, b) \leq \frac{1}{2}, \quad \text{da cui} \quad \sigma_{el} \leq \frac{1}{2} \sigma_t$$

Alla massima crescita di  $R_s$  corrisponde la massima crescita di  $\sigma_t$ :

$$\begin{aligned} \sigma_t(s) &\leq 8\pi \int_0^R b db + 8\pi \int_R^\infty e^{-\sqrt{t_0}(b-R)} b db = \\ &= \frac{\pi}{m_\pi^2} \ln^2 \frac{s}{s_0} + \frac{2\pi}{m_\pi^2} \ln \frac{s}{s_0} + \frac{2\pi}{m_\pi^2} \end{aligned}$$

Proseguendo le misure di  $\sigma_t$  e di  $\sigma_{el}$  dagli ISR al SpbarpS del CERN e al Tevatron di Fermilab si osserva che

$$\sigma_t \sim \ln^2 s,$$

con un coefficiente dell'ordine del 1% del limite di Froissart, e che

$$\sigma_{el} \sim (1/5)\sigma_t$$

Se ne conclude che siamo ancora lontani dalla regione asintotica.

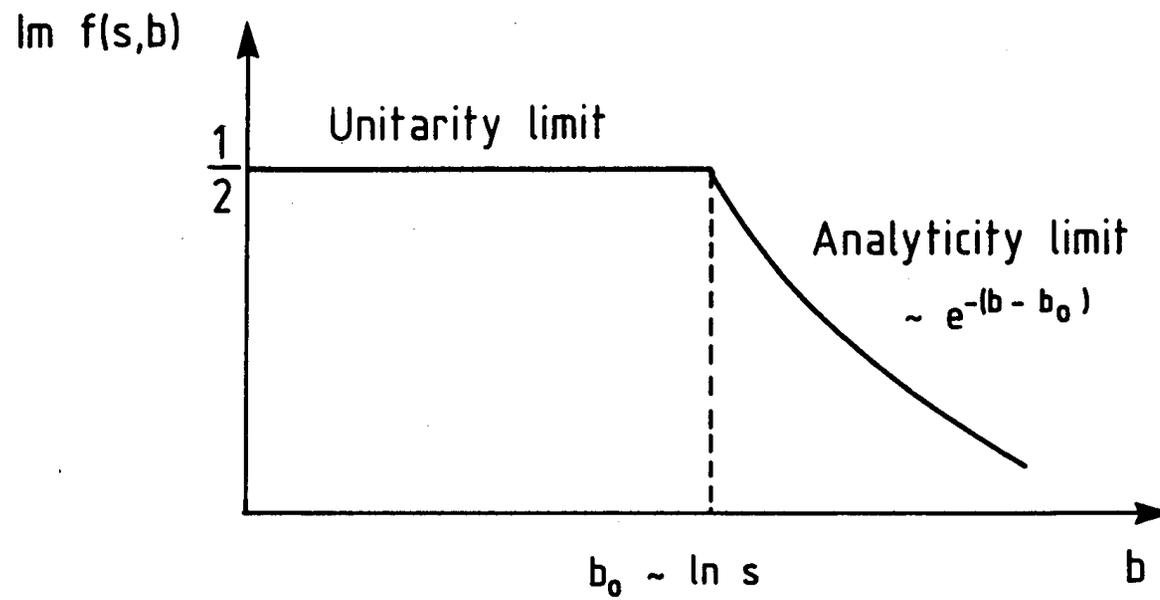


Figure 18. Upper bound to the profile function.

## Che cosa immaginava Werner Heisenberg (1953)

Il pione è il quanto delle interazioni forti. Nell'urto p-p la frazione  $\varepsilon$  di energia disponibile per creare pioni dipende dalla distanza  $b$  di impatto. Il raggio di interazione delle nuvole di pioni che circondano i protoni è l'inverso della massa del  $\pi$ :

$$\varepsilon = \sqrt{s} \int \frac{e^{-m_\pi r_1}}{r_1} \frac{e^{-m_\pi r_2}}{r_2} d^3 r = \sqrt{s} e^{-m_\pi b}$$

$$\sigma_t \sim \int_0^{b_{\max}} b db$$

$b_{\max}$  è determinato dalla energia necessaria per produrre due pioni:

$$2m_\pi = \varepsilon = \sqrt{s} e^{-m_\pi b_{\max}}$$

$$b_{\max} = \frac{1}{m_\pi} \ln \frac{\sqrt{s}}{2m_\pi}$$

$$\sigma_t \approx \ln^2 s$$

Che sia questa grosso modo la dinamica?

## TEOREMA DI POMERANCHUCK

*Se per  $s \rightarrow \infty$*

*$\sigma_t(pp) \rightarrow \infty$  oppure  $\sigma_t(\bar{p}p) \rightarrow \infty$*

*si ha anche  $\frac{\sigma_t(pp)}{\sigma_t(\bar{p}p)} \rightarrow 1$*

Si noti che questo non impone che  $\Delta\sigma = \sigma_t(pp) - \sigma_t(\bar{p}p) \rightarrow 0$

perche' per esempio anche se  $\Delta\sigma \propto \ln s$  la condizione di Pomeranchuck puo' essere soddisfatta se entrambe le sezioni d'urto cresceranno come  $\sigma \propto s^2$ .

Le misure degli ISR suggeriscono peraltro che  $\Delta\sigma \rightarrow 0$  per  $s \rightarrow \infty$

## Gli Intersecting Storage Rings (1971-1982)

- Protone-Protone di energia da 11.6 a 31.3 GeV per fascio
- Velocita` del c.m.  $\beta_{cm} = \sin 7,5^\circ = 0,265$  verso dentro/fuori
- Due anelli intersecantesi a  $15^\circ$  in 8 regioni di interazione
- 20A per fascio nel progetto ( $4 \cdot 10^{14}$  protoni), 50A realizzate
- Fasci con sezione circa rettangolare,  $w \cong 6\text{cm}$ ,  $h \cong 5\text{mm}$
- Densita` dei protoni nei fasci circa  $5 \cdot 10^8 \text{ p/cm}^3$
- Energia della collisione  $W = 2E_{fascio} \cos(\alpha/2) \cong 2E_{fascio}$
- Vita media della luminosita` circa 70h
- Luminosita` di progetto  $4 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , realizzata  $5 \cdot 10^{31}$
- Anche misure di antip-p ( $L = 2 \cdot 10^{28} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ), p-d,
- d-d ( $4,3 \cdot 10^{30}$ ),  $\alpha\alpha$ .
- =====
- W.Schnell, The CERN Intersecting Storage Rings, ISR-RF/68-29
- K.Hubner, ISR Performance for Pedestrians, CERN 77-15<sup>36</sup>

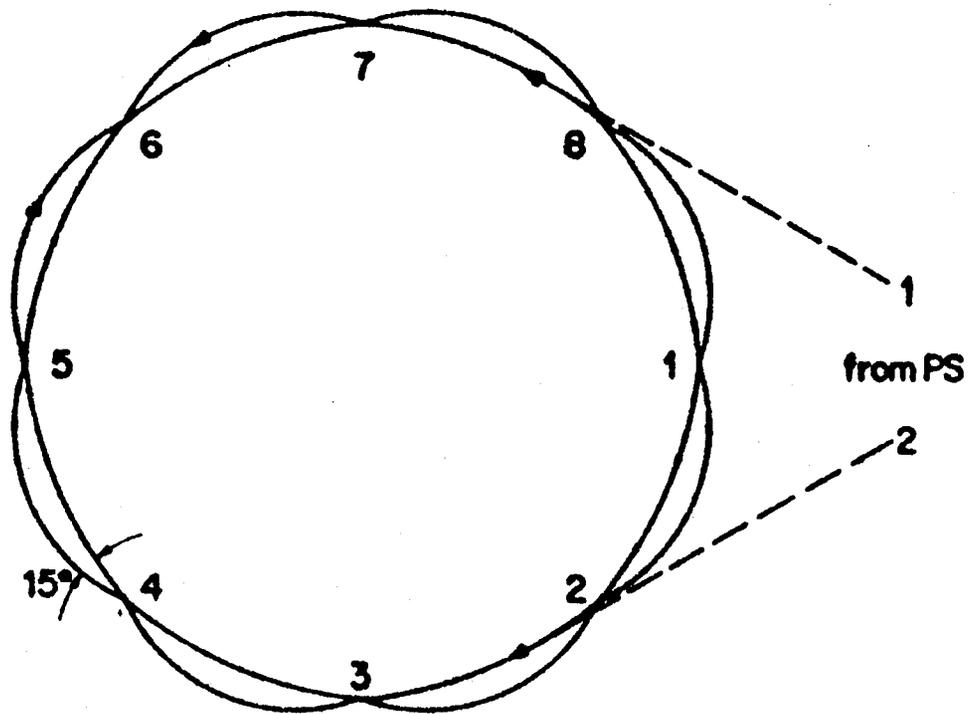
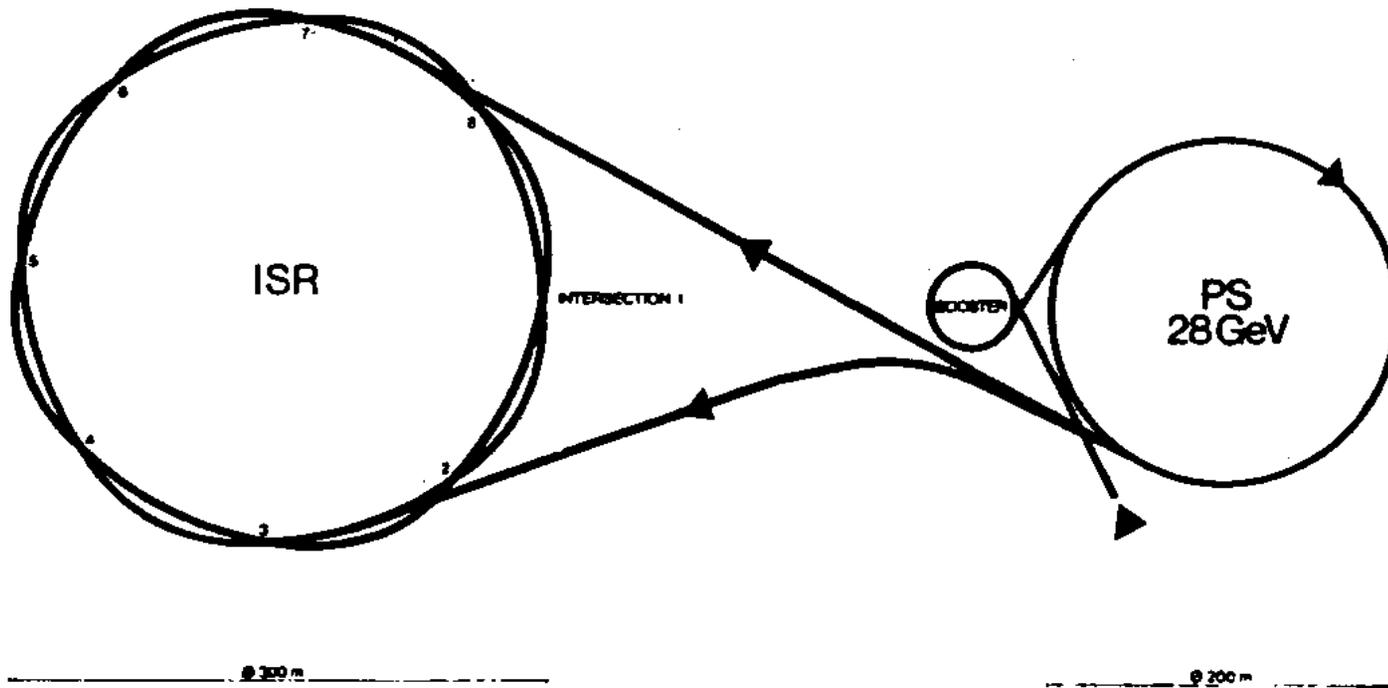


Fig. 3.3 Schematic ISR layout.



**Fig. 2.1. Schematic view of the PS and ISR rings.**

Ricevuto il giorno 8 maggio  
1971.

EUROPEAN ORGANIZATION FOR NUCLEAR RESEARCH

CERN-ISR-BT/71-11

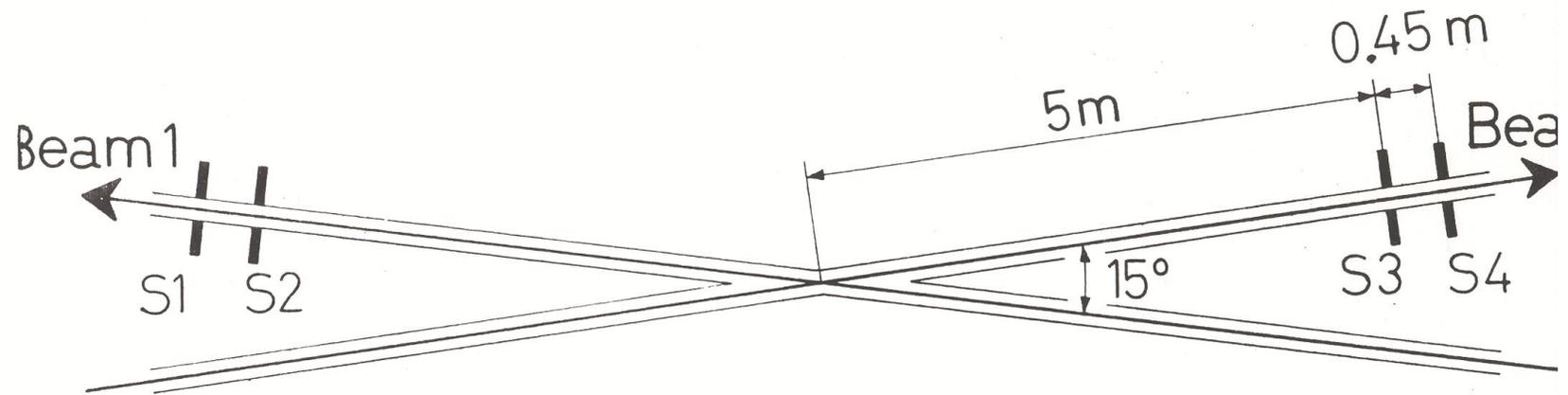
FIRST OBSERVATION OF COLLIDING BEAM EVENTS  
IN THE CERN INTERSECTING STORAGE RINGS (ISR)

by

The ISR Staff, CERN

RECEIVED  
MAY 8 1971  
NAL Directors Office

Geneva - 11th March, 1971



La semplice geometria sperimentale molto tipica agli ISR.

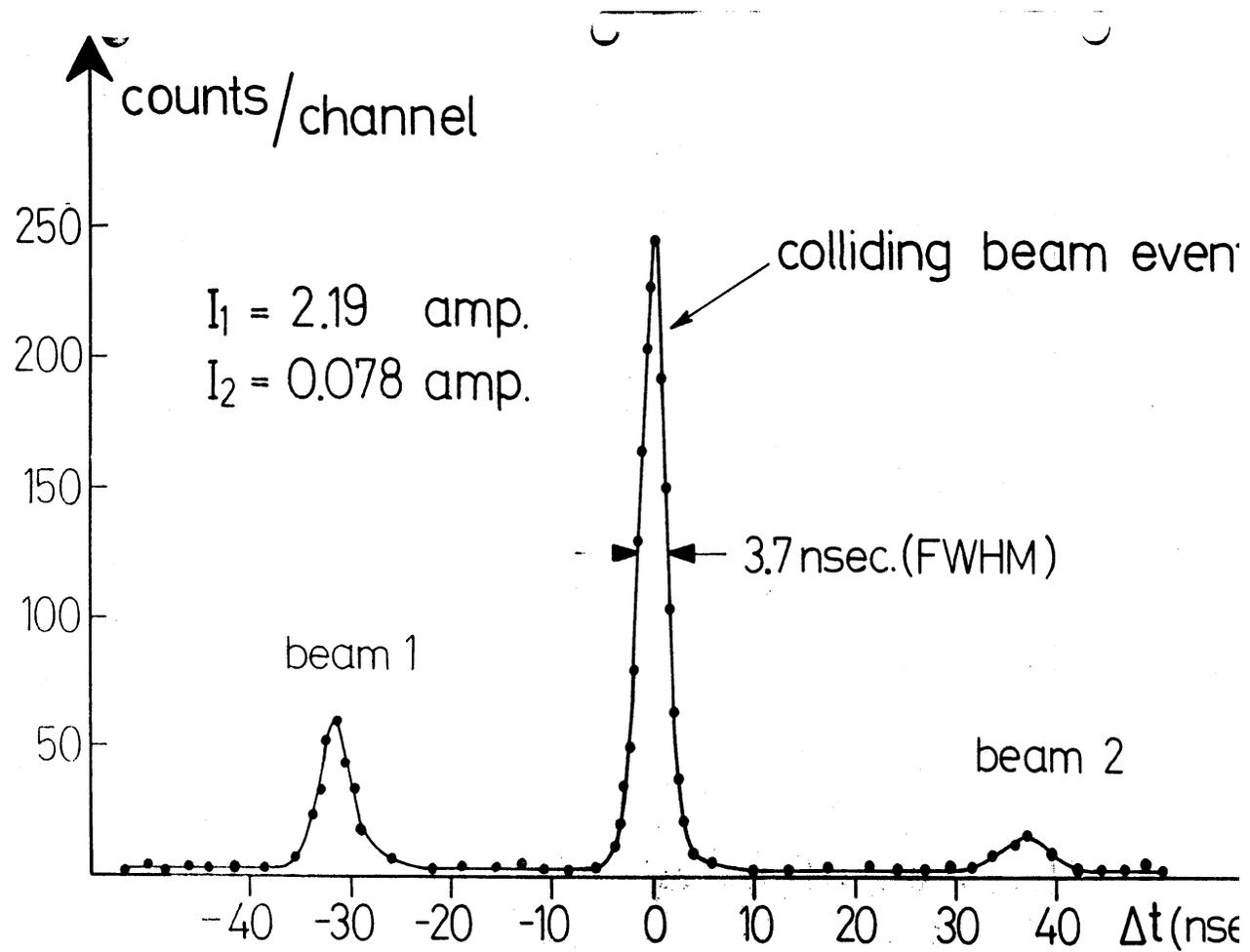


Fig. 3

La prima evidenza di interazioni fascio-fascio.

# Luminosità

$$N(s^{-1}) = L(cm^{-2}s^{-1}).\sigma(cm^2)$$

Nel laboratorio, se un fascio di intensità  $N_{in}$  particelle al secondo collide su un bersaglio di spessore costante corrispondente a  $N_t$  particelle per  $cm^2$ , per un processo di sezione d'urto  $\sigma$  il numero di eventi al secondo è

$$N(s^{-1}) = N_{in}(s^{-1}).N_t(cm^{-2}).\sigma(cm^2)$$

per cui  $L = N_{in}.N_t$  .

Per un fascio estratto di protoni da un p.s., tipicamente  $N_{in} = 10^{12}$  protoni  $s^{-1}$  , con bersaglio di 25 cm di idrogeno liquido che corrisponde a  $N_t = 10^{24} cm^{-2}$  , la luminosità è superiore di molto a quella dei collisinatori,  $L \sim 10^{36} cm^{-2}s^{-1}$ .

Per un fascio di densità volumica  $n_1$  che incide con velocità  $v \sim c$  su un bersaglio esteso di densità volumica  $n_2$  e spessore  $l$  si avrà

$$N = (n_1c).(n_2l).\sigma \Rightarrow L = n_1cn_2l$$

Agli ISR un fascio-proiettile 1 attraversa un fascio-bersaglio 2 con un angolo di incrocio  $\alpha$ . Il bersaglio si muove, il termine  $n_2l$  va modificato.

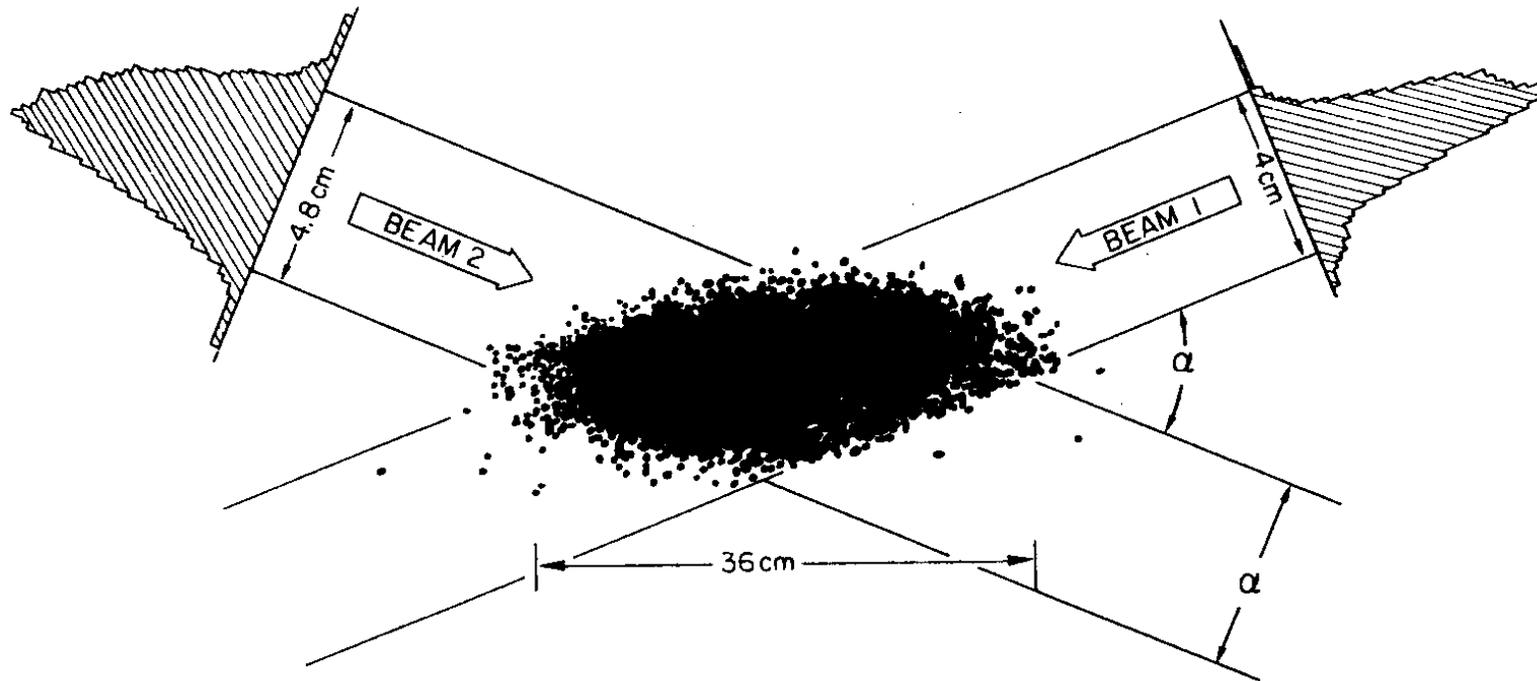


Fig. 2.4. Horizontal distribution of 65 000 reconstructed events. Also shown are the single beam profiles (R602).

Illustrazione della “zona calda” agli ISR, vista dall’alto.

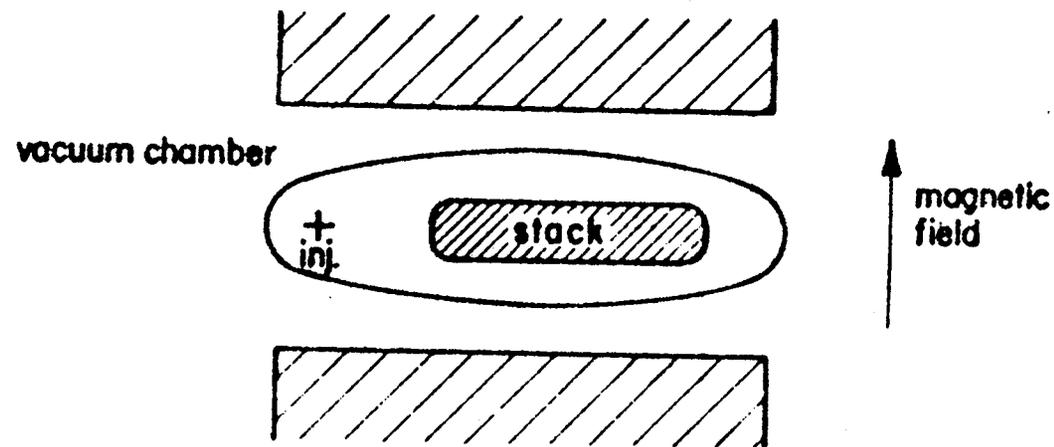


Fig. 3.5 Cross-section of the ISR beam-pipe in the magnet gap.

La iniezione di un nuovo fiotto avveniva ad energia lievemente diversa di quella del fascio già circolante.



Il fascio 2 visto dal fascio 1 appare spesso  $l = w/\text{sen}(\alpha/2)$ , poiche` tutti i bersagli che si trovano nel tratto PP' possono essere urtati dal proiettile P prima che esso esca dal fascio bersaglio nel punto O'. Inoltre, la densita` del bersaglio appare diminuita del fattore di

Lorentz

$$\gamma_{cm} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{(v \text{sen} \frac{\alpha}{2})^2}{c^2}}}$$

ossia della dilatazione relativistica delle lunghezze nel SCM rispetto al laboratorio. Ne segue che complessivamente lo spessore del bersaglio (protoni visti per unita` di superficie) vale ( $\beta=v/c=1$ ,  $n_1, n_2=$  densita` volumica nei fasci)

$$n_2 \sqrt{1 - (\beta^2 \text{sen}^2 \frac{\alpha}{2})} \cdot \frac{w}{\text{sen} \frac{\alpha}{2}} \approx \frac{n_2 w}{\tan \frac{\alpha}{2}}$$

La luminosita` si ottiene moltiplicando per il flusso incidente  $n_1 h w c$ :

$$L = \frac{n_1 c h n_2 w^2}{\tan \frac{\alpha}{2}} = c \frac{N_1 N_2}{(2\pi R)^2} \frac{1}{h \tan \frac{\alpha}{2}} = \frac{1}{e^2 c} \frac{I_1 I_2}{h \tan \frac{\alpha}{2}}$$

dove  $N_{1,2} = 2\pi R h w n_{1,2}$  = numero di protoni nei fasci,  $e$  = carica del protone,  $I_{1,2} = e n_{1,2} h w c$  = correnti nei fasci.

Agli ISR ( $r = 250$  m), alla energia di 25 GeV e con il massimo di corrente  $N = N_{\max} = 4 \cdot 10^{14}$  nei due fasci, la luminosita` si puo` stimare assumendo  $h = 1$  cm:

$$L_{\max} \sim 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}.$$

Siano  $\rho_1(z)$ ,  $\rho_2(z)$  le distribuzioni verticali delle particelle nei due fasci, con la normalizzazione

$$\int \rho_1(z) dz = N_1 \quad , \quad \int \rho_2(z) dz = N_2$$

Applicando la formula della luminosita` ad un tratto infinitesimo  $dz$  si trova

$$dL \sim (\rho_1 dz)(\rho_2 dz)(1/dz)$$

e complessivamente

$$L = c \frac{\int \rho_1(z) \rho_2(z) dz}{(2\pi R)^2} \frac{1}{\tan \frac{\alpha}{2}}$$

Evidenziando il numero di protoni circolanti, ossia normalizzando le  $\rho(z)$  a 1 si ottiene

$$L = c \frac{N_1 N_2}{(2\pi R)^2} \frac{\int \rho_1(z) \rho_2(z) dz}{\tan \frac{\alpha}{2}}$$

Poiche` la distribuzione verticale della densita` nei fasci piuttosto che costante su uno spessore  $h$  e` una distribuzione gaussiana  $\rho(z)$ , la altezza  $h$  si deve pertanto sostituire con una “altezza efficace” che rappresenta lo spessore effettivo della zona di sovrapposizione dell`un fascio sull`altro. Utilizzando le densita` numeriche dei protoni, questa altezza efficace si puo` definire (correttamente normalizzata) come:

$$\frac{1}{h_{eff}} = \frac{\int \rho_1(z)\rho_2(z)dz}{\int \rho_1(z)dz \int \rho_2(z)dz}$$

Dove  $\rho_1, \rho_2$  sono proporzionali alle densita` dei protoni nei fasci, in funzione di  $z$ . Agli ISR la misura di questo parametro fu la piu` importante per la misura della luminosita`, perche` gli altri parametri nella formula che da`  $L$  erano molto piu` facilmente ben misurabili.

La  $h_{eff}$  fu misurata in vari modi:

- 1) spazzando verticalmente un fascio sull`altro (Terwilliger scheme)
- 2) facendo interagire i due fasci con un filo sottile mosso verticalmente
- 3) “fotografando” le distribuzioni delle interazioni sul gas residuo.

I tre metodi fornirono una precisione comparabile (meglio del 2%).

Il facile metodo di Terwilliger col tempo prese il sopravvento.

# Schema di Terwilliger per la misura della luminosita'

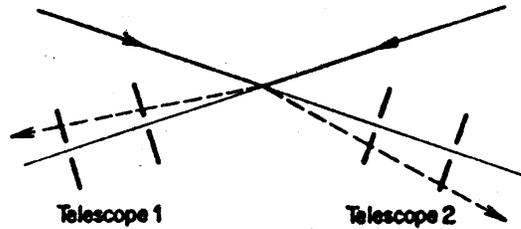


Fig. 3.11 Counter arrangement for luminosity measurement.

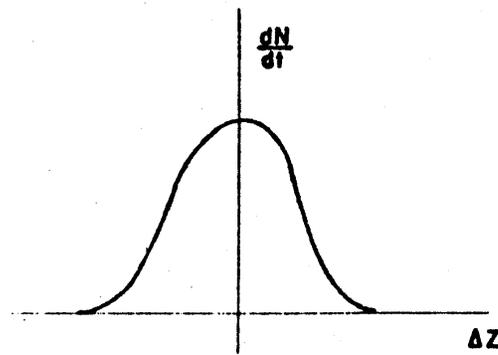


Fig. 3.12 Counting rate of monitor telescope versus beam separation.

Consideriamo il conteggio di una coincidenza fra prodotti delle interazioni a valle dei due fasci, che sia libera da fondo. Per uno spostamento  $\delta$  del fascio 2 fuori da zero nella coordinata verticale  $z$  la frequenza di conteggio è

$$N(\delta) = \int \rho_1(z) \rho_2(z + \delta) dz$$

Variando  $\delta$  in modo da spazzare tutto lo spessore di fasci si ottiene la curva completa  $N(\delta)$ , la quale ha il massimo a  $\delta = 0$ , di valore

$$N(\delta = 0) = \int \rho_1(z) \rho_2(z) dz = \frac{\int \rho_1(z) dz \int \rho_2(z) dz}{h_{eff}}$$

L'area della curva  $N(\delta)$  vale  $S = \int N(\delta) d\delta = \int \rho_1(z) \rho_2(z + \delta) dz d\delta$

Solo la funzione  $\rho_2$  dipende da  $\delta$ . L'integrale su  $\delta$  dà la corrente totale portata dal fascio 2. Alla variabile  $z + \delta$  possiamo dare il nome  $z$  come fatto in precedenza. Si ottiene pertanto  $S = \int \rho_1(z) dz \int \rho_2(z) dz$

E infine 
$$h_{eff} = \frac{S = \text{area della spazzolata}}{N(\delta = 0) = \text{valore di picco}}$$

Nel metodo 2), un sottile filo metallico veniva sparato verticalmente attraverso la zona di interazione. In ogni istante gli elementi del filo si trovavano alla stessa  $z$ . Il filo traslava a velocità costante. Pertanto i conteggi integrali  $I_1, I_2$  dalle due parti erano proporzionali alle correnti dei fasci. e le coincidenze accidentali (!) destra-sinistra  $I_{1,2}$  erano proporzionali alla sovrapposizione dei due fasci: 
$$\frac{i}{h_{eff}} = \frac{I_1 I_2}{I_{1,2}}$$

Nel terzo metodo i fasci venivano separati verticalmente al punto di incrocio e venivano guardati ad un angolo di  $90^\circ$  sul piano orizzontale da un telescopio di camere traccianti e di contatori in coincidenza.

Una sferetta di Ti posta internamente al tubo a vuoto veniva riscaldata creando un aumento locale della densità del gas residuo, con una distribuzione spaziale nota ( $1/r^2$  rispetto al centro della sferetta).

Ricostruendo all'indietro le tracce viste dal telescopio si misurava la convoluzione fra la densità nota del gas scatterante e la densità incognita di ciascun fascio. Deconvolvendo la misura si ottenevano separatamente  $\rho_1$  e  $\rho_2$ . La deformazione di queste distribuzioni quando i fasci erano riportati a sovrapporsi era piccola e calcolabile dall'ottica della macchina.

Gli ISR lavoravano ad una energia pari a quella di iniezione o poco superiore. La struttura a pacchetti di radiofrequenza causata nei sincrotroni dal processo di accelerazione era cancellata.

Nei collisionatori successivi la energia di iniezione e` stata molto inferiore a quella di lavoro, la maggior parte della accelerazione avvenendo nel collisionatore. In condizioni di presa-dati i fasci sono una serie di pacchetti che si susseguono lungo la periferia della macchina).

Luminosita` nel caso di collisioni frontali fra due fasci formati da k pacchetti ruotanti in un anello con frequenza f. Caso ideale di pacchetti cilindrici con densita` uniforme. Sia nei cilindri:

S = sezione, l = lunghezza,  $n_{1,2}$  = numero di particelle

Flusso incidente  $k.f.n_1$  ( $s^{-1}$ ), particelle del bersaglio  $n_2/S$

Luminosita`  $L = k.f. (n_1.n_2)/S$

# Il programma sperimentale agli ISR

## PRIMA GENERAZIONE

- 1) Sezione d'urto totale, aumento con l'energia
- 2) Scattering elastico, strutture di tipo ottico-diffrattivo
- 3) Correlazioni fra i secondari, positive a piccola distanza  
Rispetto ad un secondario energetico le correlazioni sono positive fronte-retro, oltre che da vicino in avanti
- 4) Produzione diffrattiva di grandi masse:  
Negli eventi con pochi secondari, questi si raggruppano in fiotti a piccoli angoli: diffrazione dei proiettili
- 5) Eccesso di secondari di grande impulso trasverso
- 6) Nessun quark o monopolo magnetico fino a  $\sigma \sim 10^{-36} \text{cm}^2$
- 7) Eccesso di produzione di elettroni diretti

# Come misurare $\sigma_t$ e $\rho$ con lo scattering elastico

- Il numero di eventi elastici che si misura è proporzionale alla “luminosità” della macchina e alla sezione d’urto

$$\frac{dN_{el}}{dt} = L \frac{d\sigma}{dt} = L \frac{\pi}{k^2} |f_{coul} + \text{Re } f_n + i \text{Im } f_n|^2$$

- La sezione d’urto può essere “fittata” con la formula precedente determinando il valore ottimale di  $L$ ,  $\rho$ ,  $\sigma_t$ .
- Qualitativamente;

La sezione d’urto in avanti ( $|t| < 10^{-3} \text{ GeV}^2$ ) è dominata dal termine  $f_{coul}^2$ , che è conosciuto. Così si misura (o si controlla) la luminosità della macchina.

Ad angoli un poco maggiori il valore del termine di interferenza fra la ampiezza coulombiana e la parte reale della ampiezza di scattering  $2\text{Re}f_n$  è relativamente massimo e la misura determina  $\rho$ .

Ad angoli maggiori ( $|t| > 10^{-1} \text{ GeV}^2$ ) la sezione d’urto è molto simile ad un esponenziale. Il suo valore determina  $\sigma_t$  e la sua determina il raggio di interazione.

# Misura di $\sigma_t$ di Pisa-Stony Brook

R801 misuro'  $\sigma_t(pp)$  misurando la frequenza totale di interazioni e la luminosita' della macchina: 
$$\sigma_t(cm^2) = \frac{R(s^{-1})}{L(cm^2 s^{-1})}$$

La difficulta' consisteva nel misurare bene sia L che il numero totale di eventi di qualunque tipo. Alcuni di questi sfuggivano alla rivelazione diretta (per es. scattering elastico entro il tubo a vuoto della macchina). Altri sfuggivano perche' confondibili dal fondo delle interazioni fra fascio singolo e gas residuo nel tubo a vuoto (eventi inelastici con tutti i secondari a valle di un solo fascio),

Si misuro' l'andamento della frequenza di questi eventi fino ai bordi dell'accettanza dell'esperimento, e si calcolarono o si estrapolarono le perdite al di fuori.

La perdita di eventi elastici in avanti fu calcolata con il metodo di Montecarlo, nota la sezione d'urto e la geometria del rivelatore. Le perdite di inelastici ai bordi furono calcolate con estrapolazioni. 55

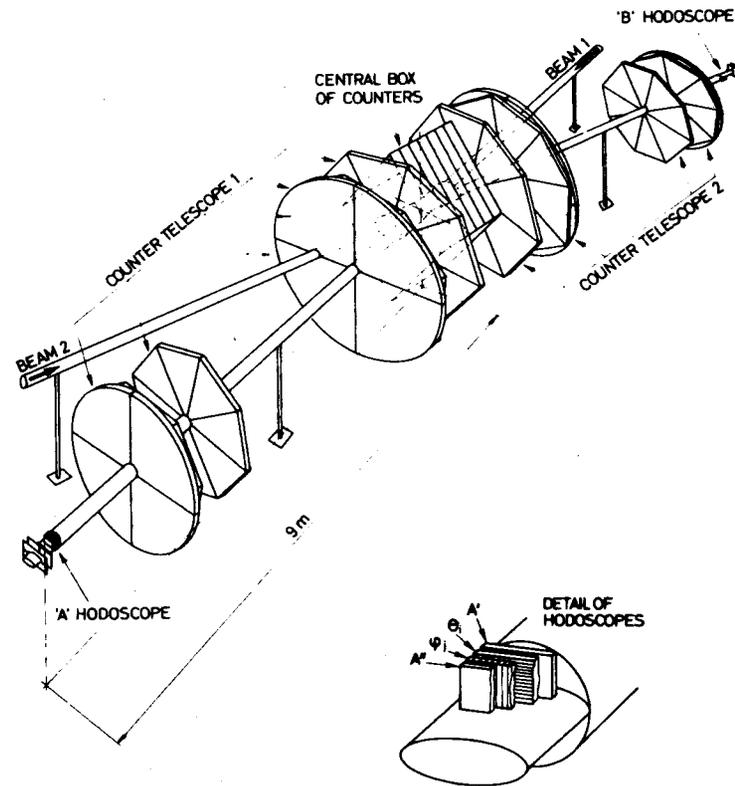
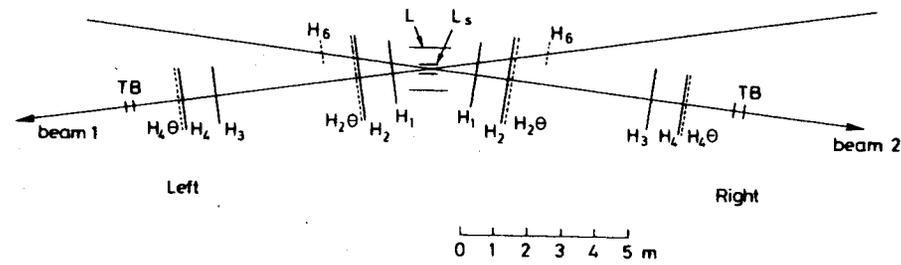


Fig. 4.1. Layout of the proton-proton cross section measurement performed at the ISR. A system of counter hodoscopes (H, L) surrounding the intersection region, counts almost all the interactions and allows an extrapolation to  $4\pi$  coverage. The  $H_i$  hodoscopes are binned in the  $\phi$  direction; the  $H_i\theta$  hodoscopes are split into  $\theta$ -bins; the L-hodoscopes are four planes of x- and y-counters interspersed with lead plates; TB are triggering counters (R801).

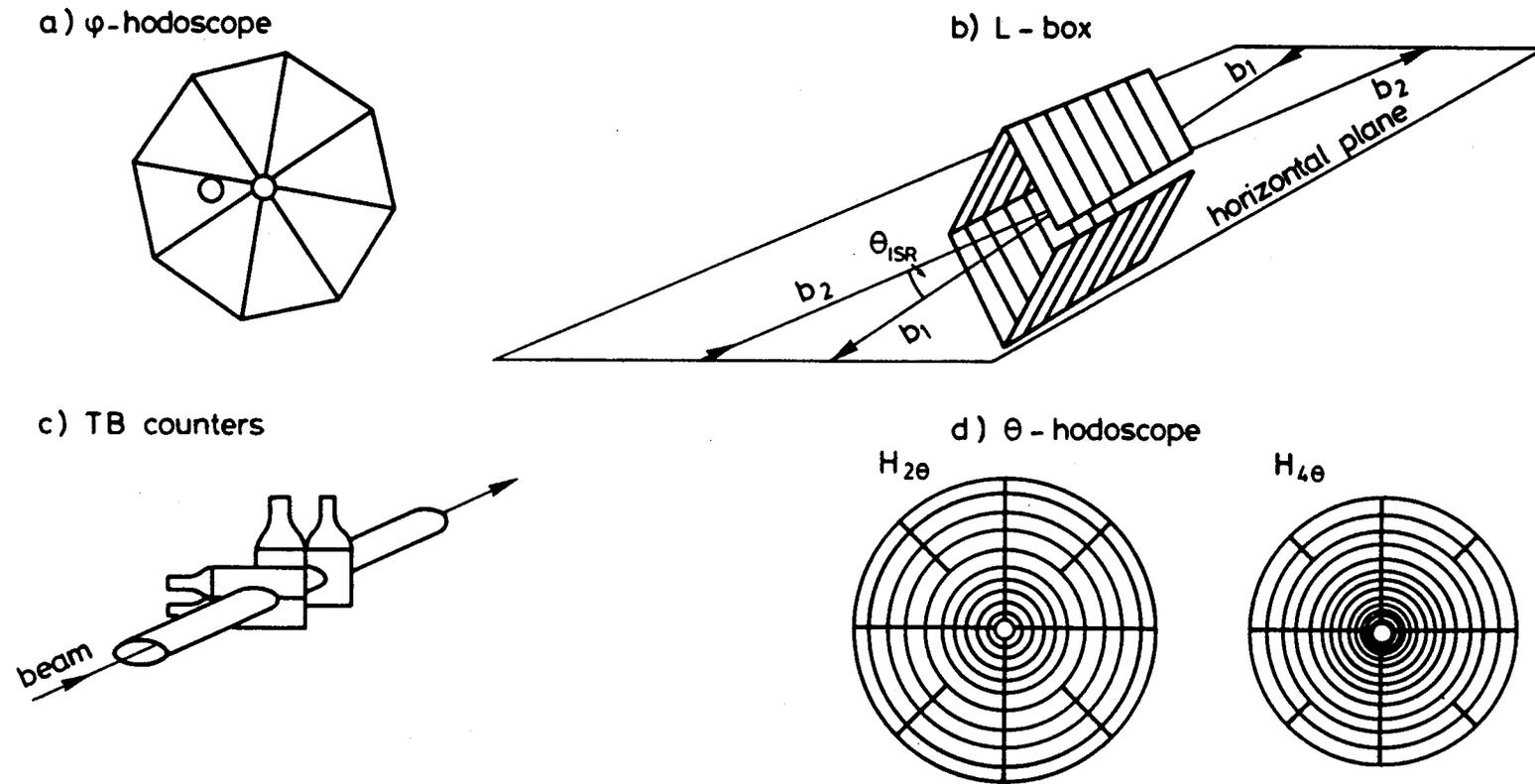


Fig. 2. Schematic drawing of hodoscope counters. a)  $H_1$  hodoscope. Hodoscope  $H_2$  is similar, but the  $\phi$ -bins are rotated by  $\pi/16$ . Hodoscopes  $H_3$  and  $H_4$  are like  $H_1$ ,  $H_2$ , but with no off-centre hole. b)  $L$ -box. Only the first layer is shown. The second layer is behind it, with a lead plate in between. c) TB counters. d)  $\theta$ -hodoscopes. The outer rings are split into octants, the inner rings into quadrants.

## LA OSSERVAZIONE CHE PERMISE LA MISURA DI $\sigma_T$ DI R801

Dagli studi sui raggi cosmici si era osservato che la dipendenza dal momento trasverso dei secondari emessi nelle interazioni forti era

$$\frac{d\sigma}{d\omega} \propto e^{-\frac{p^2 \vartheta^2}{a^2}}, \quad \text{con } p = \text{impulso del primario}$$

Il valore numerico della costante  $a$  implicava un angolo di emissione

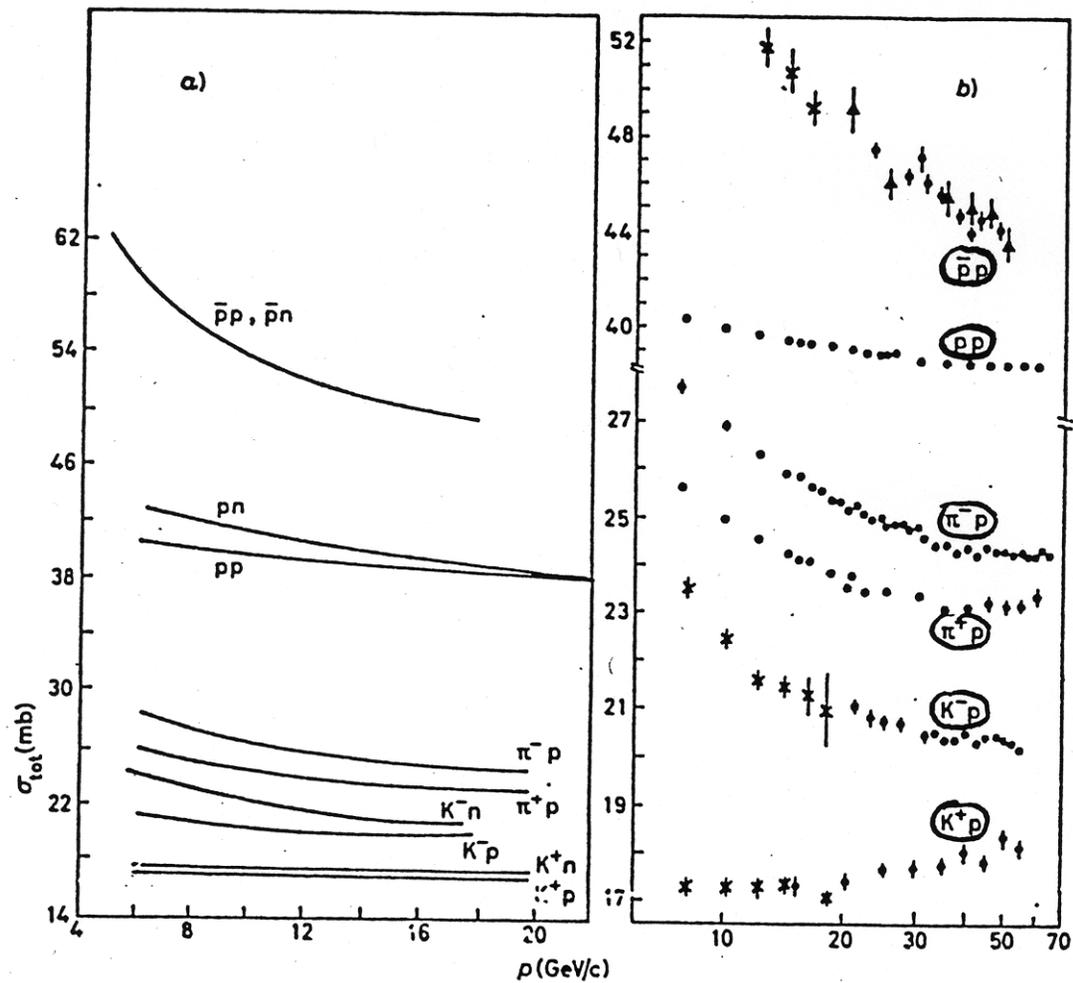
$$\vartheta \approx \frac{3a}{p} \approx \frac{1}{p(\text{GeV})}$$

Alle energie degli ISR si poteva stimare che oltre il 90% delle interazioni inelastiche sarebbero state rivelate da una semplice somma di coincidenze destra-sinistra, destra-centro, centro-sinistra

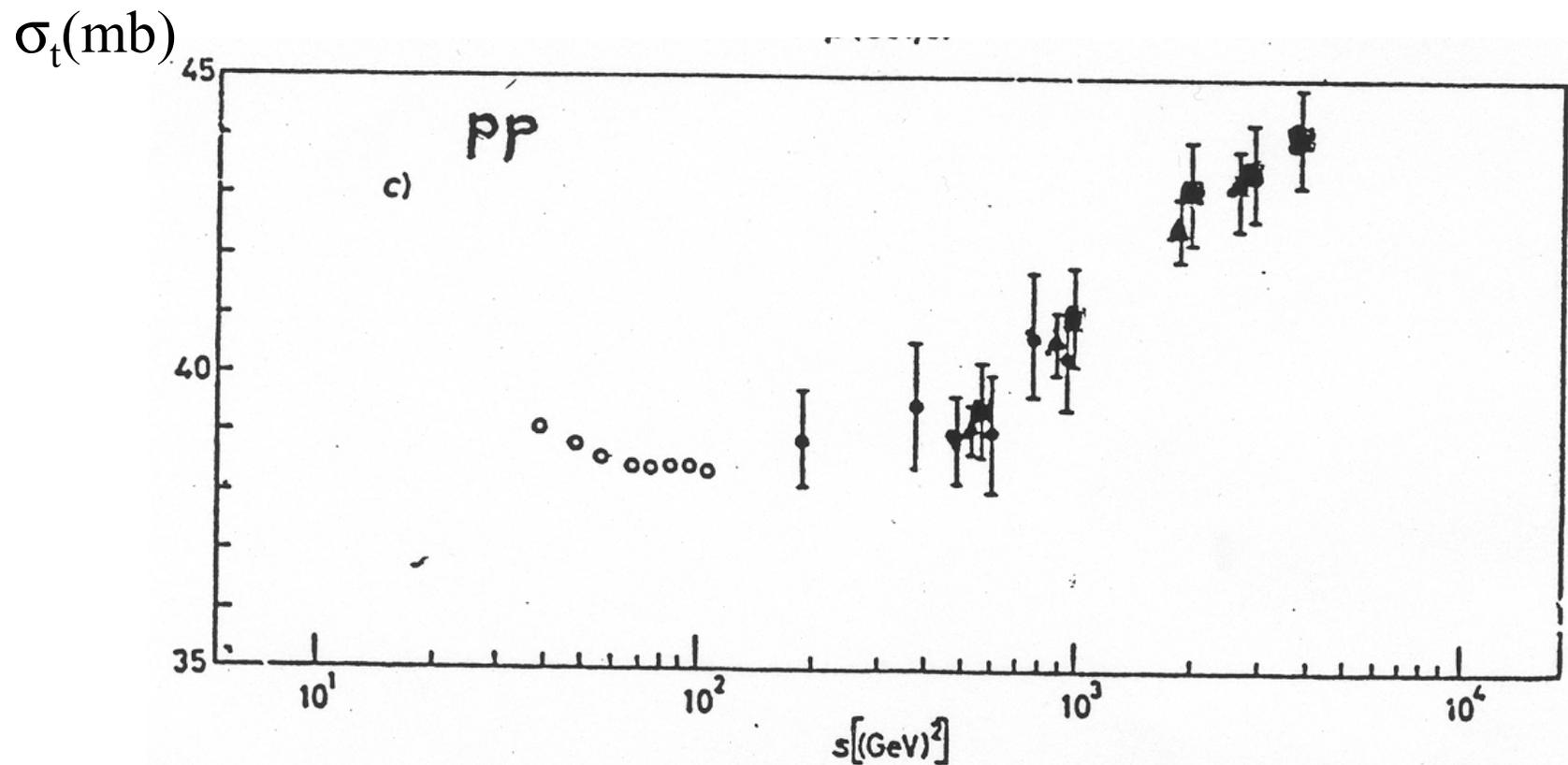
---

---

S.R.Amendolia, et al., Measurement of the Total Proton-Proton Cross Section at the ISR, Physics Letters 44B, 1, 1973.



L'andamento delle sezioni d'urto adroniche come era conosciuto nel 1970 faceva pensare che si fosse vicini alle energie asintotiche, alle quali tutte sarebbero restate costanti al crescere dall'energia.



I risultati di Pisa-Stony Brook costituirono una grossa sorpresa.  
Per cautela le misure furono ripetute piu' volte.

Negli anni seguenti misure di altre sezioni d'urto adroniche mostrarono che il fenomeno di crescita con l'energia era del tutto generale.

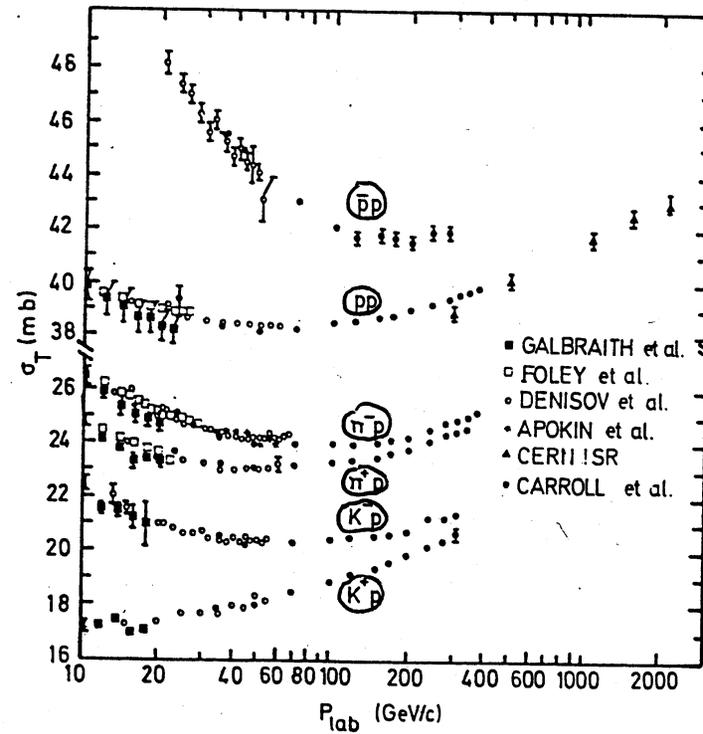


Fig. 3. Total cross sections on protons. Only momentum dependent errors are shown [4.2].

## QUATTRO METODI PER MISURARARE $\sigma_T$

1) Misura diretta di L e della frequenza totale delle interazioni. Nessuna ipotesi teorica e` necessaria per la interpretazione del risultato.

2) Misura di  $d\sigma/dt$  nella regione in avanti ma fuori dalla zona sensibile alla interferenza coulombiana,  $0.01 < -t < 0.12 \text{ GeV}/c^2$ . Si misurano separatamente L e la frequenza degli eventi elastici. Si estrapola  $d\sigma/dt$  fino a  $t = 0$  e si applica il teorema ottico.

3) Misura di  $d\sigma/dt$  anche nella regione di interferenza coulombiana,  $0.001 < -t < 0.01 \text{ GeV}/c^2$ . Si interpreta il risultato come

$$\frac{d\sigma}{dt} = |f_{coul}|^2 + |f_n|^2 + |Int. f_{coul} f_n|$$

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx \left| \frac{2\alpha}{t} \right|^2 + (1 + \rho^2) \frac{\sigma_t^2}{16\pi} e^{bt} - 2\rho \frac{2\alpha}{|t|} \frac{\sigma_t}{4\sqrt{\pi}} e^{\frac{1}{2}bt}$$

Un fit a 3 parametri,  $L$ ,  $\sigma_t$ ,  $\rho$  permette di ricavare  $\sigma_t$ . La ampiezza coulombiana, che è conosciuta, fornisce la normalizzazione e rende non necessaria una misura di luminosità

Le ipotesi necessarie sono il teorema ottico, la indipendenza dallo spin e la dipendenza esponenziale da  $t$  della parte immaginaria della ampiezza nucleare, la costanza di  $\rho(t)$  nell'intervallo.

La formula sopra scritta viene usata in una forma più raffinata, inserendo in  $f_{\text{coul}}$  il fattore di forma del protone e una piccola parte reale indotta dalla presenza dell'interazione forte.

4) Si misurano contemporaneamente (Pisa-Stony Brook e CERN-Roma) la frequenza totale di interazione e  $d\sigma/dt$  fuori dalla zona di interferenza, e la si estrapola a  $t=0$ . I due esperimenti forniscono

$$\sigma_t = \frac{R_{\text{tot}}}{L}, \quad \sigma_t^2 = \frac{16\pi(dN/dt)_{t=0}}{L(1+\rho^2)} \quad \text{da cui} \quad \sigma_t = \frac{16\pi(dN/dt)_{t=0}}{R_{\text{tot}}(1+\rho^2)}$$

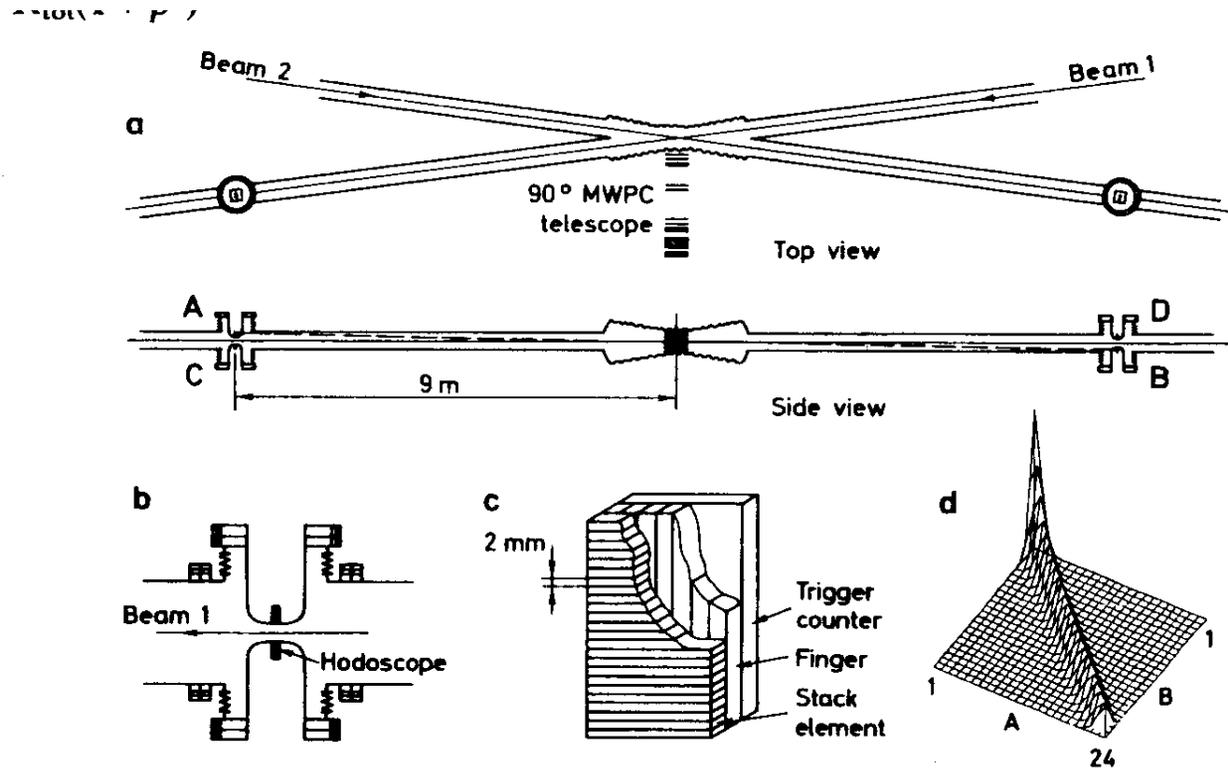


Fig. 4.2. Sketch of the layout used at the ISR by the CERN-Rome collaboration to measure the elastic scattering in the C-N region. The two protons scattered in the vertical plane were detected by tiny scintillation counter hodoscopes, which could be lowered or the circulating beams (the Roman pots).

A piccoli angoli lo scattering elastico dominava talmente il fondo che fu possibile eseguire la misura distinguendo gli eventi semplicemente in base alla loro collinearità destra-sinistra. Tuttavia bisognava lavorare entro il tubo a vuoto.

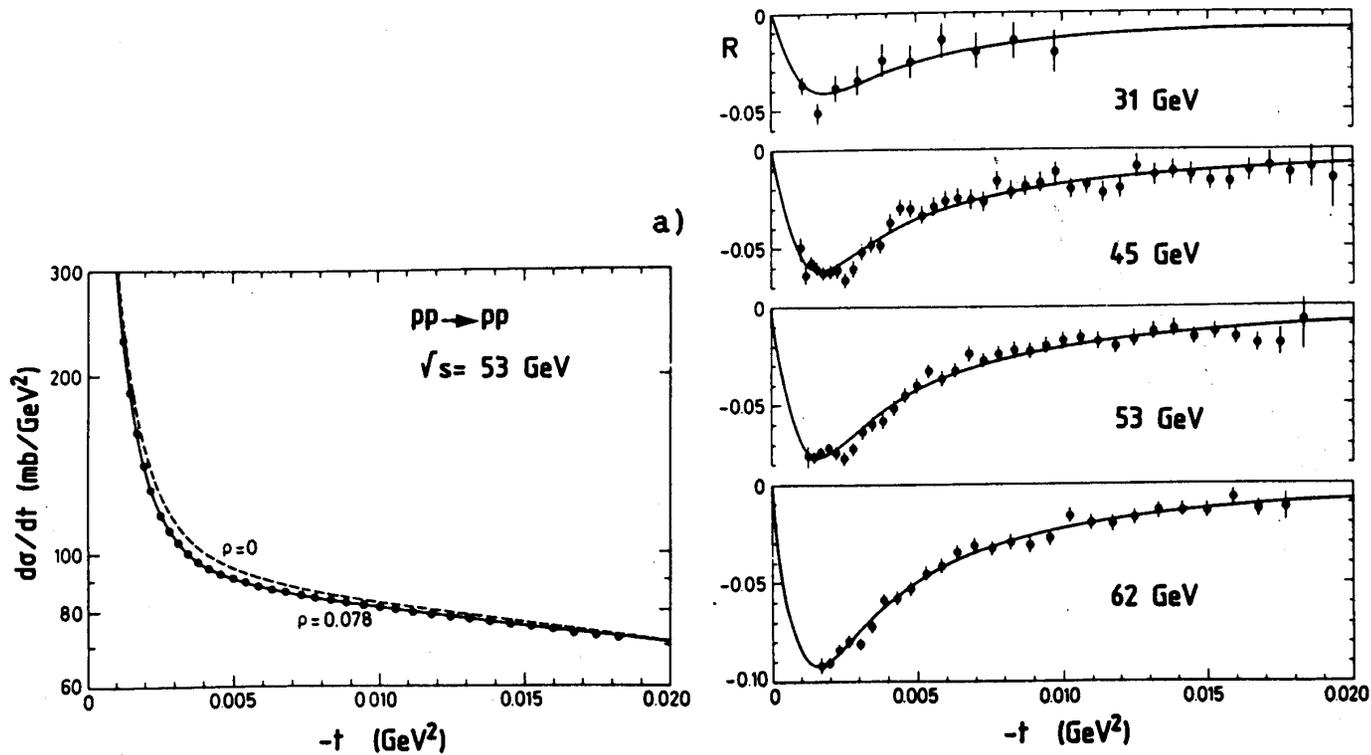


Figure 2. (a) Differential cross-section for pp elastic scattering in the Coulomb region at  $\sqrt{s} = 53$  GeV (the  $\rho = 0$  curve is shown for comparison); (b) destructive interference observed at four ISR energies;  $R$  is defined as  $(d\sigma/dt \text{ measured}) / (d\sigma/dt \text{ for } \rho = 0) - 1$ . Data from Reference (7).

Agli ISR  $\rho$  risultato' positiva, generando un termine negativo di interferenza che si avvicinava al 10%.

## **I VANTAGGI DI SPERIMENTARE AGLI ISR**

La energia e` molto piu` alta che in esperimenti su bersaglio fisso

Si lavora nel c.m.s., le particelle sono ben separate nello spazio

## **GLI SVANTAGGI DI SPERIMENTARE AGLI ISR**

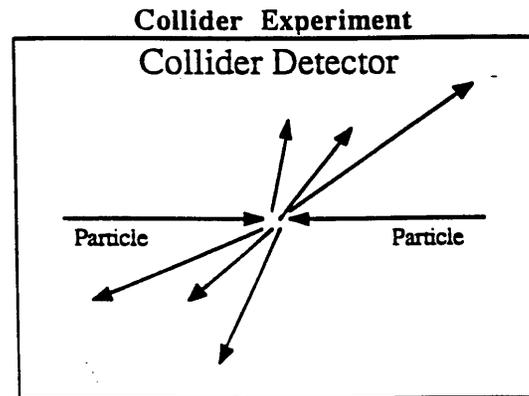
Si lavora nel s.c.m. Per studiare completamente un evento bisogna coprire tutto l`angolo solido. Le misure di alta precisione sono tecnicamente difficili.

La luminosita` e` molto piu` limitata

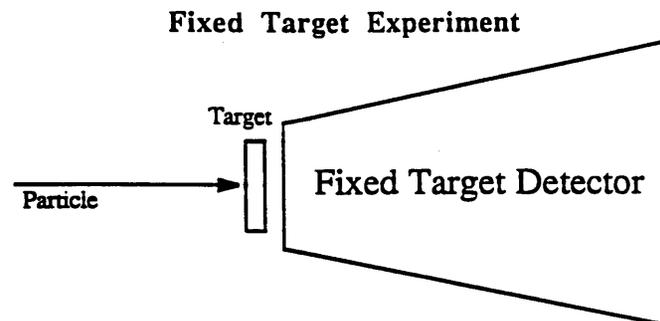
La reazione e` sempre p-p

Ad angoli piccoli lo spazio e` ostruito dal tubo a vuoto

## Experiment Configurations



High energy particles collide with high energy particles (e.g.  $p-p$ ,  $p-p$ ,  $e^-e^+$ )



High energy particles collide with the nuclei in a fixed target.

Spettrometri a piccolo angolo ma fuori dal tubo a vuoto sono stati utilizzati per misurare la pendenza della sezione d'urto elastica in funzione di  $t$ , per misurare di nuovo il raggio di interazione. L'uso del campo magnetico divenne indispensabile. Con un fit  $d\sigma/dt \sim Ae^{Bt}$  si trovò  $B \sim 12$  (GeV/c<sup>2</sup>). Usando  $R = 2\sqrt{B}$ , ne deriva  $R \sim 0,9$  fm. Si osservò anche che la pendenza aumentava con l'energia indicando l'aumento del raggio di interazione.

Peraltro il rapporto  $\sigma_{el}/\sigma_t$  restava circa costante, ossia la opacità del protone non cambiava. Poiché questo rapporto era anche molto inferiore ad  $1/2$ , si concluse che a quelle energie il protone era ancora parzialmente trasparente anche a parametro di impatto zero.

Assumendo  $Ref = 0$  e una sezione d'urto puramente esponenziale, la sua integrazione fornisce una relazione fra  $B$ ,  $\sigma_{el}$ ,  $\sigma_t$ :

$$B(s) = \frac{\sigma_t^2(s)}{16\pi\sigma_{el}(s)}$$

consistente con lo scaling geometrico.

(G.Giacomelli, M.Jacob, Physics at the CERN ISR, Physics Reports 55,(1979),1.)

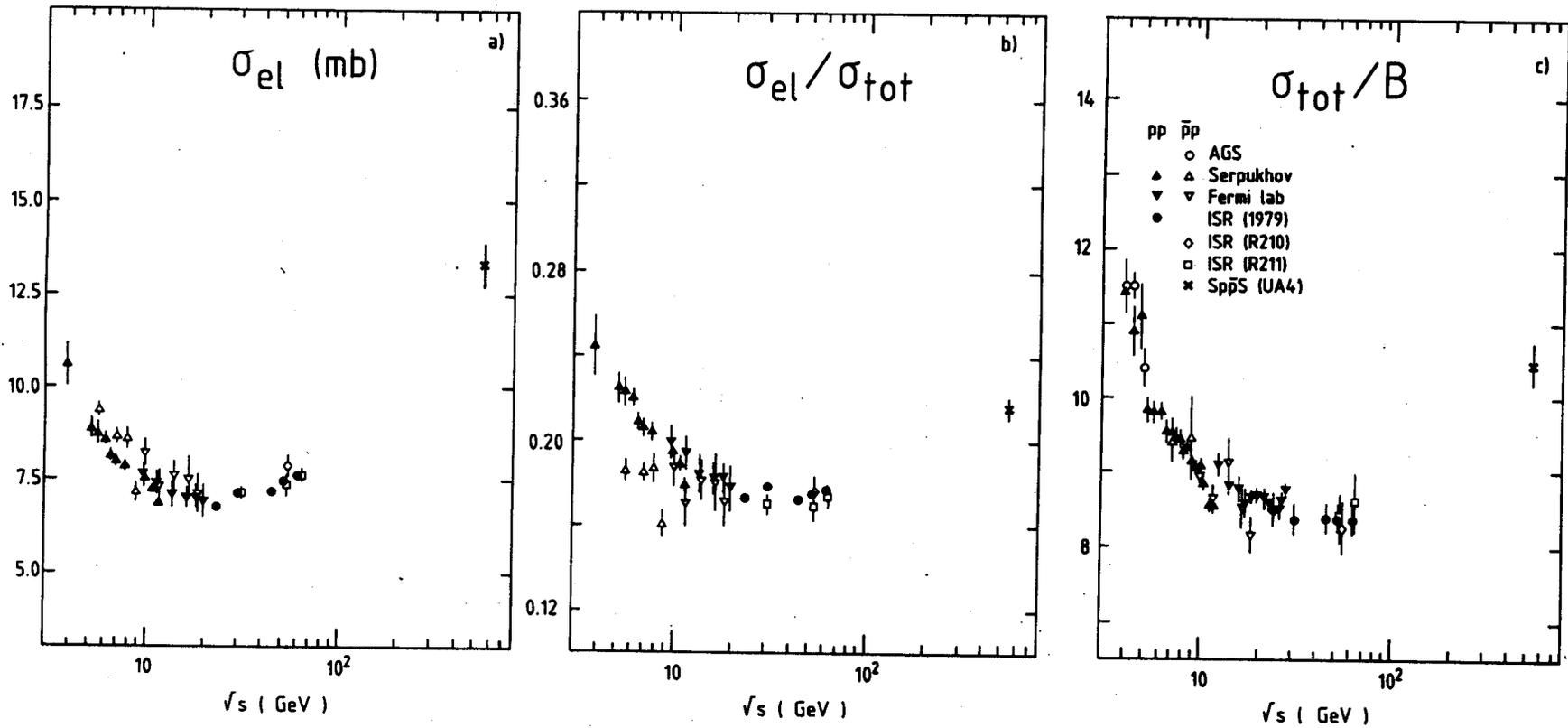
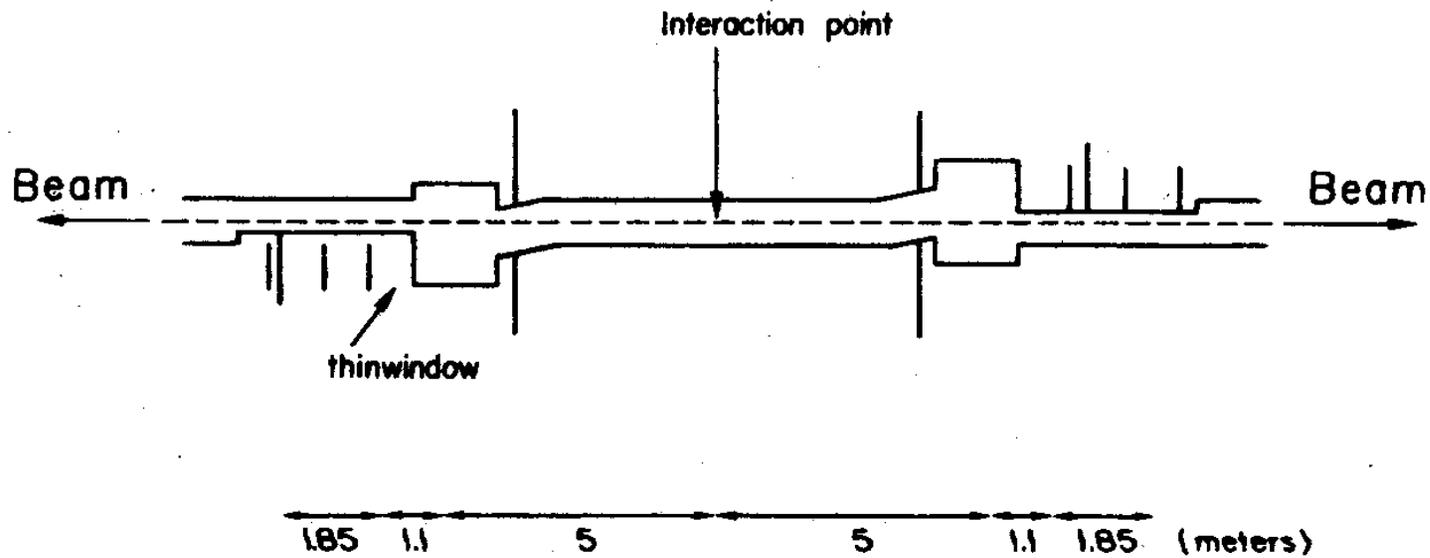
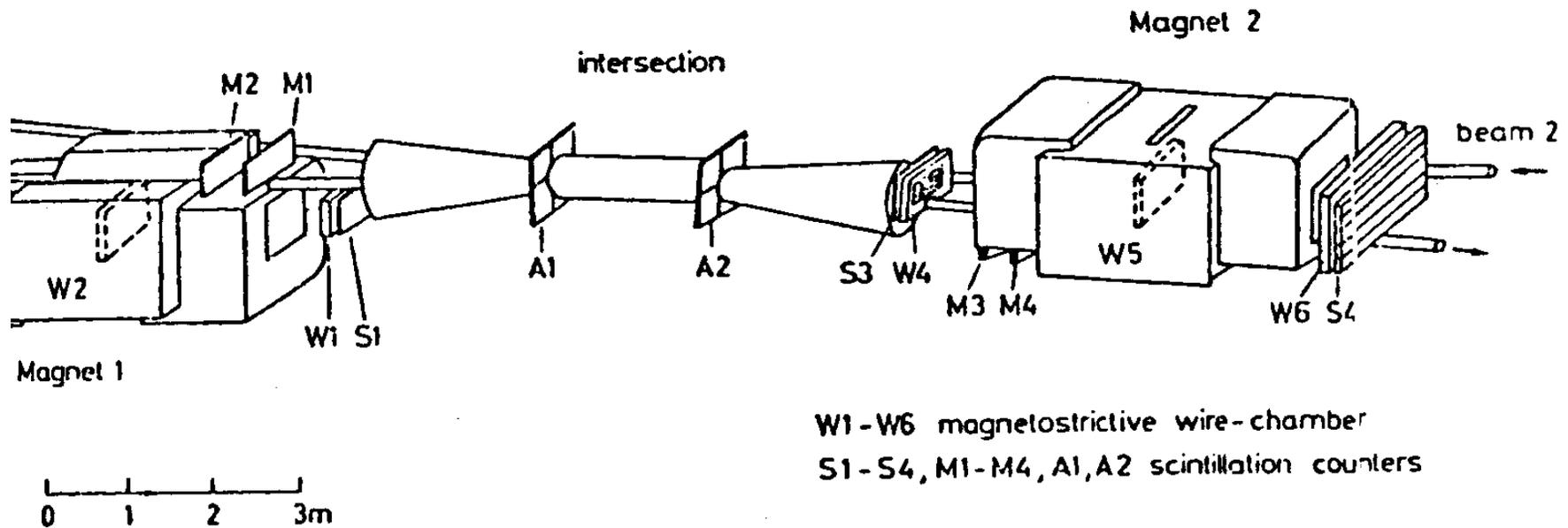


Figure 13. Energy dependence of (a) total elastic cross-section  $\sigma_{el}$ ; (b) ratio  $\sigma_{el}/\sigma_{tot}$ ; (c) ratio  $\sigma_{tot}/B$ , for pp and  $\bar{p}p$  scattering.

$B$ ,  $\sigma_{el}$ ,  $\sigma_t$  crescevano in modo proporzionale come previsto nel modello ottico.

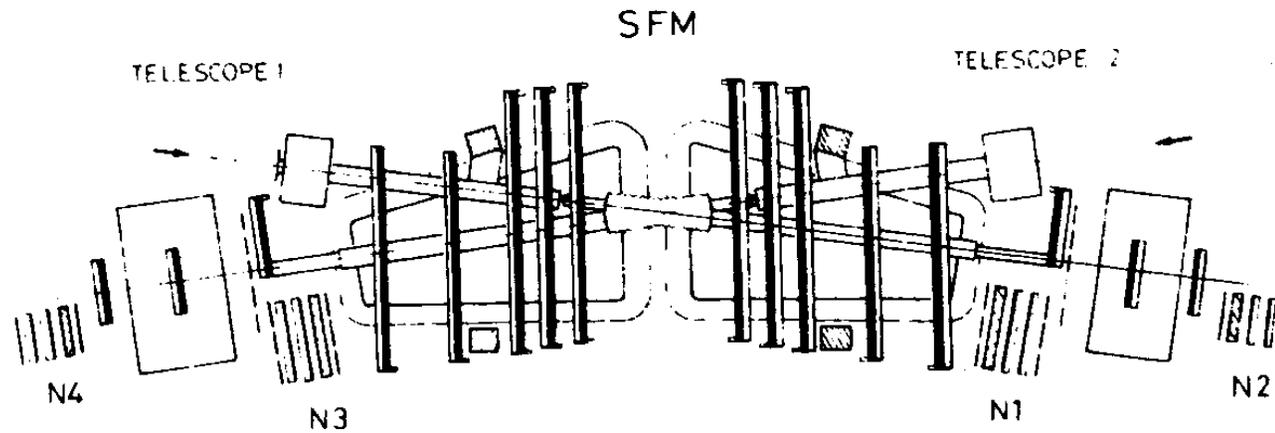


Appena fuori dal tubo a vuoto la correlazione angolare fra i due protoni scatterati era ancora sufficiente per isolare gli eventi elastici.



... of the Aachen-CERN-Genova-Harvard-Torino collaboration (R602), used for measuring elastic scattering at large angles and for detecting diffractive events. The scattering takes place in the vertical plane.

Un doppio spettrometro magnetico permise di misurare lo scattering elastico ad angoli intermedi, dove il flusso di tracce di fondo poteva ancora essere discriminato con una modesta analisi magnetica. La apertura fu scelta relativamente ampia per poter contenere eventi di dissociazione difrattiva con alcune tracce cariche in avanti.



detector as used in the CHOV experiment (R401). N, Neutron detectors. Compensator chambers and Trigger/Monitor hodoscopes and hodoscopes.

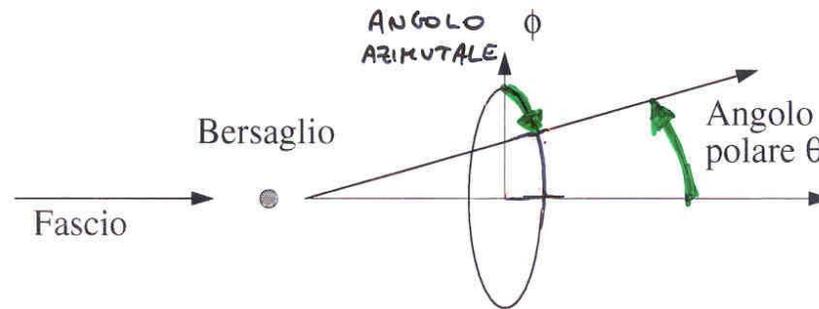
Lo Split-Field Magnet fu il piu' massiccio strumento di ricerca agli ISR.

Il campo magnetico e' diretto verso l'alto in uno dei due dipoli, e verso il basso nell'altro. I fasci serpeggiano d/s e all'uscita vengono riallineati all'asse della macchina da magneti deflettori correttivi.

Lo scattering elastico a  $t > \sim 3 \text{ GeV}/c$ , dove  $d\sigma/dt$  e' estremamente piccola, fu misurato solo nello SFM.

La densita` dei secondari cresce fortemente al diminuire dell`angolo in avanti. Si osservo` empiricamente che in intervalli costanti del logaritmo dell`angolo, o meglio della tangente dell`angolo, il flusso restava circa costante.

**Come misurare l'angolo solido in modo da ottenere un flusso ~ costante**



(Pseudo) rapidita' di particella emessa ad angolo polare  $\theta$ :

$$\eta = 1/2 \ln (\operatorname{tg} \theta), \quad dN/(d\phi d\eta) \sim \text{cost.}$$

(ad angoli piccoli, piccolo  $d\theta \Rightarrow$  grande  $d\eta$ )

## Le variabili opportune per descrivere gli stati finali a molti corpi.

Si osserva che nello spazio degli impulsi la produzione adronica è in massima parte contenuta in un cilindro di lunghezza proporzionale alla energia del primario. Al crescere dell'energia il flusso per unità di angolo solido si rarefa a  $90^\circ$  e picca violentemente a  $0^\circ$ . Si definisce per ciascuna particella una variabile  $y$ , "rapidità", funzione del suo impulso, la quale varia logicamente con l'impulso longitudinale. Il flusso di secondari in funzione di  $y$  è circa costante fra  $y=0$  e

$$y=y_{\max}=y_{\text{fascio}} \quad p^\mu = (E, p_x, p_y, p_z), \quad y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}, \quad y_{\max} \approx \ln \frac{\sqrt{s}}{m_p}$$

$$p^\mu = (\sqrt{p_t^2 + m^2} \cosh y, p_t \sin \varphi, p_t \cos \varphi, \sqrt{p_t^2 + m^2} \sinh y)$$

Ad angoli non del tutto in avanti  $(p - p_z) \neq 0$ , e trascurando le masse al quadrato rispetto al quadrato degli impulsi trasversi  $m^2 \ll p_t^2$  una ottima approssimazione alla rapidità è la pseudorapidità  $\eta$  che è funzione solo dell'angolo di produzione:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_z}{p - p_z} = -\frac{1}{2} \ln \tan \frac{\theta}{2}$$

La rapidita` si trasforma linearmente per boost di Lorentz. Se nel s.c.m. il fascio ha rapidita`  $y_0$  e un secondario ha rapidita`  $y_{ISR}$ , nel sistema del fascio la rapidita` del secondario `  $y_{lab} = y_0 - y_{ISR}$ .  
Le relazioni si possono invertire ottenendo  $\theta$  in funzione di  $y$  o di  $\eta$ :

$$\theta = \arctan \frac{p_t}{p_z} \approx \arctan \frac{1}{\sinh y}$$

$$\theta \approx 2 \arctan e^{-2\eta}$$

Una variabile che esprime quanto dell'impulso del proiettile e` andato in un particolare secondario e` la "x di Feynman"

$$x = \frac{p_z}{p_{in}} \approx \frac{2p_z}{\sqrt{s}} \approx \frac{2\sqrt{m^2 + p_t^2} \sinh y}{\sqrt{s}} \approx \frac{2p_t \sinh y}{\sqrt{s}}$$

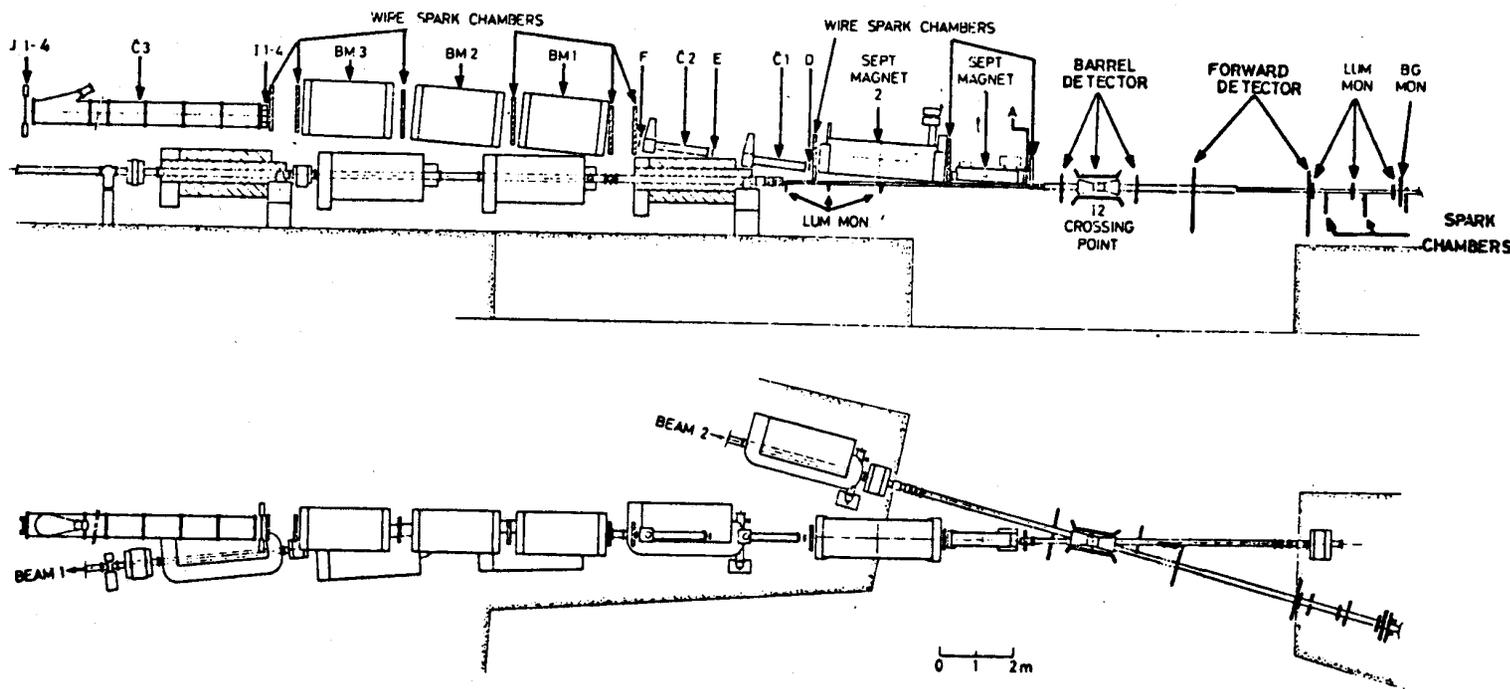
ed ad angoli non troppo grandi

$$da \sinh y \approx \frac{p_z}{p_t} = \frac{1}{\tan \theta} \approx \frac{xp_{in}}{p_t} \text{ si ha } \rightarrow x \approx \frac{p_t}{p_{in} \tan \theta}$$

Per la massa di un sistema a due corpi di massa  $m_a, m_b$  si trova

$$s_{a,b} = m^2(ab) = m_a^2 + m_b^2 + 2m_a m_b \cosh(y_b - y_a)$$

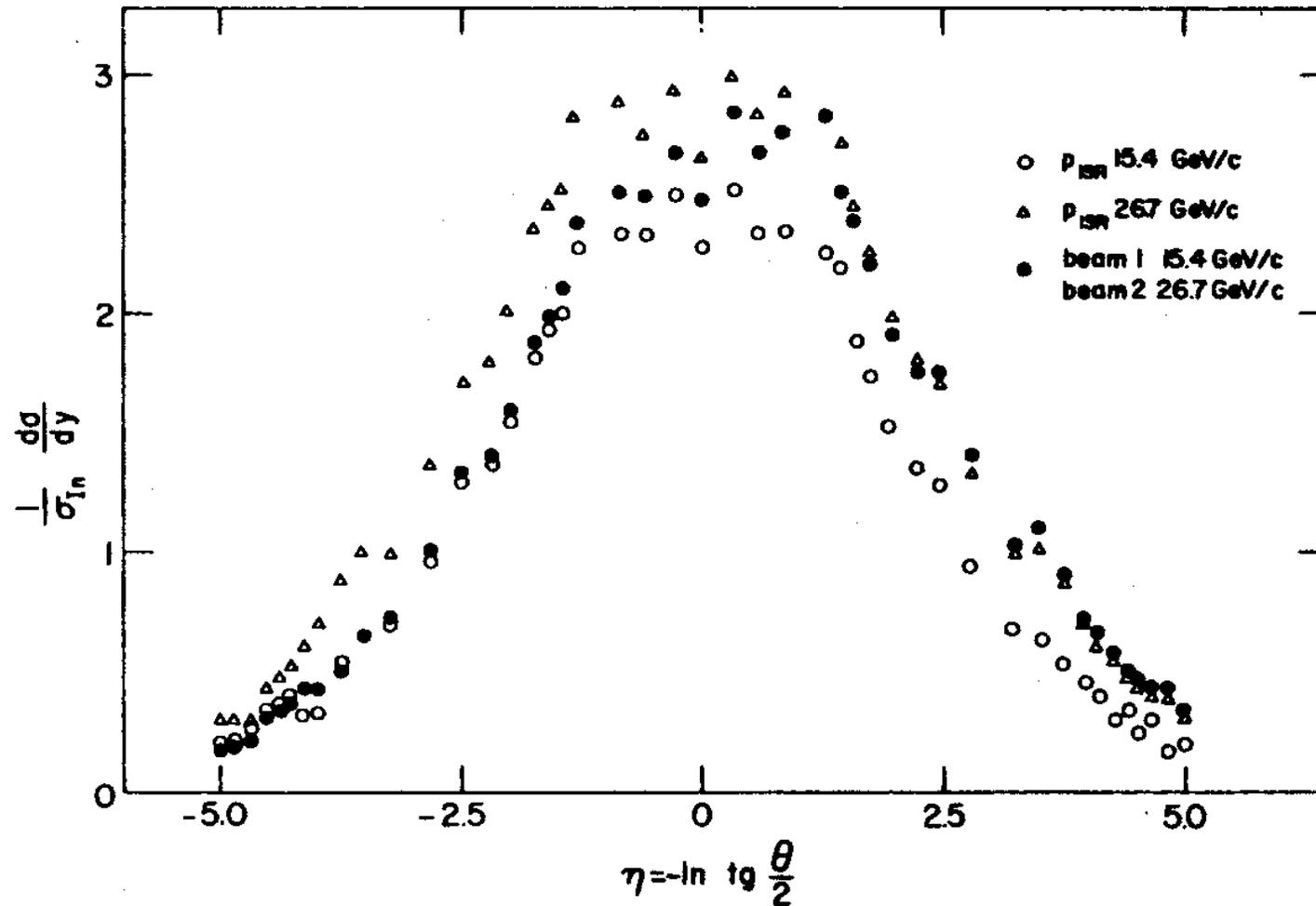
$$\text{Approssimativamente } s_{a,b} \approx 2m_a m_b e^{|y_a - y_b|}$$



G. Giacomelli and M. Jacob, Physics at the CERN-ISR

Fig. 7.6a. Plan and elevation view of the small-angle spectrometer with bending magnets  $BM_{1-3}$  and gas Čerenkov counters  $\check{C}_1-\check{C}_3$  (R201).

Analizzando in impulso nel piano verticale la risoluzione è migliore perché lo spessore della sorgente è circa  $\frac{1}{2}$  mm. Con questo spettrometro si misura la produzione di singole particelle cariche in funzione dell'impulso, in una ristretta regione angolare.



La distribuzione in molteplicità dei secondari  $d\sigma/d\eta$  è approssimativamente un plateau centrato attorno a  $\theta = 90^\circ$ .

$d\sigma/dy$  è una distribuzione quasi piatta attorno a  $y = 0$ , Questo “plateau” si espande come  $\ln s$  e si alza molto lentamente al crescere dell’energia. Questo comporta che anche la molteplicità (carica) cresce circa come  $\ln s$ . Agli ISR in media sugli eventi inelastici ci sono circa 2 particelle per unità di rapidità

Eccetto che per la estensione del plateau,  $d\sigma/dy$  non dipende dalla energia ma solo dalla distanza dal bordo dello spazio delle fasi:

$$\frac{d\sigma}{dy}(s, p_t, y) = \frac{d\sigma}{dy}(y_{lab}, p_t) \quad (\text{“frammentazione limite”}):$$

La grande maggioranza dei secondari ha basso impulso trasverso, con decrescita esponenziale. Questa è più rapida per le particelle più leggere, con pendenza  $B \sim a/m$ :  $d\sigma/dp_t \sim \exp(-ap_t/m)$ .

( $\langle p_t \rangle \sim 350$  GeV/c per i pioni,  $\langle p_t \rangle \sim 450$  GeV/c per i mesoni K).

Si definisce “massa trasversa” dei secondari  $m_t = \sqrt{(E^2 - p_l^2)} = \sqrt{(p_t^2 + m^2)}$ .

$d\sigma/dp_t$  è  $\sim$  indipendente dall’energia (“Feynman scaling”). Inoltre  $d\sigma/dp_t$  diventa  $\sim$  la stessa per tutti i secondari se si usa  $B = a/m_t^{7,8}$

## DISTRIBUZIONE IN MOLTEPLICITA' DEI SECONDARI CARICHI

La molteplicita' carica cresce in media come  $\ln s$ . Se questo effetto viene rimosso normalizzando ad ogni energia le sezioni d'urto topologiche  $\sigma_n$  (di molteplicita' definita) alla molteplicita' media, la forma della distribuzione diviene circa indipendente dalla energia se si sceglie  $n/\langle n \rangle$  come variabile.

$$\sigma_n^{KNO} = \frac{\sigma_{in}}{\langle n \rangle} \psi\left(\frac{n}{\langle n \rangle}\right)$$

Questo effetto viene chiamato "scaling di Koba-Nilsen-Olesen". In questo modello interazioni a corta distanza fra le particelle causano dei momenti di ordine  $m$  della distribuzione che variano come la potenza  $\langle n \rangle^m$ . Questa regola e' soltanto parzialmente soddisfatta. Peraltro  $\sigma_n(n)$  e' molto meglio approssimata da una distribuzione di KNO che da una poissoniana (valida per produzione di secondari del tutto incorrelati fra loro)

Momenti 2, 3 di  $\sigma_n(n)$

$$f_2 = \langle n(n-1) \rangle - \langle n \rangle^2$$

$$f_3 = \langle n(n-1)(n-2) \rangle - 3\langle n(n-1) \rangle \langle n \rangle + 2\langle n \rangle^3$$

$f_2, f_3, \dots, f_m = 0$  per una poissoniana.

Per una distribuzione di KNO la dispersione e' proporzionale a  $\langle n \rangle$ :

$$D = (\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2)^{1/2} \sim \langle n \rangle.$$

Si osserva invece che il rapporto  $D/\langle n \rangle$  cambia notevolmente nel range di energia degli ISR.

Un modello misto distingue gli eventi diffrattivi, con la produzione in avanti (grandi rapidita' di un segno) di poche tracce e lo spazio delle rapidita' vuoto fino al protone inelastico solitario a rapidita' opposte (grandi rapidita' dell'altro segno), dagli eventi di pionizzazione che hanno molteplicita' maggiore e nei quali i secondari sono distribuiti simmetricamente attorno a  $y = 0$ . La produzione di questi viene descritta con un modello multiperiferico.

$$\sigma_{in} = \sigma_D + \sigma_{\pi}, \text{ con } \sigma_D(n) = \text{cost}, \langle n_{\pi} \rangle \propto \ln s$$

Pisa-Stony Brook mostro' che effettivamente la distribuzione  $\sigma_n$  ha una anomalia a basse molteplicita' corrispondente alla produzione di eventi di dissociazione diffrattiva.:

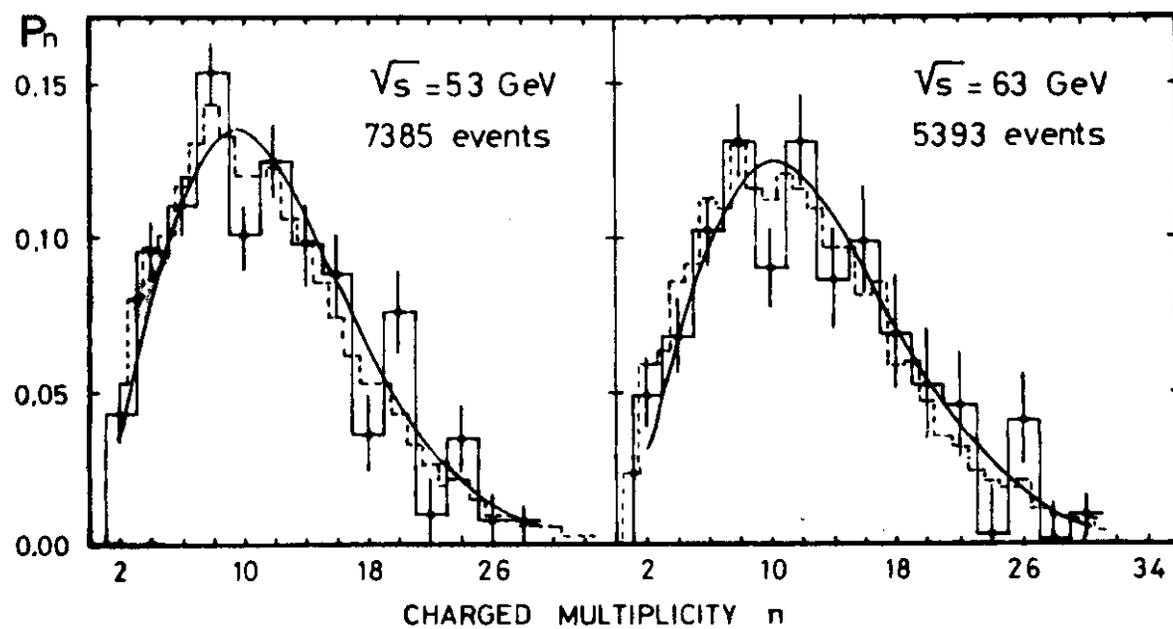


Fig. 7.13. Normalized charge multiplicity distributions at the two highest ISR energies (R701). The smooth solid lines are Slattery's fit to lower energy data.

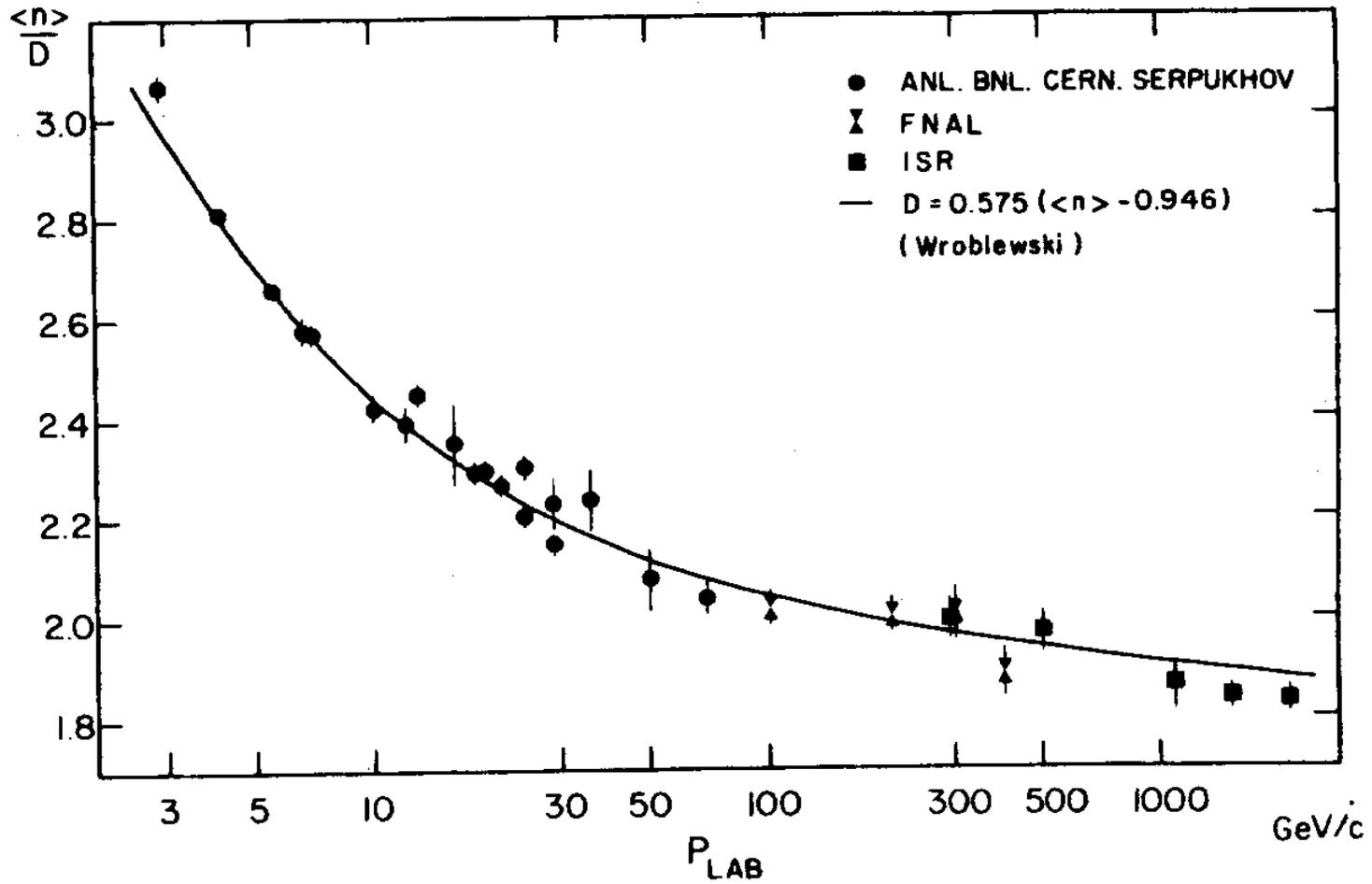


Fig. 7.15. Compilation of  $\langle n \rangle / D$  data as function of laboratory momentum.

Si studiarono inclusivamente in funzione della rapidita', e variando parametri come molteplicita' carica dell'evento, natura ed impulso dei secondari, le correlazioni fra i secondari inelastici. Nello spazio  $y$ :

Densita' singola e di coppie  $\rho^{(1)}(y) = \frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{dy}$ ,  $\rho^{(2)}(y) = \frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d^2\sigma}{dy_1 dy_2}$

La funzione di correlazione  $C_2(y_1, y_2)$  misura se due particelle si trovano nelle posizioni  $y_1, y_2$  con una probabilita' diversa da quella di capitarvi casualmente (indipendentemente l'una dall'altra).

Si trovo' che a piccole distanze le correlazioni erano sempre positive (le particelle si avvicinano fra loro). Il fenomeno aumentava al crescere dell'energia della particella di riferimento. Questo era l'opposto di quello che ci si doveva aspettare per produzione incorrelata, con distribuzione dei secondari in modo proporzionale al residuo spazio delle fasi.

$$C_2(y_1, y_2) = \frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{dy_1 dy_2} - \frac{1}{\sigma_{in}^2} \frac{d\sigma}{dy_1} \frac{d\sigma}{dy_2} = \frac{\rho^{(2)}(y_1, y_2) - \rho^{(1)}(y_1)\rho^{(1)}(y_2)}{\rho^{(1)}(y_1)\rho^{(1)}(y_2)}$$

con normalizzazione  $\int C_2 dy_1 dy_2 = \langle n(n-1) \rangle - \langle n \rangle^2$  83

La funzione di correlazione  $C_2$  ( $R_2$  in figura) misurata da Pisa-Stony Brook tramite la distribuzione in rapidità dei secondari in eventi contenenti una traccia a (pseudo)rapidità fissa (cerchi  $p_{ISR}=11$  GeV, punti  $p_{ISR}=31$  GeV).

Il fenomeno può essere spiegato assumendo che i secondari vengano prodotti dalla disintegrazione di agglomerati (“clusters”) di dimensione circa 2 unità in  $y$ .

Anche la anticorrelazione che si osserva in azimuth è locale in  $y$ , entro  $\Delta y \sim 2$ .

58

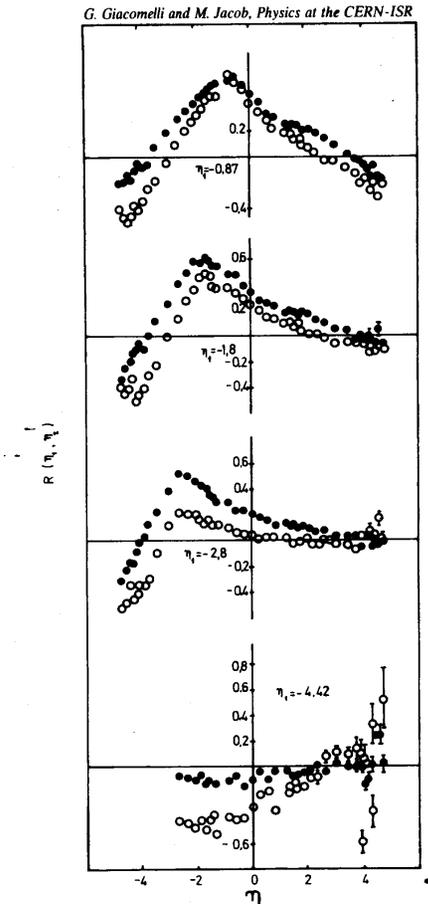


Fig. 8.1. Rapidity correlations between two charged particles. The pseudorapidity  $\eta$  is used instead of  $y$ . Data from the Pi collaboration (R801).

Aumentando la molteplicita' dell'evento la dimensione dei clusters non cambia: essi solo aumentano di numero.

La correlazione  $C_n(0,\eta)$  e' normalizzata a  $-n$ . Questo crea le depressioni negative ai lati dei picchi:

$$C_n(0,\eta) = \rho_2^{(n)}(0,\eta) - \rho^{(n)}(0)\rho^{(n)}(\eta)$$

$$\int C_n(0,\eta_2)d\eta_2 = -n$$

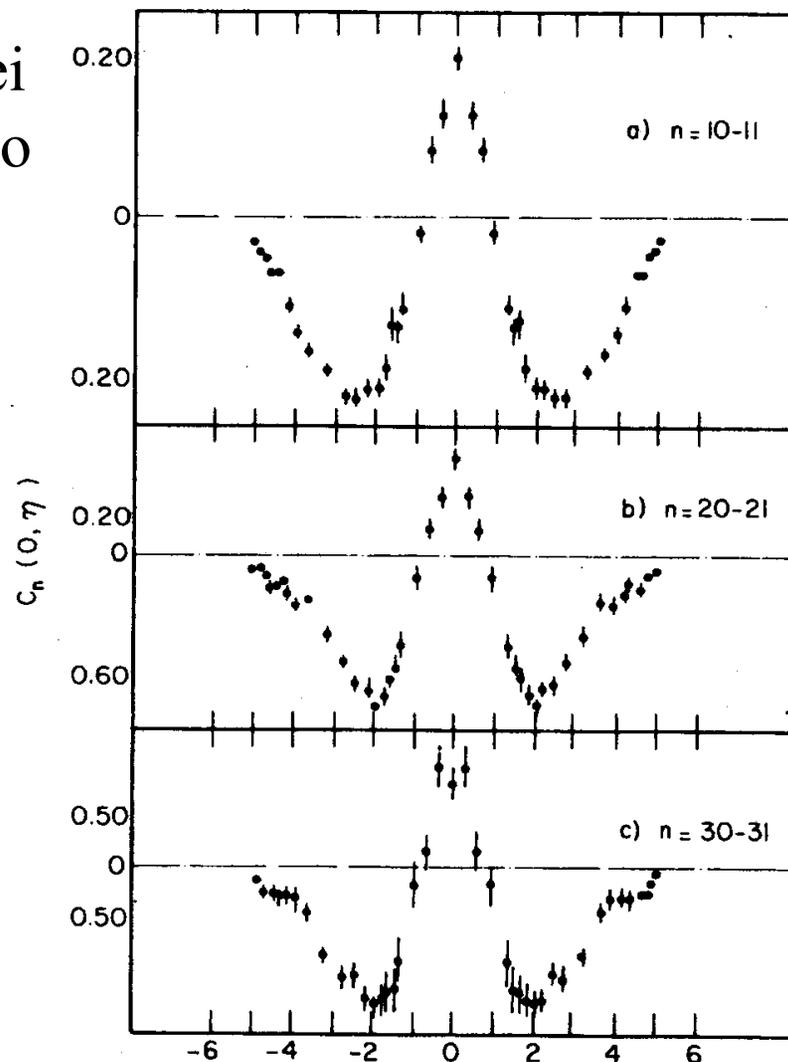


Fig. 8.4. Fixed multiplicity correlations at  $\sqrt{s} = 63$  GeV. Shown is the correlation function  $C_n(0, \eta) = \rho_2^{(n)}(0, \eta) - \rho^{(n)}(0)\rho^{(n)}(\eta)$   $\int C_n(y_1, y_2) dy_1 dy_2 = -n$ . The observed correlations agree well with what is expected from cluster models with  $\langle K(K-1) \rangle \sim 1.2\langle K \rangle$ , (R80)

## LA DIFFRAZIONE INELASTICA

Il fenomeno della diffrazione e' vistoso: un protone da solo in avanti con un impulso di pochi % inferiore a quello dei protoni elastici ed una sezione d'urto decrescente esponenzialmente con t come per lo scattering elastico. Approssimativamente, con -t in GeV<sup>2</sup>:

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto e^{12t}, \textit{elastico}; \quad \frac{d\sigma}{dt} \propto e^{-6t}, \textit{diffrattivo}$$

Nell'emisfero opposto, un gruppo di particelle tanto piu' raggruppate a piccoli angoli quanto piu' di bassa molteplicita'.

**Un fenomeno noto da prima degli ISR.** Per eventi a piccola molteplicità si osserva spesso un secondario a piccolo angolo isolato in uno dei due emisferi. Controllandone la natura si trova che è di regola la stessa del proiettile. Agli ISR trattasi di un protone che dopo avere eccitato il suo partner non si è esso stesso “frammentato”.

Una analisi di Pisa -Stony Brook studio la cinematica dei secondari derivanti dalla frammentazione del bersaglio per misurarne la frequenza e la dinamica. Per eventi di molteplicità fissa, rimossa le due tracce di  $\eta$  massimo in ciascun lato, si calcolò la dispersione delle restanti tracce e si presentò la distribuzione degli eventi nel piano  $\bar{\eta}, \delta\eta$

$$\text{dispersione in } \eta \quad \delta_0(\eta) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\eta_i - \bar{\eta})^2}{n-1}}$$

$$\text{dispersione calcolata} \quad \delta_2(\eta) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n-2} (\eta_i - \bar{\eta})^2}{n-3}}$$

$$\text{rispetto alla media} \quad \bar{\eta} = \frac{1}{n-2} \sum_{i=1}^{n-2} \eta_i$$

PISA STONY BROOK  
CLUSTERING OF EVENTS IN THE  $\bar{\eta}$ ,  $\Delta\eta$  PLANE

$p_{ISR} = 31.4 \text{ GeV/c}$

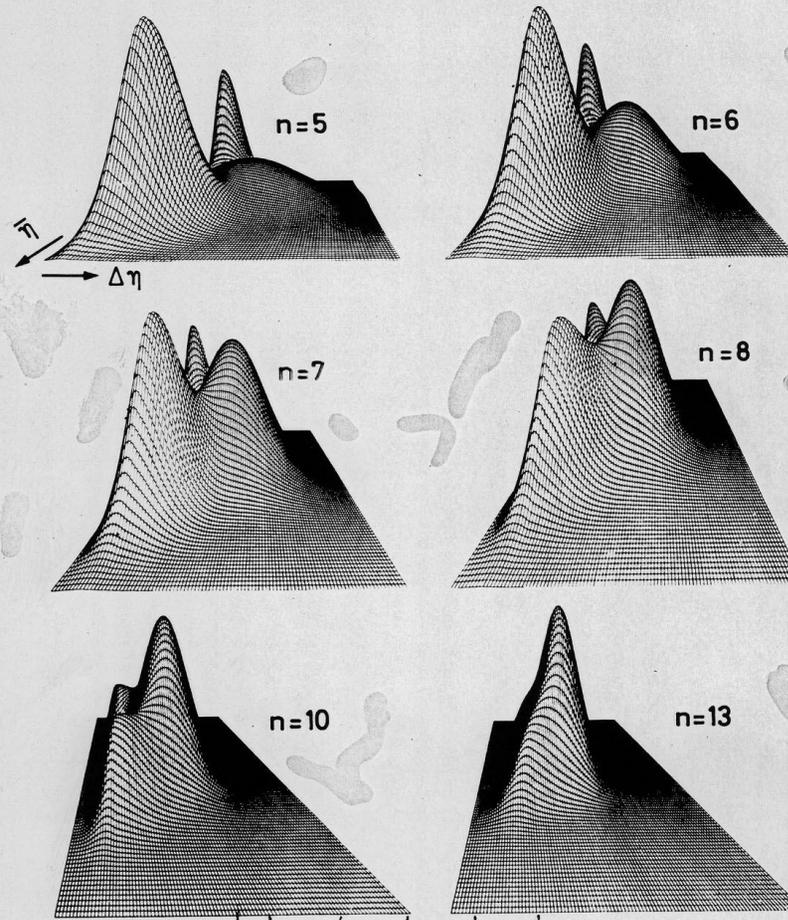


Fig. 16 Three-dimensional view of event distribution in the  $\langle\eta\rangle$ ,  $\Delta\eta$  plane, for various multiplicities at  $p_{ISR} = 31.4 \text{ GeV/c}$ .

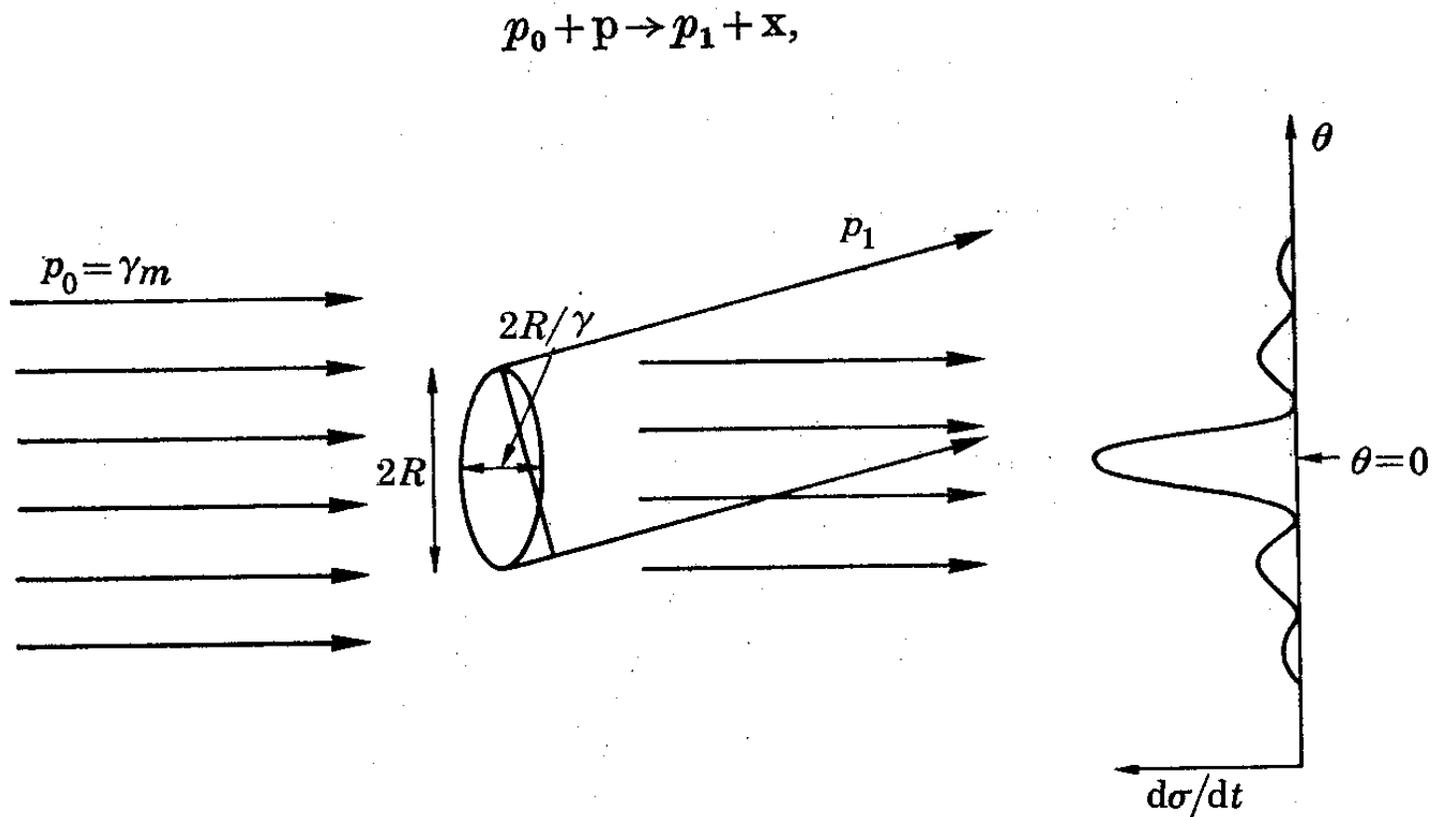


FIGURE 4. Diffraction dissociation of a proton target of radius  $R$  produced by the collision of a proton of momentum  $p_0$ .

## DISSOCIAZIONE DIFFRATTIVA

La cinematica della dissociazione diffrattiva singola e' quella di una reazione a due corpi. La inelasticita' del protone nello stato finale determina la massa del sistema opposto che si dissocia in un fiotto di particelle. A piccoli angoli e per  $M^2 \ll s$  (ossia  $x_p \sim 1$ )

Impulso longitudinale del protone

$$p_p = x_p p_{in} \sim p_{in}$$

Massa del sistema diffratto

$$M^2 = s(1-x_p)$$

Rapidita' di M

$$Y_M = \sqrt{s/M}$$

Impulso invariante trasferito a M

$$(p_M - p_{in})^2 = t$$

Impulso trasverso del protone

$$p_t^2 = x_p t$$

Sezione d'urto invariante

$$E \frac{d\sigma}{d^3 p} = \frac{x}{\pi} \frac{d\sigma}{dx dp_t^2} = \frac{s}{\pi} \frac{d\sigma}{dM^2 dt}$$

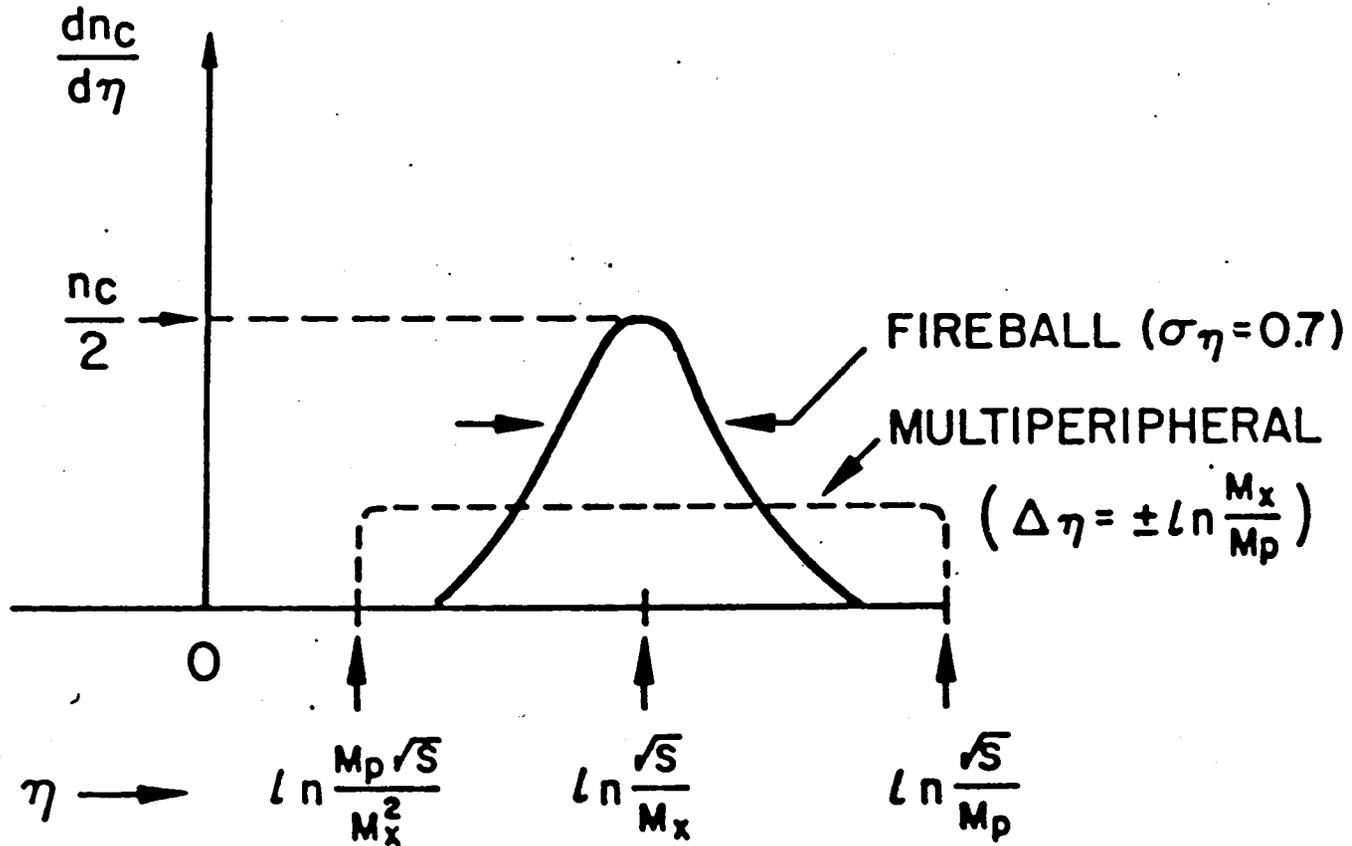
Poichè un protone rimane intatto nello stato finale, in un modello in cui l'interazione è dovuta ad un portatore scambiato si deve assumere che il portatore – “il pomerone” - abbia i numeri quantici del vuoto come nel caso dello scattering elastico.

Per l'appunto si osserva che nella regione di massa poco superiore al GeV domina la produzione di risonanza barioniche di spin  $1/2$ . Dopo le risonanze la sezione d'urto diffrattiva decresce come  $1/M^2$ .

La distribuzione in  $y$  dei secondari di frammentazione di  $M$  è simile a quella dei secondari negli eventi inelastici inclusivi, ma centrata in rapidità attorno a quella del sistema  $M$ . Per interpretarla in modo qualitativo sono stati proposti modelli dinamici di vario tipo.



$\downarrow$   
 $n_c + \text{neutrals}$



## DIFFRAZIONE DOPPIA

Nella doppia diffrazione entrambi i protoni si frammentano in due getti di secondari a piccoli angoli a valle dei due fasci. La loro distribuzione in impulso trasverso, in massa e in molteplicità è del tutto simile a quella della diffrazione singola.

La cinematica di disintegrazione dei sistemi prodotti può essere interpretata con gli stessi modelli usati per le correlazioni inclusive. Il modello multiperiferico favorisce una distribuzione ampia in  $y$ . Il modello a “fireballs” eguali fra loro prevede una lunghezza di correlazione di circa  $\Delta y = 1.5$ .

## EVENTI CON DUE PROTONI QUASI ELASTICI

Gli eventi inelastici del tipo “doppio pomerone” presentano a piccoli angoli due protoni isolati che hanno perso pochi % di impulso rispetto al caso elastico, ed un gruppo di secondari distanti da entrambi, centrati a grandi angoli attorno a  $y = 0$ .

Se  $p_{in}$  e' l'impulso dei fasci degli ISR, e  $x_1 p_{in}$ ,  $x_2 p_{in}$  sono gli impulsi dei protoni scatterati, la massa  $M$  prodotta centralmente e' data da  $M^2 = s(1-x_1)(1-x_2)$ .

Nella distribuzione in massa di questi eventi ci si aspetta che possano predominare risonanze pioniche con i numeri quantici del vuoto.

## ESPERIMENTI DI SECONDA GENERAZIONI AGLI ISR

- 1) Produzione di  $J/\psi$  e di coppie dirette di elettroni e muoni (Drell-Yan)
- 2) Studio delle correlazioni in impulso e sua estensione allo studio dei getti adronici
- 3) Spettro di fotoni diretti e di elettroni inclusivi
- 4) Ricerca di leptoni da decadimento di charm e beauty
- 5) Sezioni d'urto inclusive antiprotone-protone

## LA FISICA CON ELETTRONI E MUONI

Per osservare gli elettroni prodotti direttamente è necessario battere un fondo di spurie o di elettroni indiretti che è particolarmente grave alle energie dell'ordine del GeV.

Agli ISR il rapporto  $e/\pi$  era di  $\sim 10^{-4}$ . Per rivelarlo furono necessari rivelatori con potere di rigetto degli adroni di  $\sim 10^{-5}$ . Per rivelare coppie di elettroni diretti bastò una discriminazione di  $10^{-3}$ .

**Le spurie** sono in primo luogo dovute a

- a) adroni carichi che simulano il segnale di un elettrone
- b) adroni carichi che si sovrappongono spazialmente ad un fotone (di regola proveniente da  $\pi^0$  o da  $\eta$ )

**Il fondo fisico** e' in primo luogo dovuto a

- c) elettroni prodotti nelle interazioni dei fotoni con il materiale
- d) elettroni di decadimento Dalitz di  $\pi^0$  o  $\eta$  ( $\pi^0, \eta \rightarrow \gamma e^+ e^-$ )

In entrambi i casi il fattore che determina se la misura e' possibile e' il rapporto  $e/\pi$  del flusso della particella segnale sulla particella generatrice del fondo dominante, in confronto con il potere discriminante del rivelatore

Anche per rivelare muoni prodotti direttamente e' necessario battere un fondo di spurie e un fondo fisico. L'importanza delle spurie dipende molto dal metodo sperimentale e puo' variare con l'energia. Il rapporto segnale/fondo e la prestazione limite del rivelatore vanno studiati caso per caso.

A tutte le energie un adrone che non interagisce negli assorbitori di filtro simula un muone. Ad alte energie queste penetrazioni sono piu' pericolose perche' il segnale diventa raro ed il rapporto segnale/fondo peggiora.

Un pione che decade in volo in avanti genera un muone. Questo fondo e' piu' importante a basse energie perche' la vita media dei pioni e' piu' breve.

Ad alte energie un muone cosmico che attraversi il rivelatore a passi per la sorgente puo' essere indistinguibile dal segnale.

# IL METODO PIU' OVVIO PER RIVELARE ELETTRONI

The basic concept for the detector is the same for all these completed experiments. It is also the same as that used in current single electron experiments. The spectrometer combines a magnet, Cerenkov counters, a lead glass detector, scintillation counters and chambers. This is shown in Figure 2.a).

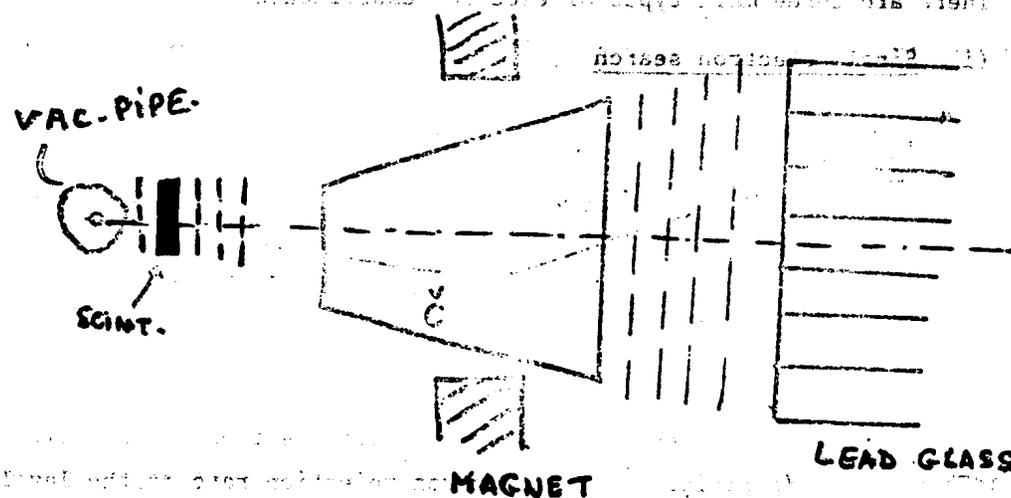


Figure 2.a) : Schematic view of an electron spectrometer

Combining track reconstruction and momentum measurement, together with the amount of energy deposited in the lead glass detector and the response of the Cerenkov counter (Air, CO<sub>2</sub> or isobutane are used), one obtains a hadron rejection factor of the order of  $10^{-5}$ . Dalitz decays are rejected by the scintillator signal at the level of  $0.3 \times 10^{-4}$ . Figures 2.b) and 2.c) provide more detailed descriptions of the CCRS and ACHMNR spectrometers, respectively.

Lo studio di elettroni singoli e in coppie fu condotto all'inizio con spettrometri di piccola apertura.

Un esempio furono gli spettrometri magnetici di CERN-Columbia-Rockefeller-Saclay (E702) progettati secondo lo schema classico prima indicato.

Per un elettrone l'energia segnalata dal calorimetro deve eguagliare l'impulso misurato dalla deviazione in campo magnetico. Inoltre fino ad impulsi di  $\sim 5 \text{ GeV}/c$  solo gli elettroni danno segnale nel contatore di Cerenkov a soglia.

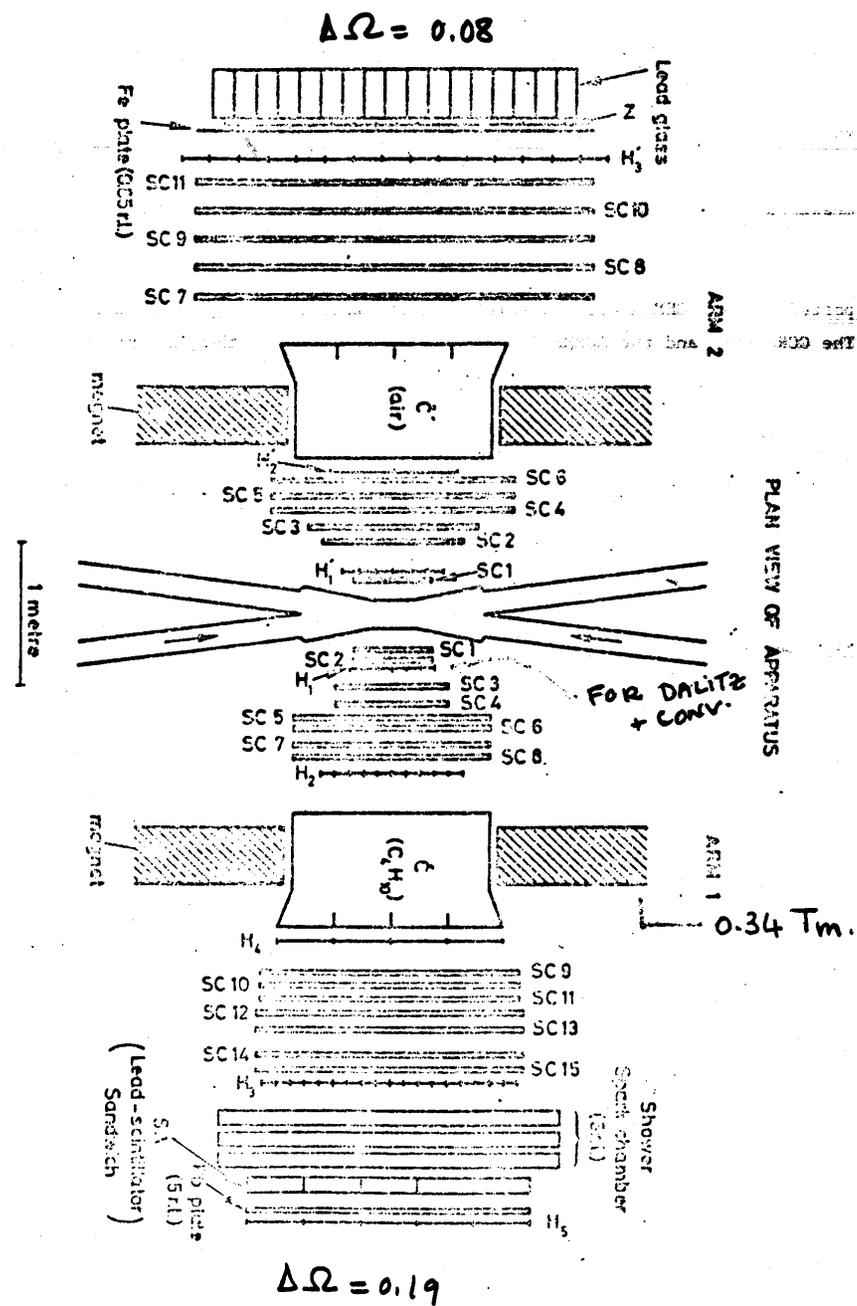


Figure 2.b) : The CCRS Double Arm spectrometer

In seconda generazione a E702 fu aggiunto a  $90^\circ$  verso l'alto uno spettrometro per muoni per cercare le coppie  $e-\mu$  di decadimento di coppie di adroni charmati. La segnatura di muone era una traccia dritta penetrante.

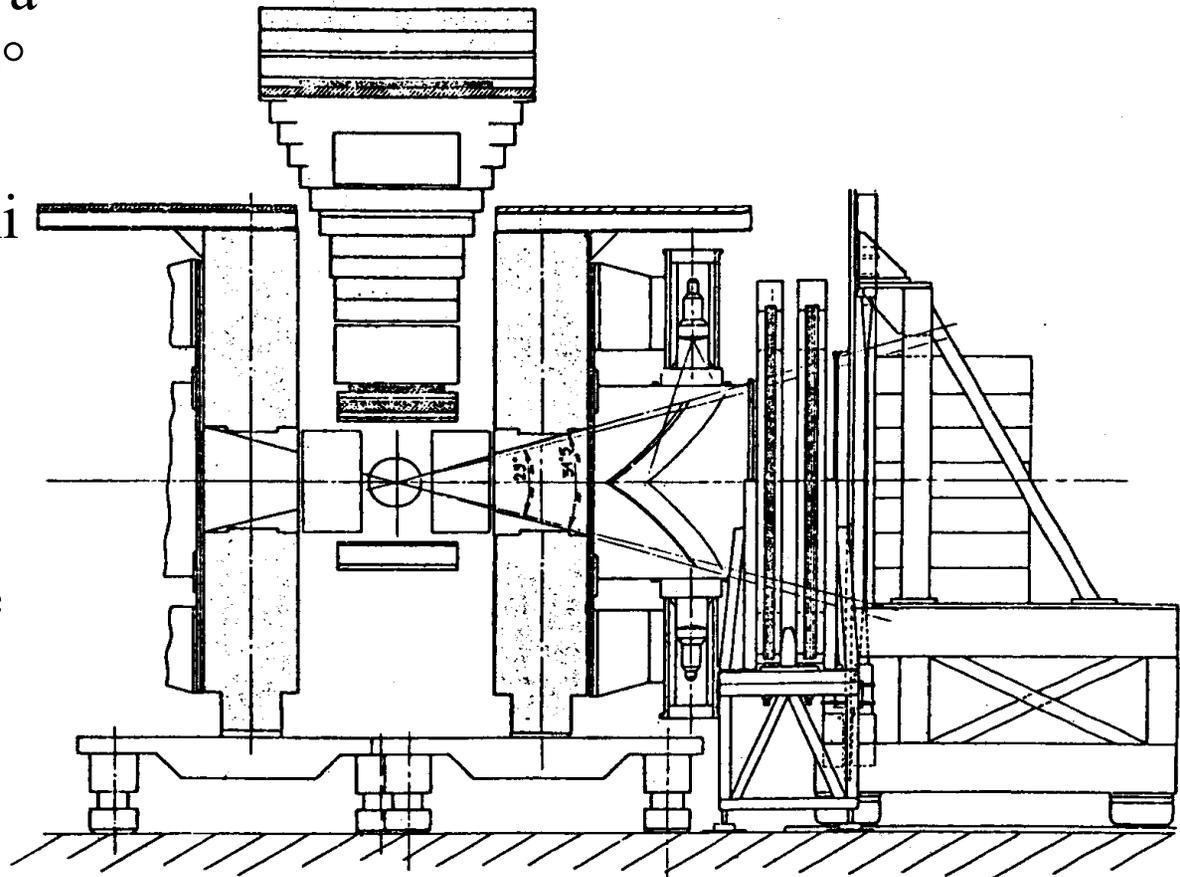


Fig. 11.4. Experiment R702: search for charmed particles and electron pairs at the ISR.

R702. Lo spettrometro per elettroni di sinistra non e' mostrato.

## AXIAL FIELD DETECTOR

In seconda generazione completando l'angolo solido coperto sia dal campo magnetico che dal calorimetro fu possibile studiare con migliore accettazione le coppie di elettroni e la componente neutra dei getti adronici.

Questo rivelatore, (R807/8) fu un approccio ai "general purpose detectors". Esso ebbe un ruolo rilevante anche nello studio della fisica dei getti oltre che della fisica inclusiva.

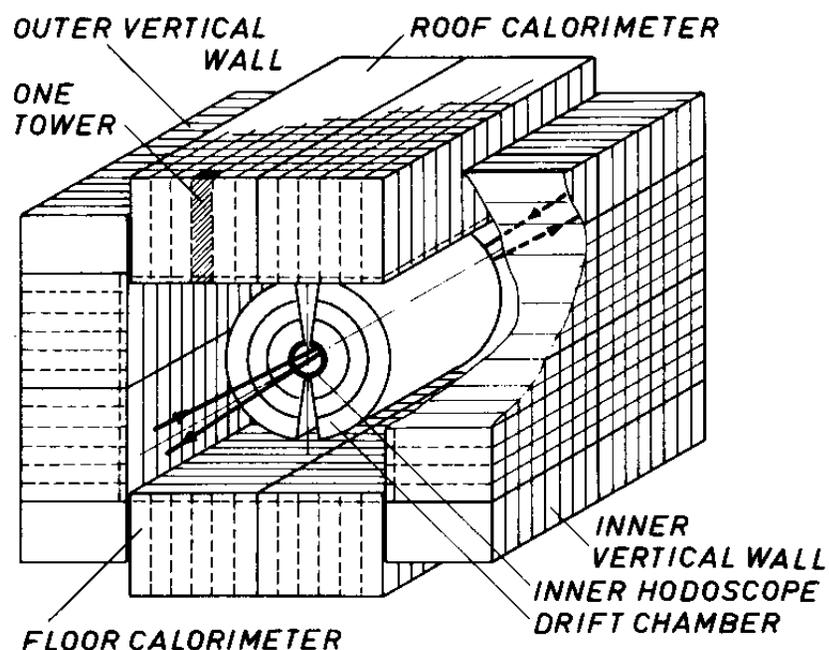


Fig. 1 View of present configuration of the Axial Field Spectrometer in Intersection 8. (The NaI arrays and the muon detector are not shown.)

Lo axial field spectrometer aveva diverse peculiarità:

Il campo magnetico era generato da due bobine perpendicolari ai fasci distanti 3 m l'una dall'altra. Il magnete non aveva materiale sulla traiettoria delle particelle a grandi angoli. Il campo assiale era di  $\sim 0,5\text{T}$ . La risoluzione in impulso era  $\sim 2,5\%$  a  $1\text{ GeV}/c$ .

Con una misura di  $dE/dx$  nelle camere a deriva assiali si potevano distinguere  $\pi/K/p$  fino a  $\sim 500\text{ MeV}$ .

I calorimetri erano sandwiches di uranio e scintillatore.

Verso la fine della sua storia furono aggiunte delle matrici di contatori a ioduro di sodio dai due lati davanti ai calorimetri, per permettere la misura della produzione di fotoni diretti.

## R806, Brookhaven-CERN-Syracuse-Yale

La tecnica permise la rivelazione di elettroni e fotoni diretti anche senza l'uso di campo magnetico. Gli elettroni erano separati dai pioni in due telescopi a “radiazione di transizione” di strati di litio seguiti da assorbitori di vetro-piombo.

Radiazione di transizione:

$$I_{vac} = \frac{1}{3} \alpha \hbar \omega_p, \quad \omega_p = \text{plasma frequency of medium}$$

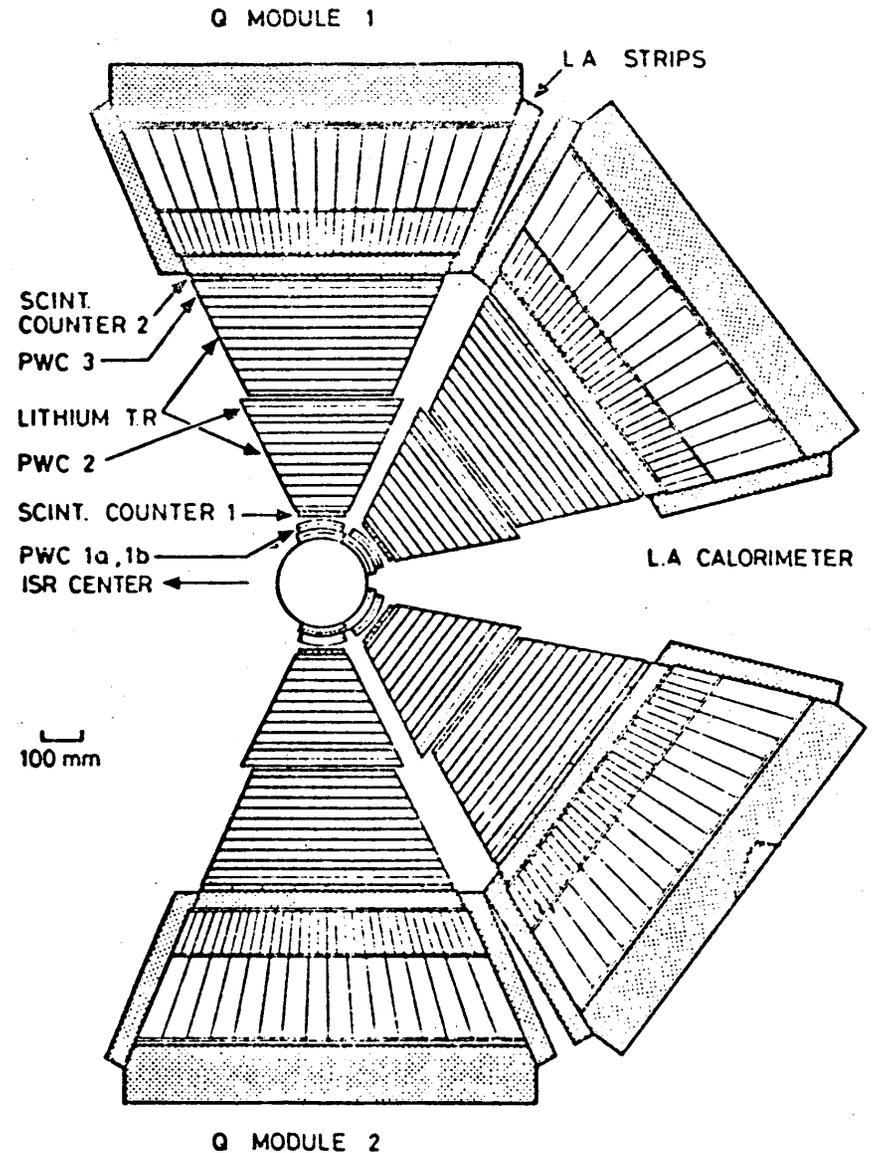
$$h\omega_p = \sqrt{4\pi N_e r_e^3 m_e c^2} \frac{1}{\alpha} = 13.6eV \sqrt{16\pi N_e a_\infty^3}$$

Typical emission angle  $\frac{1}{\gamma}$

$N_e = \text{electron density of medium}$

$r_e = \text{classical electron radius}, a_\infty = \text{Bohr radius}$

For styrene  $h\omega_p \approx 20eV$ .



R806 segnalava gli elettroni in ogni ottanti in mediante:

Una traccia puntante al segnale nel calorimetro

Un segnale nel rivelatore a radiazione di transizione

L`appropriato sviluppo longitudinale del rilascio di energia

Un segnale al minimo di ionizzazione negli scintillatori attorno al tubo degli ISR

La accettazione per coppie  $e^+e^-$  di massa  $3 \text{ GeV}/c^2$  era del 5%. La separazione degli elettroni e la risoluzione in massa della coppia ( $\sim 5\%$ ) furono le migliori ottenute agli ISR. Il fondo dovette essere calcolato senza poterlo derivare dalla frequenza delle coppie dello stesso segno. La accettazione limitata non permise di osservare la  $Y$ .

Questo esperimento fu il primo ad usare la calorimetria ad argon liquido nei collisionatori adronici.

Su scale lineare, questo  
fu il picco della  $J/\psi$   
visto da R 806 nel 1978.

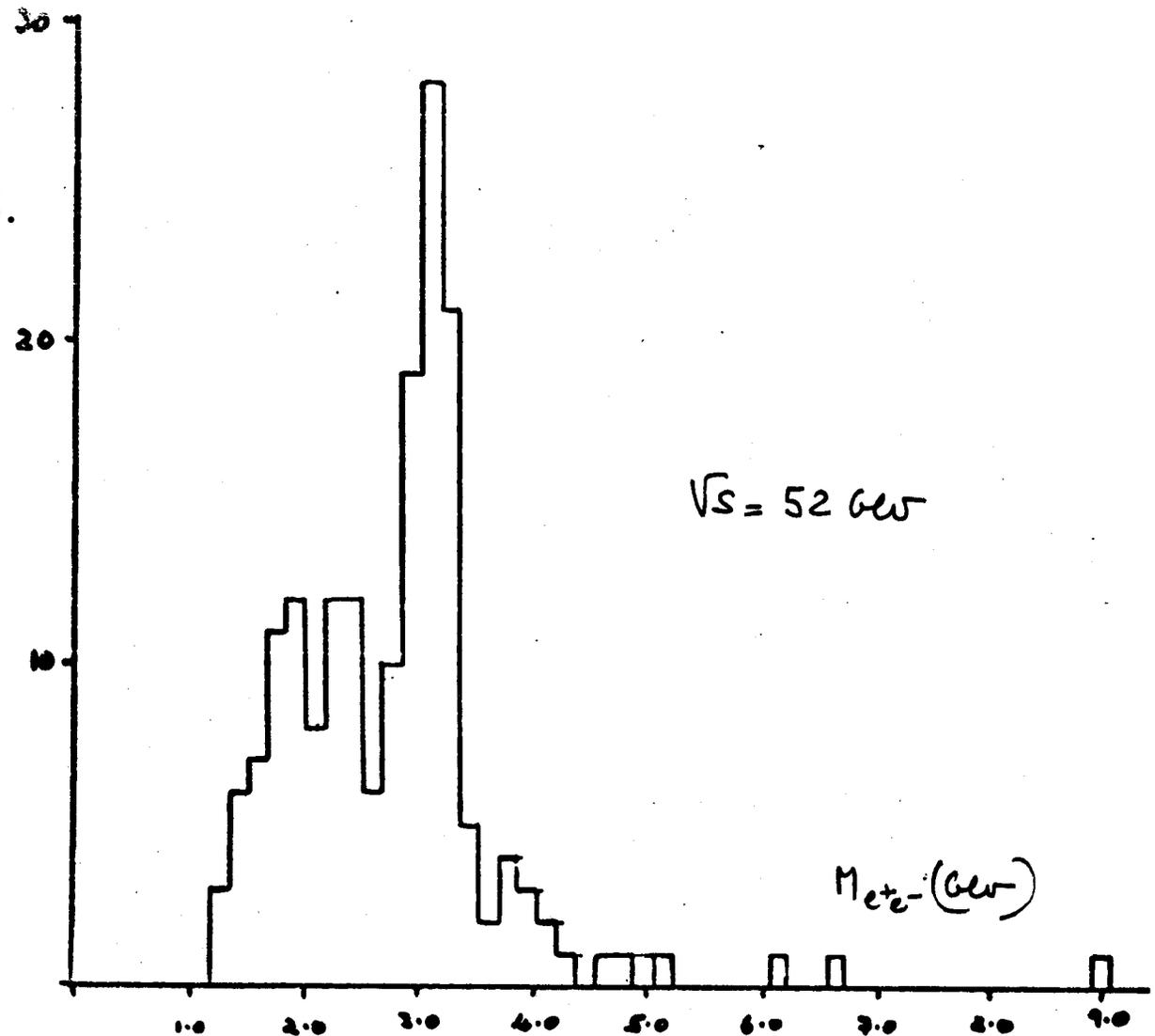
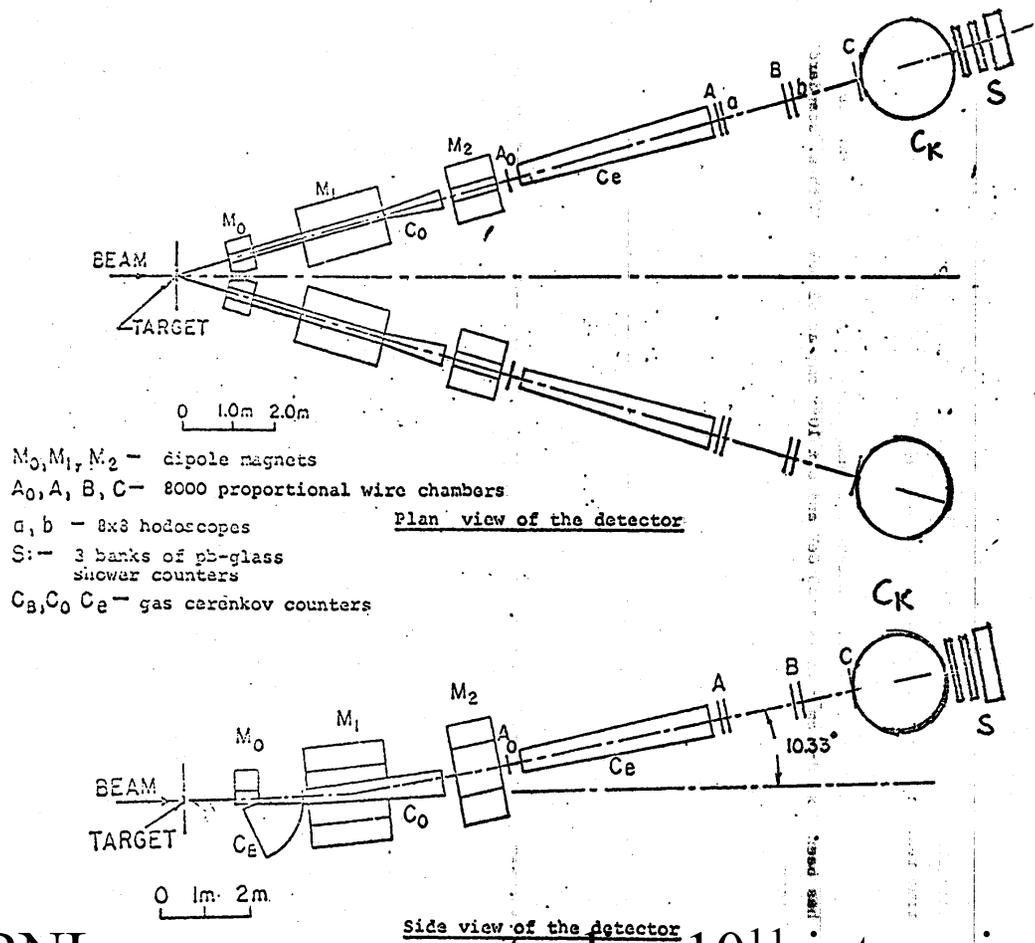


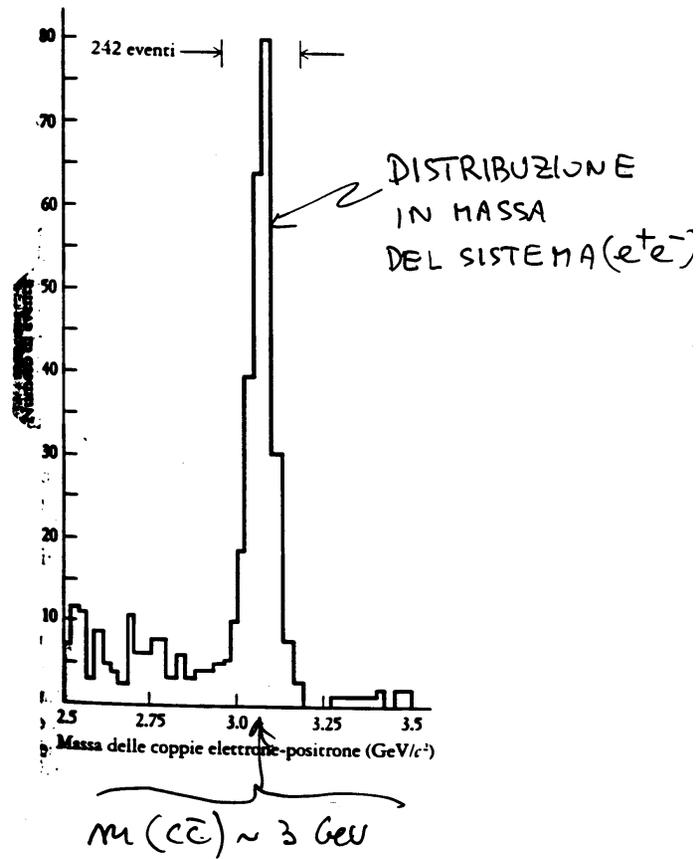
Fig. 4 Effective mass distribution at 52 GeV

Figure 9.a) : The  $e^+e^-$  detector used at Brookhaven (S. Ting et al.)



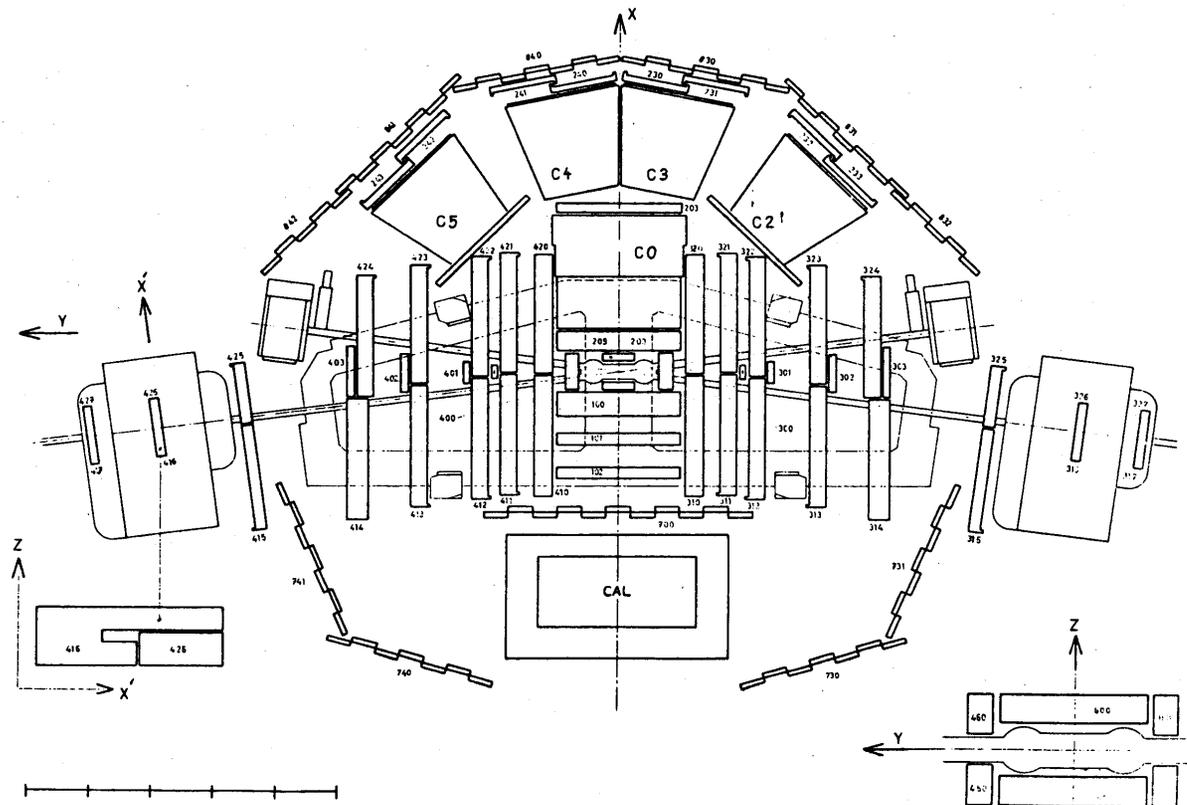
Purtroppo la scoperta della J a Brookhaven (nel canale  $e^+e^-$ ) era già avvenuta nel 1974.

A BNL con una sorgente di  $\sim 10^{11}$  interazioni al secondo ci si pote' permettere di perdere un fattore  $\sim 10^5$  utilizzando uno spettrometro doppio a piccolo angolo solido. Su queste dimensioni fu possibile selezionare gli elettroni di grande impulso trasverso ( $>1.5$  GeV/c) e discrimanare duramente il fondo con forte deviazione magnetica, sciamatori e contatori di Cerenkov,



Il picco di massa della  $J \rightarrow e^+e^-$  a BNL nel 1974.

# LA DIFFICILE INTEGRAZIONE DELLO SFM A COPRIRE $4\pi$



La aggiunta allo SFM di contatori di Cerenkov permise di distinguere  $\pi$  da K a grande  $p_t$  e di cercare adroni charmati. Il calorimetro (ad Ar liquido) servi` nella ricerca della  $J/\psi$  (accettanza 0.5%).

## THE PARTONS IN THE PRIMARY PROTONS

Three valence quarks and a sea of gluons=quark pairs are squeezed in a relativistically contracted disk. The time they take to move internally from one to another can be neglected with respect to the interaction time. Neglect also in a first approximation the parton transverse momenta: partons move only in the direction of motion of the proton, and carry a fraction of the proton momentum:

$$\sum_i^{\text{all partons}} P_{i,l} = P_{\text{proton}}$$

In large momentum transfer interactions the transverse size of the interaction region is much smaller than the proton radius. The target partons can be treated as if they were free. By choosing reactions of known cross sections, in which different partons play different roles one can measure the momentum distributions of partons in the parent partons, called the proton structure functions.

---

---

Vernon D. Barger and Roger J.N. Phillips, Collider Physics, Addison-Wesley 1987.

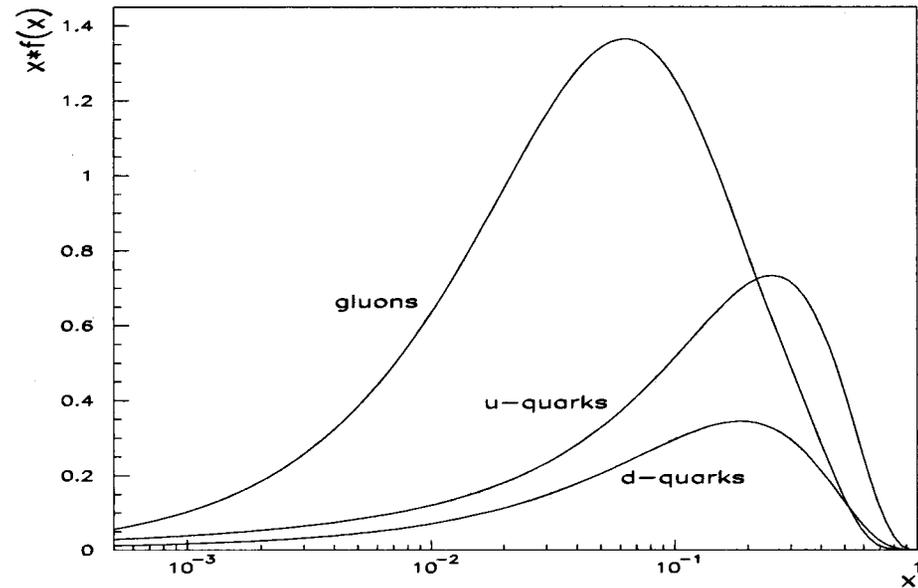
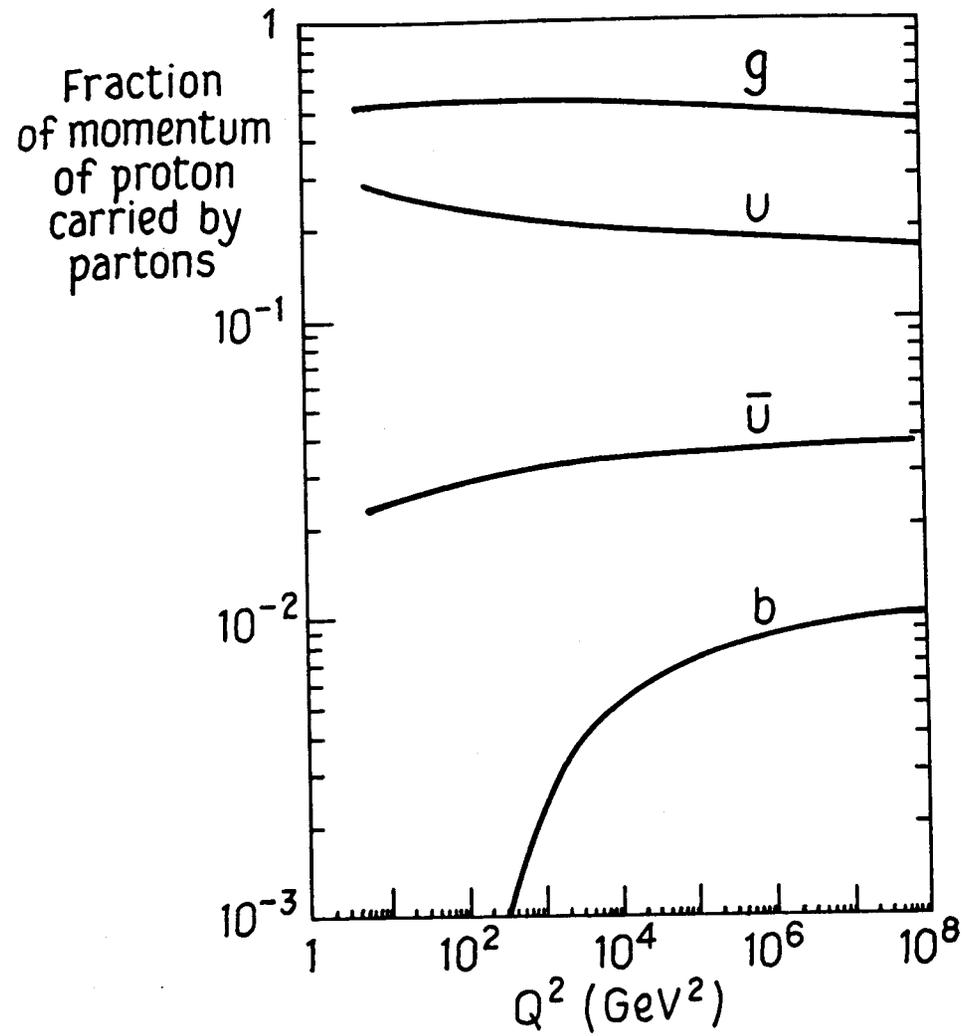


Figure 1.2: A typical example of parameterizations of the parton distribution functions. Shown are the distributions for valence  $u$ -quarks, valence  $d$ -quarks and gluons.

In QCD the proton structure functions are universal. They can be derived from measurements of any process of known cross section (e.g. Drell-Yan and DIS exploring quarks), and applied to any other process.

Deep inelastic scattering (DIS) is the primary experimental probe for measuring the quark structure functions in the proton. Because of the gluon fluctuating to pairs of a "sea quarks" there is some sensitivity also to gluons. However, the overall available knowledge on the gluon and on the sea quark structure functions comes from combining results from many different reactions.

The density of gluons and of sea quarks seem to diverge at  $x = 0$ . Because of this, the  $f(x)$  structure functions are usually quoted after multiplying by  $x$ , as  $F(x) = xf(x)$ . If the  $F$  functions are used, they should enter as  $(1/x)F(x)$  in the D.Y. cross section formulae.



Gluons are observed to carry approximately  $\frac{1}{2}$  of the proton momentum.

Gluon conversion into sea quark pairs or gluon radiation by quarks are more likely with increasing momentum transferred. The target gluons or quarks appear to carry less momentum: the structure functions red-shift (“evolve”) with increasing momentum transfer.

The Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP), equations, often quoted as the Altarelli-Parisi equations in the West, are used to evolve the structure functions from any  $Q^2$  value where they are known to the  $Q^2$  value appropriate for the experiment

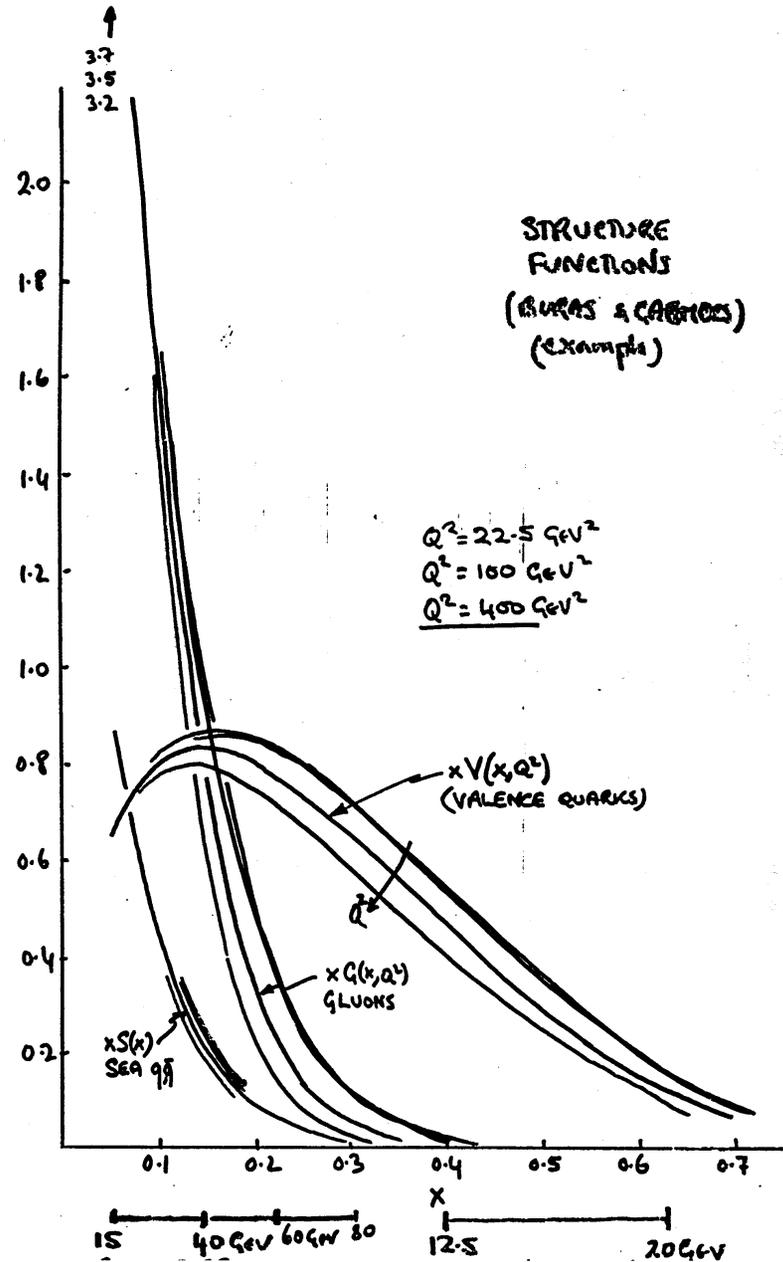
## EVOLUTION OF THE QUARK STRUCTURE FUNCTIONS

With increasing momentum transfer in hard scattering on a quark the sub-process energy increases and the probability of gluon radiation also increases. The struck parton is seen as a composite quark-gluon system and as a softer and softer target the larger  $Q^2$  is. All structure parton distribution functions are red-shifted. The amount of the effect is determined by “splitting functions” giving the probability  $p_{qq}(x/w)$  for a quark of original fractional momentum  $w$  to interact at a lower momentum  $x$ , and for a gluon of momentum  $w$  to radiate a quark of momentum  $x$ ,  $p_{qg}(x/w)$ . An integral equation (often named simply the Altarelli-Parisi equation) rules the evolution of the quark structure function:

$$\frac{dq_i(x, Q^2)}{d(\ln Q^2)} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dw}{w} \left[ q_i(w, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x}{w}\right) + g(w, Q^2) P_{qg}\left(\frac{x}{w}\right) \right]$$

A similar equation rules the evolution of the gluon structure function.

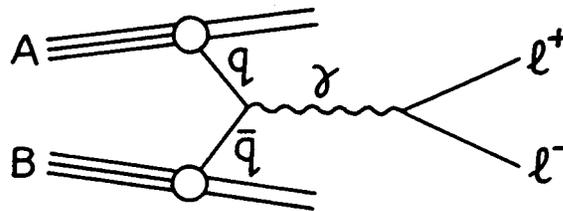
Both the valence quark and the gluon structure functions red-shift with increasing momentum transfer.



## THE DRELL-YAN PROCESS

The Drell-Yan process is the production of charged lepton pairs in hadron collisions by pure electromagnetic interactions. The quarks annihilate with each other and must have the same flavor and the same color. At the parton vertex the coupling constant in this interaction is the parton fractional electric charge. Gluons do not contribute.

$$A+B = l^+l^- + X$$



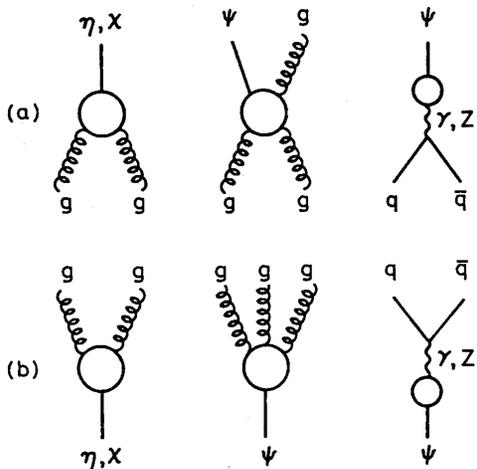
Kinematics:  $\vec{k}_{\bar{i}} = x_1 \vec{p}_A$ ,  $\vec{k}_i = x_2 \vec{p}_B$ ,  $m^2(l^+l^-) = Q^2 = (k_i + k_{\bar{i}})^2 \approx x_1 x_2 s$

$$\tau = \frac{m^2}{s} = x_1 x_2 (0 \leq \tau \leq 1), \quad X_f = \frac{2p_l^{l+l-}}{\sqrt{s}} = x_1 - x_2$$

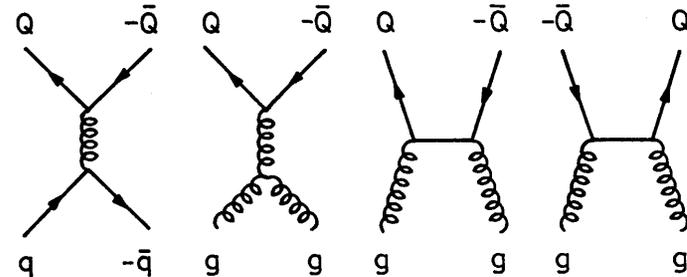
neglecting lepton masses and transverse momenta.

$m$  = pair mass,  $X_f$  = fractional longitudinal momentum of the pair.

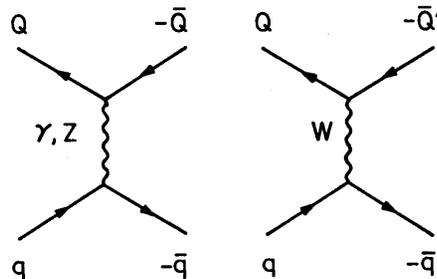
$J/\psi$  and  $\Upsilon$  particles which are coupled to lepton pairs by electroweak interaction and to quarks and gluons by strong interaction can be produced strongly and decay into lepton pairs of the appropriate mass. These resonance peaks superimpose on the continuum D.Y. spectrum. A sizable non-resonant contribution superimposing on the D.Y. spectrum can also be due to production of pairs of heavy flavored hadrons both decaying semi-leptonically. To reduce this background one requires the D.Y. lepton candidates to be “isolated”.



**Fig. 10.16.** (a) Parton subprocesses for producing quarkonia; (b) related quarkonium decays to gluons and quarks.



**Fig. 10.19.** Lowest-order QCD subprocesses producing heavy quark pairs  $Q\bar{Q}$ .



**Fig. 10.22.** Electroweak contributions to heavy quark hadroproduction.

In parton model the Drell-Yan process is strictly correlated to deep inelastic scattering, to  $e^+e^-$  annihilation into hadrons and to  $W, Z$  boson production in hadron collisions. Quark pairs are involved and the interaction is electroweak.

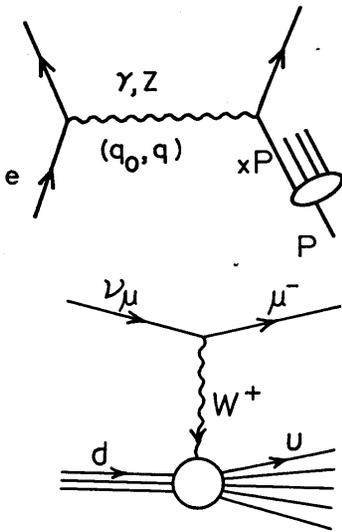


Fig. 5.1. Parton model description of deep inelastic electron-proton scattering.

Figure 18.4  
The deep inelastic process  
 $\nu_\mu p \rightarrow \mu^- + X$   
mediated by a virtual  $W^+$ .

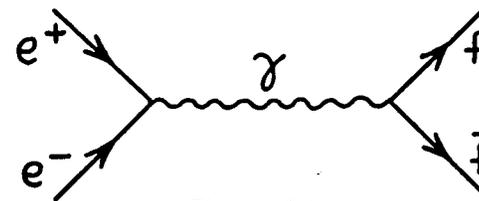


Figure 19.1  
Diagram for  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ .

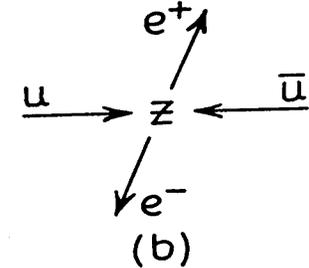
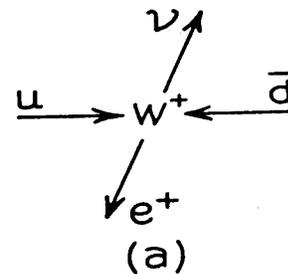


Figure 10.2  
Production of  $W$  and  $Z$  at a hadron collider.

In large  $p_t$  jet production the kinematics is similar, but the interaction is strong (QCD) and many more amplitudes contribute.

## DRELL-YAN CROSS SECTION

$$\frac{d\sigma}{dm^2}(AB \rightarrow l^+l^-X) = \frac{1}{N_c} \sum_i^{\text{quark flavors}} \int_0^{\infty} dx_1 dx_2 [f_A^{\bar{i}}(x_1)f_B^i(x_2) + f_B^{\bar{i}}(x_1)f_A^i(x_2)] \sigma(q_i\bar{q}_i \rightarrow l^+l^-) \delta(m^2 - x_1x_2s)$$

$N_c$  = number of flavors,  $f_A^i(x)$  = structure function of quark  $i$  in hadron  $A$ .  
 Point-like e.m. interaction (photon propagator only) gives ( $\alpha$ =fine structure constant,  $e_i=1/3$  or  $2/3$ ,  $\tau = m^2/s$ )

$$\sigma(q_i\bar{q}_i \rightarrow l^+l^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3m^2} e_i^2$$

Such that one can write  $\frac{d\sigma}{dm^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{3m^4} \varphi(\tau)$ , with

$$\varphi(\tau) = \frac{\tau}{N_c} \sum_i^{\text{quark flavors}} e_i^2 \int_0^{\infty} dx_1 dx_2 [f_A^{\bar{i}}(x_1)f_B^i(x_2) + f_B^{\bar{i}}(x_1)f_A^i(x_2)] \delta(x_1x_2 - \tau)$$

which shows that  $m^4 \frac{d\sigma}{dm^2}$  and  $m^3 \frac{d\sigma}{dm}$  are functions of  $\tau$  only (they “scale”).

By integrating over  $m^2$  rather than over  $x_1, x_2$  one gets

$$\frac{d\sigma}{dx_1 dx_2} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \frac{1}{3} \sum_i^{\text{quark flavors}} \frac{e_i^2}{x_1 x_2} \left[ f_A^{\bar{i}}(x_1) f_B^i(x_2) + f_B^{\bar{i}}(x_1) f_A^i(x_2) \right]$$

This shows that if we trust the quoted first order theoretical cross section, by measuring  $(d\sigma/dx_1 dx_2)$  one measures the structure functions. On the other hand if these are known, the measurement will measure the cross section, to be compared with theory predictions. Actually first order (order  $\alpha_s$ ) correction to D.Y. contribute to the experimental cross section. These generate events where a jet recoils against the lepton pair.



Annihilation  $\alpha_s$  diagram



Compton  $\alpha_s$  diagram<sup>21</sup>

# DRELL-YAN E LA RICERCA DELLO $Z$ AGLI ISR CON R209

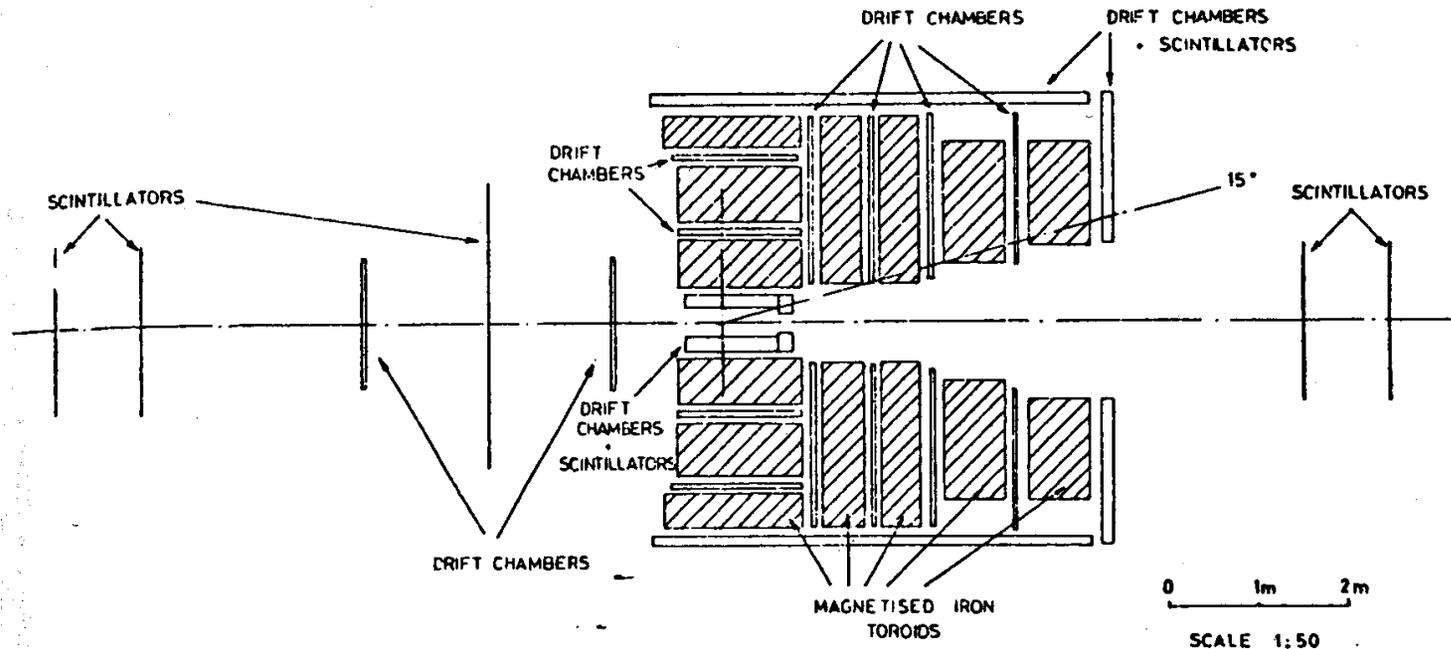
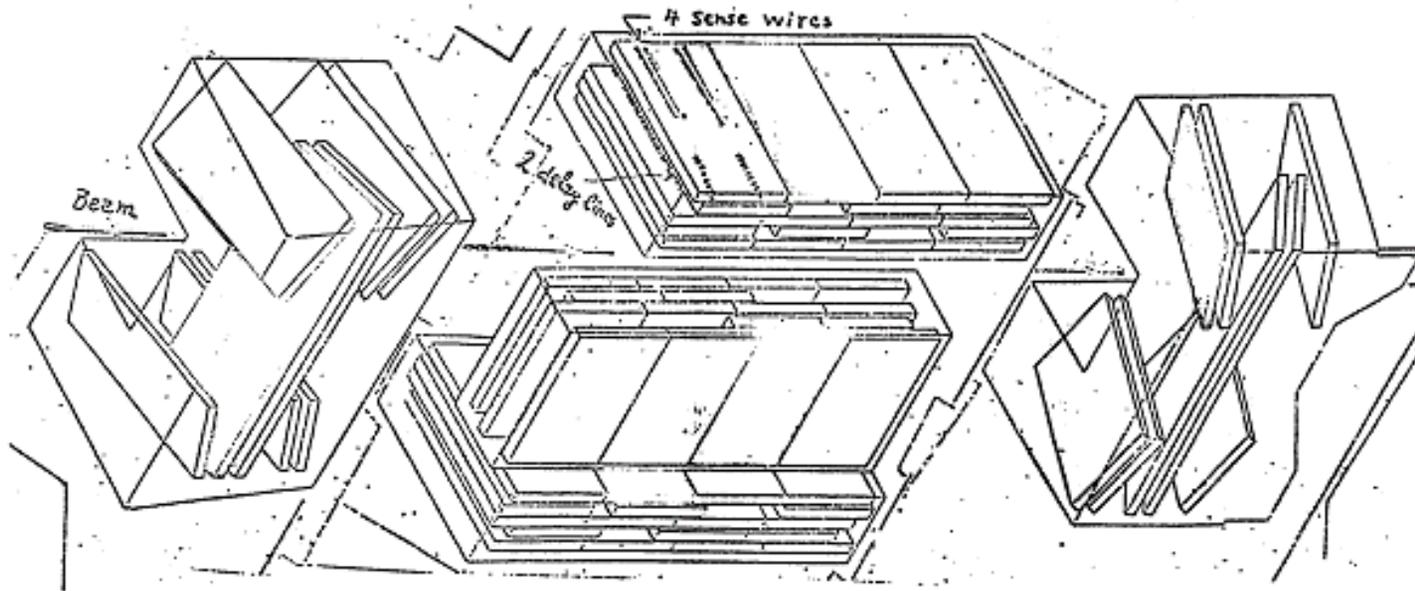


Fig. 11.5. Experiment R209: high mass muon pairs and associated hadrons.

La accettazione di un rivelatore di coppie di muoni fu massimizzata coprendo fra  $\sim 20^\circ$  fino a oltre  $90^\circ$  con toroidi di ferro magnetizzato e camere a deriva. La accettazione raggiunse  $\sim 20\%$  per coppie dalla massa della  $J/\psi$  e oltre. La  $Z^0$  poteva essere vista fino a  $m \sim 40 \text{ GeV}/c^2$ <sub>1,22</sub>

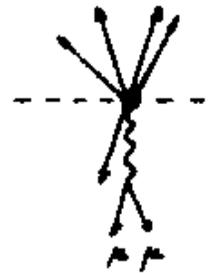
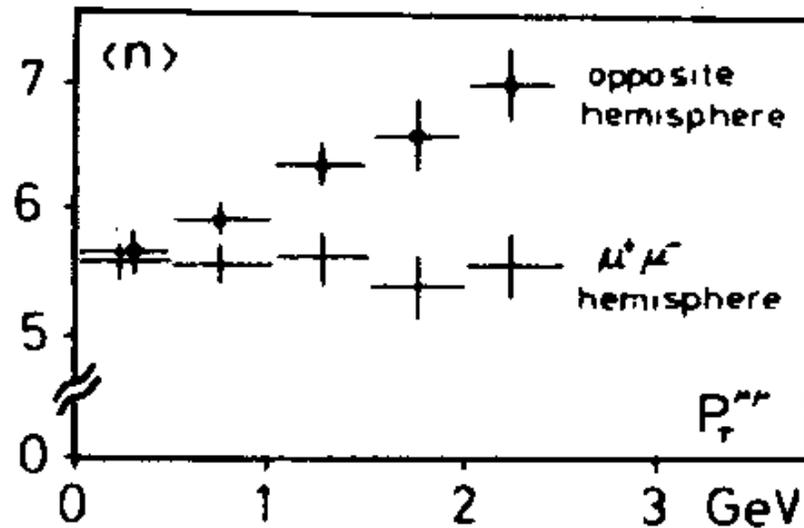


## Il rivelatore di vertice di R209

Si tento` di capire la natura fisica degli eventi importanti con un rivelatore di vertice fatto da un assemblaggio di piccoli telescopi di camere a deriva. Si pote` osservare la molteplicita` e la direzione delle tracce (4 punti/traccia) associate alle coppie di  $\mu$ .

R 209 osservo` che la molteplicita` nell`emisfero opposto alle coppie di muoni aumentava con l`impulso trasverso della coppia, come accade nel caso di adroni di grande  $p_t$ . Si trattava di una manifestazione del getto di rinculo che spesso accompagna la coppia.

Per quanto allusiva questa informazione non basto` a dimostrare che si aveva a che fare con getti adronici.



At the end of the ISR history only a poor  $Y$  signal could be seen.

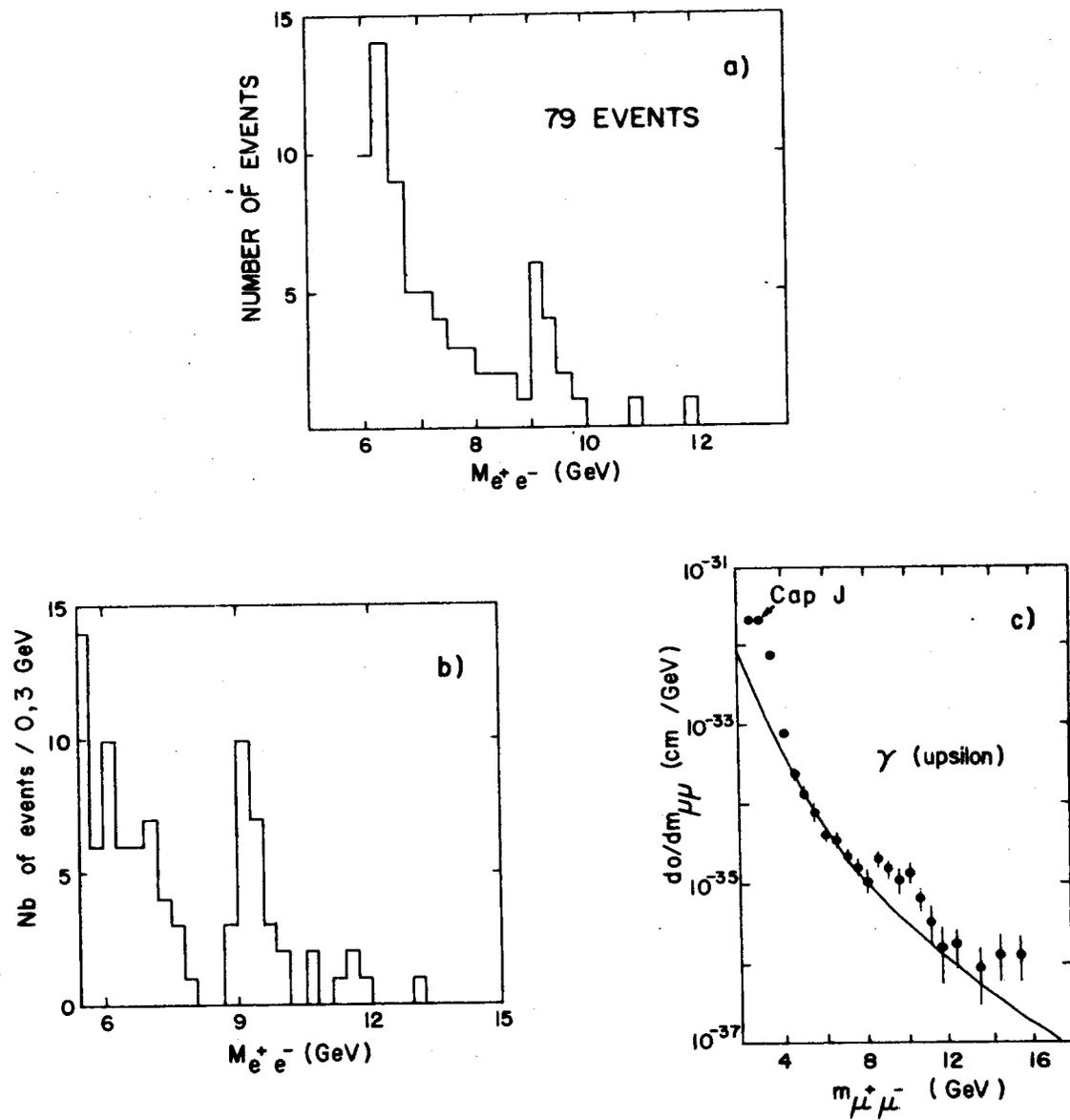


Fig. 11.11.  $e^+e^-$  mass spectrum from (a) R108; (b) R806; (c)  $\mu^+\mu^-$  mass spectrum from R209.

R 288 a Fnal nel 1977, era riuscito a scoprire la Y con uno sforzo relativamente minore.

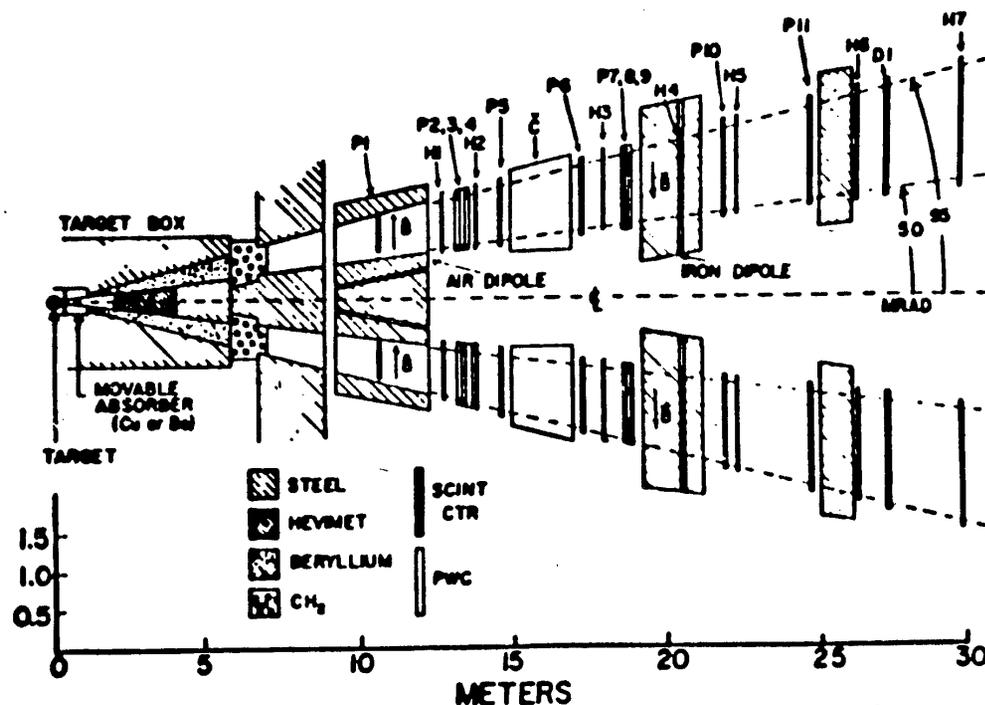
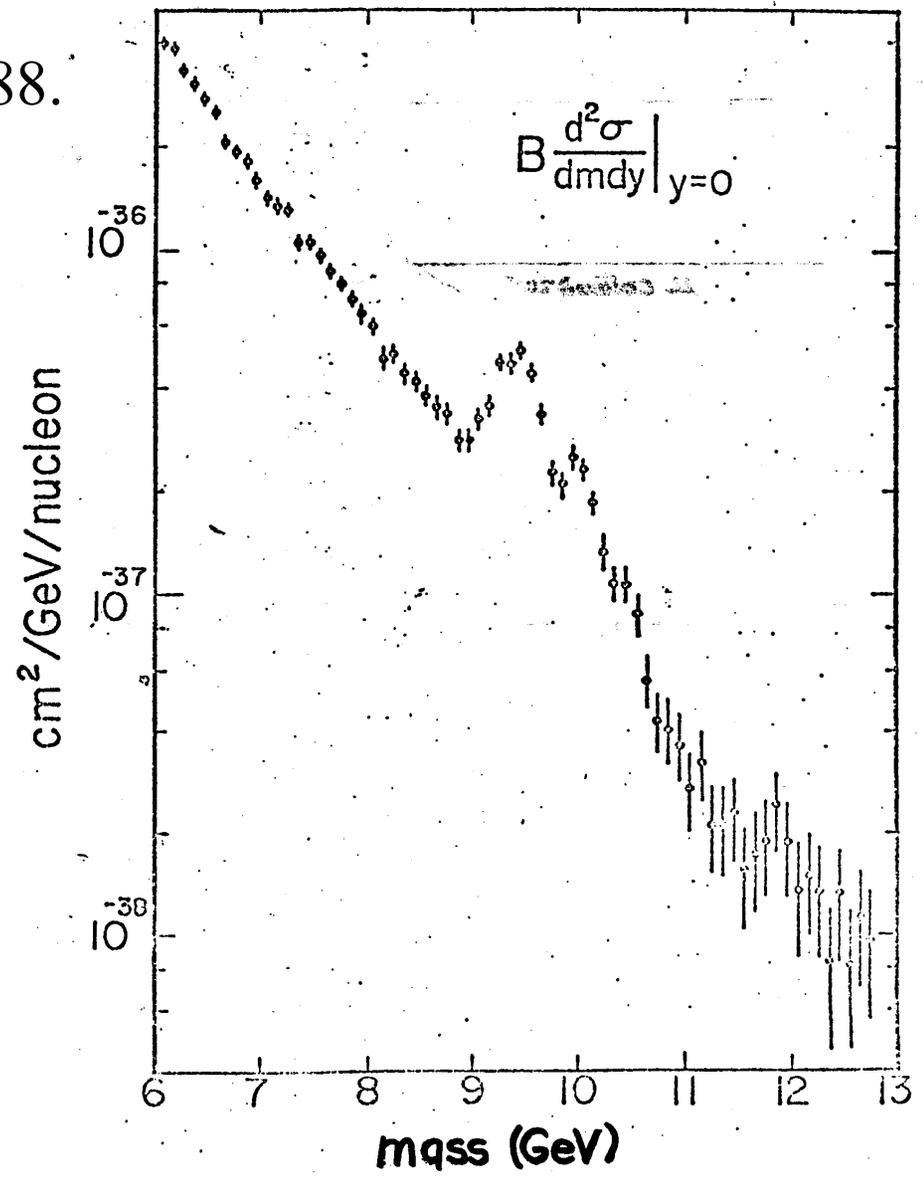


FIG. 1. Plan view of the apparatus. Each spectrometer arm includes eleven PWC's P1-P11, seven scintillation counter hodoscopes H1-H7, a drift chamber D1 and a gas-filled threshold Čerenkov counter Č. Each arm is up/down symmetric and hence accepts both positive and negative muons.

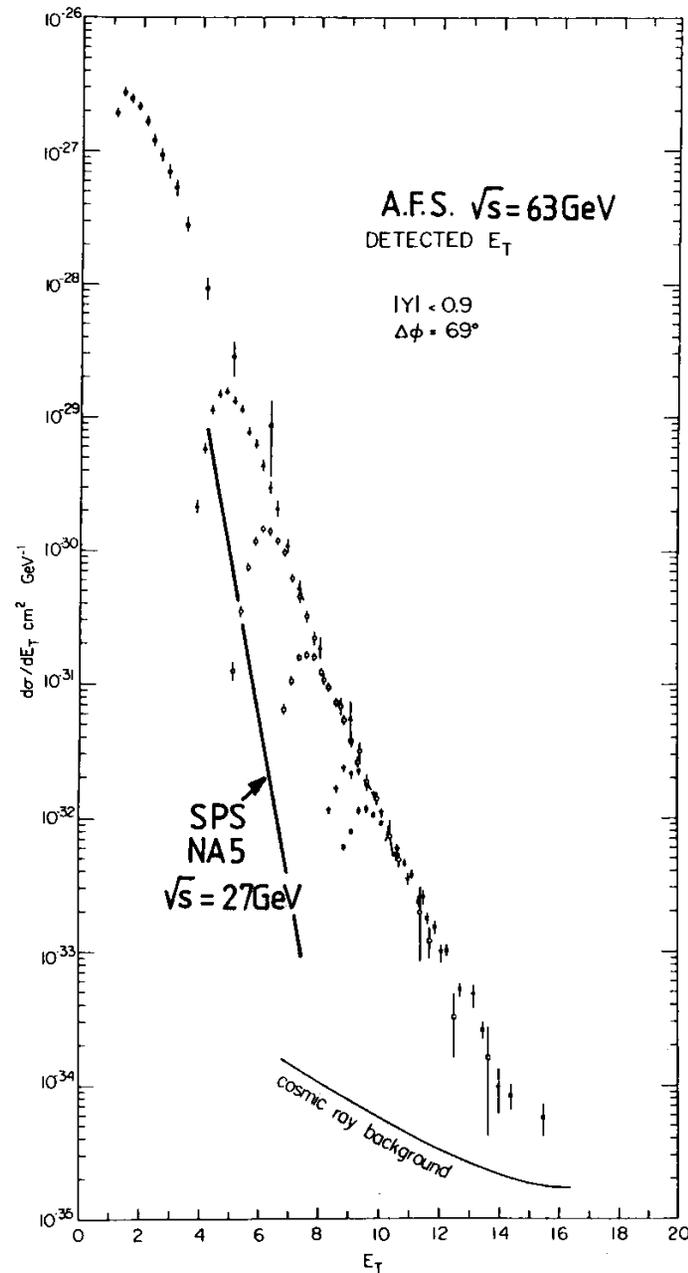
Analogamente a quello che accadde per la J, la Y fu scoperta con un rivelatore molto piu' semplice di quello di R 209. Le coppie di muoni furono filtrate e separate dagli adroni in un doppio spettrometro di piccola apertura e grande risoluzione. Il metodo non consenti' la stessa risoluzione in massa come ottenuta alla J con elettroni, ma fornì comunque un segnale molto chiaro.

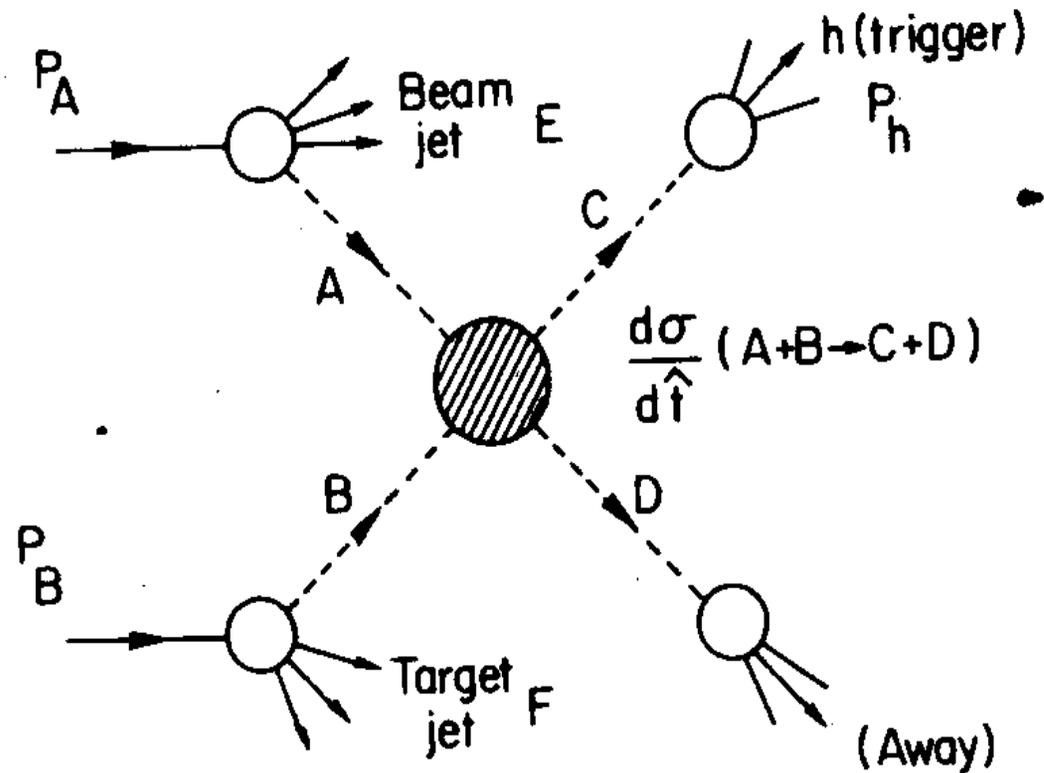
La scoperta della Y a Fermilab  
nel 1977 con l'esperimento R 288.



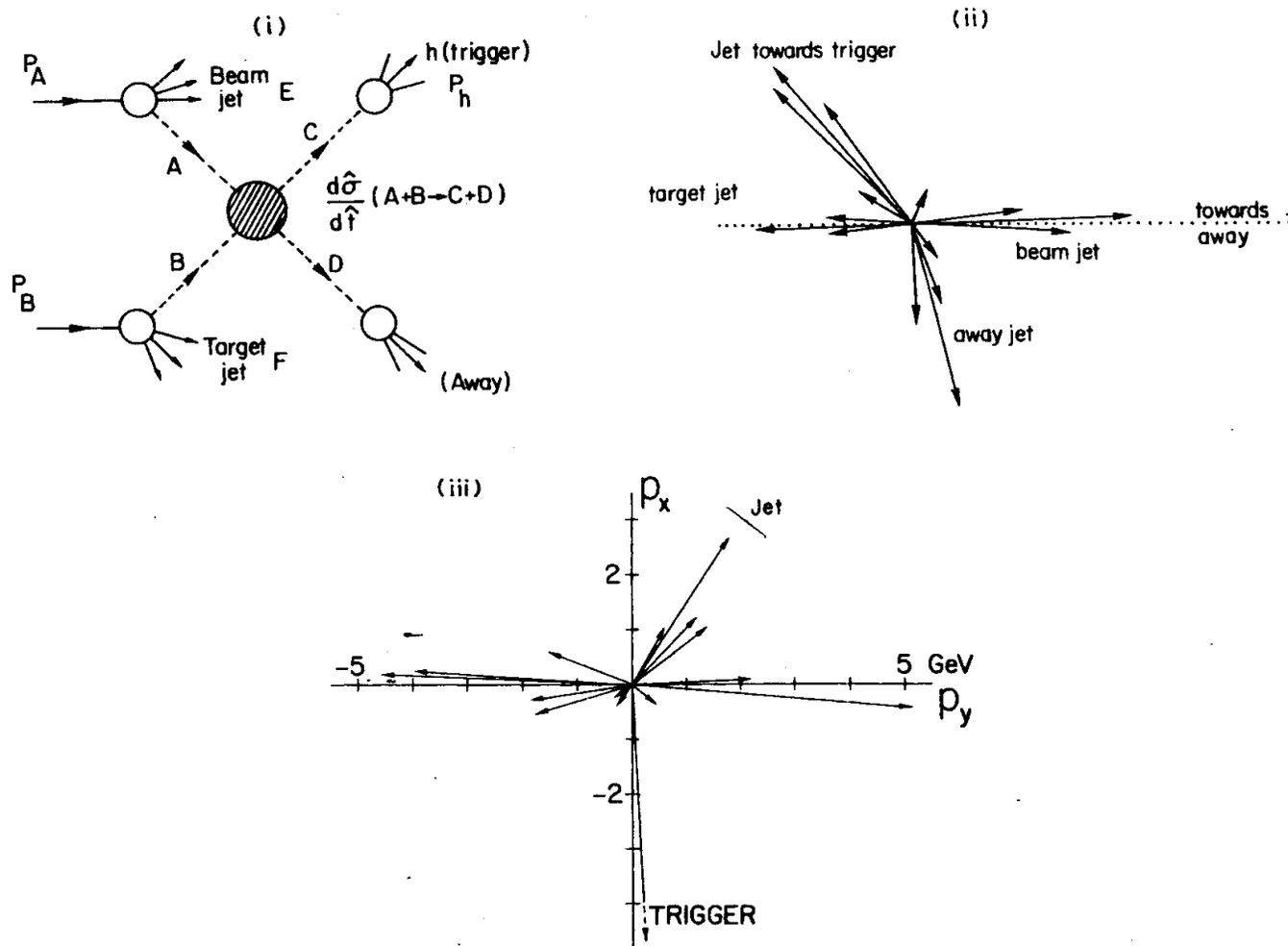
## LA FISICA DEI GETTI AGLI ISR.

La osservazione fatta in prima generazione, dell'eccesso di produzione di adroni di grande impulso trasverso, fu seguita da un intenso sforzo per capirne l'origine. Presto si cercò di isolare i getti adronici e di studiarli come se fossero singoli oggetti fisici.

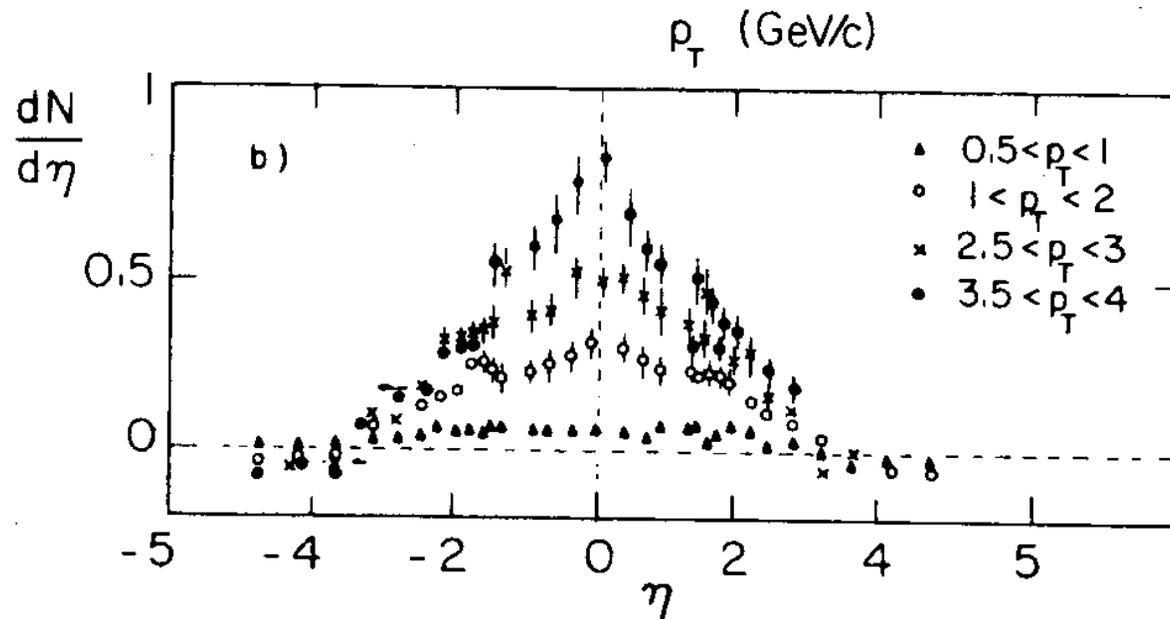




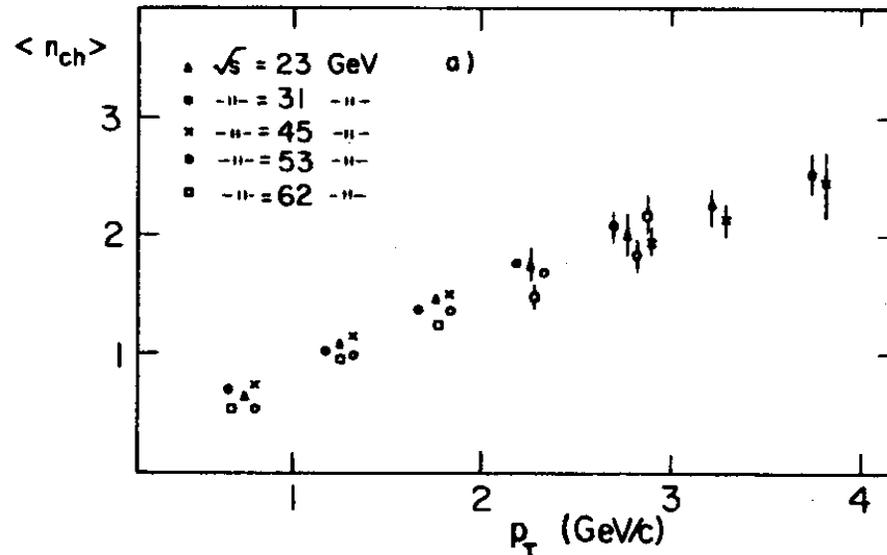
La interazione che genera i secondari di grande  $p_t$  avviene fra elementi A,B dei proiettili. Gli impulsi di A, B sono  $x_A p_A, x_B p_B$ . La energia della reazione "dura" e'  $\hat{s} = x_A x_B s$ , ed il momento trasferito  $\hat{t}$  e' quello fra i quadrimpulsi di A, C. Lo spettro della particella di trigger e' ottenibile dagli spettri di A, B nei proiettili, dalla sezione d'urto  $AB \rightarrow CD$ , dallo spettro di frammentazione di C nella particella di trigger, avendo sommato su tutti i possibili processi di questo tipo.



Se la dinamica è questa, accanto alla particella-trigger devono esistere in generale altri secondari energetici. Il getto opposto può trovarsi a diverse rapidità, ma se c'è un secondario energetico da quella parte gli altri debbono trovarsi attorno ad esso.

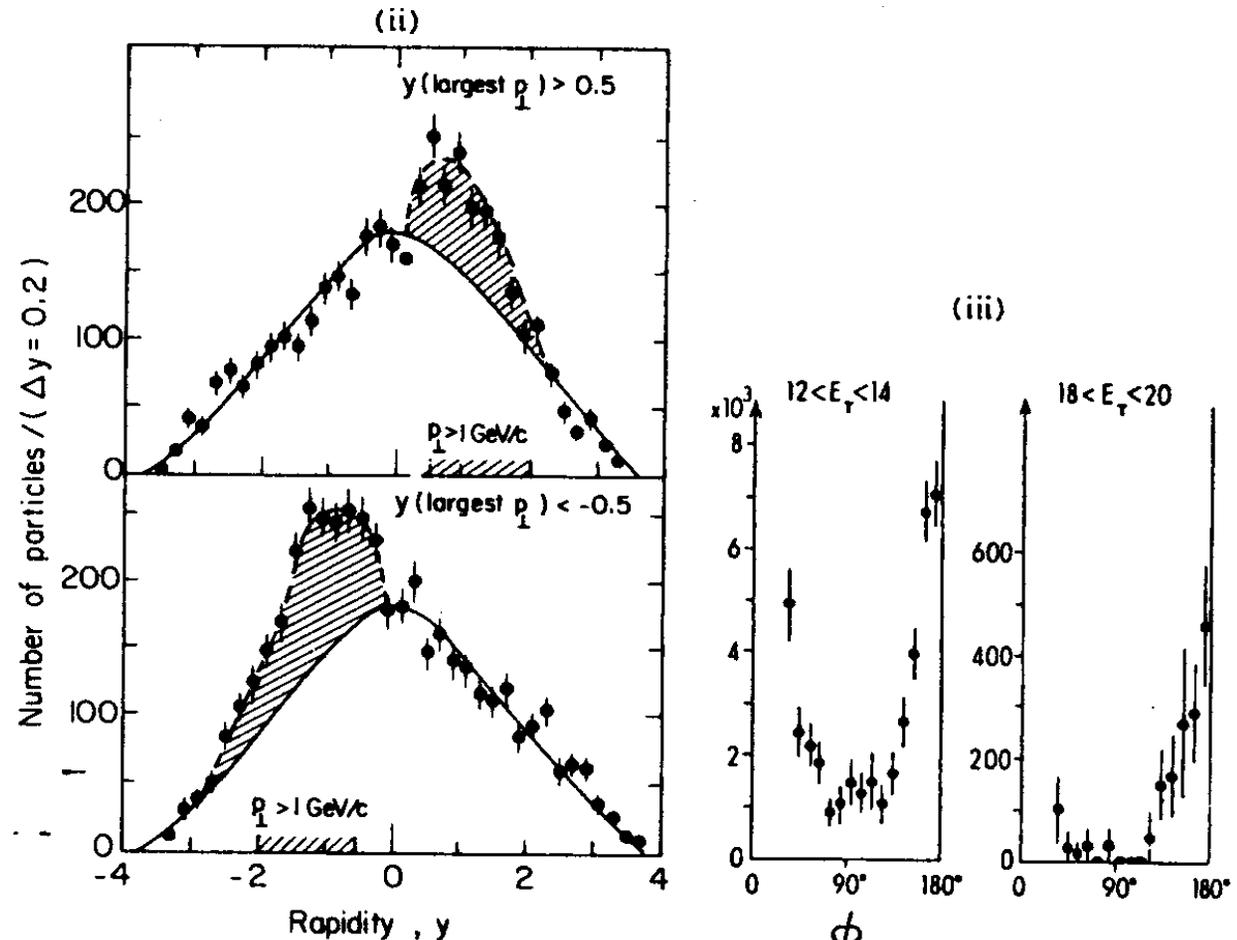


La distribuzione in rapidità dei secondari opposti al  $\pi^0$  di trigger è molto ampia. R801 rivelava anche i secondari di impulso  $\sim 50$  MeV/c, i quali seguono malamente la direzione dell'asse del getto. In più, il getto nell'emisfero opposto non è di regola a rapidità opposta al trigger perché gli impulsi dei partoni che collidono non sono di regola eguali. Il sistema getto-getto si muove nel riferimento degli ISR.



Dopo aver sottratto la molteplicita' che si trova in media negli eventi inclusivi (che sono in grandissima parte "soffici"), la molteplicita' nell'emisfero opposto ad un  $\pi^0$  prodotto a  $90^\circ$  cresce in proporzione alla energia di questo. La energia degli ISR non ha rilievo. La energia della effettiva interazione e' determinata dal solo  $\pi^0$ , come deve essere in eventi getto-getto.

In prima generazione solo Pisa-Stony Brook copriva tutto l'angolo solido. Misure di energia o di impulso con rivelatori capaci di coprire tutto il getto vennero solo anni dopo



Studiando l'emisfero opposto ad un trigger di grande  $p_t$  (sinistra) si vede che se vi sono piu' particelle di grande  $p_t$  esse si trovano vicine fra loro. Se esistono due  $\pi^0$  di grande  $p_t$  (destra) essi si trovano vicini (se provengono dallo stesso getto) o opposti in azimuth (se appartengono a getti opposti).

## HOW TO SIGNAL JETTY EVENTS, SPHERICITY

At the onset of the phenomenon, the jets are in general only 2. At an  $e^+e^-$  collider they are back to back in the lab. With respect to an axis through the interaction point, consider the sum of the squared transverse over absolute momenta:

$$\frac{3}{2} \sum_i^{\text{all prongs}} \frac{p_{i,t}^2}{p_i^2}$$

Find the event sphericity  $S$  by finding the axis which minimizes this sum:

$$S = \left( \frac{3}{2} \sum_i^{\text{all prongs}} \frac{p_{i,t}^2}{p_i^2} \right)_{\text{minimum}}$$

For jetty events  $S \rightarrow 0$ . At a hadron collider, since the jets in general are Not back to back, one can find the axis of each jet by performing this search separately in the forward and in the backward hemisphere.

## HOW TO SIGNAL JETTY EVENTS, THRUST

At a symmetrical  $e^+e^-$  collider one looked for back in back jets in real space.

With respect to some axis through the interaction point, consider the sum of the absolute longitudinal over total momenta :

$$\sum_i^{\text{all prongs}} \frac{|p_{i,l}|}{p_i}$$

Loop on the axis and find the event thrust  $T$  by finding the axis which maximizes this sum:

$$T = \left( \sum_i^{\text{all prongs}} \frac{|p_{i,l}|}{p_i} \right)_{\text{maximum}}$$

For jetty events  $T \rightarrow 1$ .

At a hadron colliders the two jets are not in general back to back in the lab. The thrust axis is to be found in the transverse plane.

La segnalazione di getti in un campione di eventi a molte tracce puo` essere ottenuta statisticamente. Si individua il versore  $\hat{E}$  (di thrust) della direzione lungo la quale e` massima la somma delle proiezioni degli impulsi dei secondari, normalizzata alla somma dei loro moduli. Questo versore esiste sempre, ma se non vi sono assi privilegiati lungo i quali le particelle tendono ad allinearsi il valore del thrust si distribuisce attorno a valori medi, come si puo` simulare col calcolo applicato ad eventi inclusivi. D`altro canto, per eventi a getto il thrust assume valori vicini ad 1.

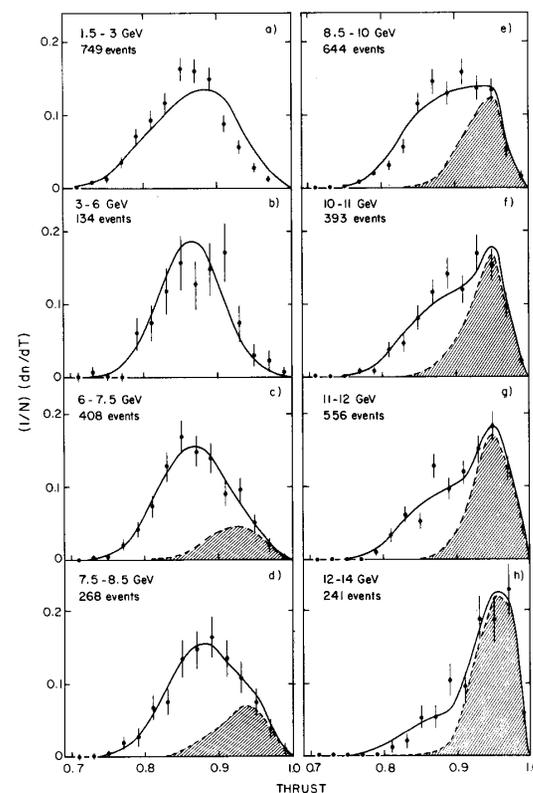


Fig. 3 Distribution of the thrust in the one wall of the calorimeter, for different  $E_T$  bands. The solid curves are the fits to a two-component model, the shaded area being the high- $p_T$  jet component (ISAJET).

$$T = \frac{\sum \hat{E} \cdot \vec{E}_i}{\sum |E_i|},$$

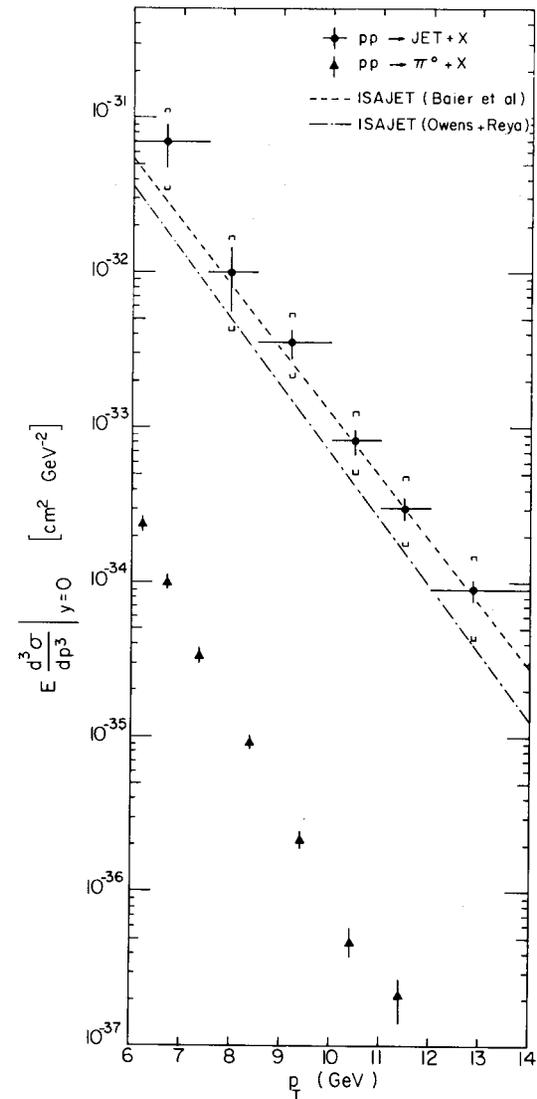
Agli ISR la possibile presenza di getti era segnalata triggerando su un secondario di grande  $p_t$ . Per un confronto con la teoria che descrive i getti come dovuti allo scattering di partoni, e' necessario misurare la sezione d'urto di produzione di getti in funzione del loro  $p_t$  globale.

La efficienza di un trigger di particella singola per getti di un determinato  $p_t(\text{jet})$  dipende da come il partone scatterato frammenta in media in adroni generando il getto. La complicazione potrebbe essere superata col calcolo, ove fosse conosciuta questa "funzione di frammentazione".

A prima vista, una volta raccolto in rivelatori a copertura completa (come erano alcuni di seconda generazione agli ISR) un campione di getti con il trigger di particella singola, si può pensare di studiare i getti nella loro completezza misurandone la funzione di frammentazione.

Tuttavia, il trigger favorisce la raccolta di getti che hanno frammentato con bassa molteplicità, fluttuando in modo da concentrare l'energia su una sola particella. Questo “trigger bias” ha reso particolarmente difficile misurare la sezione d'urto di produzione di getti agli ISR.

Alla fine della vita degli ISR fu possibile triggerare sui getti con dei calorimetri (R807), ricostruirne la sezione d'urto per produzione e paragonarla alle previsioni della teoria di scattering di quarks e gluoni.



A.L.S. Angelis et al. Phys.Lett.126B (1983), p.132.

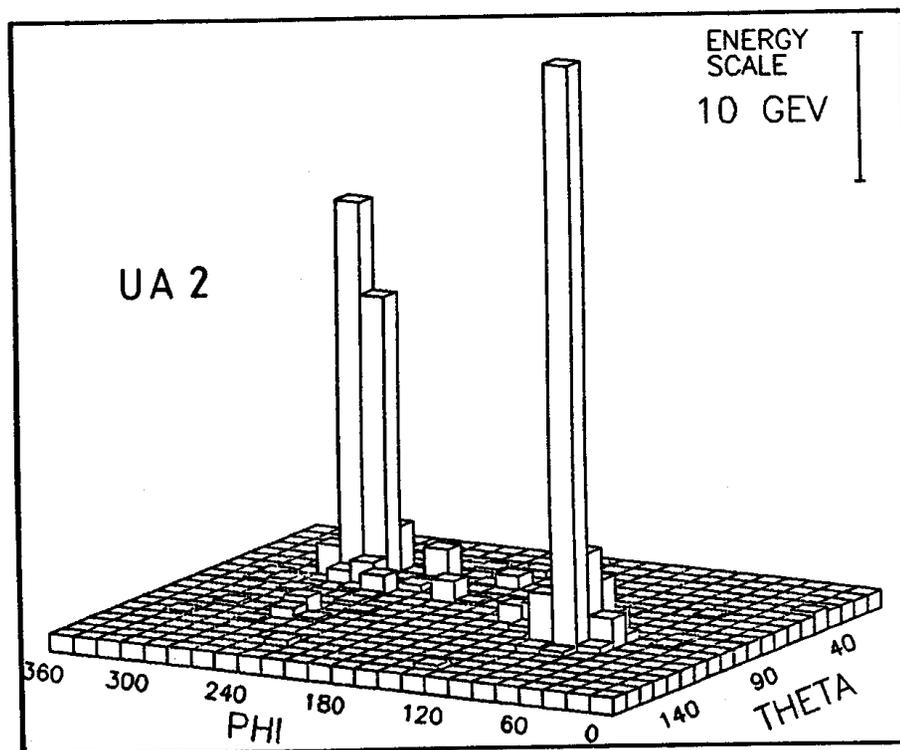
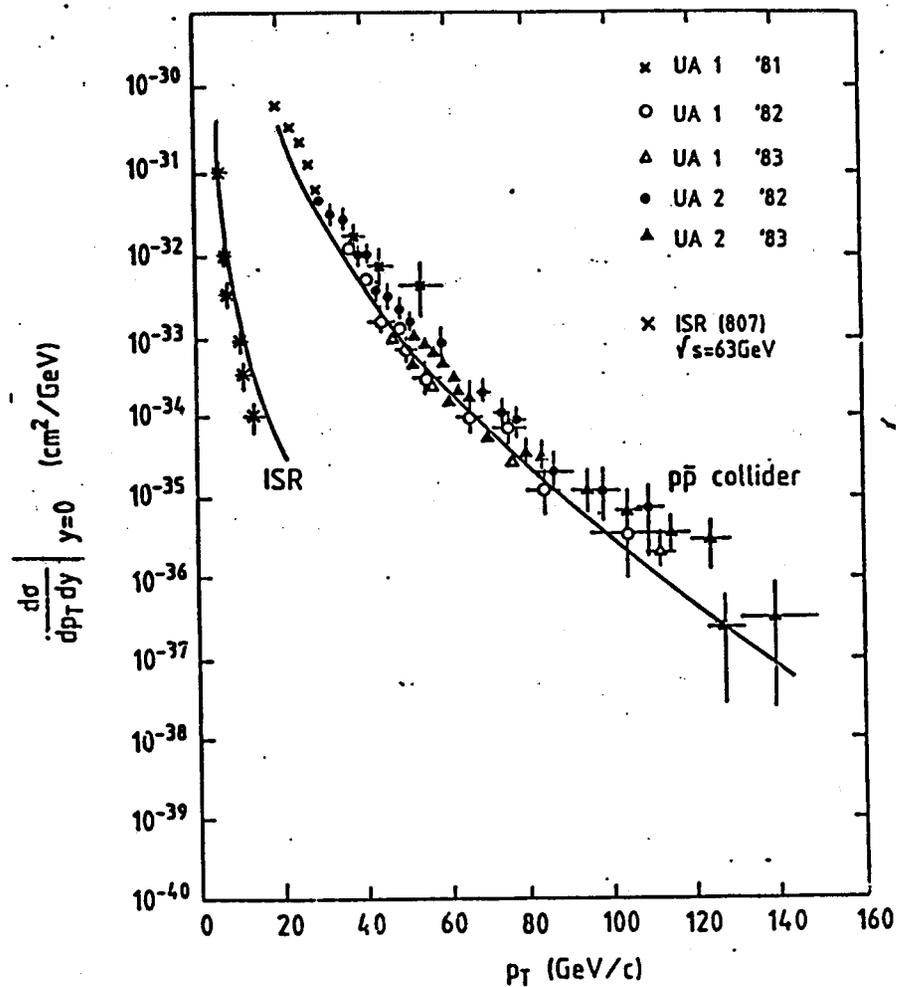


Fig. 10 The highest  $E_T$  event of Fig. 9, showing the  $E_T$  distribution in  $\theta$  and  $\phi$  (experiment UA2)

Al successivo collider p-antip nel SPS del CERN un calorimetro a celle (UA2) permise di triggerare sulla energia trasversa totale e di studiarne la distribuzione nello spazio. Ecco come apparvero i primi getti.

Il fenomeno dei getti adronici si manifesta chiaramente solo ad energie trasverse troppo grandi per gli ISR.



La esistenza di un flusso di fotoni diretti misurabile e distinguibile dal fondo, alle energie trasverse di molti GeV fu stabilita per la prima volta agli ISR.

Il loro interesse risiedeva nel fatto che essendo emessi dalle strutture prime della interazione a corta distanza, essi misuravano il flusso di queste e ne controllavano direttamente la costante di accoppiamento. In particolare i diagrammi dominanti facevano intervenire i gluoni in modo essenziale. Questo permetteva di esplorare il flusso di gluoni nei protoni proiettile, che è assai difficile da misurare in generale.

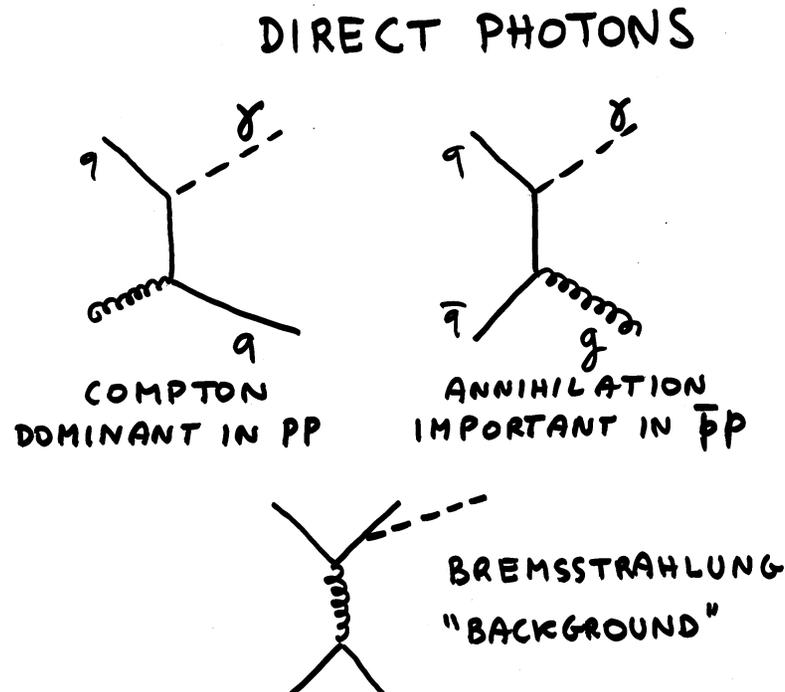
Anche se studiato in dettaglio il quadro teorico risultò non semplice, questa motivazione era ed è rimasta valida.

---

T.Ferbel, W.R.Molzon, Direct Photon Production in High Energy Collisions, Rev.Mod.Phys. 56, No.2, 181, 1984.

J.F.Owens, Direct Photon Production, Rev.Mod.Phys. 59, No.2, 465, 1987.

Agli ISR I fotoni diretti sono prodotti soprattutto nello scattering Compton di quark di valenza. La annichiazione quark-antiquark che è importante al SpS collider è trascurabile. Gli eventi sono del tipo fotone-getto di rinculo.



In the Compton scattering process which is dominant in pp, in principle one only needs to know the quark structure function.

Fotoni singoli prodotti direttamente nella interazione possono essere distinti da quelli di decadimento di  $\pi^0$  e di  $\eta$  se la loro energia è abbastanza bassa da permettere a quelli di decadimento di separarsi sul rivelatore più della sua separazione spaziale.

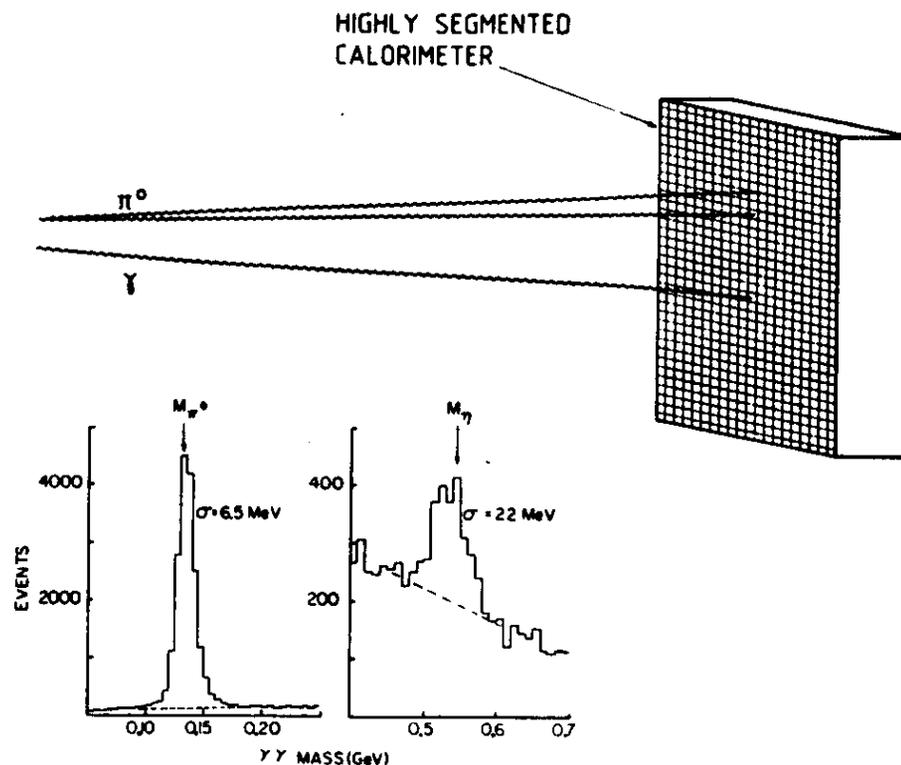
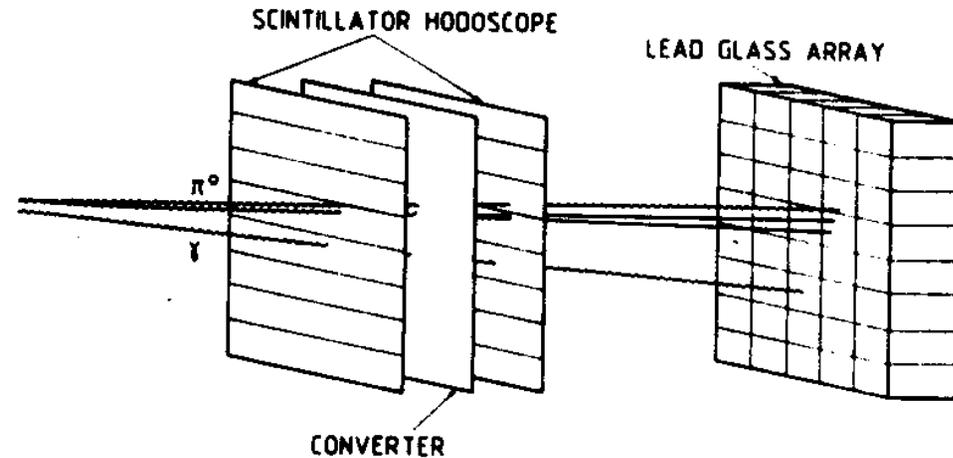


FIG. 5. A schematic drawing of a detector that can be used for the measurement of prompt  $\gamma$ 's using the direct method. An electromagnetic shower detector of sufficient granularity to resolve the two photons from  $\pi^0$  decays is used to detect  $\gamma$ 's and  $\pi^0$ 's. A typical  $\gamma\gamma$  mass distribution in the  $\pi^0$  and  $\eta$  mass range is also shown (Povlis *et al.*, 1983).

Se i  $\gamma$  dei  $\pi^0$  e  $\eta$  non sono separati, si puo` determinare la componente di fotoni singoli dalla frequenza degli eventi “pre-convertiti”.

La esistenza di un flusso misurabile di fotoni diretti fu dimostrata per la prima volta agli ISR da R110, che invento` questo metodo.



**FIG. 6.** A schematic drawing of a detector used in the conversion method of measuring prompt  $\gamma$ 's. The electromagnetic shower detector does not have sufficient granularity to resolve the two photons from  $\pi^0$  decays. Segmented scintillation hodoscopes are used to detect any photons that convert in a thin converter. One of the photons from a  $\pi^0$  decay is shown converting in the converter.

The first CCOR detector signaled photons as clusters in the Pb-glass arrays, in time with an interaction indicated by the A-counters around the pipe.

The B-counters vetoed charged particles directed to the cluster.

Because of the motion of the cms towards the outside, the outer Pb-glass wall covered a cms solid angle larger by 1,63 than the inner one. The left and right measurements had different backgrounds. They were carried out separately, giving the same results.

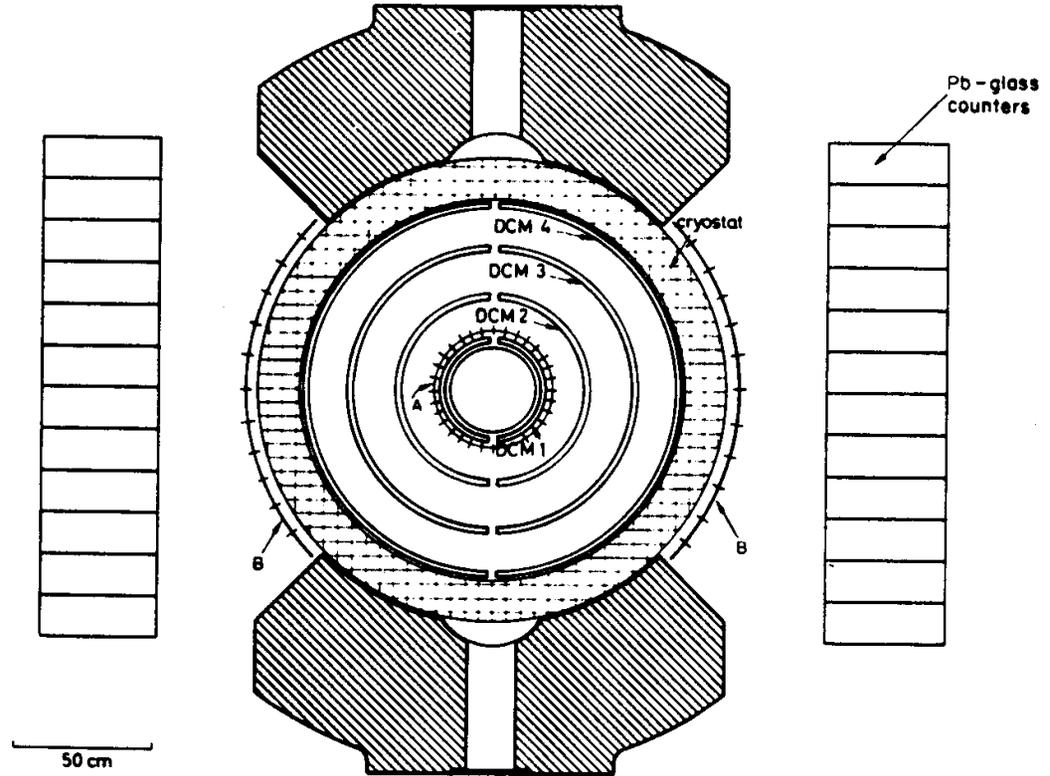


Fig. 1. A view of the apparatus normal to the beams.

Above  $\sim 3$  GeV the photons from  $\pi^0$  decay would merge in the same cluster. At higher momenta other processes can also generate multi-photons into the same cluster. However, the conversion probability in the solenoid wall and in the B-hodoscope (thickness  $t=1 X_0$ ) would depend on the number of traversing photons.

Survival probability for a single photon  $v_1 = e^{-\frac{7}{9} \frac{t}{X_0} (1-\xi)}$   
 (radiation length for a photon is  $7/9$  of  $X_0$ )

$\xi$  is a small energy dependent correction. This caused the computed non-conversion (survival) probability  $v_2$  for photon pairs from  $\pi^0$  decay of the same energy range as the single photons to be slightly more than  $(1/2)v_1$ .

In the lower plots the survival probabilities are higher because the isolation cuts against surrounding tracks are tighter.

The survival curves are computed for  $\pi^0$ 's.

By normalizing to the data below 5 GeV, which are consistent with no single photons, one observes an excess of survivals above  $\sim 8$  GeV.

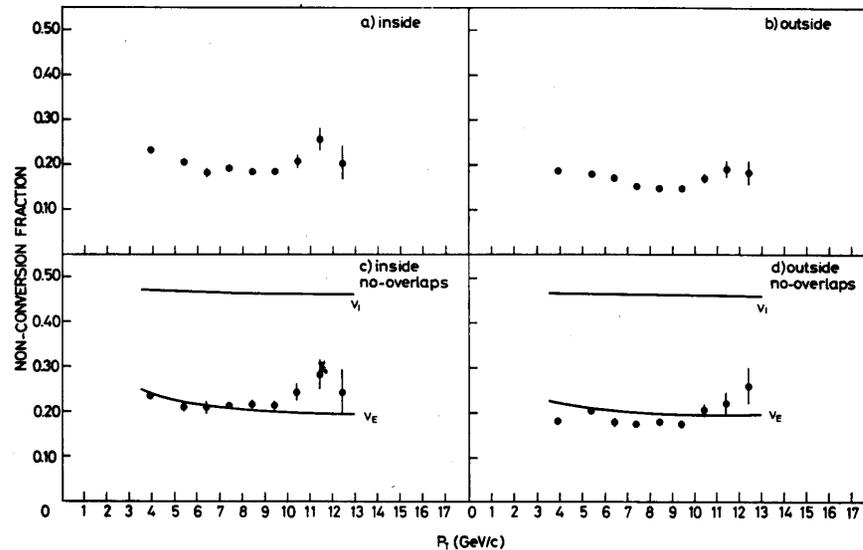


Fig. 3. a) Non-conversion fraction as a function of  $p_T$  for the inside array. b) Same for outside. c) Non-conversion fraction as a function of  $p_T$  for those events with no overlap in the B counters (inside array). d) Same for outside.

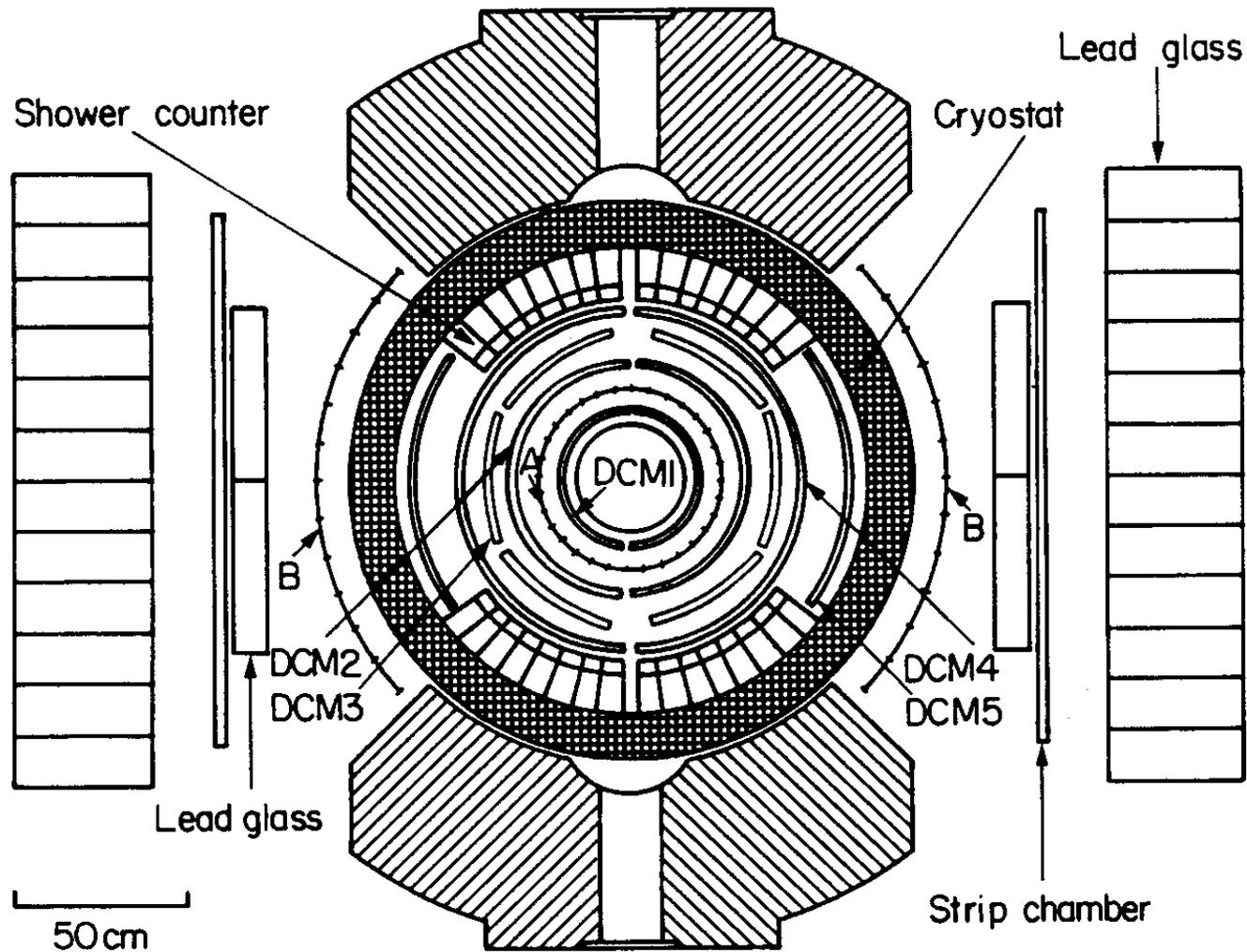
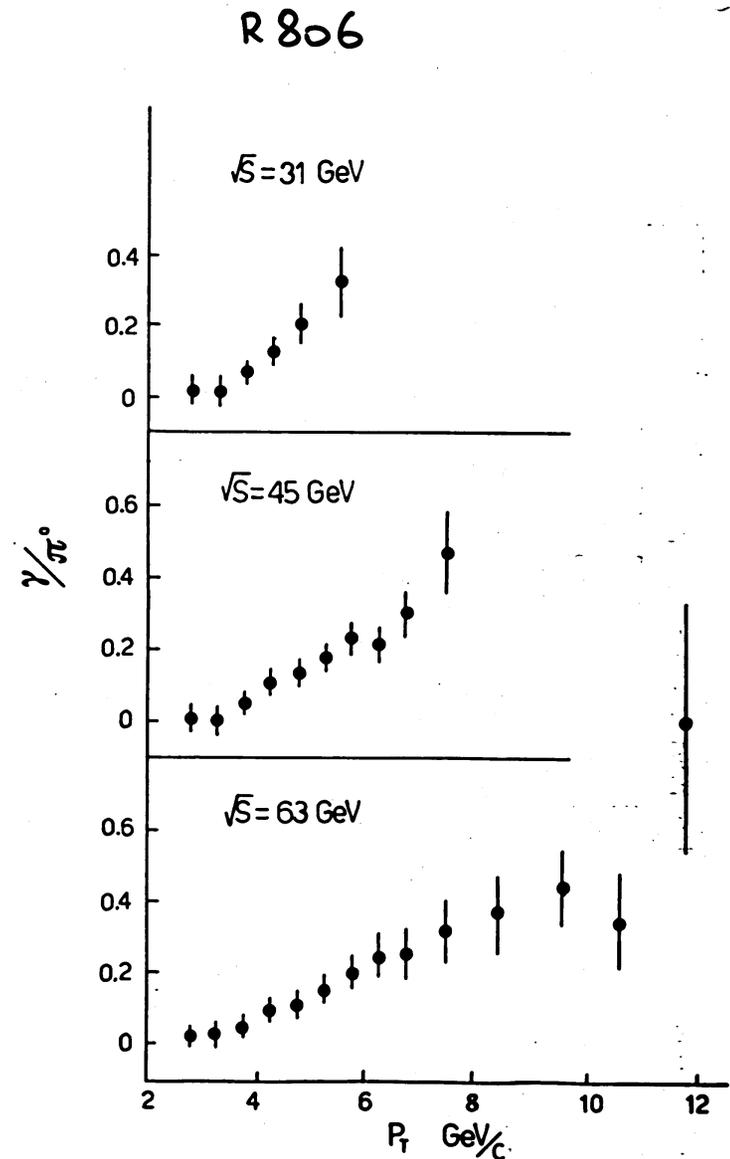


Fig. 43. Layout of the R-110 experiment.

Un pre-convertitore fu inserito in R 110 per la misura di fotoni diretti.<sup>149</sup>

Il rapporto di fotoni diretti sul fondo dominante di  $\pi^0$  risulta aumentare rapidamente con la energia trasversa. Questo assicura il permanente interesse del processo anche alle macchine di energia maggiore.



## NEL 1981 GLI ISR COMINCIARONO RUN SPECIALI $\overline{P}$ -P

I runs con antiprotoni durarono circa un anno. La luminosità integrata fu di  $10^{34}$  cm<sup>-2</sup>, il che permise solo misure di processi di grande sezione d'urto, ossia

sezione d'urto totale

scattering elastico

molteplicità e correlazioni inclusive

dissociazione diffrattiva

I risultati di fisica adronica mostrarono una impressionante eguaglianza degli eventi antiprotone-protone con quelli protone-protone

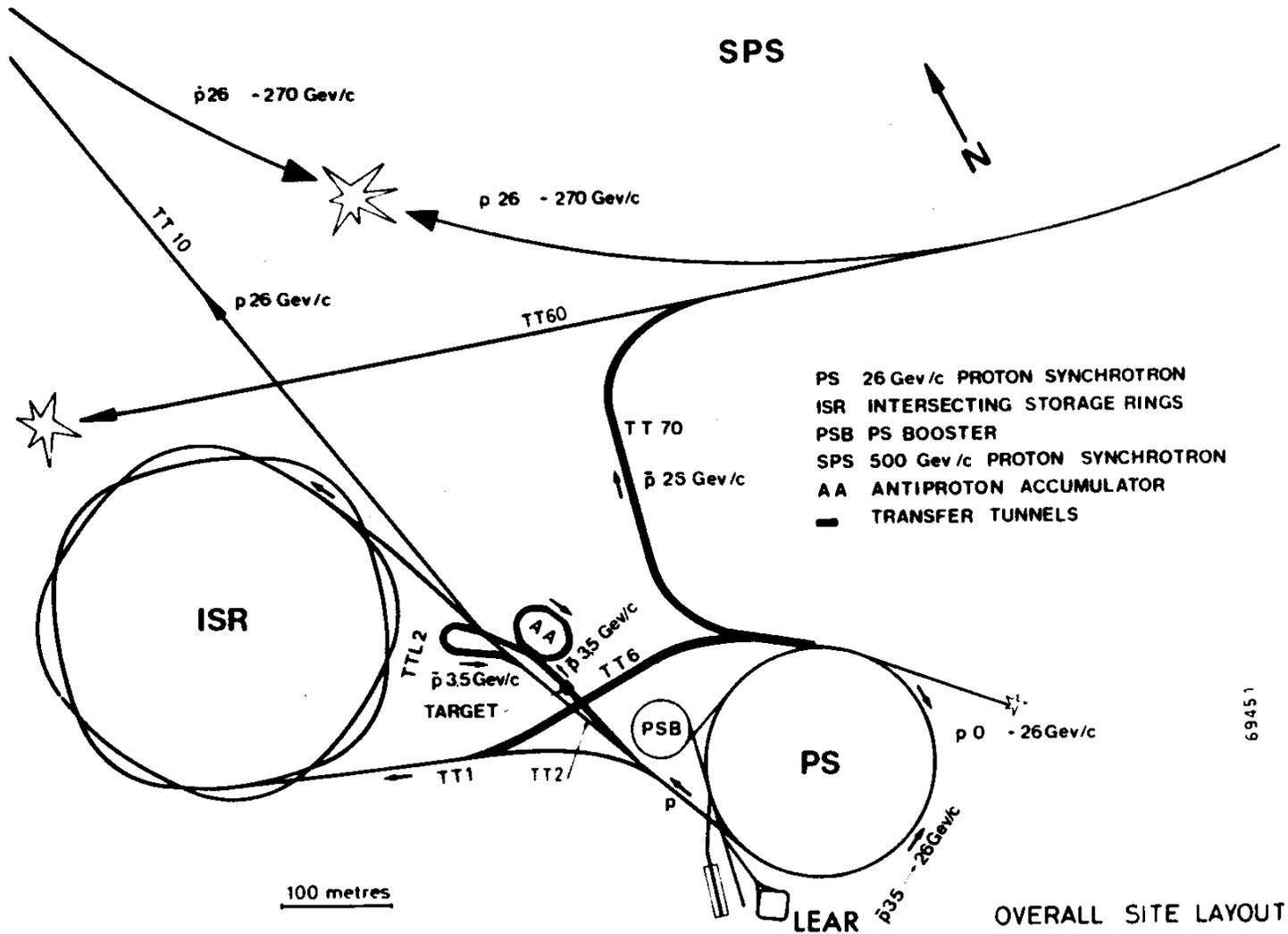


Fig. 1. The CERN accelerator complex.

La sorgente sviluppata per lo SpS collider fornì per circa un anno antiprotoni anche agli ISAR

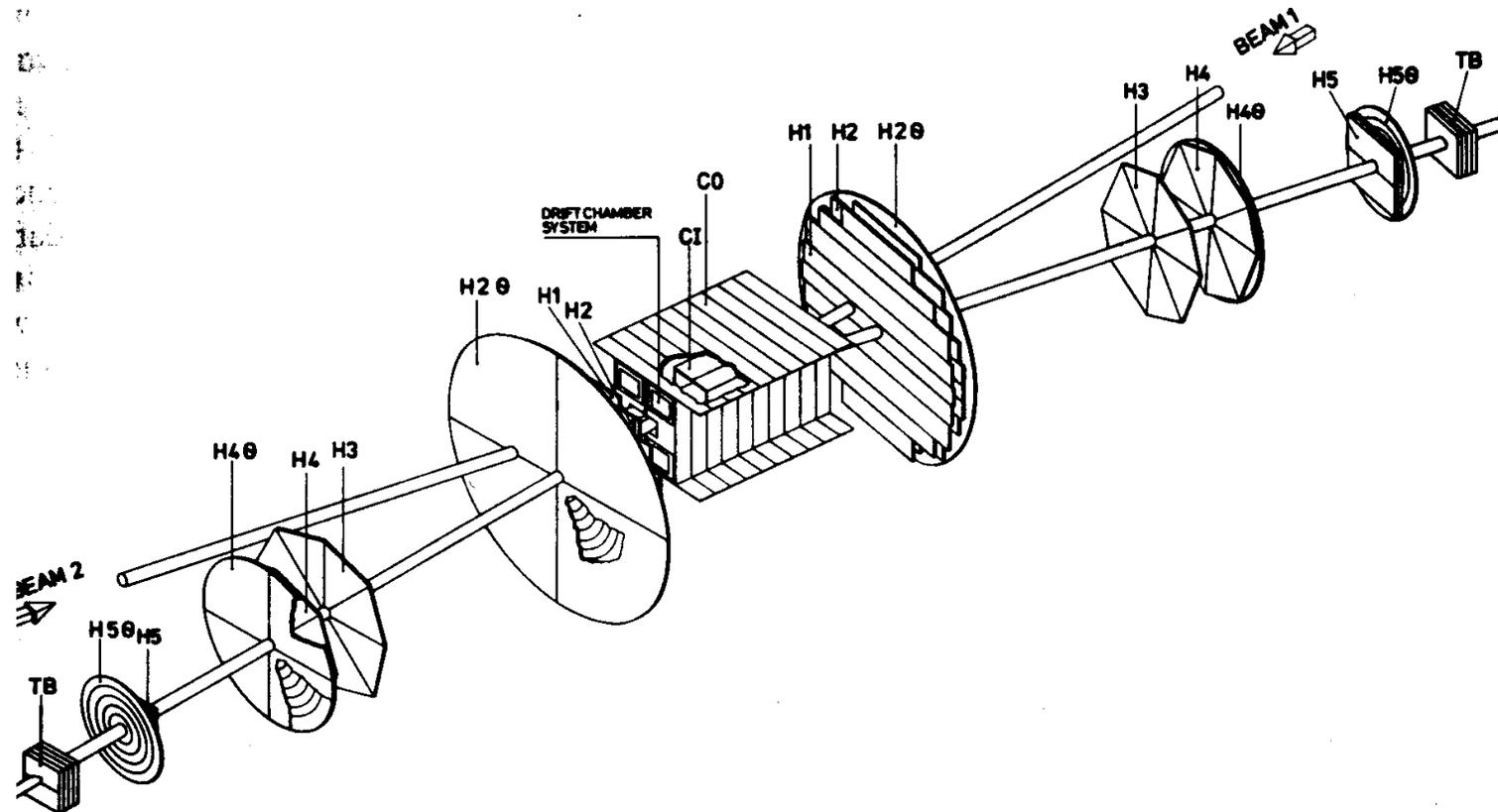


Fig. 2. Layout of the apparatus used by experiment R-210 for a measurement of the  $p\bar{p}$  total cross section by the total rate method.

Per le misure  $\bar{p}$ - $p$  l'esperimento di Pisa-Stony Brook fu migliorato chiudendo al massimo l'angolo solido con odoscopi più piccoli in avanti. A grandi angoli furono installate camere a deriva.

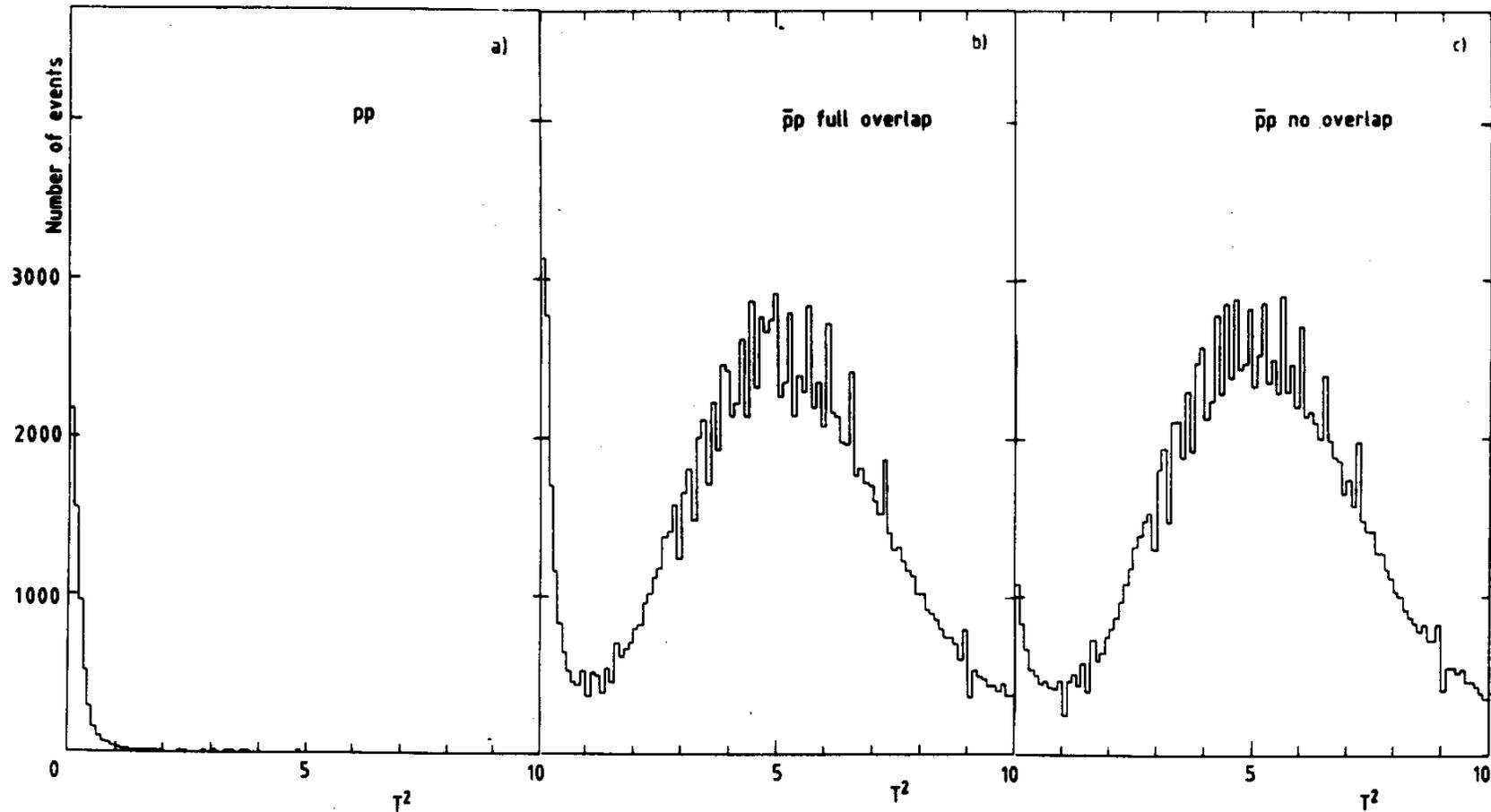


Fig. 3. Distribution of the variable  $S^2$ , described in the text, combining 20 left-right TOF's. a) pp data with overlapping beams, b)  $\bar{p}p$  data with overlapping beams, c)  $\bar{p}p$  data with the beams steered apart by 4 mm.

Gli eventi fascio-fascio dominavano lo spettro di tempo di volo in p-p, ma erano una rarità in  $\bar{p}p$  (centro). La variabile  $S^2$  è una media dei tempi di volo degli odoscopi destra-sinistra pesata sulle risoluzioni.

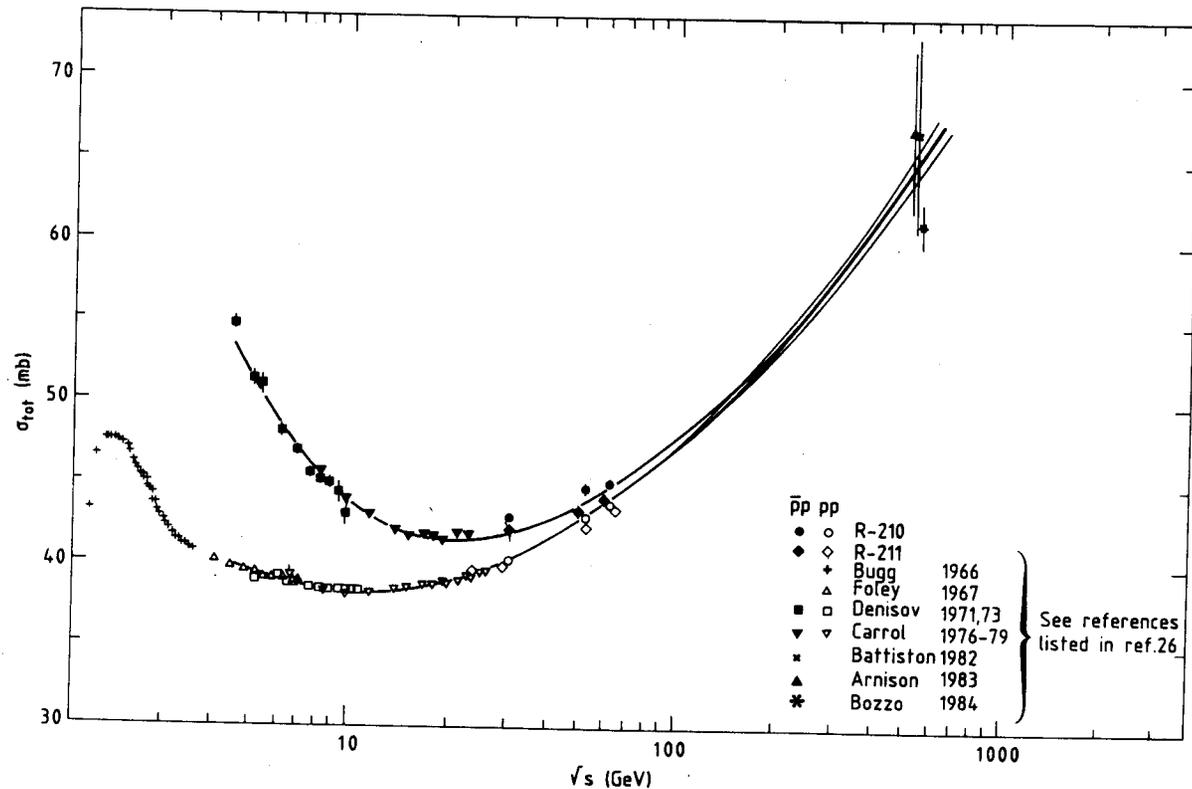


Fig. 7. The behaviour of  $\sigma_{tot}(pp)$  and  $\sigma_{tot}(\bar{p}p)$  as a function of  $\sqrt{s}$ .

La sezione d'urto  $\bar{p}$ -p era un poco maggiore di quella p-p, come ci si poteva aspettare. La sua tendenza a crescere con l'energia come in p-p fu confermata presto dalle misure fatte a  $\sqrt{s}=540$  GeV nel collider SpS.

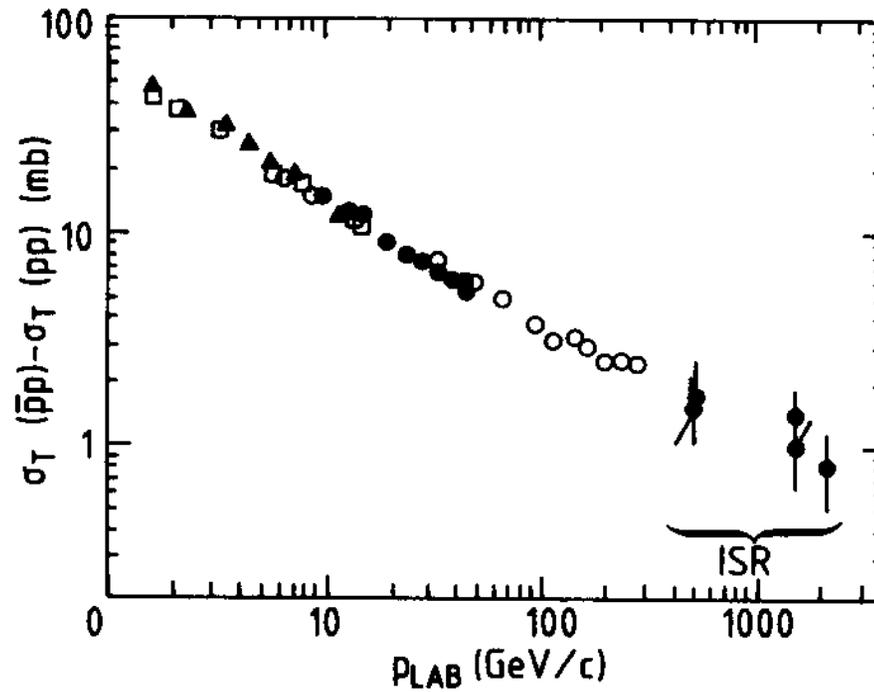


Fig. 43 Measurements of the total cross-section difference,  $\sigma_T(\bar{p}p) - \sigma_T(pp)$ , vs.  $p_{lab}$

L'indicazione per la tendenza a zero della differenza delle sezioni d'urto era chiarissima.

Come in protone-protone agli ISR, si osservo' che la differenza di sezione d'urto totale fra ogni particella e antiparticella adronica diminuiva continuamente con l'energia.

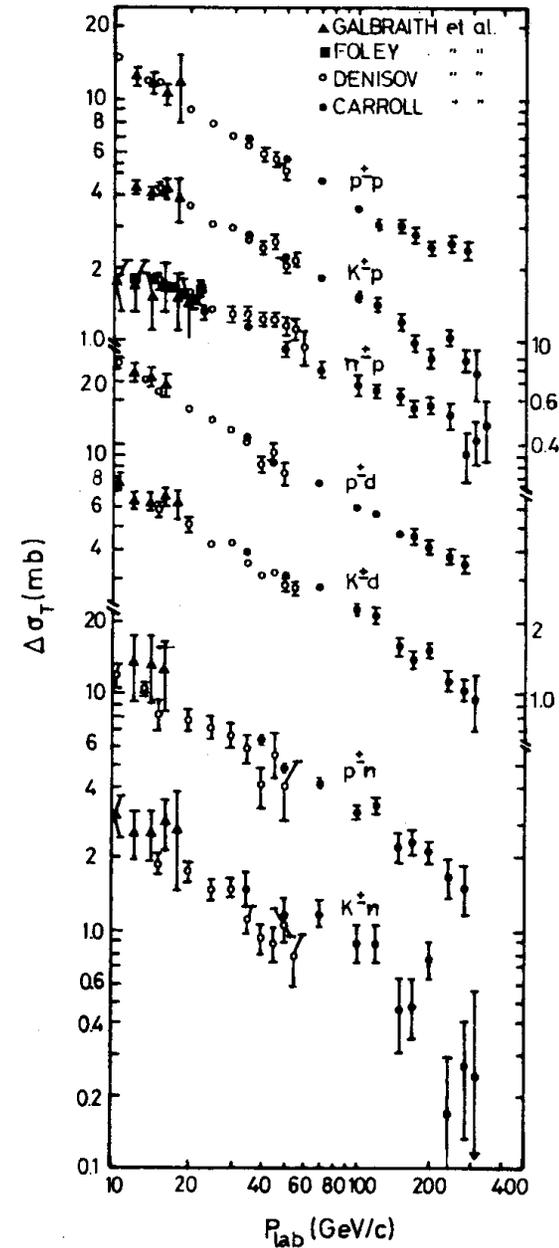


Fig. 4.4. Antiparticle-particle total cross section differences [4.2].

## LA PARTE REALE NELLO SCATTERING DI ANTIPROTONI

Le misure di  $\sigma_t$  e di  $\rho$  possono essere correlate utilizzando regole di dispersione. Per la unitarietà della matrice di scattering queste collegano il valore della parte reale dell'ampiezza all'integrale della parte immaginaria ad energie superiori. Utilizzando il teorema ottico questo diventa un integrale sulla sezione d'urto totale. Pertanto l'andamento sintotico di questa determina il valore locale della parte reale.

Assumendo analiticità e che le sezioni d'urto p-p e anti-p-p siano eguali all'infinito questo si deriva una relazione locale ad energia finita

$$\operatorname{Re} f(s) = \tan \frac{\pi}{2} \frac{\partial}{\partial \ln s} \operatorname{Im} f(s)$$

Che implica che  $\operatorname{Re} f(s)$  deve essere positiva se  $\sigma_t$  è crescente.

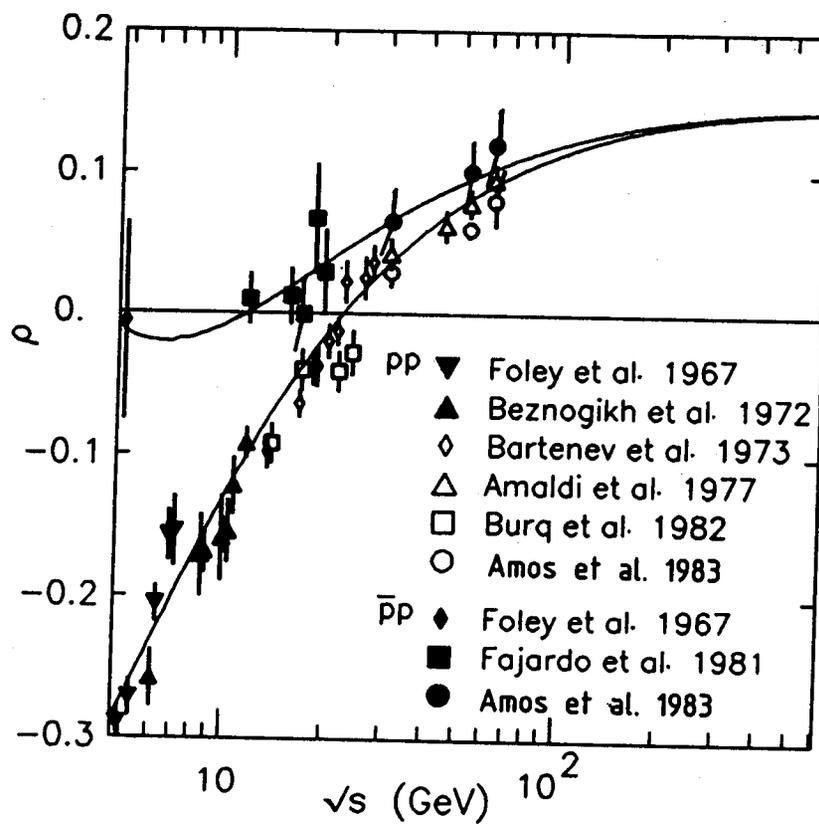


Figure 3. Summary of high-energy data on the real part  $\rho$  for  $pp$  and  $\bar{p}p$  forward elastic scattering; the curve represents the dispersion relation fit of Reference (7). Figure from Reference (9).

Malgrado la sua capacita` unica di poter paragonare direttamente p-p e p-p̄, la competizione del collisionatore SpS sovrasto` gli ISR. Le prime misure agli ISR indicavano che presumibilmente non vi era alcuna differenza destinata a resistere ad alte energie nelle interazioni degli antiprotoni. I getti adronici si potevano solo intravedere agli ISR ed erano invece un fenomeno chiarissimo al collisionatore SpS, dove si poteva triggerare sui getti che poi si potevano studiare off-line come oggetti fisici indipendenti. Questo in particolare tolse alla macchina il suo spazio naturale, quello della fisica adronica inclusiva. Le mancate scoperte della J e della Y dimostrarono che i rivelatori utilizzati per molti anni agli ISR erano inadeguati. La massa dei bosoni intermedi era prevista irraggiungibile dalla macchina. Se un investimento andava fatto su nuovi rivelatori, conveniva farlo su rivelatori del collisionatore SpS.

Alla fine del 1981 gli ISR furono chiusi.