

Scoperta quarkonio e
open charm, beauty

“The November Revolution”

◆ Nel novembre del 1974 Burton Richter a SLAC e Samuel Ting a Brookhaven scoprirono “simultaneamente” una nuova risonanza con una massa di circa $3.1 \text{ GeV}/c^2$ ed una larghezza estremamente stretta, totalmente dominata dalla risoluzione in massa combinata dei due esperimenti, e che in un secondo tempo fu misurata essere di $0.087 \text{ MeV}/c^2$. Un valore sorprendentemente piccolo per una risonanza di $3 \text{ GeV}/c^2$ di massa!

◆ Il gruppo di Ting all’acceleratore a protoni AGS di Brookhaven misurava la frequenza di produzione di coppie e^+e^- da collisioni di protoni da $30 \text{ GeV}/c$ su una targhetta di berillio, scelta per minimizzare lo scattering multiplo, studiando la reazione: $p+\text{Be} \rightarrow R(e^+e^-)+X..$ Il rivelatore era stato ideato per la ricerca di risonanze con gli stessi numeri quantici del fotone, di alta massa e che decadevano in coppie (e^+e^-).

La risoluzione per la massa invariante $M(e^+,e^-)$ era molto accurata:

$\Delta M(e^+,e^-) \sim 20 \text{ MeV}/c^2$. Questo permise una sensibilit  molto piu’ elevata di un precedente esperimento che studiava le coppie $\mu^+\mu^-$ nello stesso intervallo di massa invariante (Leon Lederman) e che vedeva una “spalla” sospetta tra 3 e $4 \text{ GeV}/c^2$ nella distribuzione di massa invariante $M_{\mu^+\mu^-}$. Entrambi gli esperimenti studiavano i processi di Drell-Yan: la produzione di coppie (e^+e^-) o ($\mu^+\mu^-$) in collisioni adroniche da un “fotone virtuale” formato dalla annichilazione di un quark di un adrone e di un anti-quark di un altro dello stato iniziale. Poiche’ gli eventi ricercati erano estremamente rari, gli spettrometri dovevano essere adeguati a sopportare flussi molto intensi e nello stesso tempo a scartare con un altissimo potere di selezione, $\sim 10^8$, pa  e adroni che possono simulare rispettivamente elettroni o muoni nei due casi.

◆ **Vantaggi con i $\mu^+\mu^-$:** sfruttando la loro penetrazione si possono separare dagli adroni su grandi angoli solidi permettendo una accettazione e quindi una frequenza di conteggio molto elevata;

Svantaggi con i $\mu^+\mu^-$: lo scattering multiplo nell’assorbitore.

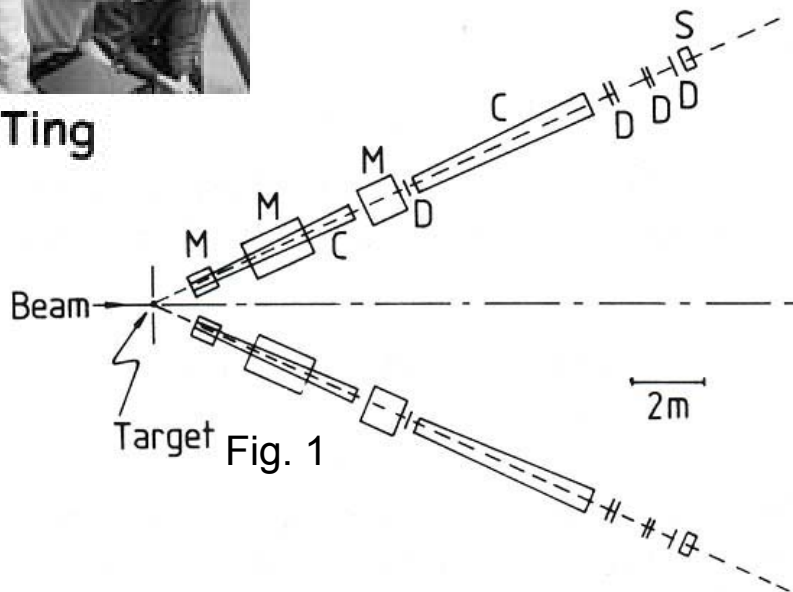
◆ **Vantaggi con e^+e^- :** identificazione con rivelatori Cerenkov e con calorimetri.

Svantaggi con e^+e^- : piccolo angolo solido strumentato e quindi bassa frequenza.

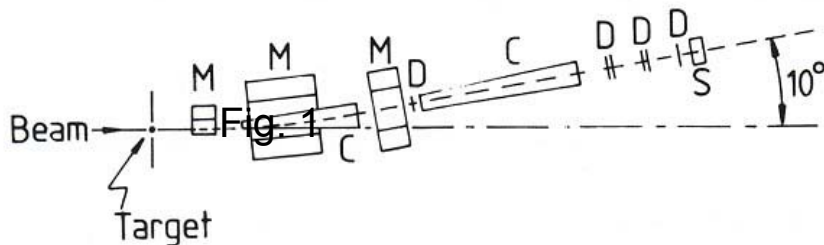
BNL experiment (Ting)



Sam Ting



(a) Plan view



(b) Side view

Fig. 3.12 Schematic diagram of the apparatus used in the Brookhaven experiment showing the locations of the dipole magnets M, Čerenkov counters C, electromagnetic shower counters S, and multiwire proportional chambers D. (After J.J. Aubert *et al. Physical Review Letters* **33** (1974) 1404.)

Ting Experiment



Fig. 8. Over-all view of the detector.

Ting Experiment

J. C. C. Ting

1975

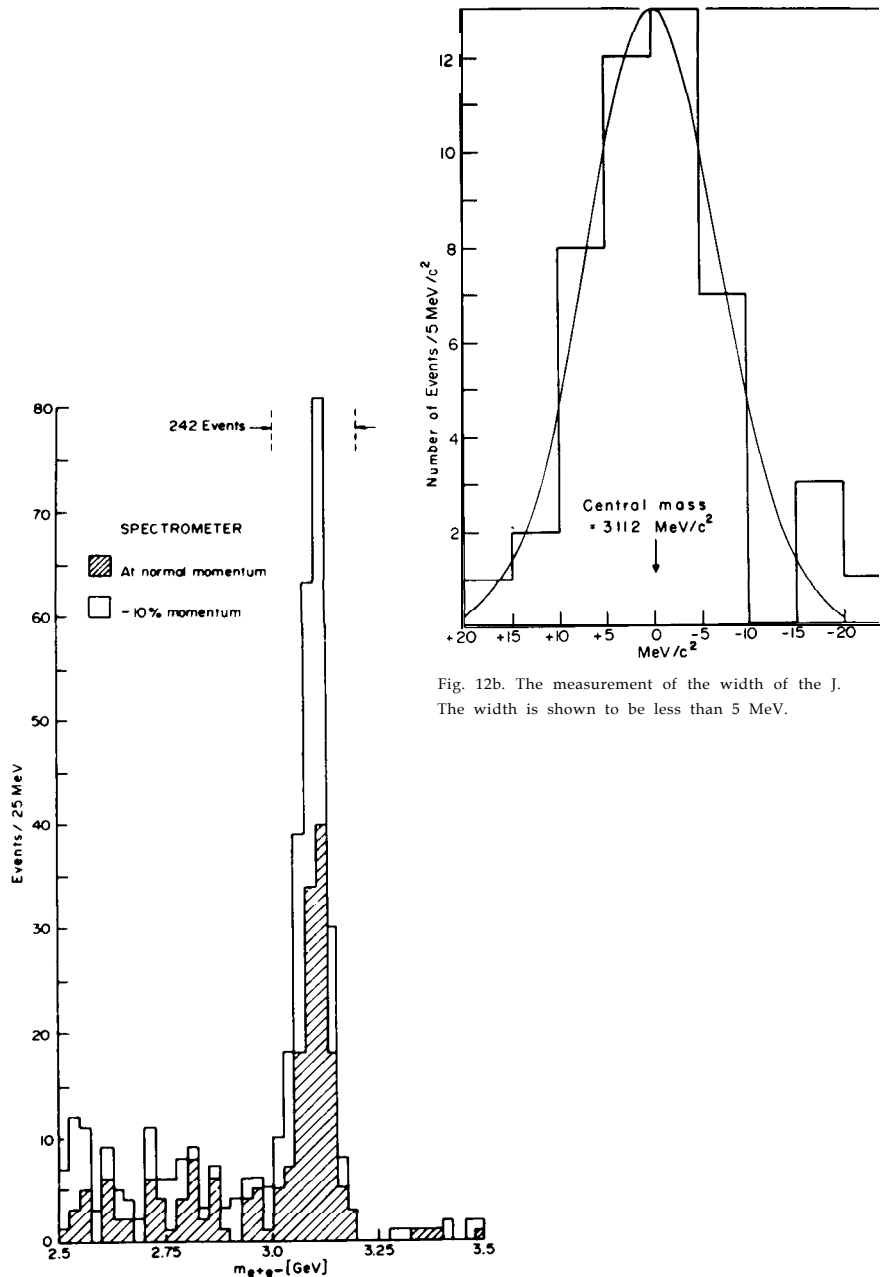
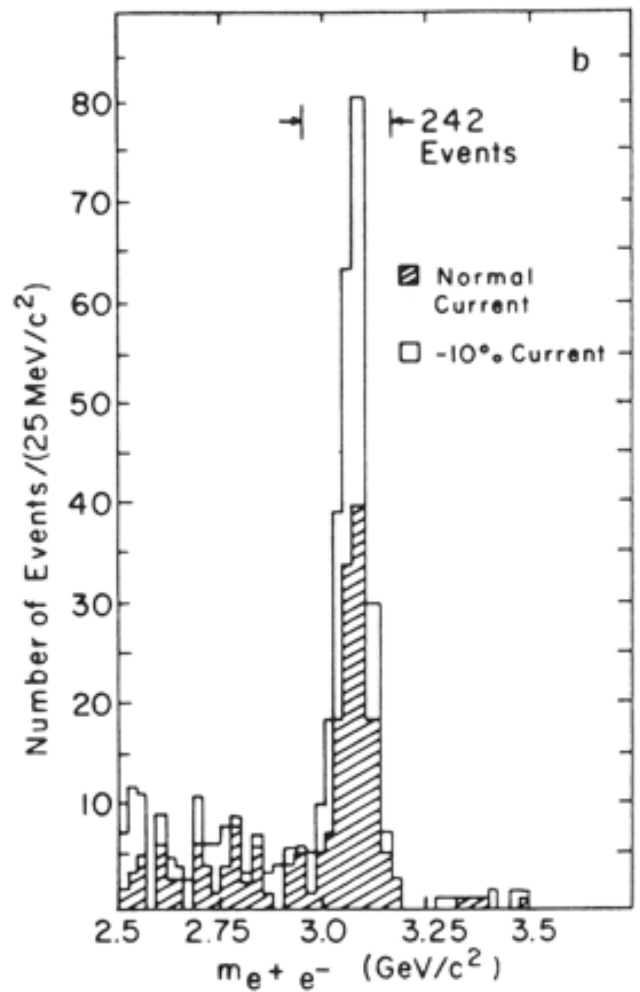
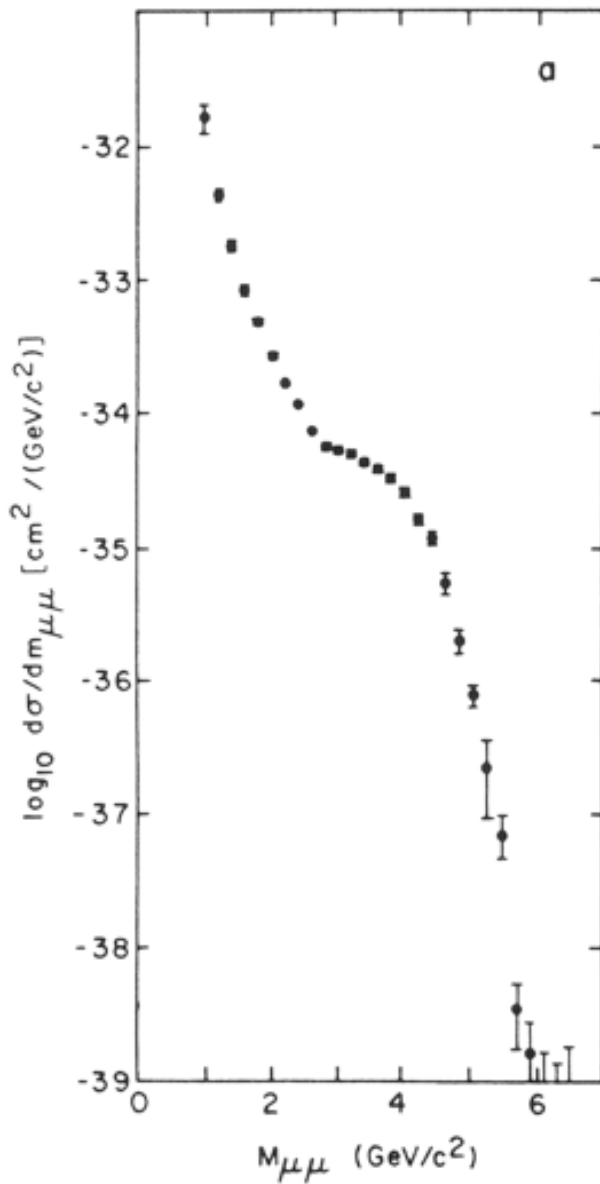


Fig. 12b. The measurement of the width of the J.
The width is shown to be less than 5 MeV.

Fig. 12a Mass spectrum for events in the mass range $2.5 < m_{e^+e^-} < 3.5$ GeV/c. The shaded events correspond to those taken at the normal magnet setting, while the unshaded ones correspond to the spectrometer magnet setting at -10% lower than normal value.

Muoni vs Elettroni



SLAC experiment Mark I (Richter)

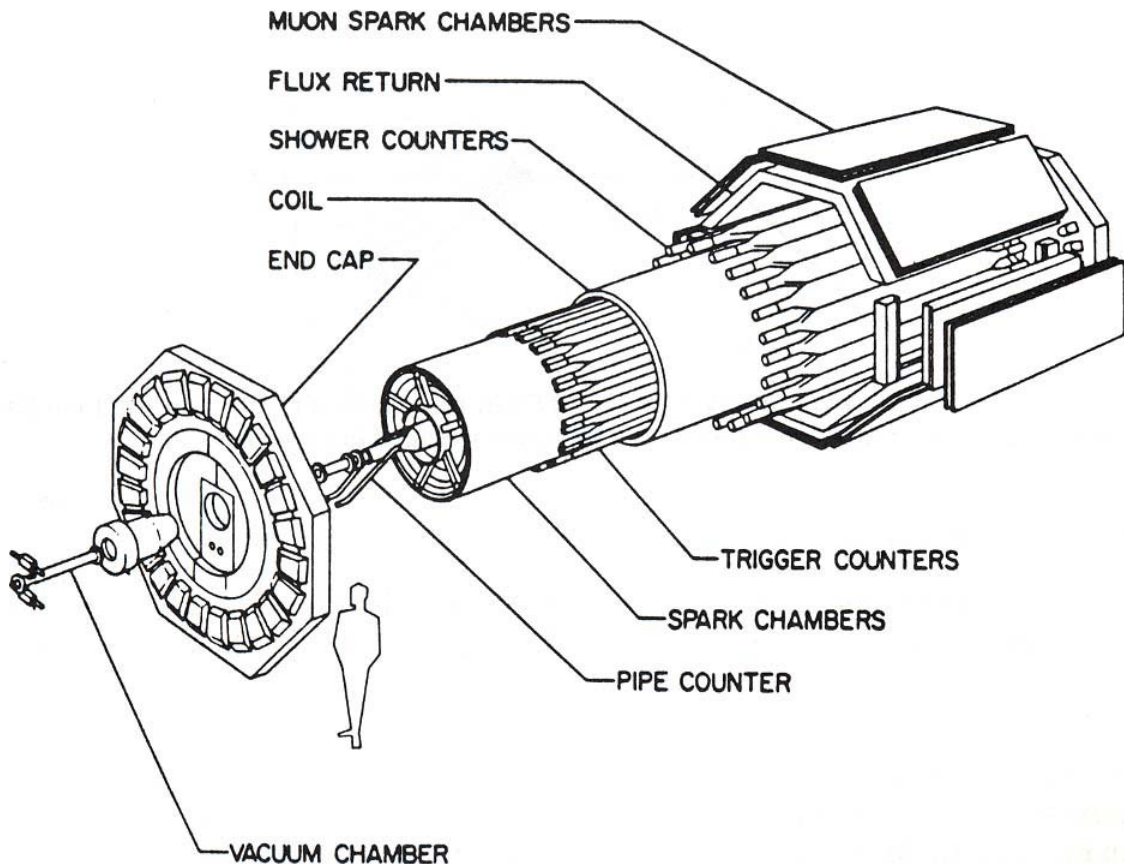
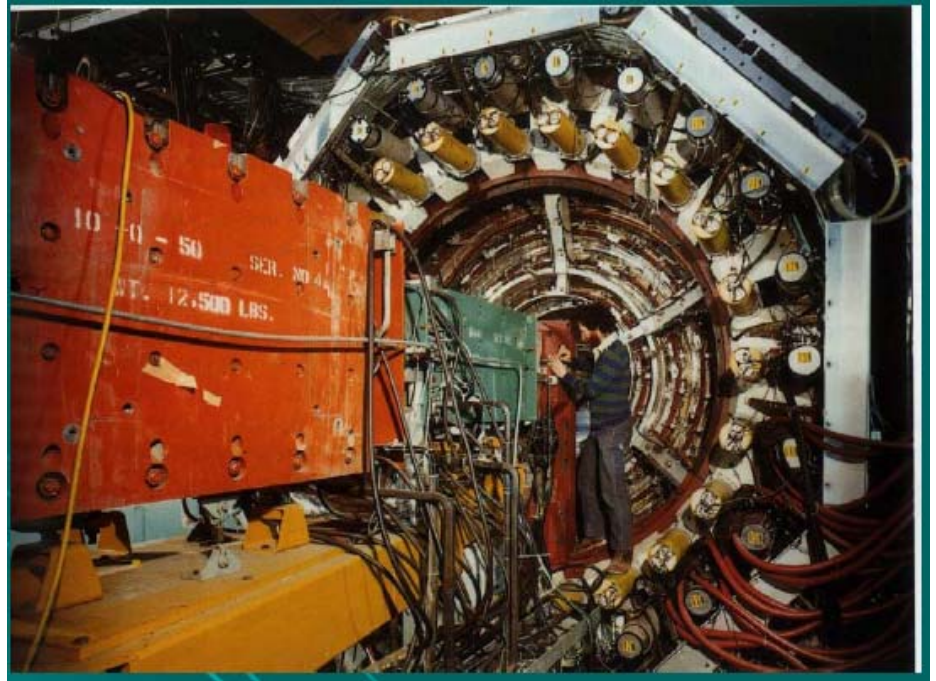


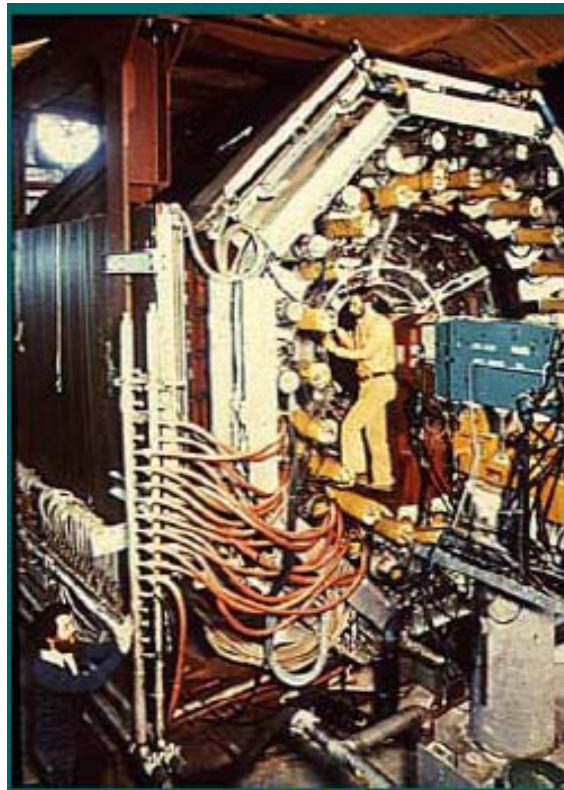
Fig. 3.15 Telescopic projection of the cylindrical MARK-I detector. The electron and positron beams travel in opposite directions in the vacuum chamber and collide at the centre of the detector. The flat ends of the detector are covered by 'end cap' detectors in order to observe particles emitted at small angles to the beam direction. (After R F. Schwitters, *Proceedings of the 1975 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies*, Stanford (1975).)

◆ Mark I al collisore e^+e^- SPEAR studiava collisioni e^+e^- con energie nel centro di massa da 2.5 a 7.5 GeV . Il cuore del rivelatore era una camera a scintille magnetostriativa in un campo magnetico solenoidale di 4.6 kG. Questa era circondata da contatori di tempo di volo per la misura della velocita' delle particelle, da un calorimetro elettromagnetico per l' identificazione di γ ed elettroni, e da camere proporzionali inserite in lastre di ferro per l' identificazione dei μ .

SLAC experiment Mark I



Burt Richter



SLAC experiment Mark I (Richter)

♦ Nel 1974 R, il rapporto nel continuo della sezione d'urto di annichilazione e^+e^- in adroni su quella in $\mu^+\mu^-$, essendo noti solo i quark u, d, s , doveva valere :

$$R = 3[(-1/3)^2 + (2/3)^2 + (-1/3)^2] = 2$$

Di fatto misure fatta al Cambridge Electron Accelerator nella regione di energie di SPEAR trovavano $R \cong 6$. A SPEAR lo scanning in energia veniva fatto con passi di 200 MeV ed i dati davano una sezione d'urto costante con l'energia invece dell'andamento aspettato di $1/s$. Lo scanning della stessa regione con passi in energia molto più piccoli (2.5 MeV), mostrò la presenza di una risonanza "enorme" con una larghezza compatibile con la risoluzione di 2 MeV della dispersione in energia dei fasci $e^+ e^-$ (Figura1). La sezione d'urto alla risonanza è data da:

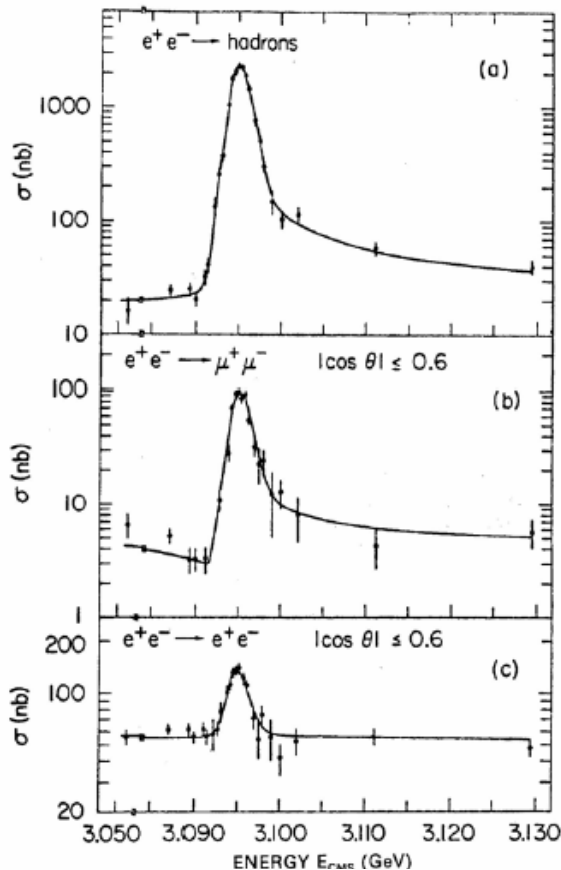
$$\sigma = \frac{2J+1}{(2S_1+1) \times (2S_2+1)} \frac{\pi}{p_{cm}^2} \frac{\Gamma_{in} \times \Gamma_{out}}{(E-E_0)^2 + \frac{\Gamma_{tot}^2}{4}}$$

Nella figura seguente sono mostrate in funzione dell'energia nel CdM le sezioni d'urto della J/Ψ in adroni, coppie e^+e^- e $\mu^+\mu^-$.

♦ sono stati misurati anche I seguenti decadimenti:

♦ $\rho\pi$; $2(\pi^+\pi^-)\pi^0$; $3(\pi^+\pi^-)\pi^0$; $\pi^+\pi^-\pi^0 K^+K^-$

SLAC experiment Mark I (Richter)

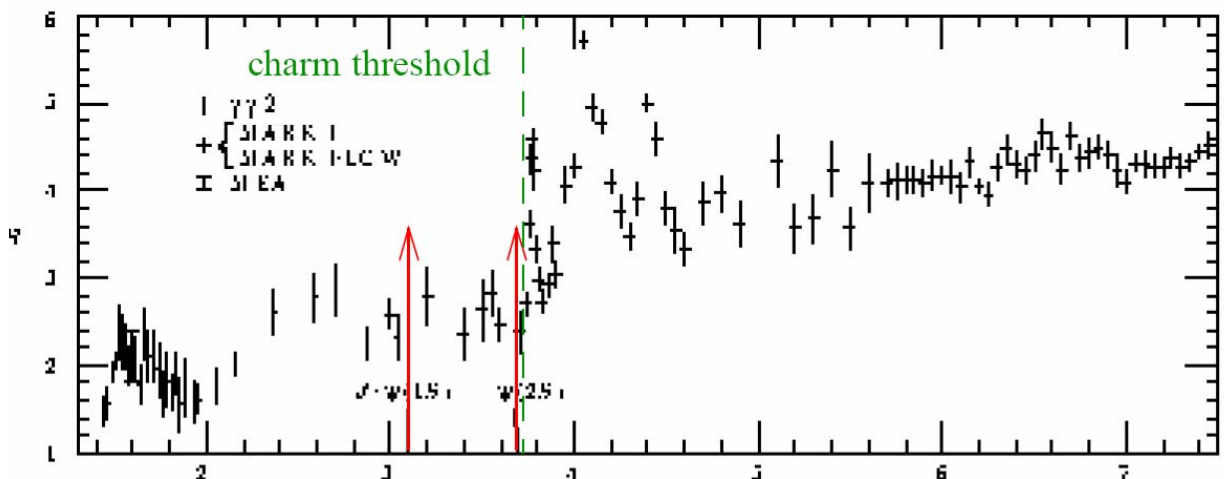


$e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$

$J/\psi(3097)$

$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$



Interpretazione: $c\bar{c}$ quarkonium

Diversamente dal quark strano, il quark charm era stato introdotto nel 1970 da S. Glashow, I Iliopoulos e L. Maiani per spiegare la soppressione, osservata sperimentalmente, dei processi deboli di corrente neutra tra quark di diverso sapore. Discuteremo il problema del “GIM mechanism” nel capitolo 5. Riassumiamone le sue previsioni::

Principali Predizioni del Modello GIM:

- 1) Come per la stranezza, il charm è conservato dalle interazioni forti ed elettromagnetiche ed è violato da quelle deboli;
- 2) il mesone charmato di massa più leggera, ground level, ha massa tra 1500- 2000 GeV/c² e spin-parità 0⁻. I diversi stati possibili saranno riassunti in seguito;
- 3) questi mesoni decadono deboli con vite medie dell'ordine del pico secondo; un ordine di grandezza più corto di quelle dei mesoni K a causa della massa più alta;
- 4) il mesone con charm positivo decade di preferenza in stati finali a stranezza negativa: cioè a livello quark abbiamo $c \rightarrow s + \dots$

Consideriamo ora i decadimenti adronici della J/Ψ . Data la larghezza totale così stretta, ci si potrebbe chiedere se il decadimento non sia di tipo elettromagnetico come quello del mesone η . Misurando la sezione d'urto del processo $e^+ e^- \rightarrow n \pi$, si trova la risonanza per $n = 3$ e 5 ma non per $n = 2$ o 4 . La G-parità risulta quindi conservata: J/Ψ decade forte !

Infine, essendo il BR di decadimento in $\rho^0 \pi^0$ uguale a quello in $\rho^+ \pi^-$ (o in $\rho^- \pi^+$), l'isospin della J/Ψ risulta essere $I = 0$.

Dopo la scoperta della Ψ a SPEAR partì uno scanning sistematico in energia con step molto piccoli. Dieci giorni più tardi fu trovata una seconda risonanza molto stretta, chiamata Ψ' , con gli stessi numeri quantici della Ψ cioè quelli del fotone: $J^P = 1^{--}$

Reminder G-parity

- G-parita' e' una quantita' conservata nelle interazioni forti in reazioni che coinvolgono light quarks

$$G = C \exp(-i\tau_2\pi).$$

- Rotazione di p attorno all'asse y dell'isospin forte + charge conjugation (C)
- In analogia al momento angolare:

$$\exp(-iJ_y\pi)|j, m\rangle = (-1)^{j-m}|j, -m\rangle.$$



$$\exp(-i\tau_2\pi)|I, I_3\rangle = (-1)^{I-I_3}|I, -I_3\rangle.$$

- Definendo la fase arbitraria nell'operatore C per π^{+-} (-1) si verifica che

$$G|\pi^{+,-,0}\rangle = (-1)|\pi^{+,-,0}\rangle$$

- Numero quantico G moltiplicativo $\rightarrow$ regole di selezione relative per es. Al numero di pioni in cui puo' annichilire un sistema con G iniziale pari o dispari

$\Psi(2s)$ – Mark I

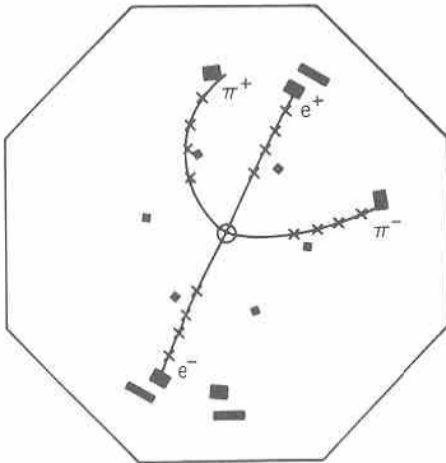
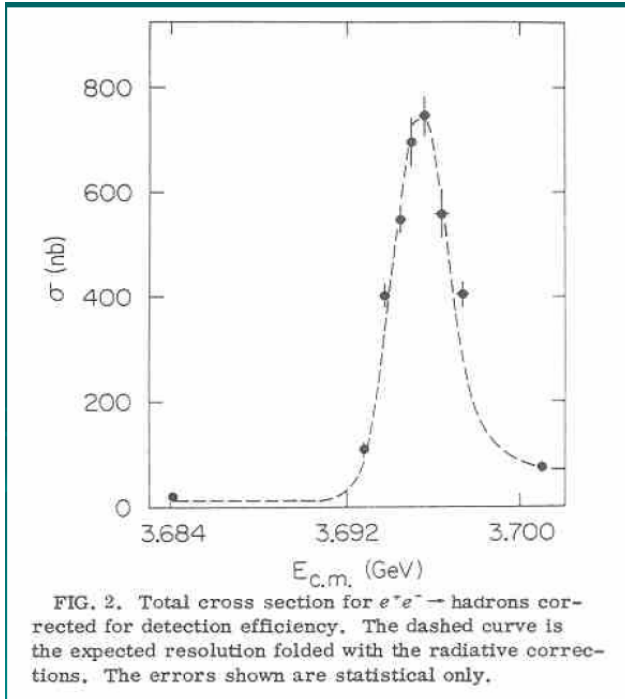
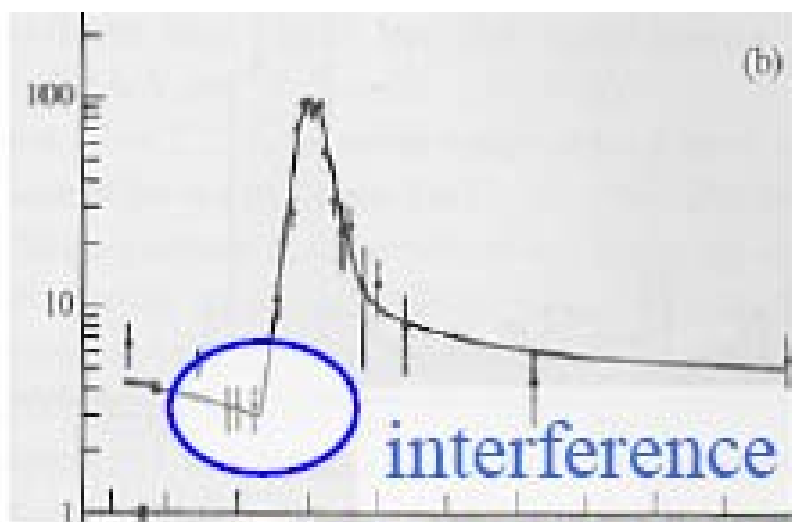
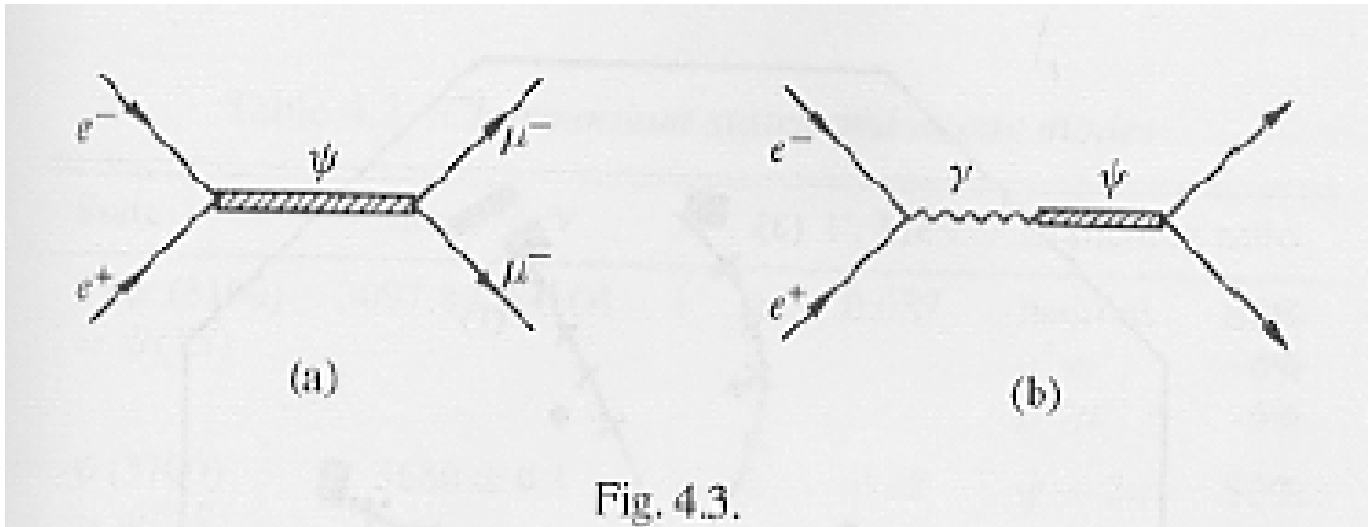


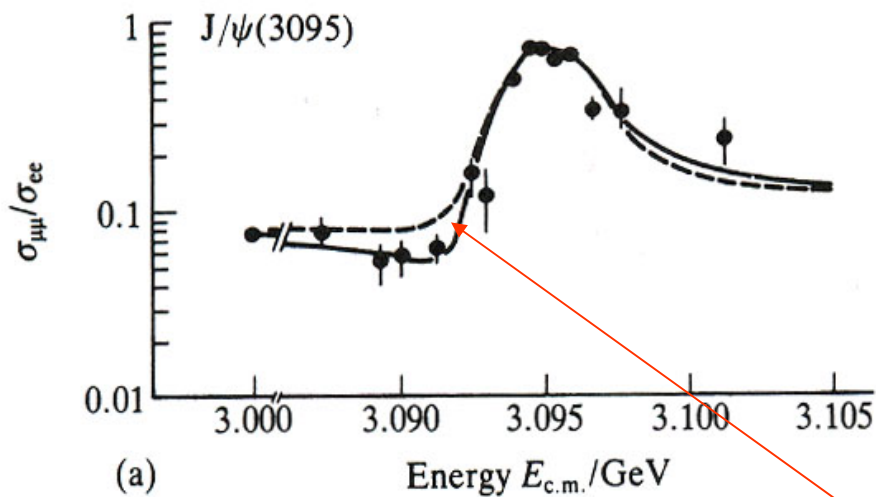
Figure 9.1: An example of the decay $\psi' \rightarrow \psi \pi^+ \pi^-$ observed by the SLAC-LBL Mark I Collaboration. The crosses indicate spark chamber hits. The outer dark rectangles show hits in the time-of-flight counters. Ref. 9.5.

Spin-parity

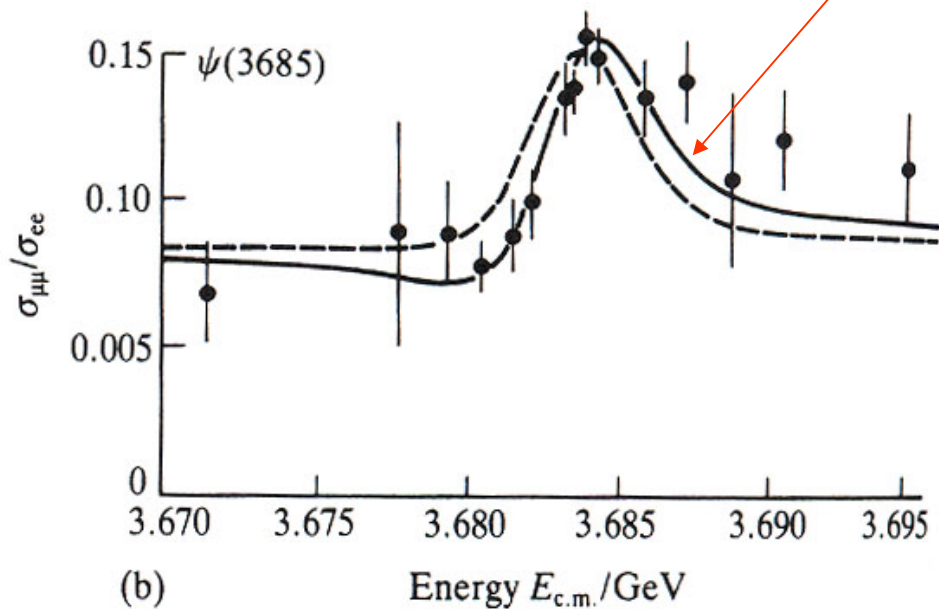
Lo spin e la parita' della J/ψ sono anche stati determinati dagli effetti di interferenza tra i due canali seguenti:



Spin-parity

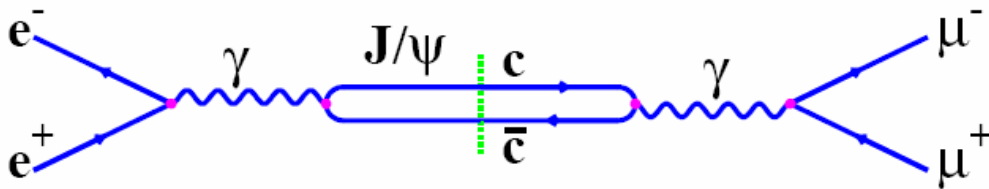


Con Interferenza



Fenomeno di interferenza con fotone: stessi numeri quantici $J^P = 1^-$

Determinazione Γ_{tot}



$$\sigma = g \frac{\pi}{E_e^2} \frac{\Gamma_{ee} \Gamma_{\mu\mu}}{(E - m_\psi)^2 + \Gamma_\psi^2/4}$$

- Non si può misurare direttamente la larghezza totale. Larghezza osservata della risonanza coincidente con risoluzione su energia dei fasci (~ 2 MeV). Ma l'area sotto la risonanza non dipende molto dalla risoluzione e dalle correzioni radiative

$$\int \sigma dE = \frac{6\pi^2 \Gamma_{ee} \Gamma_{had}}{M_{J/\psi}^2 \Gamma_{tot}}$$

- Le larghezze parziali si ricavano dal confronto delle sezioni d'urto nei vari canali di decadimento

J/ψ widths

LIFETIME:

★ J/ψ has lifetime $\tau_{J/\psi} = 7.6 \times 10^{-21} \text{ s}$

★ immeasurably small !

TOTAL WIDTH:

$$\begin{aligned}\Gamma_{J/\psi} &= \frac{\hbar}{\tau_{J/\psi}} \\ &= 87 \pm 5 \text{ keV}\end{aligned}$$

BRANCHING FRACTIONS:

★ $J/\psi \rightarrow \text{hadrons}$ $(87.7 \pm 0.5 \%)$
★ $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ $(5.9 \pm 0.1 \%)$
★ $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ $(5.9 \pm 0.1 \%)$

PARTIAL WIDTHS

$$\begin{aligned}e.g. \quad \Gamma_{J/\psi \rightarrow e^+e^-} &= \Gamma_{J/\psi} \times 0.059 \\ &= 5 \text{ keV}\end{aligned}$$

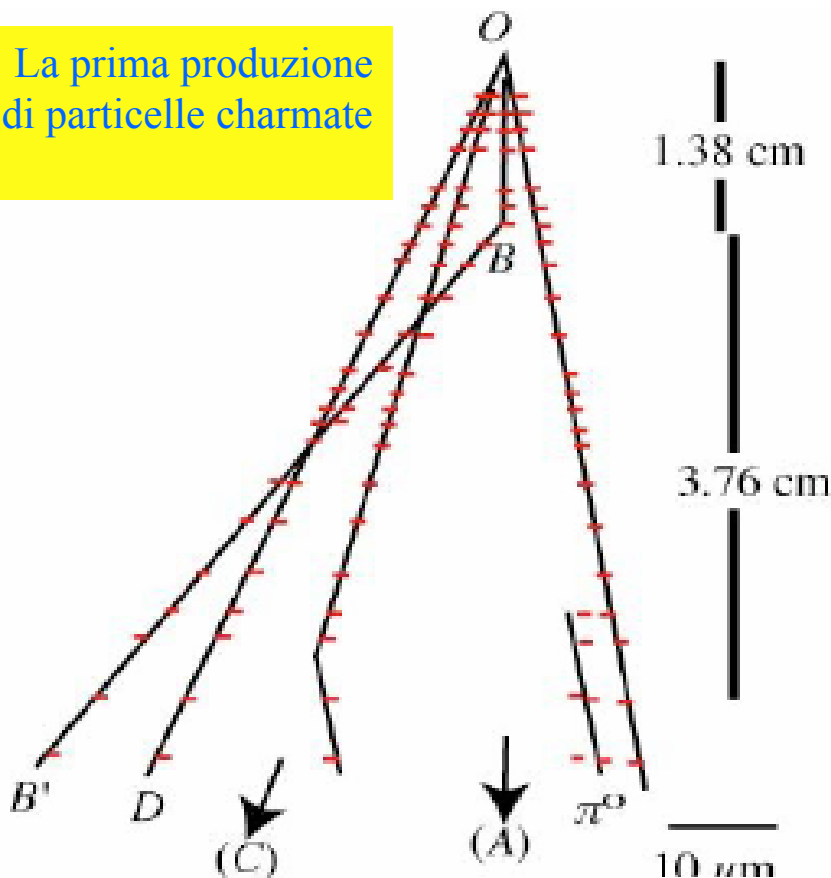
$$\begin{aligned}\Gamma_{J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-} &= 5 \text{ keV} \\ \Gamma_{J/\psi \rightarrow \text{hadrons}} &= 77 \text{ keV}\end{aligned}$$

Open Charm

A further element in the history of the discovery of charm must be mentioned, namely the precursor observations made in Japan before 1974, which however were substantially ignored in the West. In Japan the technology of nuclear emulsions exposed to cosmic rays at high altitude by airplane and balloon flights had progressed considerably. This was true, in particular, in Nagoya where K. Niu and collaborators had developed the so-called 'emulsion chamber'.

An emulsion chamber is made up of two main components. The first is a sandwich of several emulsion sheets; the second is another sandwich of lead plates, about 1 mm thick, alternated with emulsion sheets. The former gives an accurate tracking of the charged particles; the latter provide the gamma conversion (and the detection of the π^0 s), the identification of the electrons and the measurement of their energy. The momenta of the charged particles are determined by an accurate measurement of the multiple scattering of the tracks.

Figura 1: La prima produzione associata di particelle charmate (1971)



Tratto da: A. Bettini:

Introduction to Elementary Particle Physics

Open Charm

We now analyse the picture, making the following observations. The primary interaction has all the features of a strong interaction. Two particles decay, after 1.38 cm and 3.76 cm respectively, corresponding to proper times of the order of several 10^{-14} s. Therefore, the two particles are produced in association and decay weakly. The primary particle had several TeV energy, as evaluated by the measured energies of the secondary particles. Notice that at the time no accelerator at this energy scale existed. Tracks OB and BB' and the π^0 , shown by the gammas that materialize in the lower part, are coplanar.

Niu dubbed X the particle decaying in B and evaluated its mass to be $m_X=1.8$ GeV if it was a meson, $m_X=2.9$ GeV if it was a baryon. Consequently, it could not be a strange particle; a new type of hadron had been discovered. In the following years the Japanese groups observed other examples of the X particles, neutral and charged, in emulsion chambers exposed both to cosmic rays and to the proton beam at Fermilab. The new particles had all the characteristics foreseen for charmed hadrons.

Tratto da: A. Bettini:
Introduction to Elementary Particle Physics

Open Charm – Mark I

Nel 1976 il rivelatore Mark I inizia la ricerca di mesoni pseudoscalari charmati

$\sqrt{s} = 4.02 \text{ GeV}$ nei canali:

$$e^+ + e^- \rightarrow D^0 + \bar{D}^0 + X \quad ; \quad e^+ + e^- \rightarrow D^+ + D^- + X$$

dove X significa "tutto il resto". Ci si aspetta che i mesoni abbiano vite medie molto piccole per cui si cercano come risonanze prodotte nello stato finale.

Una prima risonanza di massa 1865 MeV con larghezza compatibile con la risoluzione sperimentale viene osservata nella distribuzione di massa $K^\pm \pi^\mp$.

Corrisponde ai decadimenti: $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ e $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$

Subito dopo, come mostrato in figura 1, nelle distribuzioni di massa combinata $K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ furono osservati anche i mesoni D carichi con una massa leggermente più alta di 1875 MeV.

Questo corrisponde ai decadimenti:

$$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \quad ; \quad D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$$

Inoltre, come richiesto da GIM, non si osservano risonanze nei canali:

$$D^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- \quad ; \quad D^- \rightarrow K^- \pi^+ \pi^-$$

Open Charm – Mark I

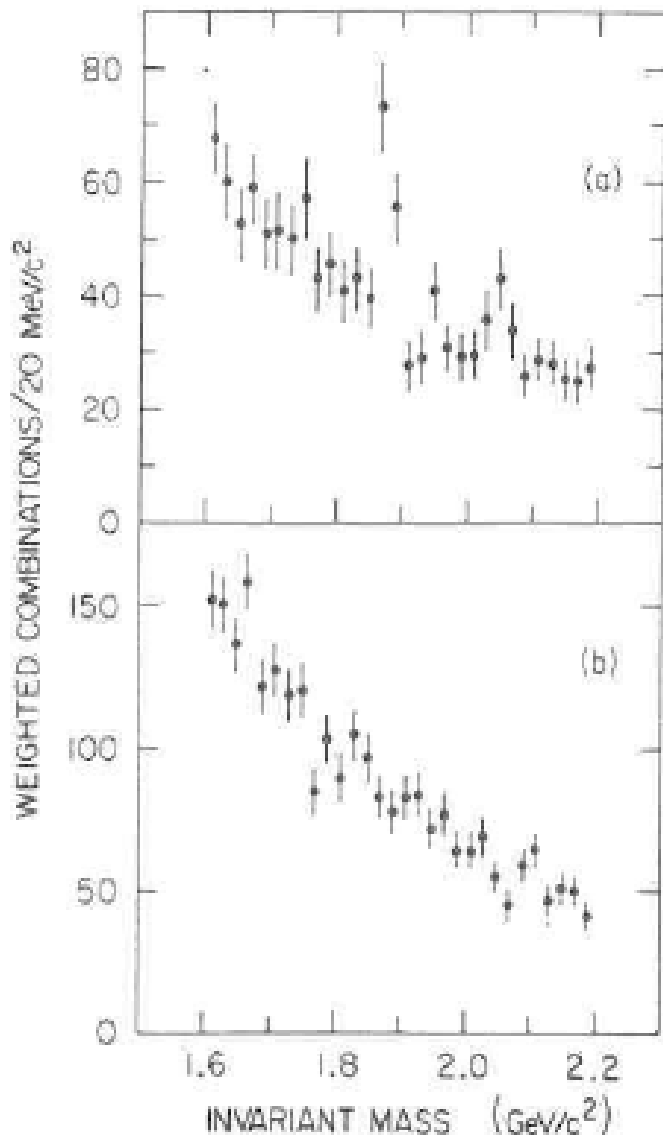


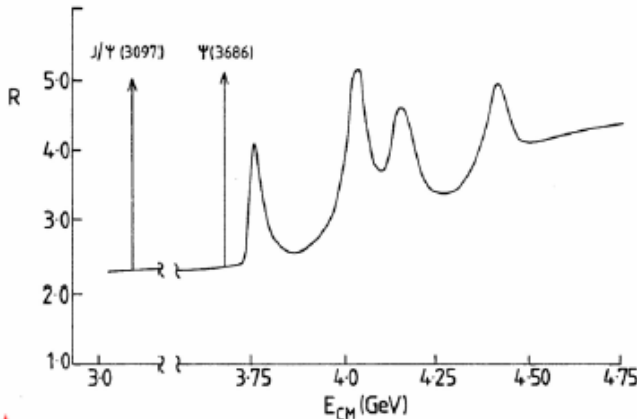
Figure 1 Invariant mass spectra for (a) $K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ and (b) $K^\mp \pi^+ \pi^-$. Only the former figure shows a peak, in agreement with the prediction that D^+ decays to $K^- \pi^+ \pi^+$, but not $K^+ \pi^- \pi^+$. (Ref 9.12)

Charmonium

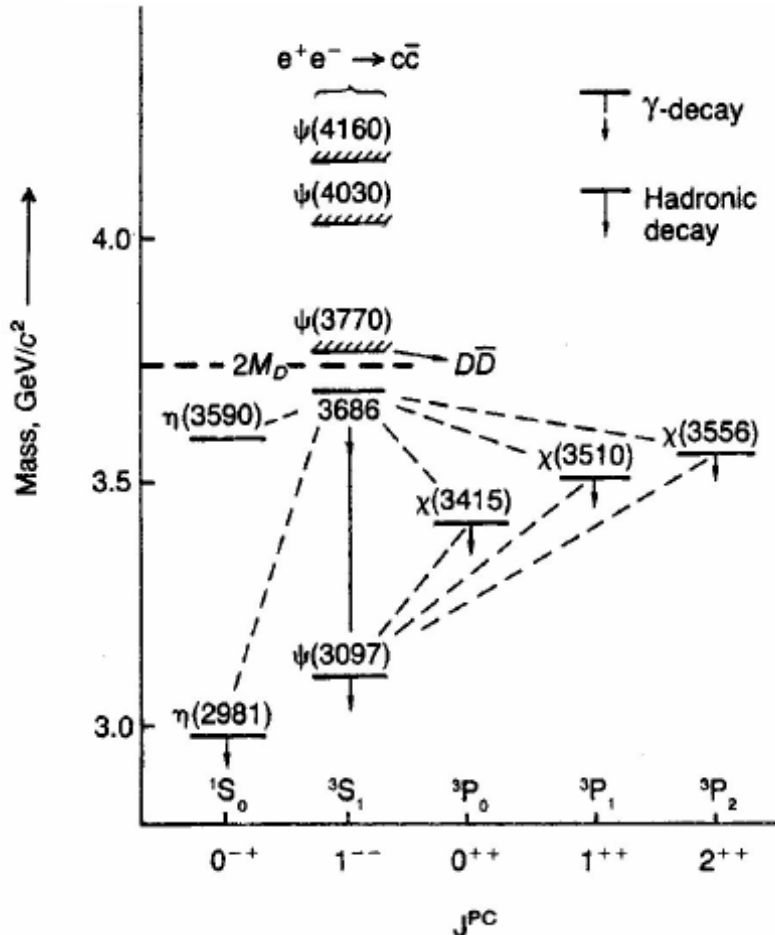


Nelle collisioni e^+e^- si osservano stati legati $c\bar{c}$ come Risonanze, per esempio $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$

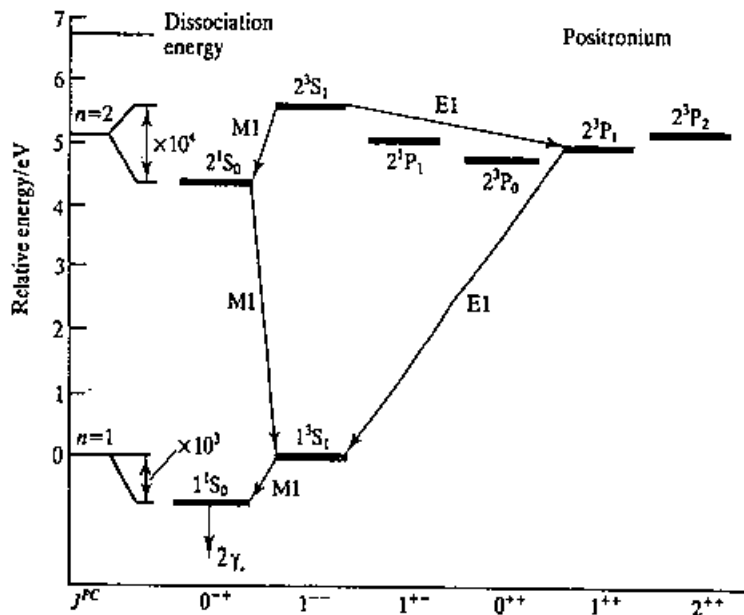
Sono “Formate DIRETTAMENTE” SOLO quelle risonanze che hani stessi numeri quantici del fotone: $J^{PC} = 1^{--}$



Gli altri stati vengono osservati attraverso i decadimenti a cascata



Analogia con il positronio



Analogamente allo stato di tripletto del positronio la risonanza con $J^{PC}=1^{--}$ deve decadere emettendo 3 fotoni (3 gluoni)

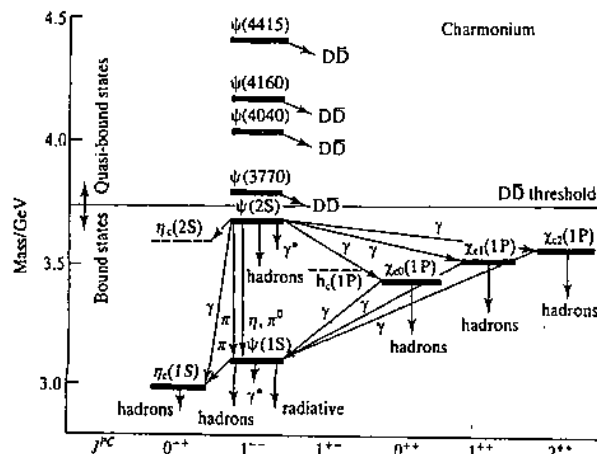


Figure 10.25 The charmonium system. Uncertain states and transitions are shown by broken lines. Transitions denoted γ^* refer to decay processes involving intermediate virtual photons, including decays to e^+e^- and $\mu^+\mu^-$. Singlet states are called η_c and h_c and triplet states ψ and χ_{cJ} . States are labelled nL in sequence, nS , nP so that, for example, the triplet state $\chi_{c0}(1P)$ would be 2^3P_0 in the conventional notation used in the positronium diagram (figure 10.24).

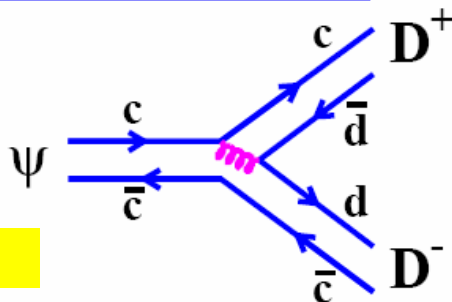
OZI suppression

1^3S_1	$\psi(3097)$	$\Gamma \approx 0.09 \text{ MeV}$
2^3S_1	$\psi(3685)$	$\Gamma \approx 0.28 \text{ MeV}$
3^3S_1	$\psi(3770)$	$\Gamma \approx 25 \text{ MeV}$
4^3S_1	$\psi(4040)$	$\Gamma \approx 52 \text{ MeV}$

★ La larghezza dipende dall' essere il decadimento al mesone piu' leggero che contiene il quark c cinematicamente possibile o no: $D^- (d\bar{c})$ $D^+ (c\bar{d})$

$$m_{D^\pm} = 1869.4 \pm 0.5 \text{ MeV}$$

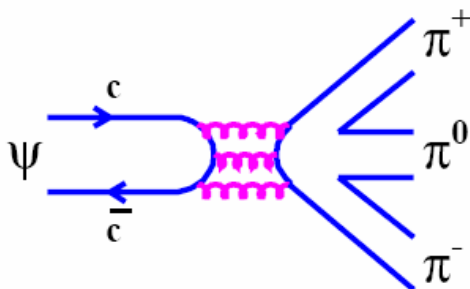
IF $m(\psi) > 2m(D)$



$\psi \rightarrow D^+ D^-$ ALLOWED
'ordinary' STRONG DECAY
 $\Rightarrow$ large width

Figura 1)

IF $m(\psi) < 2m(D)$



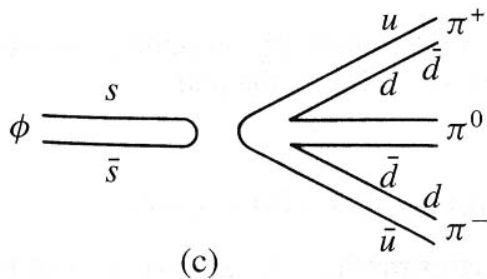
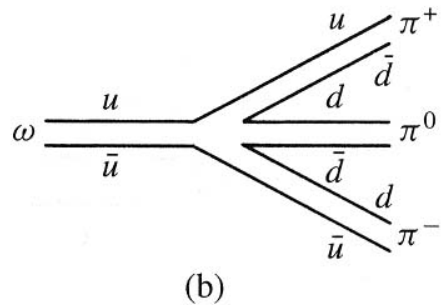
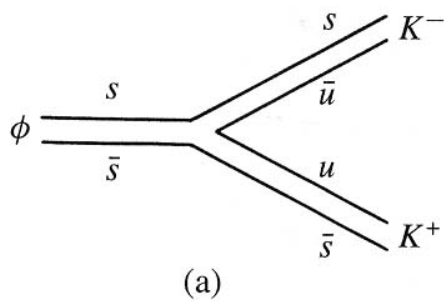
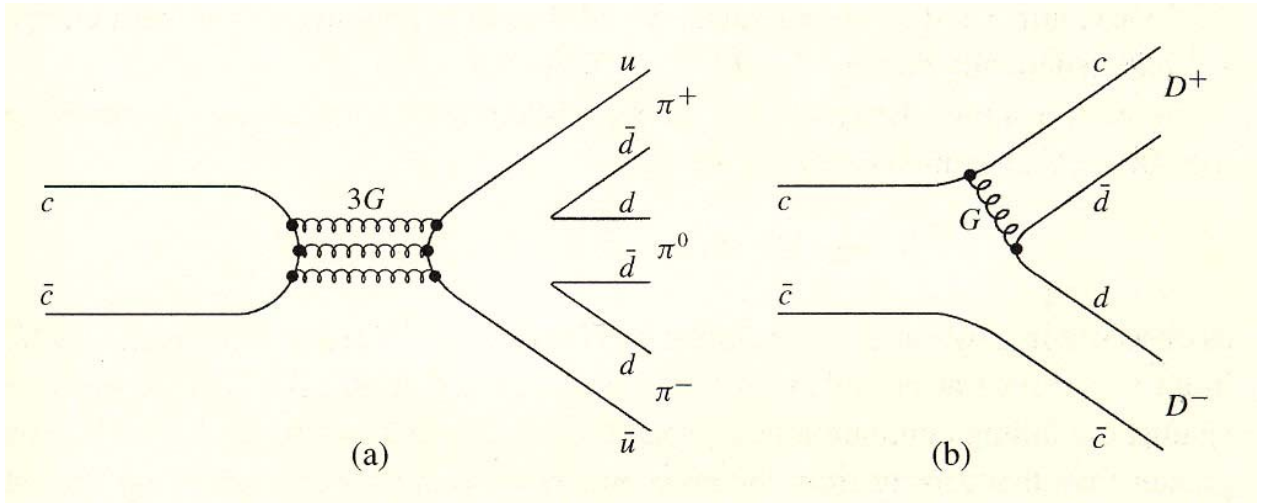
ZWEIG RULE

Unconnected lines in the quark diagram lead to **SUPPRESSION** of the decay amplitude
 $\Rightarrow$ narrow width

Requires at least 3 Gluons $\Gamma \propto \alpha_s^6$,

i.e. suppressed $\Rightarrow$ **NARROW**

OZI suppression



Quark flow diagrams for ϕ and ω decay. (a) $\phi \rightarrow K^+ K^-$; (b) $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$; (c) $\phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$.

OZI suppression

Abbiamo visto che i decadimenti delle particelle con “ sapore nascosto “, la ϕ (s-sbar), J/Ψ (c-cbar), Υ (b-bar), in stati finali che NON contengono il “ sapore nascosto “, sono soppressi.. Vediamo nelle figure 1) e 2) alcuni esempi di questi casi. La OZI, in modo puramente euristico, postula che decadimenti adronici descritti da grafici disconnessi sono soppressi relativamente ad altri descritti da grafici connessi: $\phi \rightarrow \pi\pi\pi$ sfavorita rispetto a $\phi \rightarrow KK$ nonostante abbia uno spazio delle fasi molto piu' grande a disposizione.

La QCD ne spiega la ragione: il decadimento della J/Ψ in D - $\bar{D}$ e' favorito dalla QCD perche' potrebbe avvenire tramite lo scambio di un gluone. Ma quando $M_{J/\Psi} < M_D + M_{\bar{D}}$ e' proibito dalla conservazione della energia. Quindi la coppia charm-anticharm deve annichilarsi in gluoni. Quanti ? La coppia originale, essendo senza colore, non puo' annichilarsi in un gluone che , come sappiamo, e' colorato; non puo' annichilarsi in due gluoni perche' il decadimento violerebbe la Coniugazione di Carica. Quindi il minimo numero di gluoni, vedi figure 1) e 2) , e' 3.

La norma del loro quadri-momento e' il quadrato della massa della particella che decade. Questa e' gia' grande per la ϕ , ancora di piu' per la J/Ψ e molto di piu' per la Υ .I gluoni sono quindi duri e α_s e' sempre piu' piccola.

La probabilita' del decadimento e' proporzionale a $\alpha_s^3 (m_V^2)$.

Quindi abbiamo:

$$\alpha_s^3 (m_\phi^2) \cong 0.5^3 = 0.13 \ ;$$

$$\alpha_s^3 (m_{J/\Psi}^2) \cong 0.3^3 = 0.03 \ ;$$

$$\alpha_s^3 (m_\Upsilon^2) \cong 0.2^3 = 0.008 \ .$$

Il terzo leptone

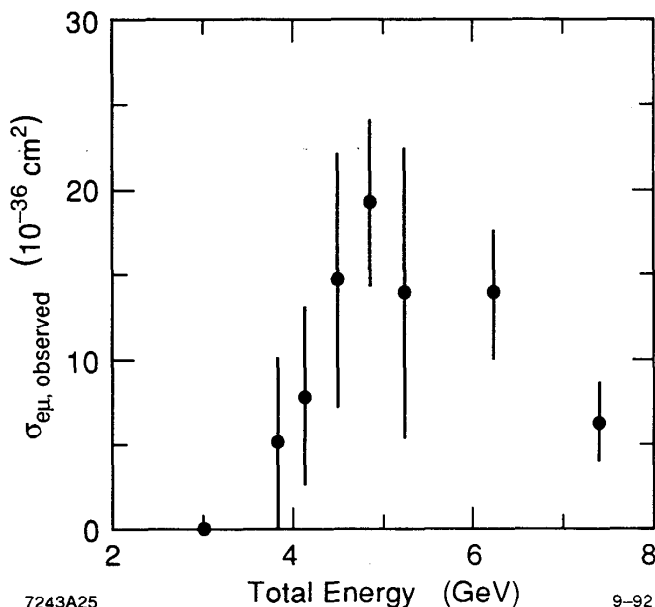
Decadimenti semileptonici di mesoni charmati al di sopra della soglia di produzione $\sim 2m_D$

◆ Questi possono anche decadere in modo semileptonico:

$$\begin{array}{ll}
 D^+ = \bar{d}c \rightarrow \bar{d}sW^+ \rightarrow \bar{K}^0 e^+ \nu_e & \bar{K}^0 \mu^+ \nu_\mu \\
 D^- = d\bar{c} \rightarrow d\bar{s}W^- \rightarrow K^0 e^- \bar{\nu}_e & K^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu \\
 D^0 = \bar{u}c \rightarrow \bar{u}sW^+ \rightarrow K^- e^+ \nu_e & K^- \mu^+ \nu_\mu \\
 \bar{D}^0 = u\bar{c} \rightarrow u\bar{s}W^- \rightarrow K^+ e^- \bar{\nu}_e & K^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu
 \end{array}$$

◆ Nel periodo delle scoperte della $J/\Psi, \Psi', \chi$ etc al collisore $e^+ e^-$ di SLAC, M. Perl ed i suoi collaboratori, analizzando la produzione associata di coppie di leptoni, $e^+e^-, \mu^+\mu^-, e^+\mu^-, \mu^+e^-$

osservarono che queste venivano prodotte anche in assenza di mesoni K. **Trovarono 24 eventi con un μ ed un e di segno opposto, con energia mancante, e niente altro** Questo fenomeno venne interpretato con la produzione di un nuovo leptone, chiamato **leptone τ** da “terzo= τ ριτος”, che ha massa $M_\tau = 1777 \text{ MeV}/c^2$ e decade in un elettrone o un muone



◆ **Stato Finale:**

una coppia $e\mu$ di carica opposta con energia mancante

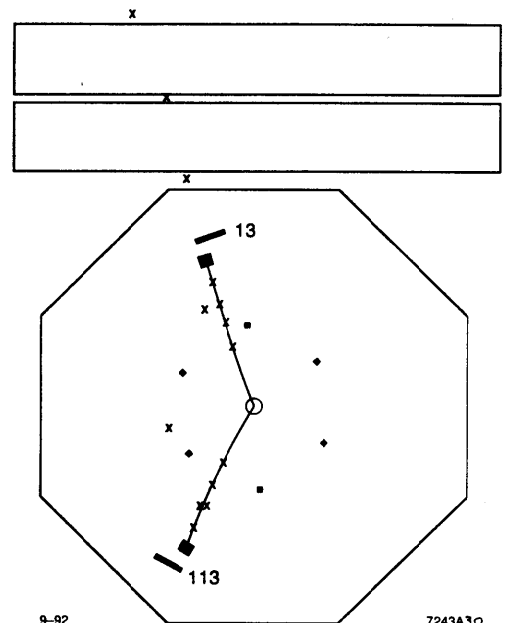
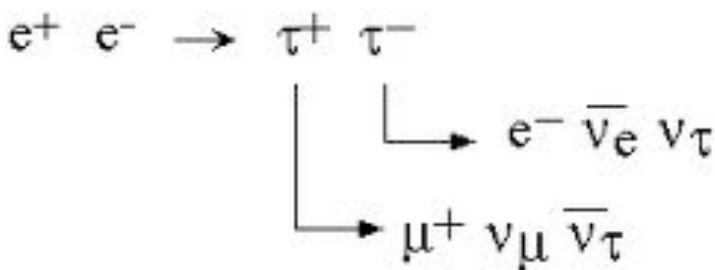
$$\begin{array}{c}
 e^+ + e^- \rightarrow \tau^\pm + \tau^\mp \\
 \quad \quad \quad \downarrow \quad \quad \quad \downarrow \\
 \quad \quad \quad e^\pm \nu_\tau \quad \mu^\mp \bar{\nu}_\tau
 \end{array}$$

Il terzo leptone

Table I. From Perl (1975). A table of 2-charged-particle events collected at 4.8 GeV in the Mark I detector. The table, containing 24 $e\mu$ events with zero total charge and no photons, was the strongest evidence at that time for the τ . The caption read:

“Distribution of 513, 4.8 GeV, 2-prong, events which meet the criteria:
 $p_e > 0.65 \text{ GeV}/c$, $p_\mu > 0.65 \text{ GeV}/c$, $\theta_{copl} > 20^\circ$.”

Number photons =	Total Charge = 0			Total Charge = ± 2		
	0	1	> 1	0	1	> 1
ee	40	111	55	0	1	0
$e\mu$	24	8	8	0	0	3
$\mu\mu$	16	15	6	0	0	0
eh	18	23	32	2	3	3
μh	15	16	31	4	0	5
hh	13	11	30	10	4	6
Sum	126	184	162	16	8	17



Bottomonium - 1977

La scoperta del leptone tau, e quindi di una terza famiglia di leptoni, fatta da M. Perl nel 1975, scatenò la ricerca sia del neutrino corrispondente al tau, sia di una analoga terza famiglia di quark.

Nel 1977 L.Lederman e collaboratori costruirono a Fermilab uno spettrometro a due bracci, vedi figura 3), disegnato per studiare coppie $\mu^+ \mu^-$ prodotte da interazioni di protoni da 400 GeV su un bersaglio di rame o platino. La reazione studiata era la produzione inclusiva di coppie $\mu^+ \mu^-$ da processi di Drell-Yan in interazioni adrone-adrone. Come abbiamo già sottolineato, gli eventi cercati sono estremamente rari e quindi sono necessari flussi di protoni molto intensi. Questo procura però un enorme fondo di pioni ed altri adroni carichi che è necessario rigettare.

La selezione si ottiene con un sofisticato filtro adronico posizionato subito dopo il bersaglio e prima che le particelle entrino nei due bracci dello spettrometro.

Un blocco di berillio di 18 lunghezze di interazione ferma gli adroni lasciando passare i muoni. Il prezzo da pagare è naturalmente una perdita di risoluzione nella misura del momento. La risoluzione ottenuta è di $\Delta M_{\mu\mu}/M_{\mu\mu} = 2\%$.

In figura 4) sono evidenti tre risonanze chiamate upsilon Υ .

$$p + (\text{Cu, Pt}) \rightarrow \mu^+ + \mu^- + X$$

E288

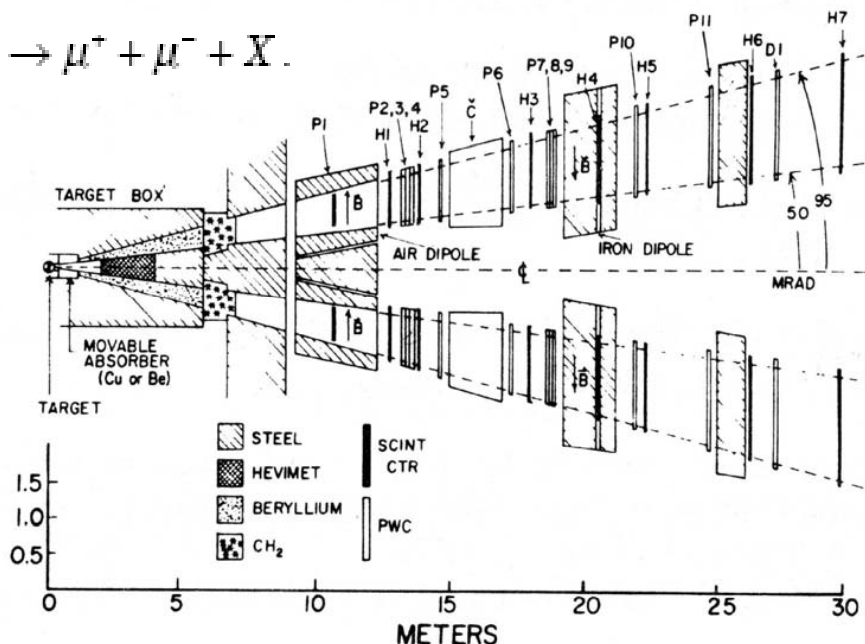


Figura 3)

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.

Bottomonium - 1977

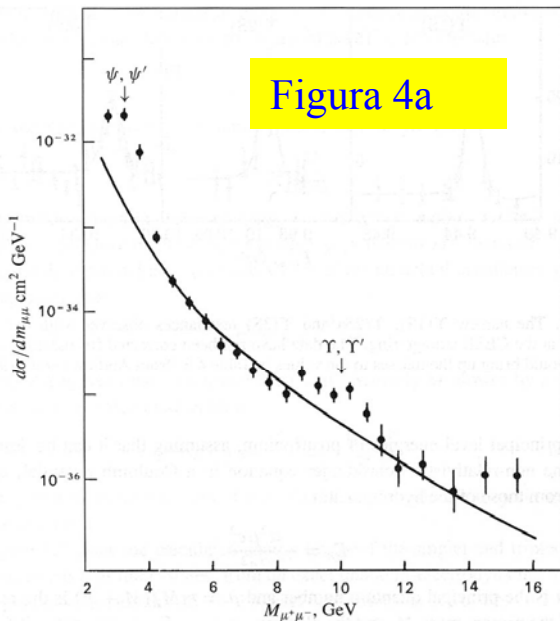


Fig. 4.6. First evidence for the upsilon resonances Υ, Υ' , obtained by Herb *et al.* (1977) from the spectrum of muon pairs observed in 400 GeV proton-nucleus collisions at Fermilab, near Chicago. The enhancement due to these resonances stands out against the rapidly falling continuum background. The individual states Υ, Υ' are not resolved.



L. Lederman

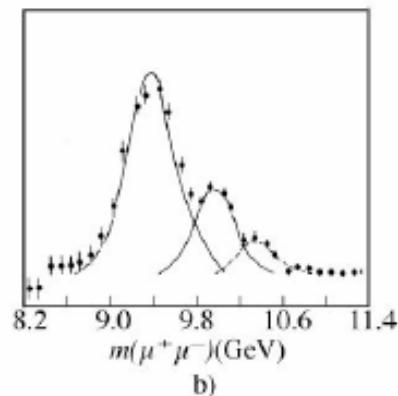
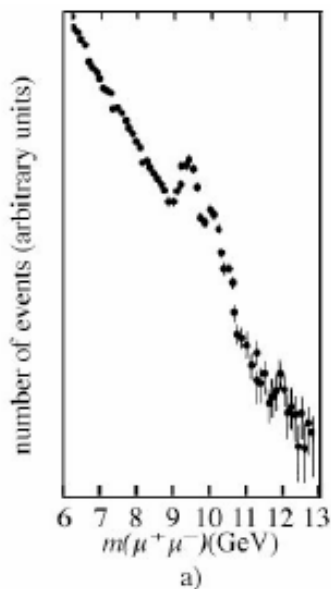


Figure 4b

Fig. 4.28 The $\mu^+\mu^-$ mass spectrum. a) full, b) after continuum background subtraction. Adapted from (Herb et al. 1977)

Mesoni con beauty

Le misure di precisione delle nuove risonanze furono fatte ai collider e^+e^- di DESY (Amburgo) e a Cornell (USA) . In Figura 5 sono mostrate le misure fatte a Cornell.. Le misure di masse e larghezze delle Υ danno:

$$m(1^3S_1 \Upsilon) = 9460 \text{ MeV}$$

$$\Gamma(1^3S_1 \Upsilon) = 53 \text{ keV}$$

$$m(2^3S_1 \Upsilon) = 10023 \text{ MeV}$$

$$\Gamma(2^3S_1 \Upsilon) = 43 \text{ keV}$$

$$m(3^3S_1 \Upsilon) = 10352 \text{ MeV}$$

$$\Gamma(3^3S_1 \Upsilon) = 26 \text{ keV}.$$

Figura 5

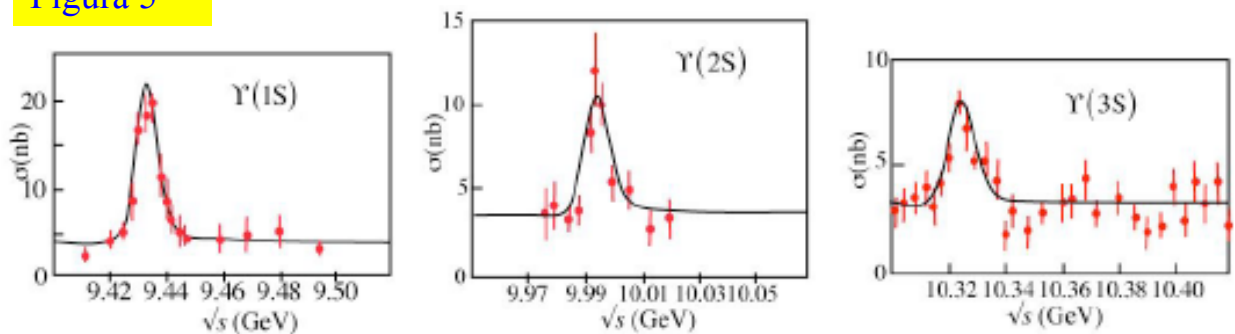


Fig. 4.29. The hadronic cross section measured by the CLEO experiment at the CESR e^+e^- collider,

State	quark	$M(\text{MeV})$	Γ/τ	J^{PC}	I
$\Upsilon(1^3S_1)$	$b\bar{b}$	9460	54 keV	1^{--}	0
$\Upsilon(2^3S_1)$	$b\bar{b}$	10023	32 keV	1^{--}	0
$\Upsilon(3^3S_1)$	$b\bar{b}$	10355	20 keV	1^{--}	0
$\Upsilon(4^3S_1)$	$b\bar{b}$	10580	20 MeV	1^{--}	0
B^+	$u\bar{b}$	5279	1.6 ps	0^-	1/2
B^0	$d\bar{b}$	5279	1.5 ps	0^-	1/2
B_s^0	$s\bar{b}$	5368	1.5 ps	0^-	0
B_c^+	$c\bar{b}$	6286	0.5 ps	0^-	0

Table 4.4. The principal hidden and open beauty hadrons

$$e^+e^- \rightarrow b\text{-}b\text{bar}$$

OZI suppression -> narrow resonances

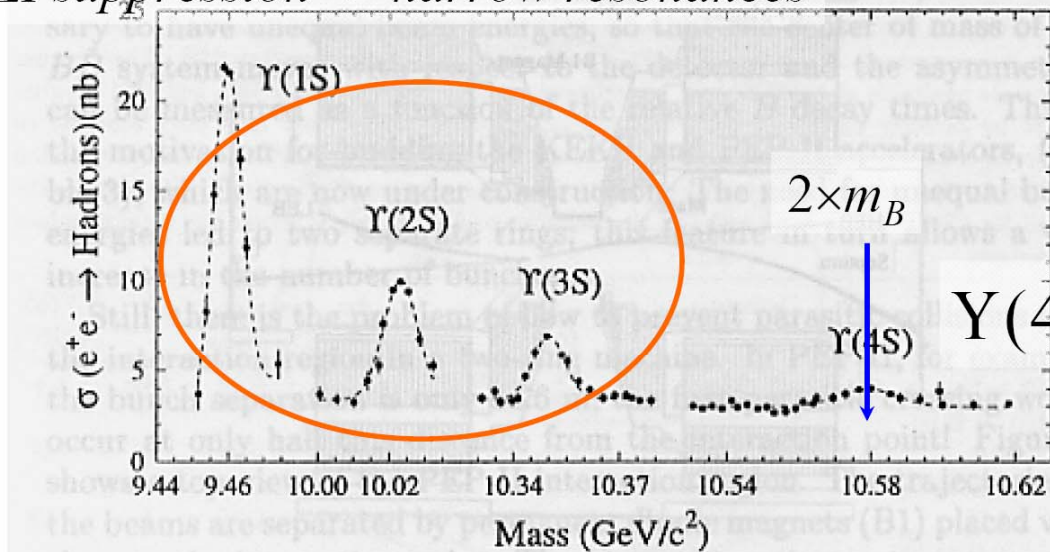


Fig. 8. The hadronic cross section vs. center-of-mass energy in the Υ energy region. The $\Upsilon(4S)$, at 10.58 GeV, is the third radial excitation of the ground state. It has sufficient mass to decay into $B^0\bar{B}^0$ or B^+B^- pairs, which results in its larger width. The continuum events underneath the $\Upsilon(4S)$ typically have a two-jet topology, which allows them to be distinguished from the much more isotropic distribution of tracks in $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ decays.

$\Upsilon(4S) \rightarrow$ sorgente di coppie di mesoni B in stato quantistico coerente : fondamentale per gli esperimenti sulla CP violation nel beauty degli anni 2000 (Babar, Belle) o quelli in corso (Belle2)

Potenziale di QCD



La conoscenza dei livelli del charmonio e del bottonio fornisce un banco di prova per il potenziale QCD che descrive le forze forti tra quark pesanti.



Si trova che il potenziale usato per il charmonio descrive molto bene anche quello del bottonio:

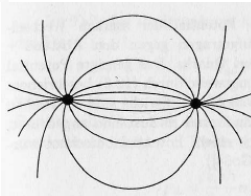
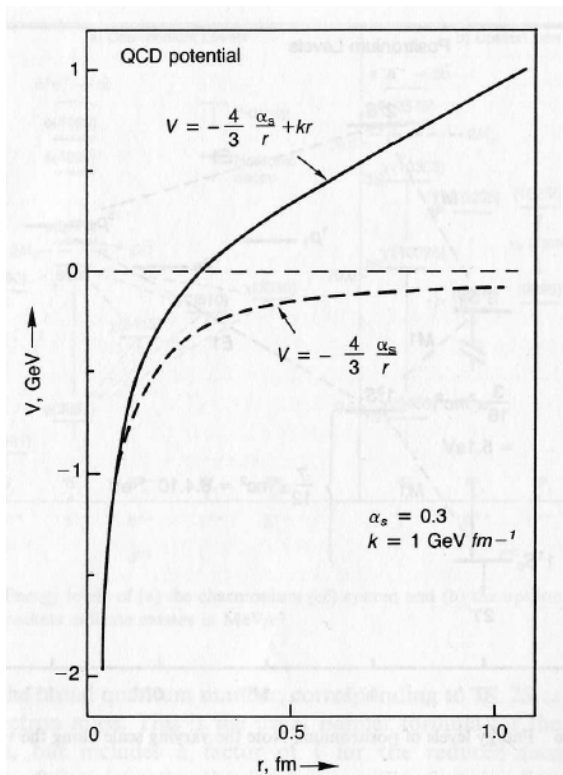
E' una forte evidenza che il potenziale QCD NON DIPENDE dal tipo di quark !



In pratica, (in analogia col potenziale Coulombiano: $V_{em} = -\frac{\alpha}{r}$) si trova per il potenziale QCD:

$$V_{QCD} = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr$$

Con $\alpha_s = 0.2$ e $k = 1 \text{ GeV fm}^{-1}$ fornisce una buona descrizione dei livelli osservati sperimentalmente.



Tirando i quark uno lontano dall'altro, il termine k lavorerà come una molla elastica incamerando energia. Questa verrà rilasciata in forma di adroni se la molla si spezza.

Quarkonium spectra

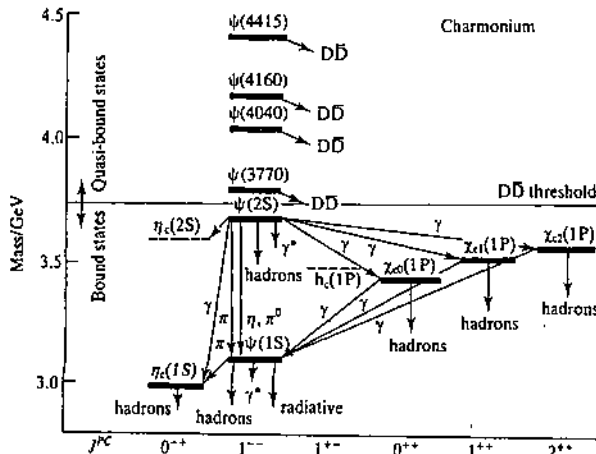


Figure 10.25 The charmonium system. Uncertain states and transitions are shown by broken lines. Transitions denoted γ^* refer to decay processes involving intermediate virtual photons, including decays to e^+e^- and $\mu^+\mu^-$. Singlet states are called η_c and h_c and triplet states ψ and χ_{cJ} . States are labelled nL in sequence, nS , nP so that, for example, the triplet state $\chi_{c0}(1P)$ would be 2^3P_0 in the conventional notation used in the positronium diagram (figure 10.24).

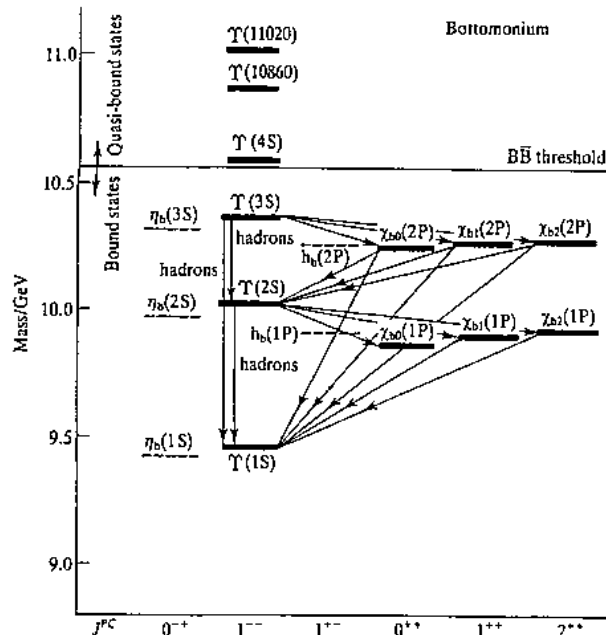


Figure 10.26 The bottomonium system. Uncertain states are shown by broken lines. The numbering and labelling convention is the same as that used in the charmonium diagram (figure 10.25). Singlet states are called η_b and h_b and triplet states T and χ_{bJ} . For example, the state $h_b(1P)$ means 1^3P_1 with $n = 1$, $L = 1$, $S = 0$, $J = 1$ and $PC = + - -$. In conventional spectroscopic notation this state would be labelled 2^1P_1 .

Alpha_s determination

