

Capitolo 10: **I Mesoni “Pesanti”**

**Corso di Fisica Nucleare e
Subnucleare I**

Professor Carlo Dionisi

A.A. 2004-2005

I sapori Pesanti

- 1) La “ Rivoluzione di Novembre “ : la scoperta della J/ψ ;
- 2) Il Charmonio;
- 3) La Regola di Zweig;
- 4) La scoperta della Ypsilon ed il bottonio.

Scoperta della J/ψ : “ The November Revolution (1974)”

◆ 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!

Ting and Richter, Nobel Prize 1976

◆ Il gruppo di Ting a Brookhaven misurava la frequenza di produzione di coppie e^+e^- da collisioni di protoni da $30 \text{ GeV}/c$ su una targhetta di berilio, per minimizzare lo scattering multiplo, studiando la reazione: $p + \text{Be} \rightarrow (e^+e^-) + X$. La risoluzione per la massa invariante $M(e^+, e^-)$ era molto accurata: $\sim 20 \text{ MeV}/c^2$. Questo permise una sensibilita' 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 $(\mu^+\mu^-)$ da collisioni adroniche da un “fotone virtuale” formata dalla annichilazione di un quark da un adrone e di un anti-quark dall' altro dello stato iniziale.

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

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

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

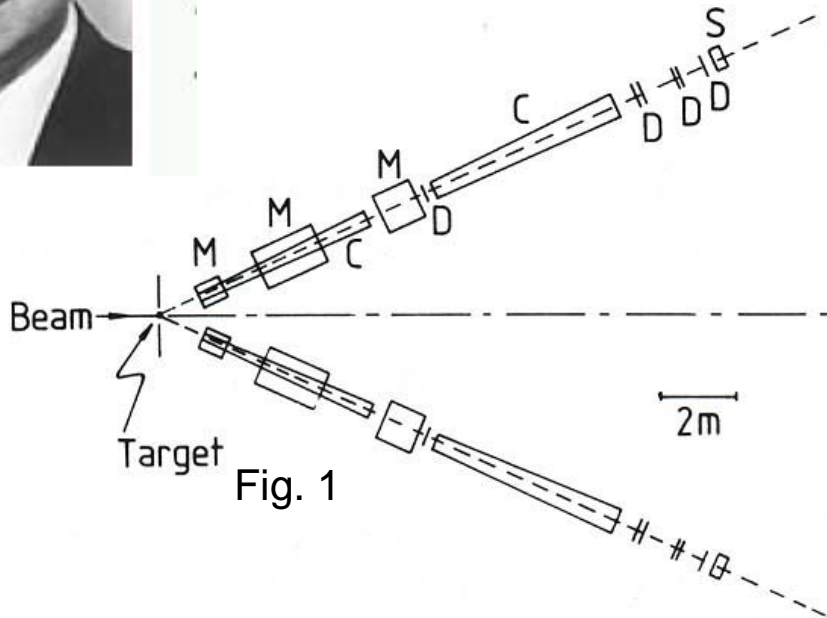
Svantaggi con e^+e^- : piccolo angolo solido strumentato e quindi bassa frequenza.

◆ L' esperimento di Ting usava due spettrometri magnetici per misurare separatamente gli elettroni e i positroni (vedi fig 1a, 1b e 1c).

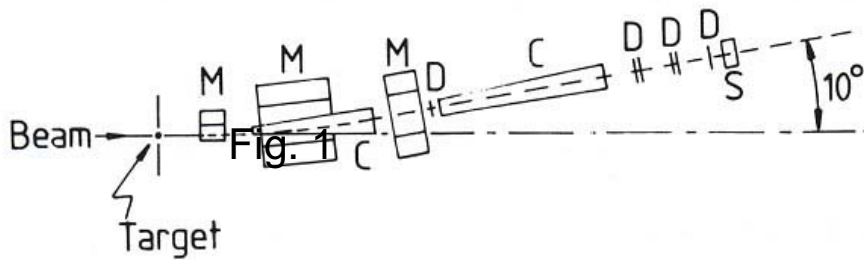
Spettrometro magnetico a due braccia della scoperta della J



S. 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.)

Vista dall' alto del rivelatore di S. Ting



7/6/2006

5

Figura 1c

Scoperta della J

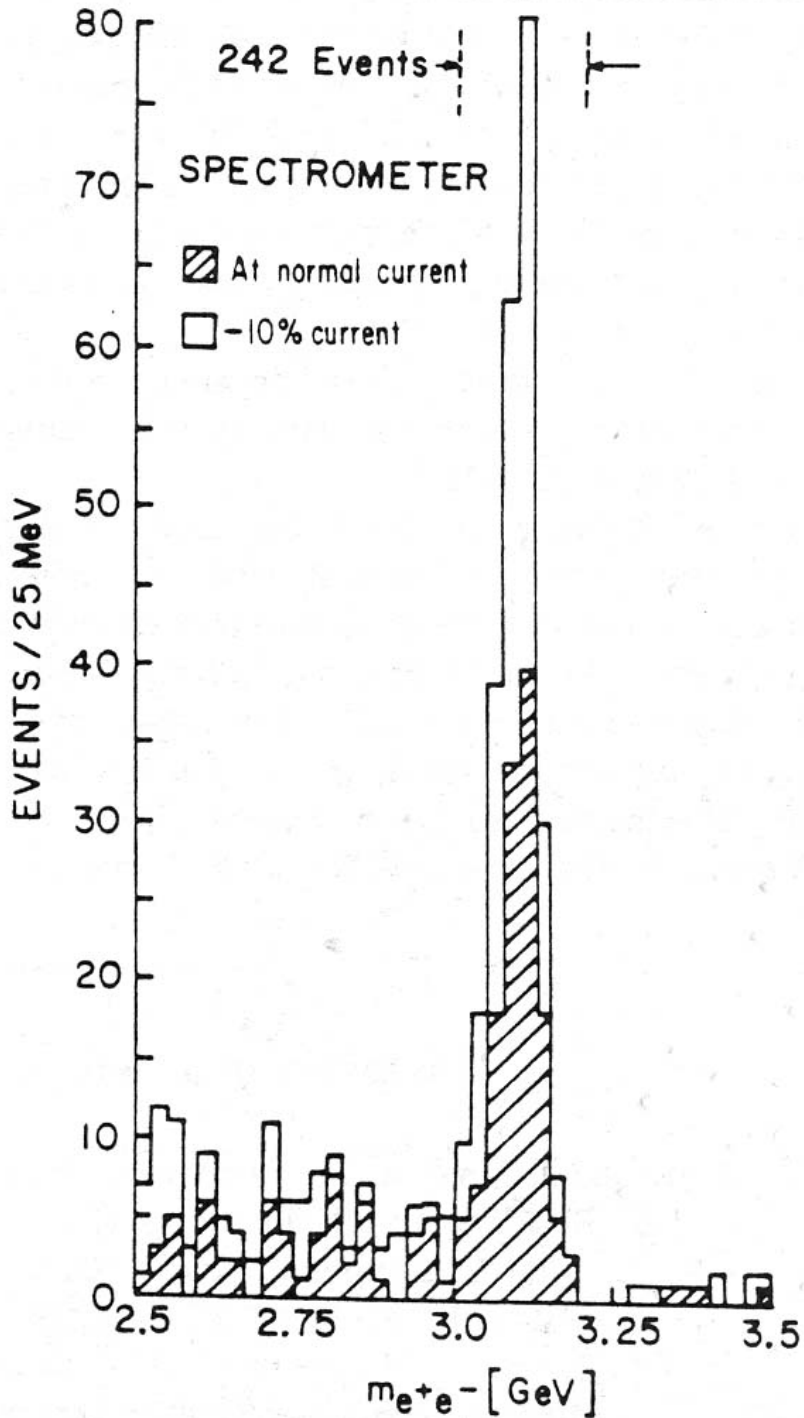


FIG. 2. Mass spectrum showing the existence of J . Results from two spectrometer settings are plotted showing that the peak is independent of spectrometer currents. The run at reduced current was taken two months later than the normal run.

The SLAC-LBL multipurpose large-solid-angle magnetic detector Mark I

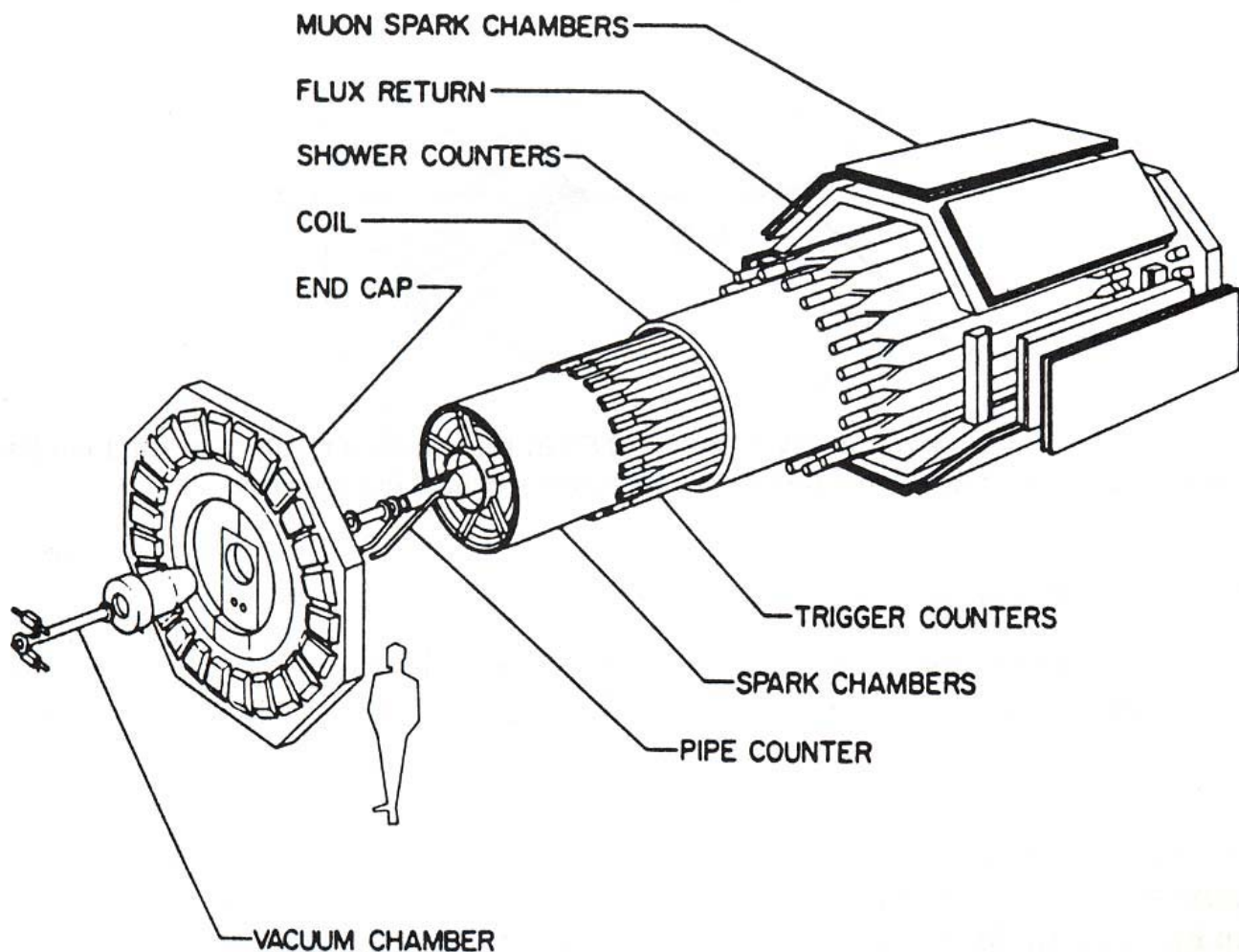
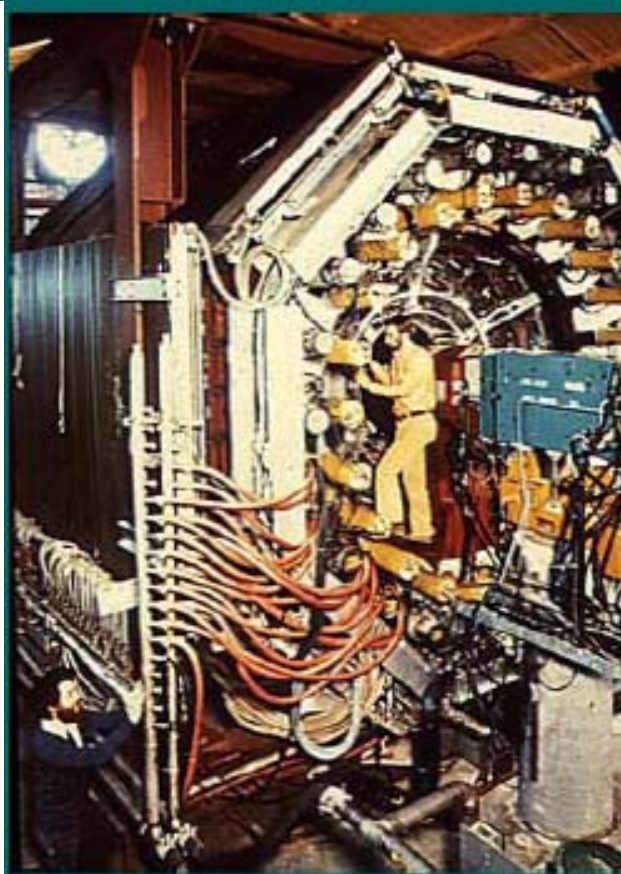
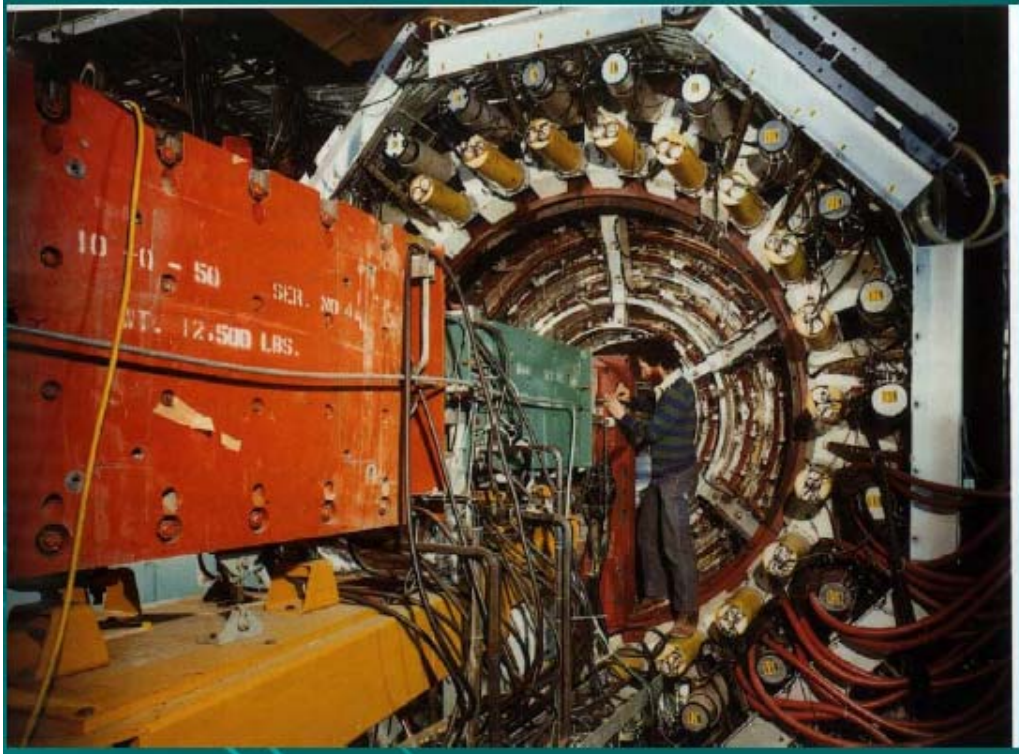


Fig. 3.15 Telescopic projection of the cylindrical MARK-I detector. The electron and positron beams travel in opposite directions in the vacuum chamber and collide at the centre of the detector. The flat ends of the detector are covered by 'end cap' detectors in order to observe particles emitted at 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^- da 2.5 a 7.5 GeV nel centro di massa. 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 .

The Mark I Detector



B. Richter

La scoperta della Ψ

◆ Come vedremo in modo approfondito nei corsi specialistici, nel quark-parton model, essendo le interazioni tra quarks trascurate, i processi $e^+e^- \rightarrow q\text{-}q\text{-}\bar{q}$ sono precisamente analoghi a quelli $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ con la eccezione che le cariche dei quark sono o $2/3$ o $1/3$ e che hanno tre colori. Quindi il rapporto delle sezioni d' urto di annichilazione in adroni su quella in $\mu^+\mu^-$ dovrebbe semplicemente essere uguale a tre volte la somma dei quadrati delle cariche dei quark. Questo rapporto, chiamato convenzionalmente R , nel 1974 era aspettato essere :

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

contando i quarks noti a quel tempo d,u,s. 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 piu' piccoli (2.5 MeV), mostro' 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 e' data da:

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

◆ La Ψ introduce un nuovo numero quantico , **il Charm**, e risulta essere uno **stato legato in onda s del nuovo quark charm : c-cbar**. (vedi la analogia col positronio della figura 2). Questo nuovo stato chiamato **Charmonio** ha numeri quantici $J^P = 1^-$ vedi Tabella1

Tabella 1 *Charmonium states and decay modes*

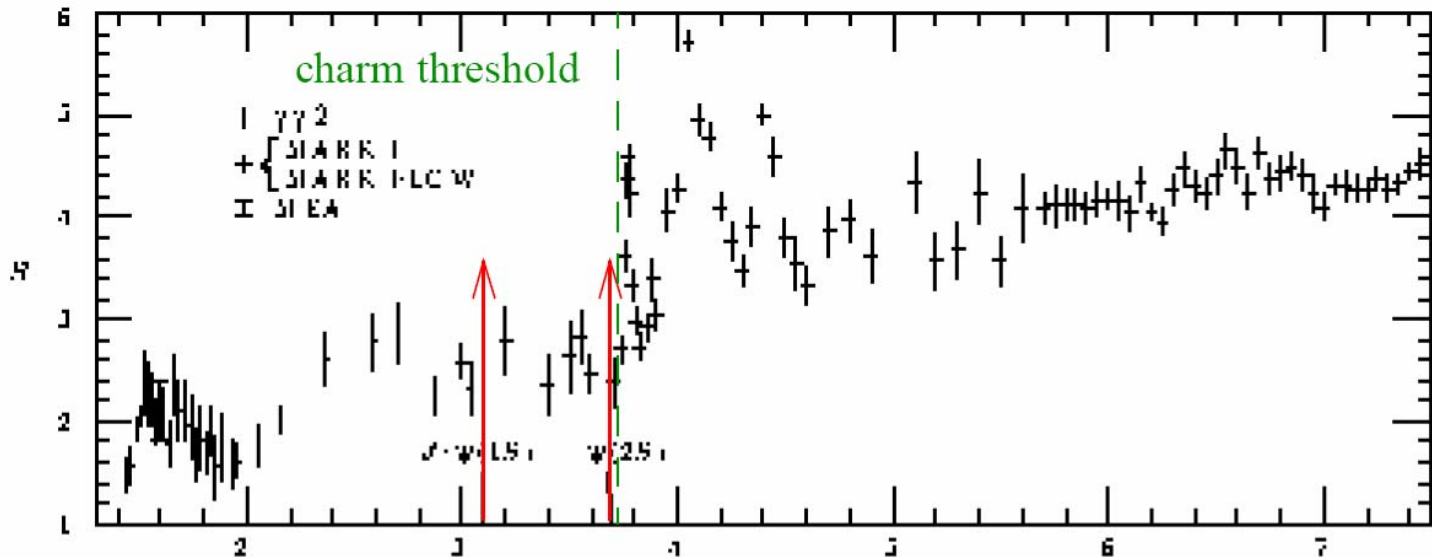
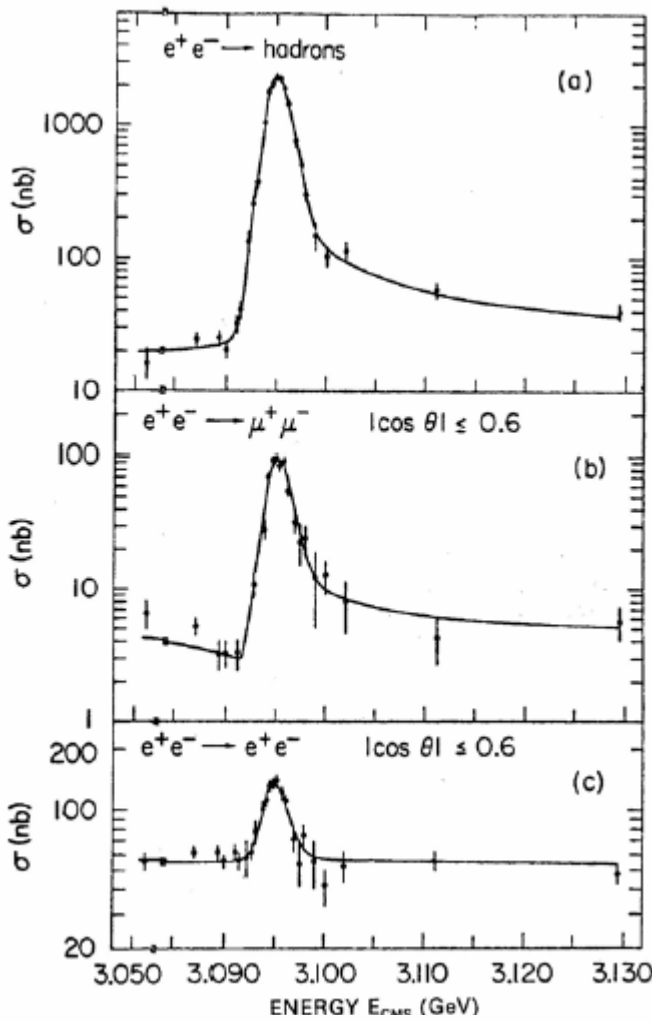
State	Mass, MeV	J^P, I	Γ , MeV	Branching ratio
J/ψ (3100) = $\psi(1S)$	3097.88 ± 0.04	$1^-, 0$	0.087	hadrons 88% e^+e^- 6% $\mu^+\mu^-$ 6%
$\psi(3700)$ = $\psi(2S)$	3686 ± 0.1	$1^-, 0$	0.28	$\psi + 2\pi$ 50% $\chi + \gamma$ 24% e^+e^- 0.9% $\mu^+\mu^-$ 0.8%

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

$J/\psi(3097)$

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

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

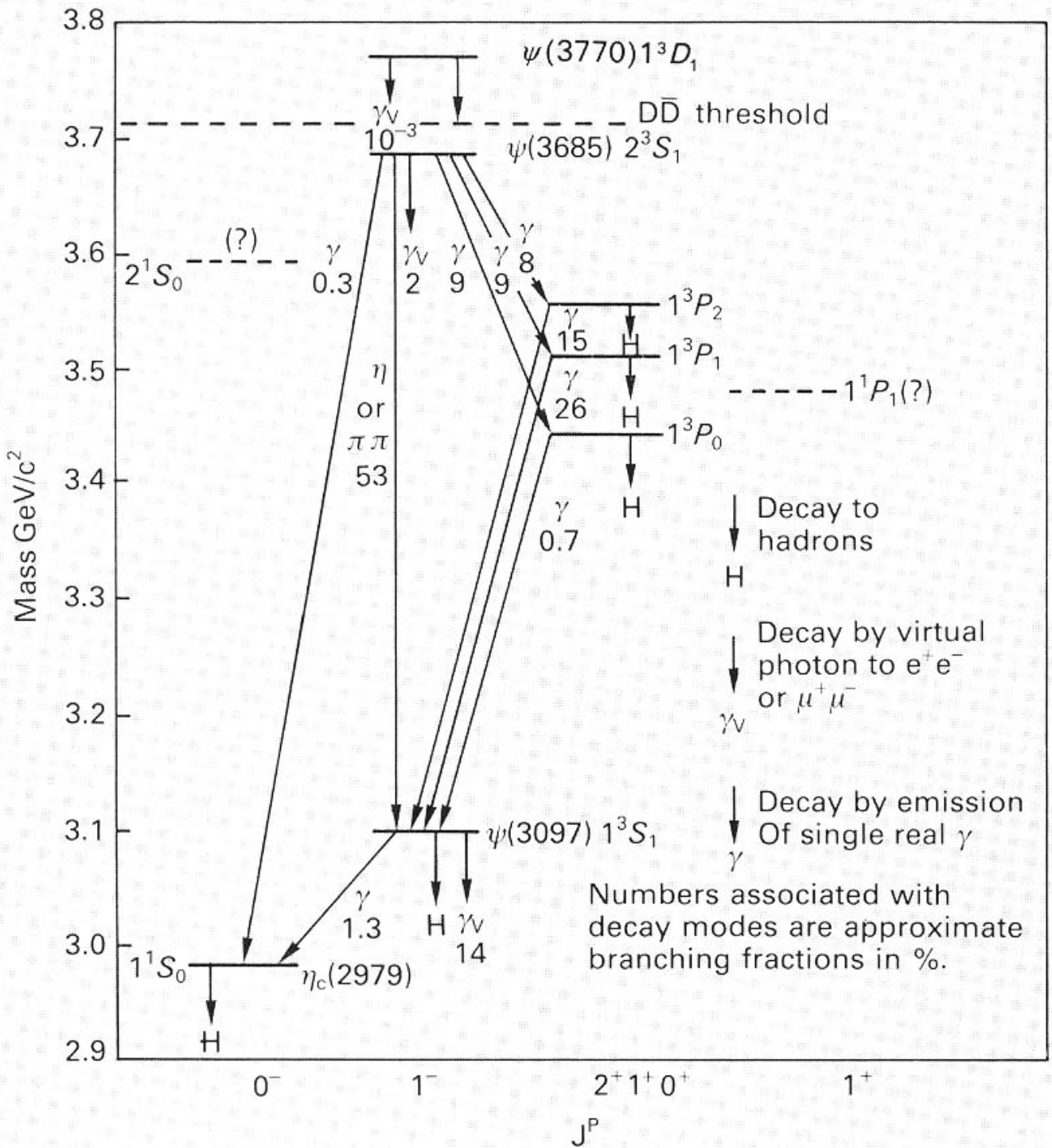


◆ altri decadimenti:

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

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

Decadimenti della $\psi(3770)$



$\psi(2S)$ as seen by Richter et al

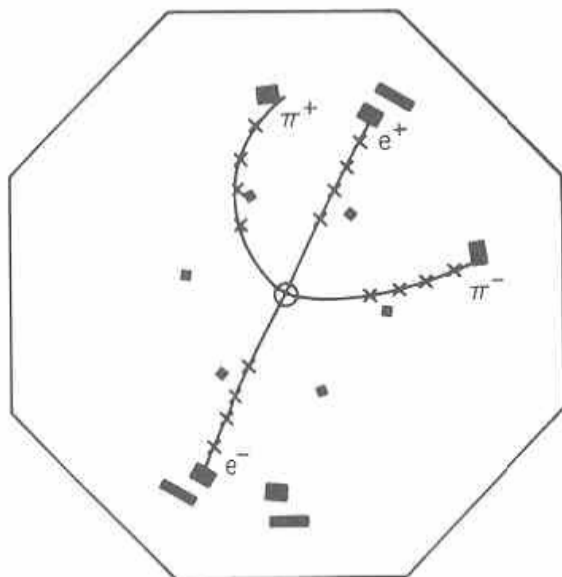
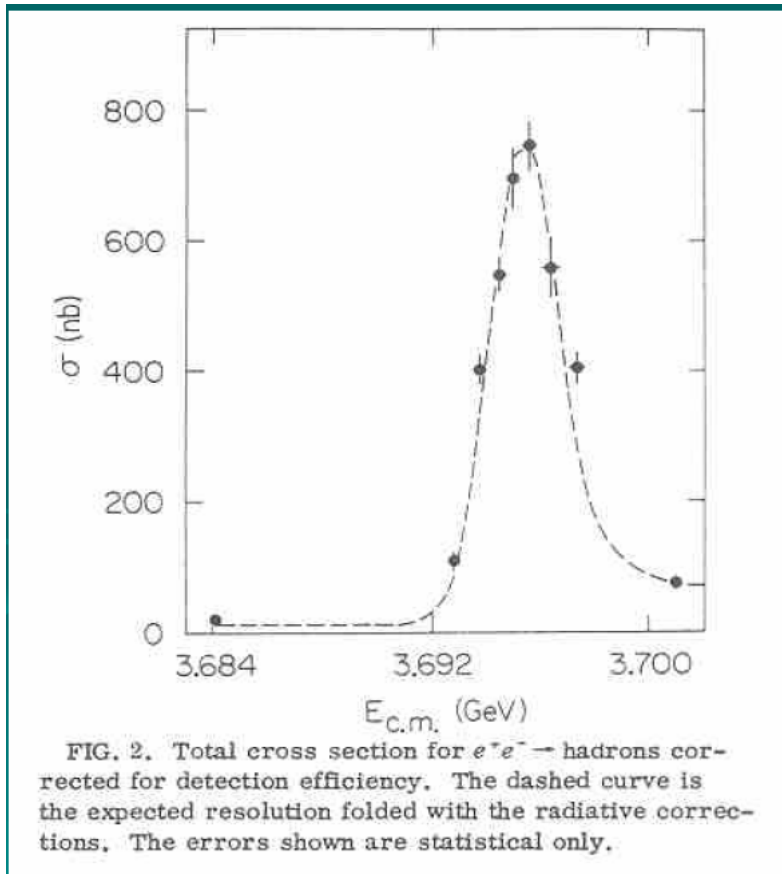
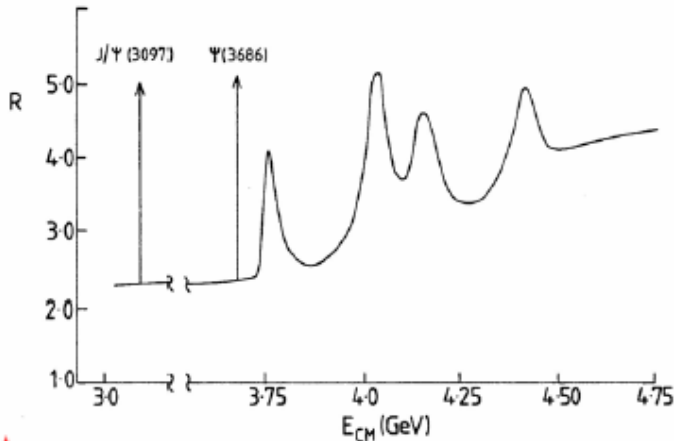


Figure 9.1: An example of the decay $\psi' \rightarrow \psi \pi^+ \pi^-$ observed by the SLAC-LBL Mark I Collaboration. The crosses indicate spark chamber hits. The outer dark rectangles show hits in the time-of-flight counters. Ref. 9.5.

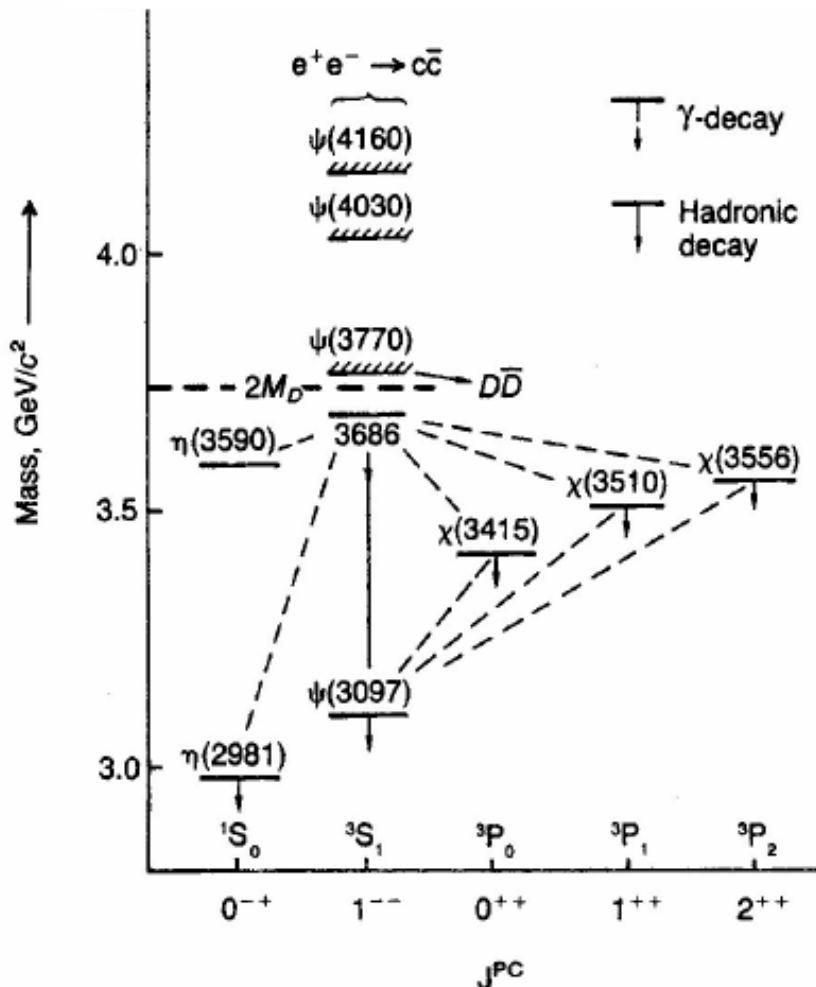
Charmonium

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

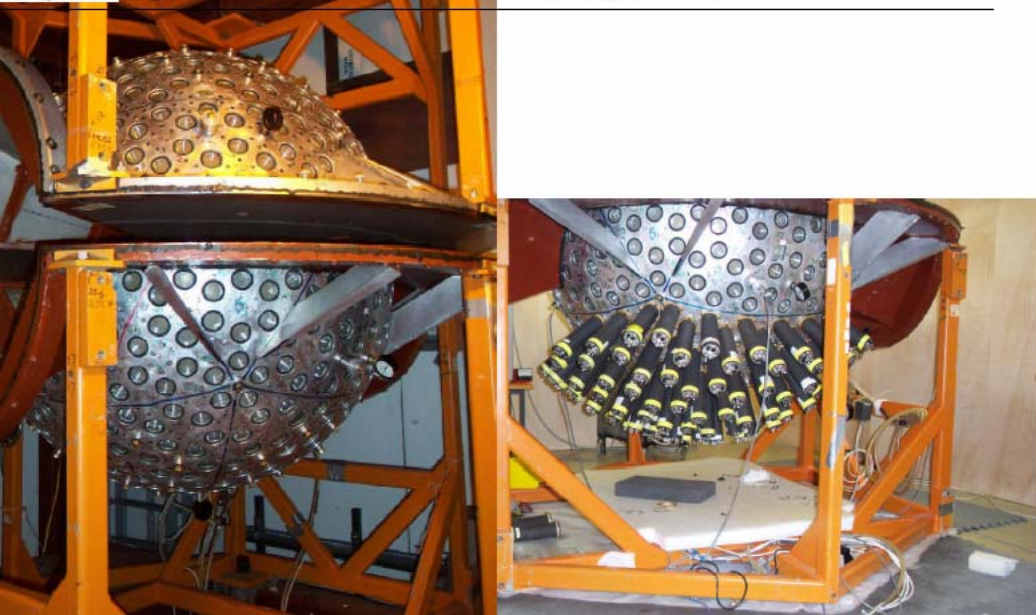
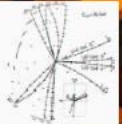
Sono "Formate DIRETTAMENTE" SOLO quelle risonanze che hanno gli stessi numeri quantici del fotone: $J^{PC} = 1^{--}$



Gli altri stati vengono osservati attraverso i decadimenti a cascata



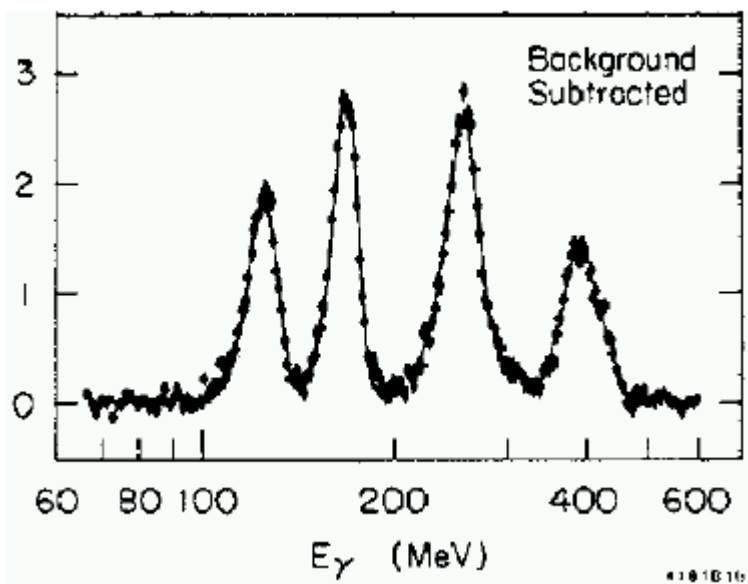
Crystal Ball Detector
originally at Brookhaven
now in Mainz



★ Photonic decays e.g.

$$\psi(3685) \rightarrow \chi + \gamma$$

$$\chi \rightarrow J/\psi(3097) + \gamma$$



Crystal Ball Expt. 1982

$$e^+e^- \rightarrow \psi(3686)$$

First 3 peaks:

$$\psi(3686) \rightarrow \chi(3556) \gamma$$

$$\psi(3686) \rightarrow \chi(3510) \gamma$$

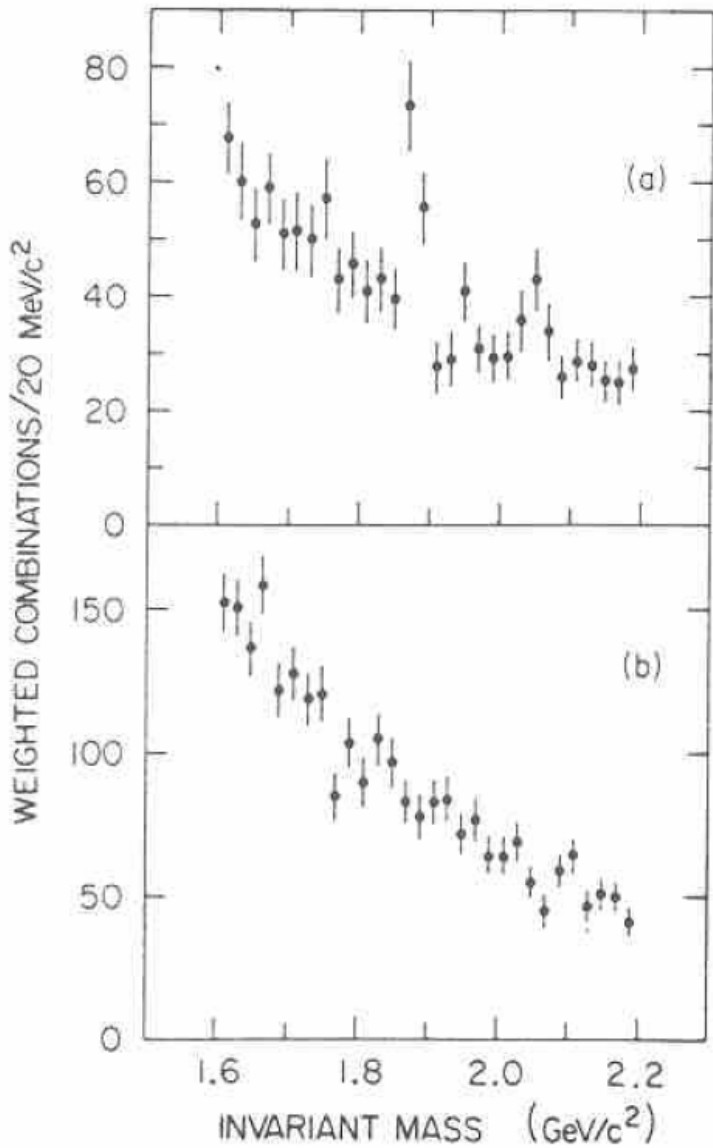
$$\psi(3686) \rightarrow \chi(3415) \gamma$$

Fourth peak:

$$\chi(3556) \rightarrow J/\psi(3097) \gamma$$

$$\chi(3510) \rightarrow J/\psi(3097) \gamma$$

D⁺ signal seen in Mark I



Spettroscopia dei Mesoni “Pesanti”

★ Quindi, in aggiunta ai tre quark “leggeri” d,u,s, altri tre quark molto piu’ pesanti furono scoperti:

i) il quark “charm, c” (nel 1974) scoperto come un “hidden flavour” nella risonanza J/Ψ (3100 MeV), stato legato c-cbar;

ii) il quark *bottom, b” (nel 1977) di nuovo scoperto come “hidden flavour” nella risonanza Υ (9460 MeV), stato legato b-bbar

iii) il quark “top, t” (nel 1994) vedi il corso della laurea specialistica.

L’ accordo molto buono tra le predizioni del modello a quark, basato su un semplice potenziale di interazione, e le osservazioni sperimentali della spettroscopia degli stati c-cbar e b-bbar ha contribuito notevolmente nel supportare la validita’ del modello.

★ Ricordiamo che la caratteristica piu’ sorprendente della J/Ψ e’ quella di avere una larghezza osservata, ~ 3 MeV, dovuta quasi integralmente alla risoluzione sperimentale, mentre la larghezza naturale e’ di ~ 87 KeV !

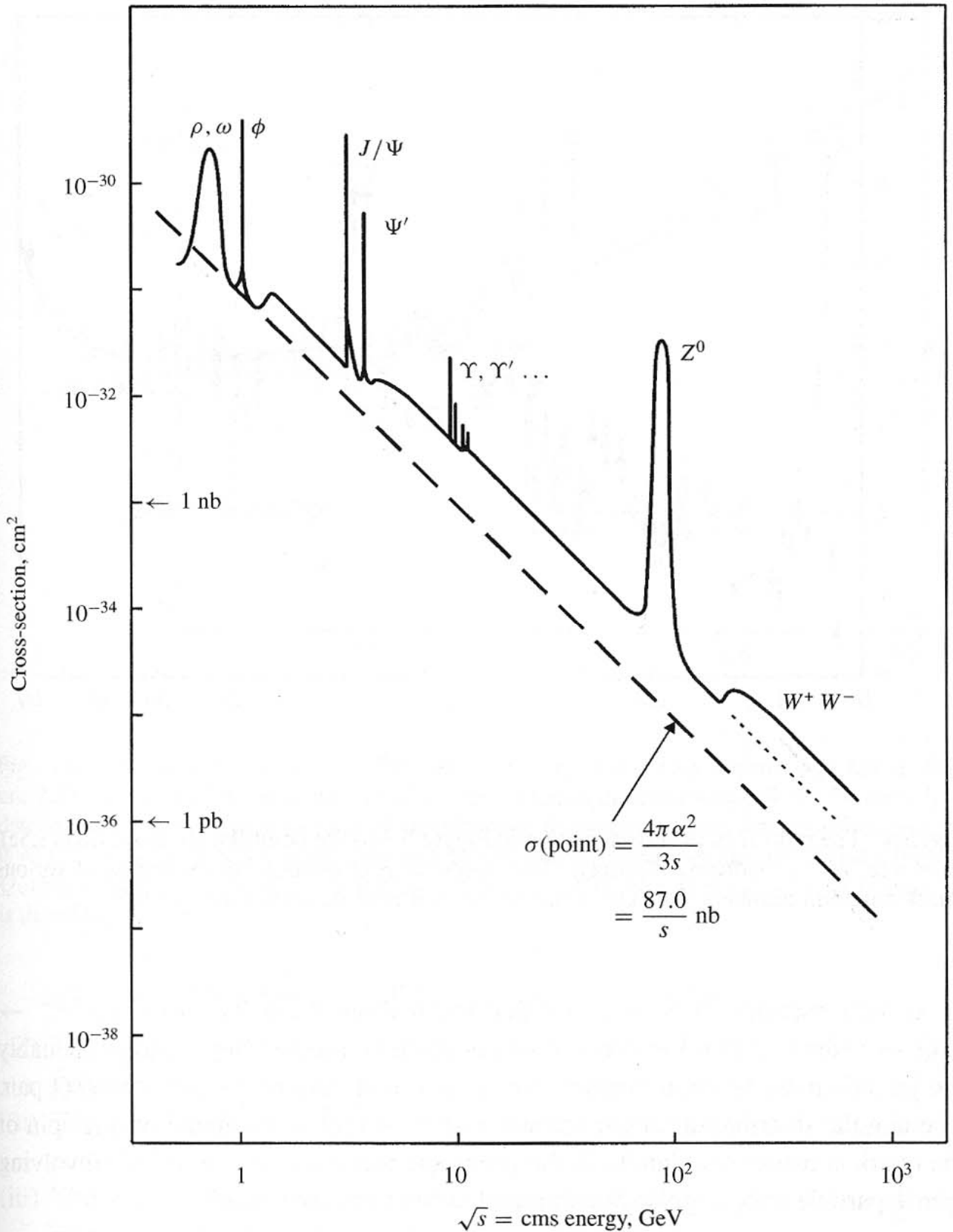
Nel seguito, riassunti i risultati sperimentali della spettroscopia dei mesoni con charm e bottom, spieghiamo perche’ la J/Ψ e’ cosi’ stretta e ne determiniamo spin e parita’

★ Punti Chiave:

i) risonanze dovute alla formazione di stati legati instabili (c-cbar) o (b-bbar) sotto o sopra la soglia di coppie di mesoni con charm o bottom;

ii) nelle collisioni e+e- sono prodotti SOLO gli stati con lo stesso J^{PC} del fotone: 1^{--}

Sezione d' urto e+ e- in funzione dell' energia della macchina



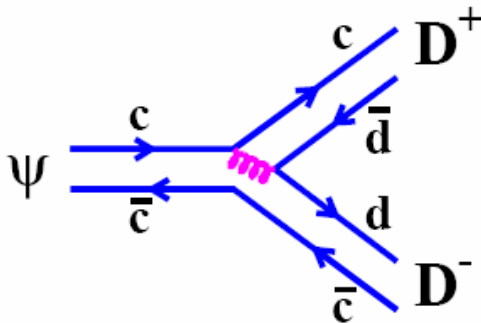
Perche' la J/Ψ e' cosi' stretta ?

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

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

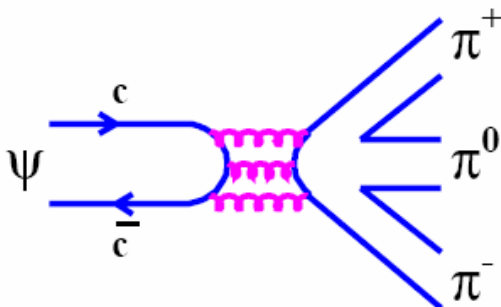
$$m_{D^\pm} = 1869.4 \pm 0.5 \text{ MeV}$$

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



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

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**

La Regola di Zweig

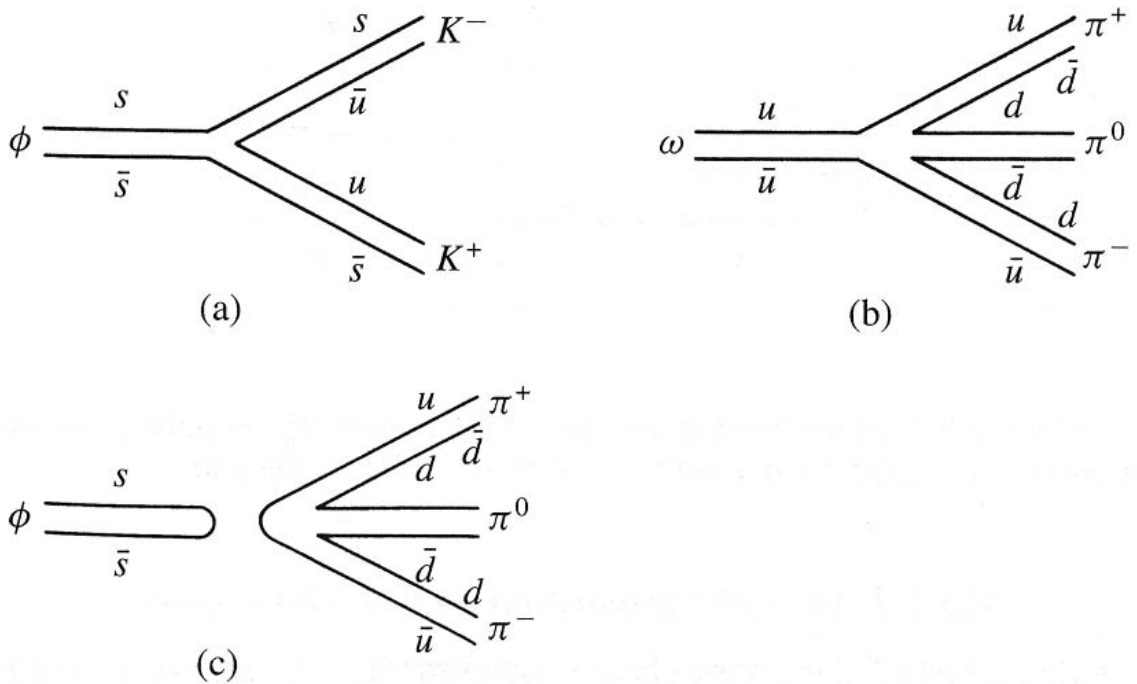
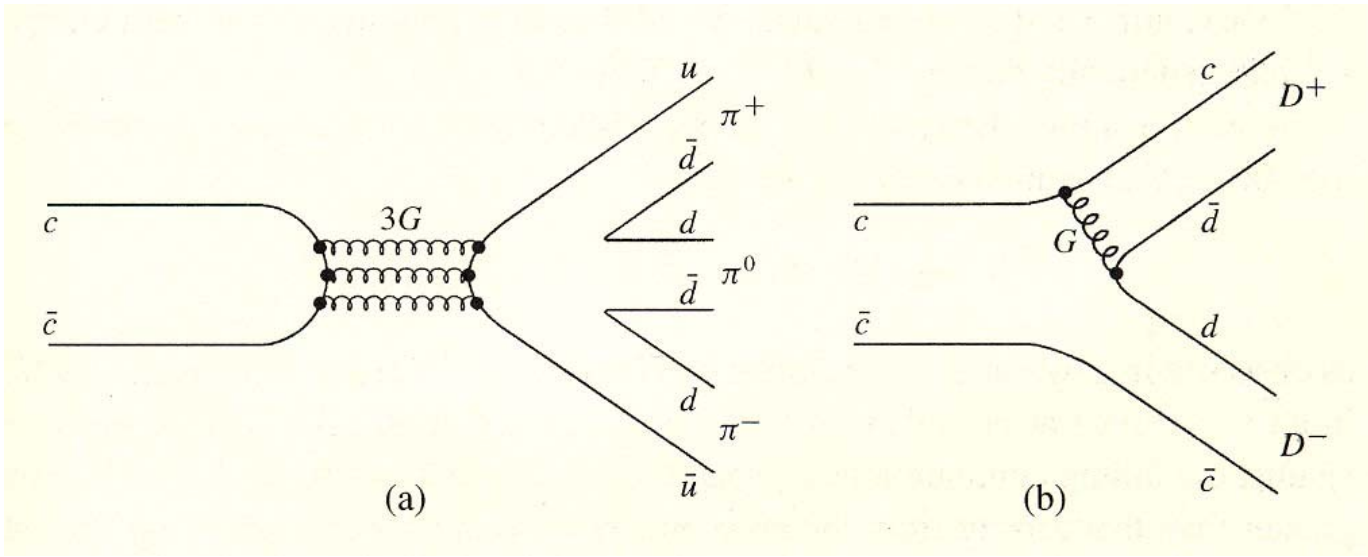


Fig. 4.15. Quark flow diagrams for ϕ and ω decay. (a) $\phi \rightarrow K^+K^-$; (b) $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$; (c) $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

Partial Widths : Example J/ψ

LIFETIME:

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

$$\begin{aligned}e.g. \quad \Gamma_{J/\psi \rightarrow e^+e^-} &= \Gamma_{J/\psi} \times 0.059 \\ &= 5 \text{ keV} \\ \Gamma_{J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-} &= 5 \text{ keV} \\ \Gamma_{J/\psi \rightarrow \text{hadrons}} &= 77 \text{ keV}\end{aligned}$$

COMMON MISCONCEPTIONS:

- ★ Different partial widths for the decay modes **DOES NOT** mean different widths for the resonance curve. This is determined by the lifetime (i.e. the TOTAL width).
- ★ Different partial widths do not imply a different constant in the exponential lifetime expression for $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ - only the total decay rate matters

$\Upsilon(1S)$ produced in proton-nucleus and e^+e^- collisions

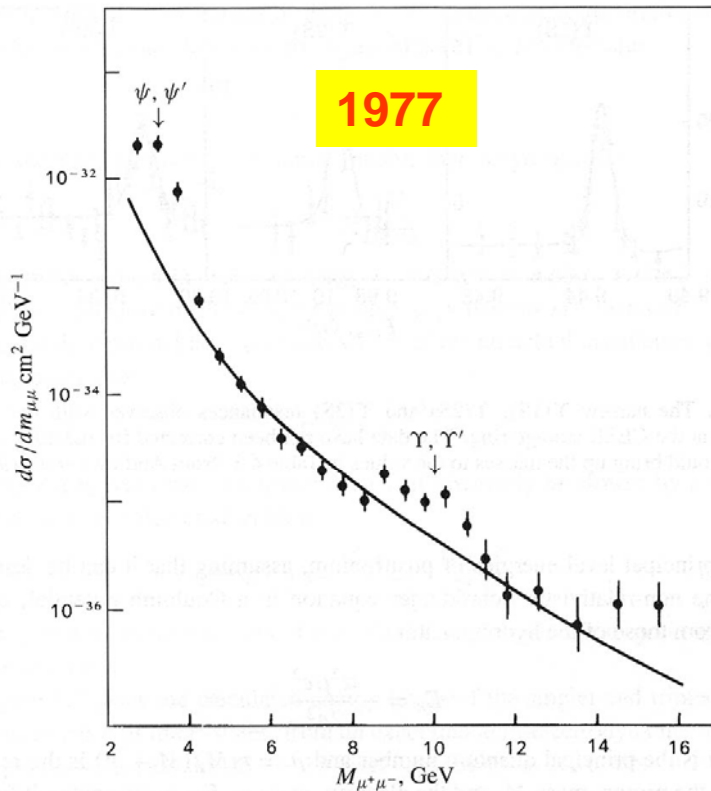


Fig. 4.6. First evidence for the upsilon resonances Υ , Υ' , obtained by Herb *et al.* (1977) from the spectrum of muon pairs observed in 400 GeV proton–nucleus collisions at Fermilab, near Chicago. The enhancement due to these resonances stands out against the rapidly falling continuum background. The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

Scoperta della $\Upsilon(1S)$



L. Lederman

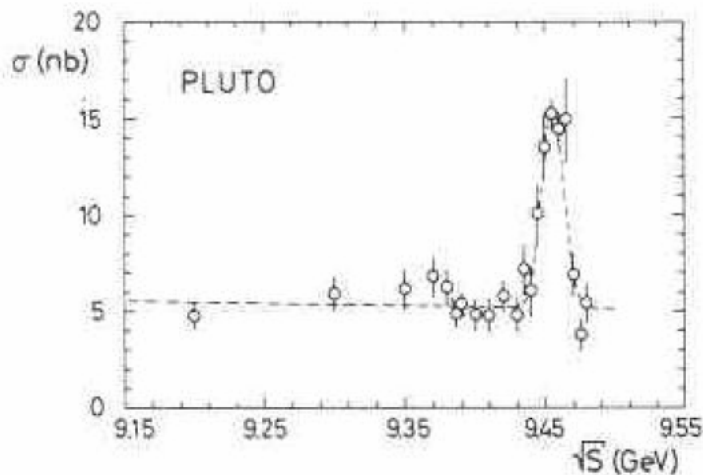
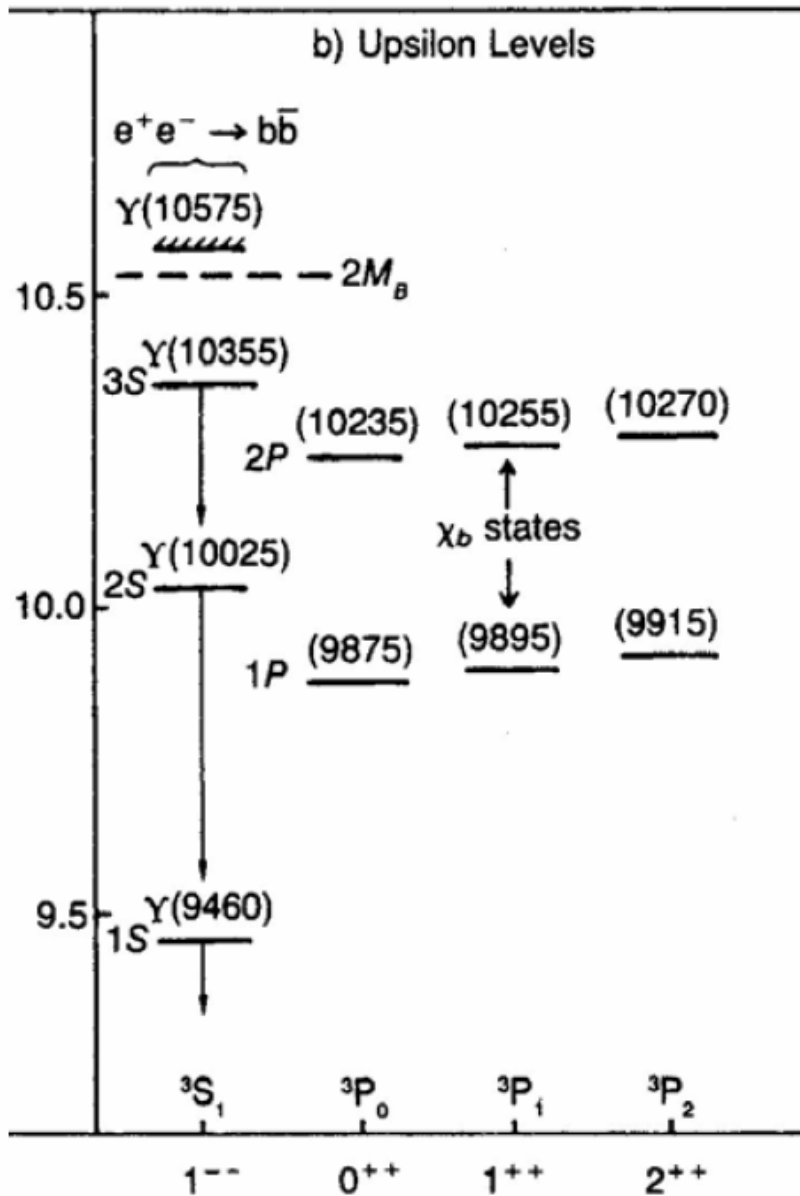


Fig. 2. Total cross section for hadron production in e^+e^- annihilation as a function of center of mass energy. There is an additional systematic error (not shown) of 20%. Contributions from the heavy lepton are included.

Bottomonium

- ★ Nel 1977 fu scoperto un nuovo stato: $\Upsilon(9460)$
- ★ Stato legato $b\bar{b}$ di piu' bassa energia: 3S_1
- ★ $\Rightarrow m_b \sim 4.7 \text{ GeV}$
- ★ Proprieta' simili a quelle della J/Ψ



Stati con open charm e bottom

		<i>stato</i>	m (MeV)	τ (s)
<i>mesoni</i>	D^+	dc	1869	$1.05 \cdot 10^{-12}$
	D^0	$\bar{u}c$	1865	$0.41 \cdot 10^{-12}$
	D_s^+	$\bar{s}c$	1969	$0.50 \cdot 10^{-12}$
<i>barioni</i>	Λ_c^+	udc	2289	$0.21 \cdot 10^{-12}$

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

		<i>stato</i>	m (MeV)	τ (s)
<i>mesoni</i>	B^+, B^-	$bu, \bar{u}b$	5279	$1.65 \cdot 10^{-12}$
	B^0, \bar{B}^0	$\bar{b}d, d\bar{b}$	5279	$1.55 \cdot 10^{-12}$
	B_s^0, \bar{B}_s^0	$\bar{b}s, s\bar{b}$	5370	$1.49 \cdot 10^{-12}$
<i>barioni</i>	Λ_b^0	udb	4624	$1.23 \cdot 10^{-12}$

Risonanze Υ da $e^+ e^-$

OZI suppression \rightarrow narrow resonances

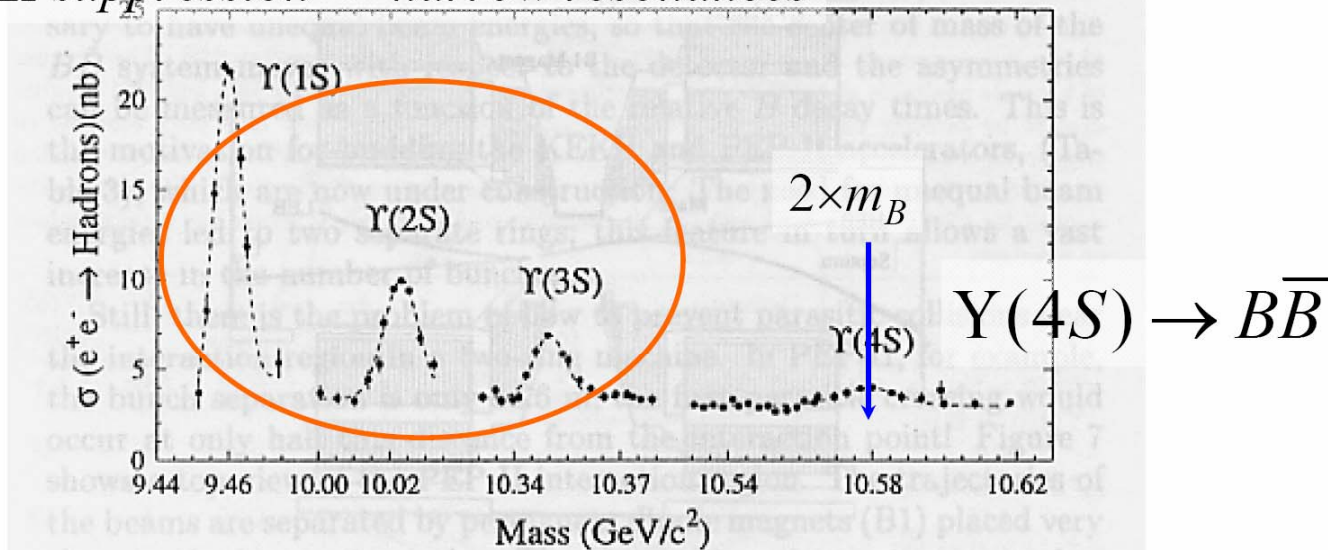
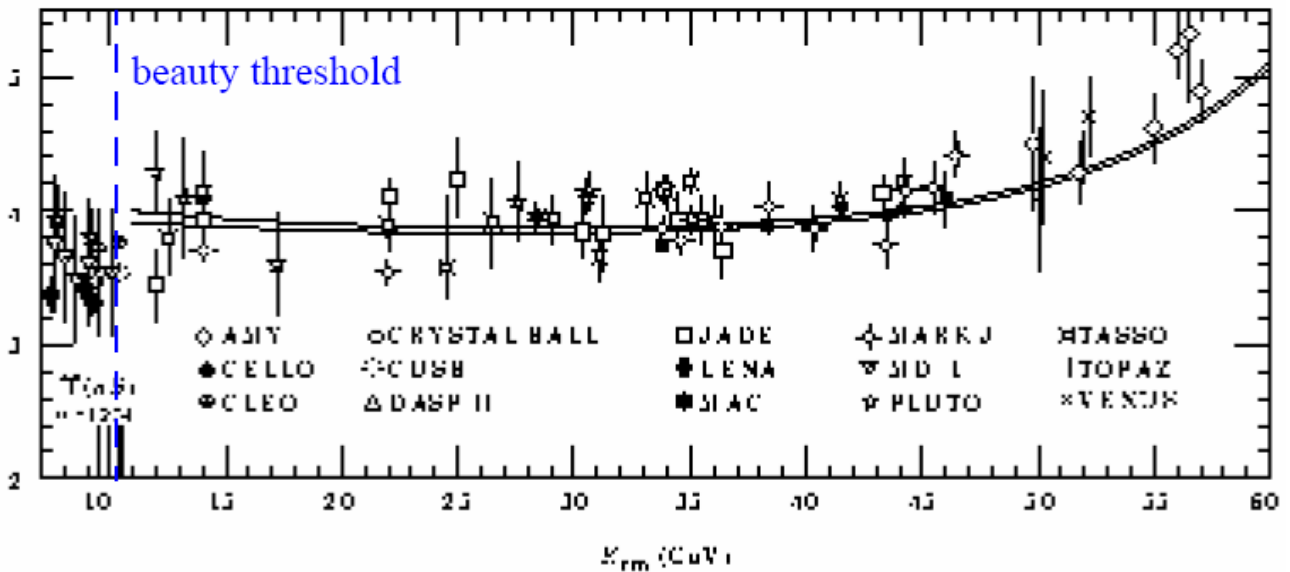


Fig. 8. The hadronic cross section vs. center-of-mass energy in the Υ energy region. The $\Upsilon(4S)$, at 10.58 GeV, is the third radial excitation of the ground state. It has sufficient mass to decay into $B^0 \bar{B}^0$ or $B^+ B^-$ pairs, which results in its larger width. The continuum events underneath 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.



Summary



$$m_u \approx 335 \text{ MeV}$$

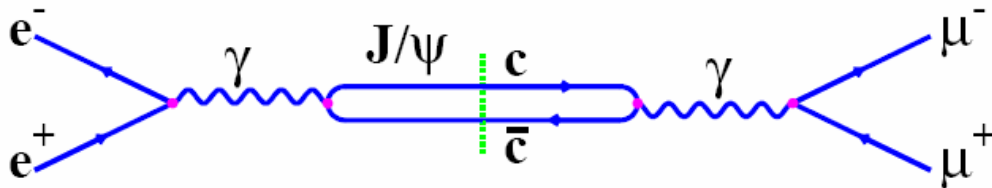
$$m_d \approx 335 \text{ MeV}$$

$$m_s \approx 510 \text{ MeV}$$

$$m_c \approx 1.5 \text{ GeV}$$

$$m_b \approx 4.5 \text{ GeV}$$

$$m_t \approx 175 \text{ GeV}$$



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



Studieremo ancora, masse, larghezze totali, larghezze parziali e sezioni d' urto per $e^+ e^- \rightarrow Z$ al LEP.

Livelli di Energia

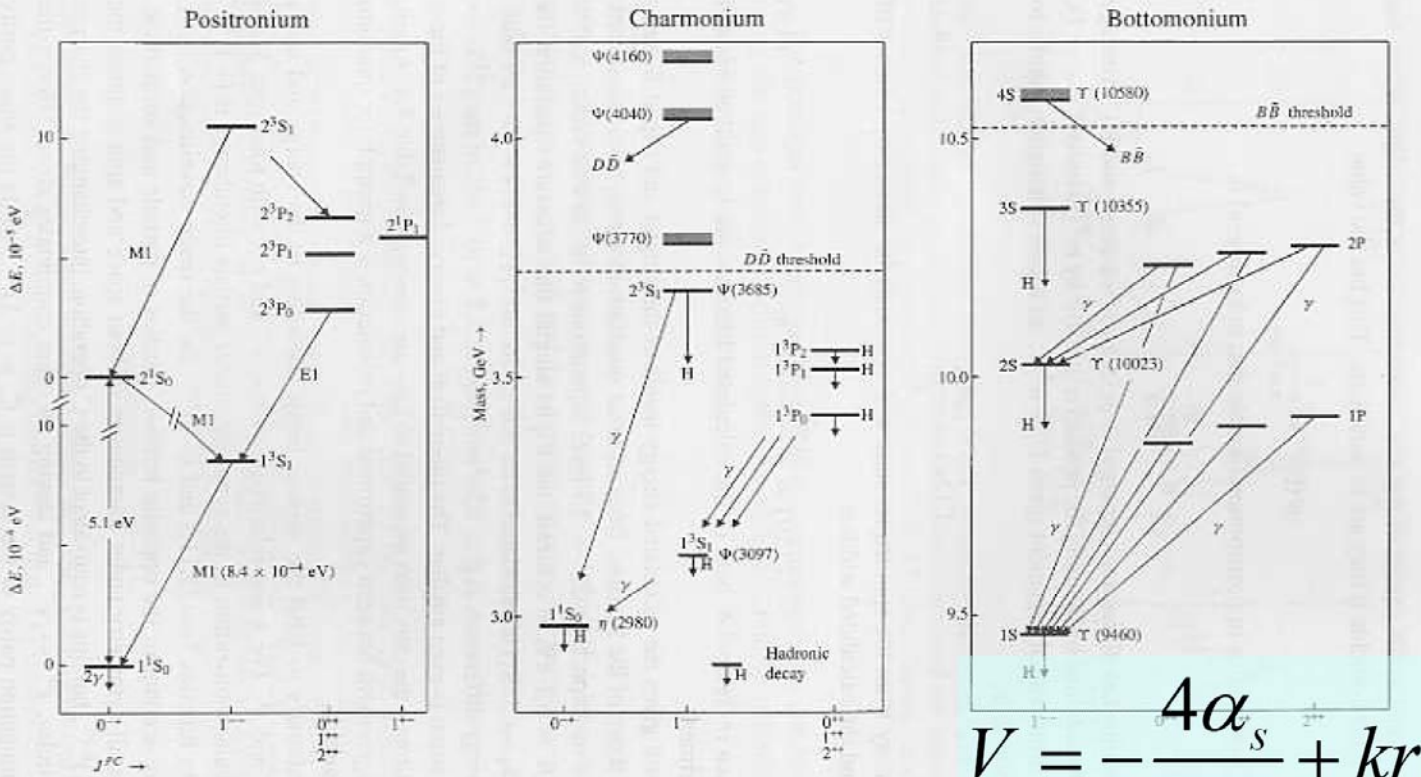
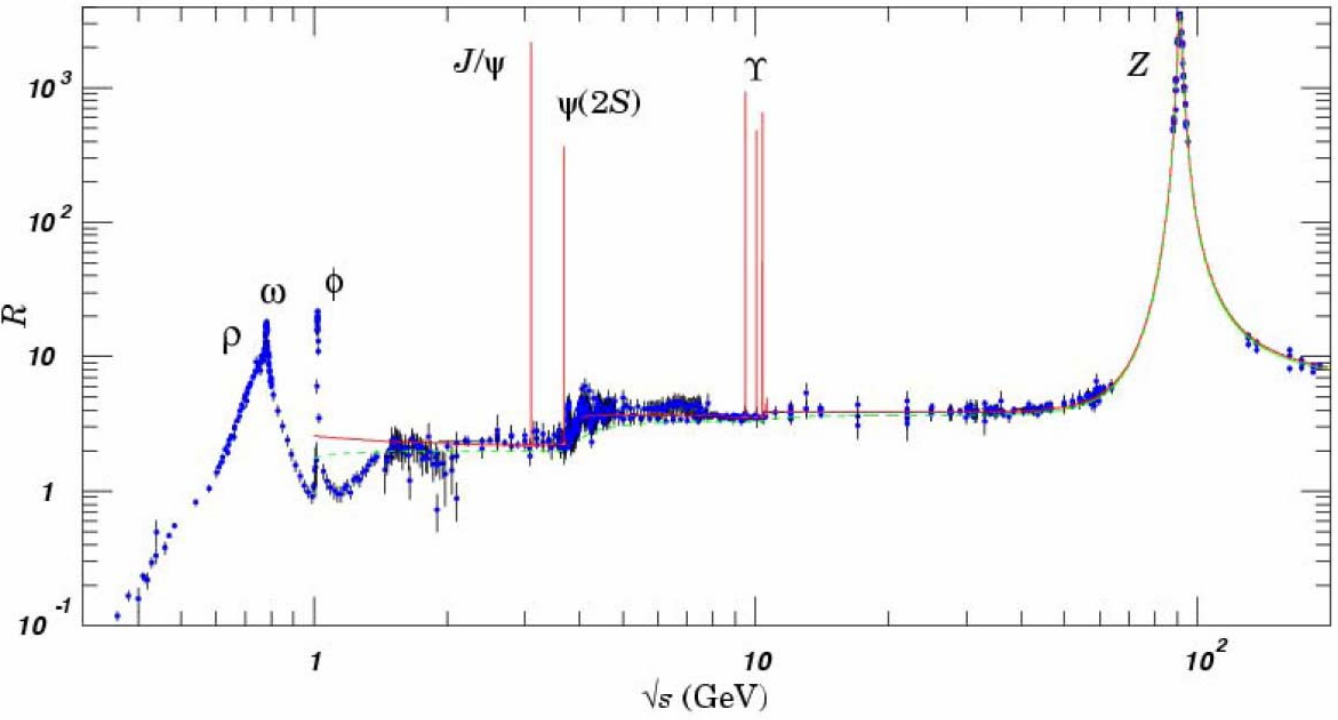
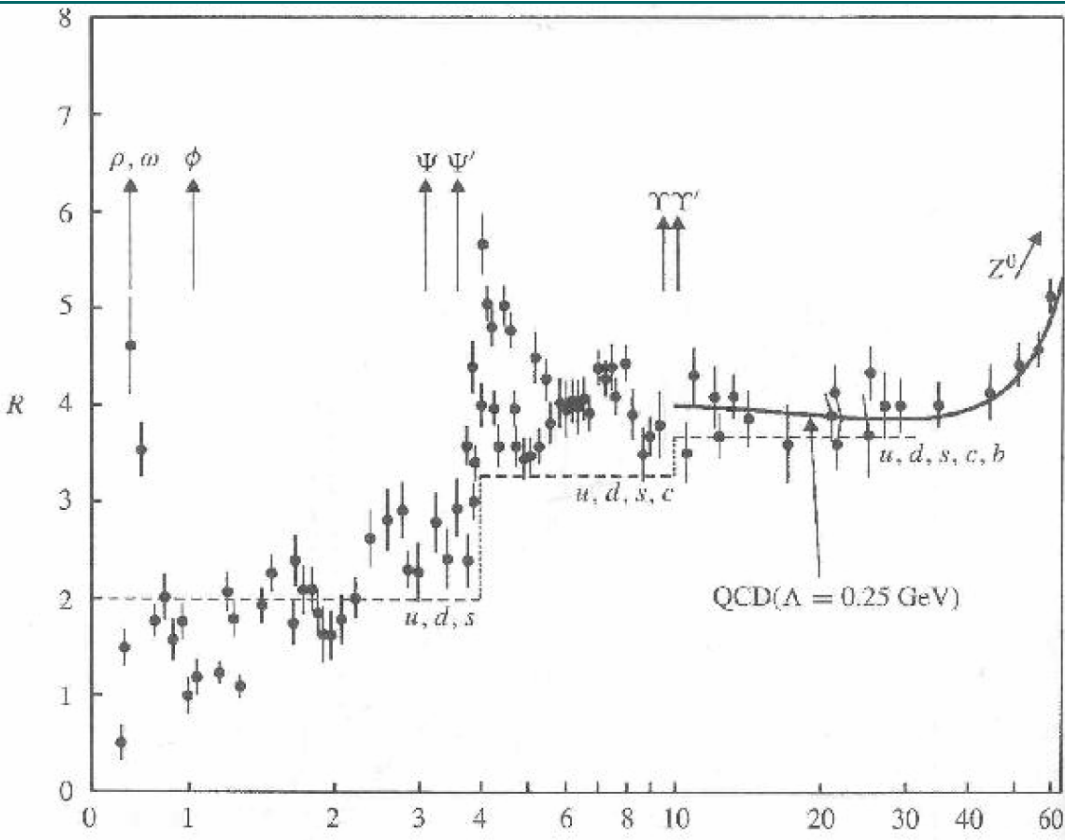


Fig. 4.8. The energy-level diagrams for positronium, charmonium and bottomonium. Note the changes in scale for positronium. Only states with $J^{PC} = 1^{--}$ can be accessed in e^+e^- annihilation experiments. Note that the atomic physics convention is to label the lowest-lying P states of positronium as 2P, while for the charmonium and bottomonium states the nuclear physics nomenclature 1P is employed. The shading indicates bound states.

R_{had} vs. c.m. Energy

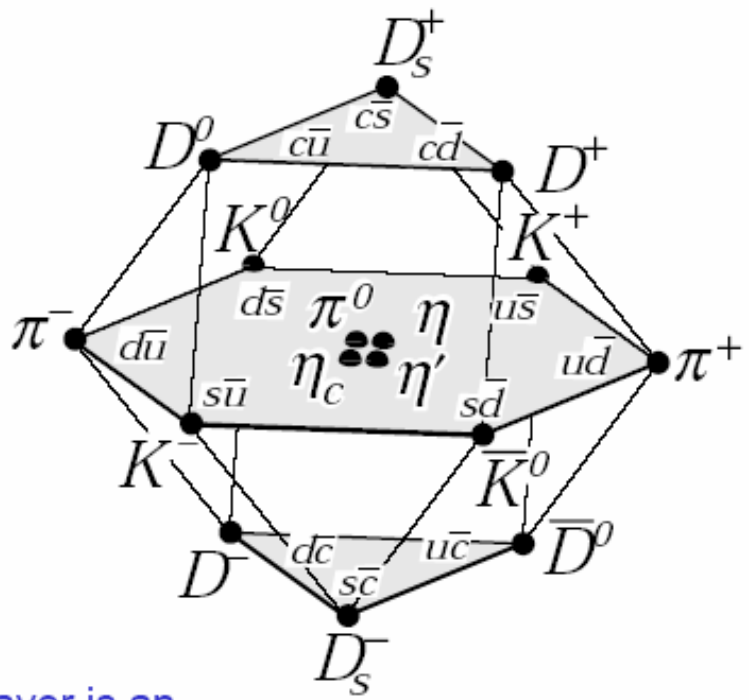


SU(4) of Flavour

(non-examinable)

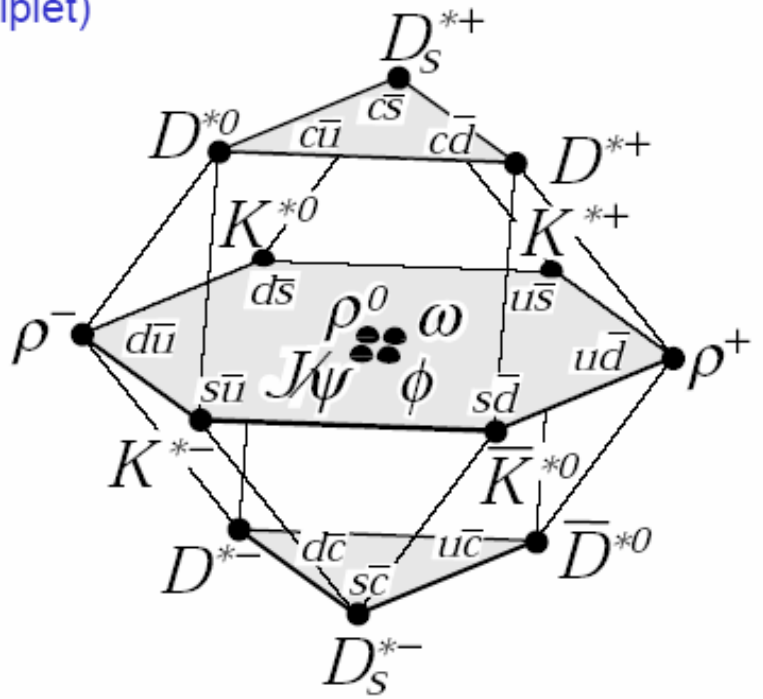
Mesons

$$J^{PC} = 0^{-+}$$



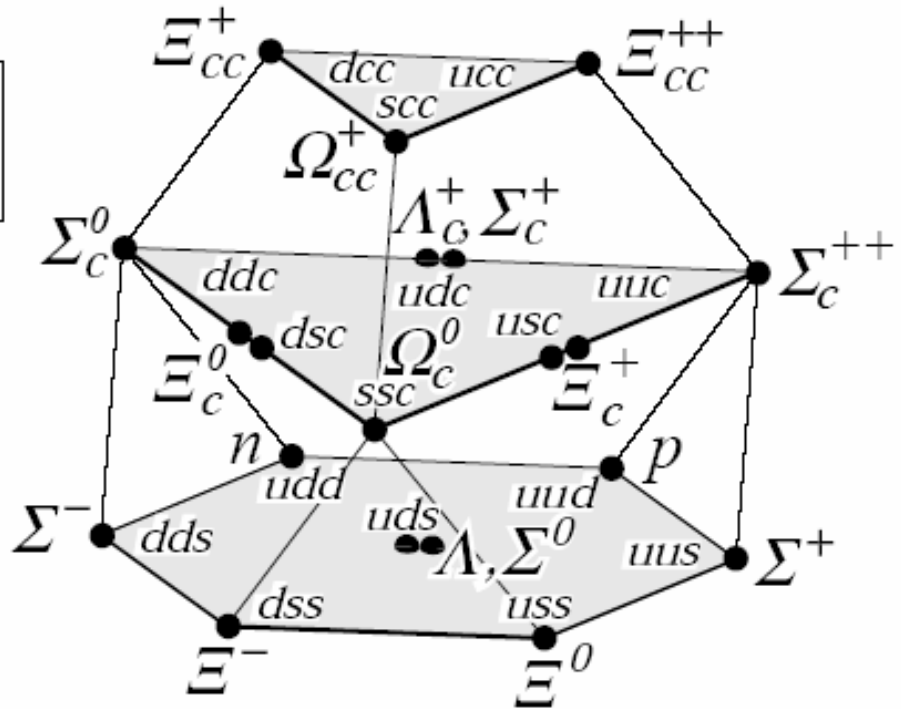
(each horizontal layer is an SU(3) multiplet)

$$J^{PC} = 1^{--}$$

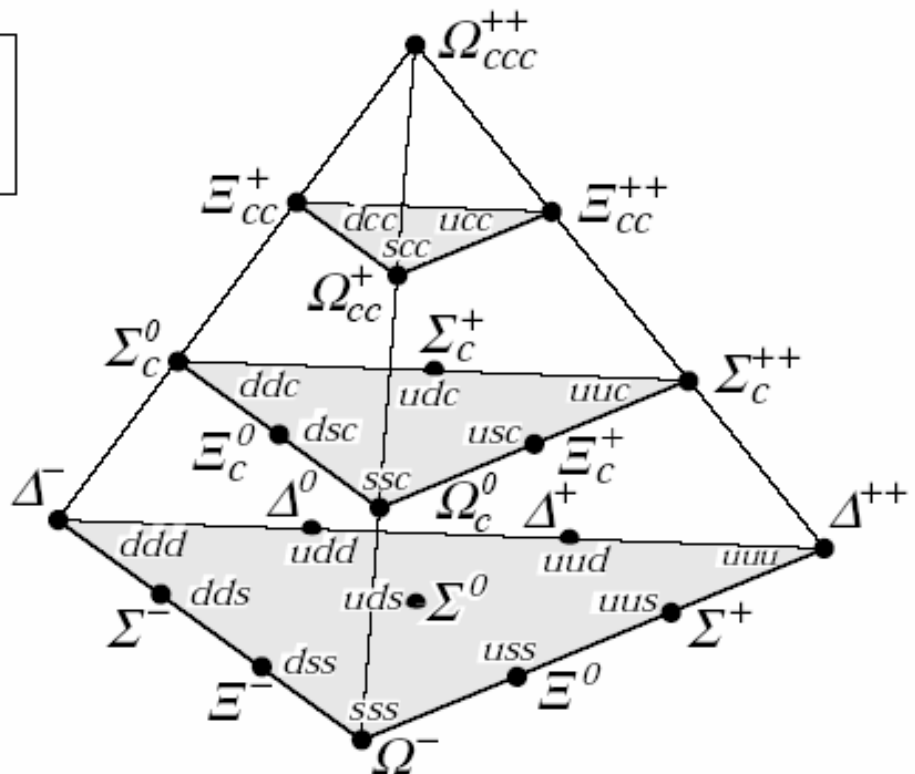


Baryons

$$J^P = \frac{1}{2}^+$$



$$J^P = \frac{3}{2}^+$$



Bibliografia Cap. 10



Nuclear and Particle Physics

Burcham and Jobes

Dal paragrafo 10.7.1 al 10.7.3 compreso

Particelle e Nuclei

Povh et all

capitolo 13