ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE
Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-77/10(R)
18 Marzo 1977

S. Moriggi: INTERPRETAZIONE DELLA "CRISI DELL'ENERGIA" NEL DECADIMENTO ADRONICO DELLA J/ψ.

Servizio Documentazione
dei Laboratori Nazionali di Frascati
Cas. Postale 13 - Frascati (Roma)

Laboratori Nazionali di Frascati
Servizio Documentazione

LNF-77/10 (R)
18 Marzo 1977

S. Moriggi: INTERPRETAZIONE DELLA "CRISI DELL'ENERGIA" NEL DECADIMENTO ADRONICO DELLA J/ψ.

1. - PREMESSA.

In questa nota è descritto un modello per il decadimento adronico della J/ψ. Questo modello è stato sviluppato essenzialmente per interpretare la anomala produzione di neutri in questo decadimento[1, 2]. Si ottiene alla fine un quadro coerente con i dati sperimentali finora noti se si fa l'ipotesi di una connessione tra la J/ψ e i mesoni η e η', tale che:

$$\frac{\Gamma(J/\psi \longrightarrow \eta x)}{\Gamma(J/\psi \longrightarrow \text{all})} \simeq 36\%.$$

Questa ipotesi è stata già in precedenza avanzata[3] per interpretare, oltre al rapporto anomalo carichi/neutri nel decadimento della J/ψ (1), altri dati sperimentali anomali quali il decadimento relativamente abbondante, $\psi' \longrightarrow \eta\psi$ o la massa anomala del mesone η'.

La determinazione e la relativa abbondanza dei decadimenti radiativi $J/\psi \longrightarrow \eta(\eta')\gamma$ [4] confermano di fatto la suddetta connessione. Risultati e conclusioni preliminari di questo modello da noi proposto sono stati già riportati[5].

In ref. (1) è riportata una misura del rapporto tra il numero medio di particelle cariche e i π^o prodotti nel decadimento adronico della J/ψ, che risulta :

$$\frac{\langle n^\pm \rangle}{\langle \pi^o \rangle} = 1.2 \pm 0.4 \qquad (1)$$

dove le particelle cariche non sono identificate e il numero medio di π^o prodotti è ricavato dalla molteplicità media dei γ osservati, nella ipotesi che questi provengono essenzialmente dal decadimento di π^o. L'errore riportato è detto essere non statistico, ma essere valutazione dei possibili errori sistematici connessi.

In assenza di effetti elettromagnetici (abbondanti decadimenti radiativi o decadimento di η prodotti) questo risultato non è consistente con la determinazione fatta dallo isospin della J/ψ [6]. Infatti, in un decadimento forte di una particella di isospin nullo, con semplici considerazioni di spin isotopico si ha (App. A) che deve essere:

$$\frac{\langle \pi^\pm \rangle}{\langle \pi^o \rangle} = 2 \qquad (2)$$

se si identificano i pioni tra le particelle cariche prodotte, indipendentemente dalla presenza di altre particelle.

Questa conclusione non è alterata dalla non completa identificazione degli eventi in rif. (1) e dalla presenza, accanto al decadimento forte, del decadimento elettromagnetico al secondo ordine della J/ψ ($\sim 17\%$)[7]. Infatti la presenza di $K^{\pm}$ ($\langle K^{\pm}\rangle/\langle \pi^{\pm}\rangle \simeq 9\%$[8], 14%[9]), nel numero medio di particelle cariche prodotte in totale, fa crescere il rapporto (2); inoltre la presenza di pioni carichi e neutri provenienti dal decadimento di K^o_S prodotti non lo altera a causa dei branching ratios dei K^o_S, e analogamente per i K^o_L prodotti, che decadono in pratica al di fuori dell'apparato. Il contributo del decadimento della J/ψ via un fotone può essere stimato dalla misura del rapporto tra energia che va in particelle cariche rispetto all'energia totale, per energie vicine alla risonanza[7, 10]:

$$\left\{ \frac{\langle E_{ch} \rangle}{E_{TOT} - \langle E_{ch} \rangle} = \frac{\langle n^{\pm} \rangle}{\langle \pi^o \rangle} \simeq 1.45 \right\} ,$$

e fa diminuire il rapporto (2), senza però compensare l'incremento suddetto dovuto alla presenza dei K(vedi Appendice A).

Come già è stato detto, ed è ben noto come problema della crisi dell'energia nella annichilazione $e^+ e^-$, il rapporto (2) non è in accordo con i dati sperimentali anche ad energie diverse dalla massa della J/ψ. Tuttavia solo considerazioni statistiche suggeriscono che anche per la componente isovettoriale nella annichilazione e^+e^- ciò sia una inconsistenza.

Una semplice interpretazione del valore sperimentale (1) è una produzione non trascurabile di η, i cui decadimenti elettromagnetici hanno una abbondante componente neutra.

Per spiegare il risultato (1) sulla base dei numeri citati occorrerebbe, essendo $\langle\eta\rangle$ il numero medio di η presenti, che (vedi App. A):

$$0.18 \leqslant \frac{\langle \eta \rangle}{\langle n^{\pm} \rangle} \leqslant 0.22 \qquad (3)$$

Per quanto riguarda in generale l'accoppiamento della J/ψ con gli altri mesoni è stata avanzata l'ipotesi, parzialmente confortata dai dati sperimentali[11] e naturalmente suggerita dal modello del charm, che la risonanza si comporti essenzialmente come un singoletto di SU_3.

Per comprendere se il rapporto (3) sia in accordo con ciò e con gli altri risultati sperimentali finora noti sul decadimento adronico della J/ψ occorre adottare un modello per questo modello.

2. MODELLO PER IL DECADIMENTO $J/\psi \to$ N ADRONI

Il modello fisico quì utilizzato per il decadimento multiadronico della J/ψ è basato sulle seguenti ipotesi, che appaiono come le più semplici che a priori si possono fare:

a) Si assume che il branching ratio del decadimento della J/ψ in N adroni sia proporzionale allo spazio della fasi invariante (LIPS - V. App. B) relativo allo stato finale prodotto, moltiplicato per un prodotto di N - 1 costanti di accoppiamento λ_i, dipendenti dai numeri quantici delle particelle prodotte, cioè:

$$\mathrm{B.R.}\ (J/\psi \longrightarrow N \text{ adroni})\ \alpha\ \lambda_1 \cdots \lambda_{N-1} \times \mathrm{LIPS}$$

In questo schema, gli effetti causati da eventuali risonanze prodotte negli stati intermedi, che decadono poi in modo forte, sono contenuti nella integrazione sullo spazio delle fasi disponibili.
Gli stati finali presi in considerazione sono solo quelli in cui sono presenti particelle stabili dal punto di vista delle interazioni forti, cioè a dire il solo ottetto dei mesoni pseudo scalari (π, K e η). (Nel caso in cui siano presenti nucleoni lo spazio delle fasi disponibile è piccolo e quindi situazioni di questo tipo sono state trascurate, come del resto è dimostrato dai dati sperimentali[11]). Questa approssimazione è tanto meno buona quanto più stabili sono le risonanze eventualmente presenti negli stati intermedi (come η', ω o ϕ).

b) Nella ipotesi che la J/ψ si comporti come un singoletto di SU_3 e che i mesoni pseudo scalari siano gli stati puri di un ottetto di SU_3, si è stabilito di porre tutte uguali tra loro le costanti λ_i, ovvero:

$$\lambda = \lambda_{\pi^+} = \lambda_{\pi^-} = \lambda_{\pi^0} = \lambda_{\eta} = \lambda_{K^+} = \lambda_{K^-} = \lambda_{K^0} = \lambda_{\bar{K}^0}$$

Si terrà conto della eventuale presenza (da determinare) di altri quarks nel mesone η ponendo poi $\lambda_{\eta} = \alpha\, \lambda_{\pi}$.

c) Nel calcolo dello LIPS, nel caso in cui siano presenti due differenti tipi di adroni nello stato finale, si è tenuto conto di tutte le possibili differenti configurazioni, nel decadimento in cascata della fireball di partenza (J/ψ), moltiplicando il valore assoluto dello LIPS per un fattore corrispondente al numero di combinazioni relative alle possibili sequenze di decadimento, cioè:

$$\binom{N}{N_{\pi}} = \frac{N!}{N_{\pi}!\; N_{mes}!}$$

dove con N si è designato il numero totale di particelle presenti nello stato finale, con N_{π} il numero di pioni e con N_{mes} il numero di η o di coppie $K\bar{K}$. Analogamente si è tenuto conto dei diversi stati di carica introducendo un ulteriore fattore $(x/3)^{N_{mes}}$, con

$$x = \begin{cases} 3 & \text{per i } \pi \\ \alpha & \text{per l'} \eta \\ 2 & \text{per i } K \end{cases}$$

La conservazione della stranezza è stata considerata in prima approssimazione, nel caso di produzione di una coppia $K\bar{K}$, introducendo una sola volta il corrispondente fattore 2.
La conservazione dello isospin è introdotta pesando le varie configurazioni di carica degli stati finali tramite fattori di peso statistici. I pesi statistici di isospin (12) utilizzati contengono la probabilità, per uno stato specifico, che la misura del quadrato dell'isospin totale del sistema riproduca il valore corrispondente allo stato iniziale.

d) Successivamente al calcolo dello spazio delle fasi, per gli stati finali contenenti mesoni η e K, vengono considerati i decadimenti elettromagnetici dell'η e quelli deboli dei K^0_S, i $K^{\pm}$ vengono considerati alla stessa stregua dei $\pi^{\pm}$: e i γ prodotti degli η sono assunti prodotti da π^0: tutto ciò allo scopo di rendere la trattazione simile al modo in cui sono stati esaminati gli eventi sperimentali.

3. - RISULTATI DEL MODELLO

A questo modello è stato richiesto di riprodurre, entro gli errori, i branching ratios topologici σ_n di decadimento in n particelle cariche e le relative molteplicità medie di π^0; quindi i risultati ottenuti forniscono il rapporto delle molteplicità medie cariche e neutre.

Ulteriori tests sulla validità del modello sono stati effettuati esaminando le previsioni fornite per i valori di alcuni branching ratios parziali per decadimenti in più corpi, per i quali le ipotesi fatte sono più attendibili[13],

$$2\,\pi^{\pm}\, n\pi^0; \quad n = 2,\ 3,\ 4, \quad ;\ K^+K^- 4\,\pi^{\pm};\ K\bar{K}\ 2\,\pi \tag{4}$$

ed il numero medio di $K^{\pm}$ prodotti per evento[8,9].

Diversi autori[14] hanno sviluppato un modello termodinamico della annichilazione e^+e^- sulla base di ipotesi analoghe a quelle qui introdotte. In questi modelli è ricavata una relazione tra la costante e la temperatura della materia adronica T_0. In particolare nel nostro caso si ha l'espressione:

$$\lambda(T_0) = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{T_0} \left\{ \left[(A^2 + 2B^2) - A \right]^{1/2} \cdot \frac{1}{B} \right\} \tag{5}$$

in cui $A = m_{\pi} K(\frac{m_{\pi}}{T_0}) + \frac{\alpha}{3}\, m_{\eta}\, K(\frac{m_{\eta}}{T_0})$ e $B = \frac{4}{3}\left[m_K K(\frac{m_K}{T_0}) \right]^2$

con $K(m_i/T_o)$ ($i = \pi, \eta, K$) funzione di Hankel modificata, del rapporto m_i/T_o. Come punto di partenza per l'applicazione del modello suddetto al decadimento della J/ψ è stata adottata per la costante λ la relazione (5), ponendo T_o = 160 MeV coerentemente con la letteratura corrente. Si è fatta inoltre l'ipotesi che la J/ψ sia un singoletto di SU_3 e i mesoni dell'ottetto pseudoscalare stati puri di questo; in particolare, sempre come punto di partenza, si è posto: $\lambda_\eta = \lambda_{\pi^0}$.

Come è mostrato in Tabella I, i risultati forniti con questa ipotesi sono insoddisfacenti, ma tuttavia incoraggianti, per procedere oltre col calcolo.

TABELLA I

T_o(MeV) α	160 1	240 1	275 1	240 2,5	Valori Sperimentali	
σ_2	7.5%	23.6	31.3	30.0	32 ± 5	(1)
σ_4	36.0	52.3	52.8	50.2	49 ± 8	(1)
σ_6	42.4	22.1	14.6	18.2	18 ± 3	(1)
σ_8	13.1	1.6	0.6	1.3	1 ± 0.6	(1)
$\langle \pi^0 \rangle_2$	5.2	3.7	3.3	4.3	3.6 ± 0.9	(1)
$\langle \pi^0 \rangle_4$	3.7	2.3	1.9	2.8	3.1 ± 0.7	(1)
$\langle \pi^0 \rangle_6$	2.5	1.5	1.3	1.9	2.3 ± 0.6	(1)
$4\pi^\pm\, 1\pi^0$	0.8	6.1	7.8	4.2	4.0 ± 1.0	(6)
$6\pi^\pm\, 1\pi^0$	5.8	5.1	3.1	2.8	2.9 ± 0.7	(6)
$8\pi^\pm\, 1\pi^0$	4.3	0.4	0.1	0.2	0.9 ± 0.3	(6)
$K^+K^-\pi^+\pi^-$	0.01	0.3	0.5	0.2	0.7 ± 0.2	(11)
$K^+ K^- 4\pi^\pm$	0.2	0.6	0.5	0.4	0.3 ± 0.1	(11)
$K^\pm$/ev	7.0	14.9	17.2	10.9	8.9 ± 1.0 (8); 14 ± 2 (9)	
$\langle n^\pm \rangle$	5.3	4.0	3.7	3.8	3.8 ± 0.3	(11)
$\langle \pi^0 \rangle$	3.0	2.4	2.3	3.1	3.1 ± 0.8	(1)
$\langle n^\pm \rangle / \langle \pi^0 \rangle$	1.75	1.64	1.62	1.23	1.2 ± 0.4	(1)

La costante λ è stata perciò assunta come parametro libero del modello; in effetti, per comodità nei confronti, si è fatto ancora uso della (5) ricavando i corrispondenti valori di T_o. Del resto lo spettro inclusivo in momento delle particelle cariche è solo parzialmente in accordo (8) con uno spettro termodinamico alla temperatura limite T_o = 160 MeV:

$$\frac{d\sigma}{d_p} = C.\ \frac{p^2}{E}\ e^{-E/T_o} \tag{6}$$

Un più ragionevole punto di partenza per una stima di λ si può ricavare dal valore sperimentale della energia cinetica media delle tracce $T_{track} \simeq 300$ MeV(15). Infatti questo valore, che peraltro si deduce anche a partire dalle molteplicità medie misurate, suggerisce, per uno spettro del tipo (6), un valore $T_o \simeq 250$ MeV.

Coerentemente attorno a questo ultimo valore è possibile riprodurre, entro gli errori, i valori delle molteplicità cariche, ma non le molteplicità neutre; analogamente non sono riprodotti i branching ratios (4) considerati. In Tabella I sono riportati i casi tipici $\lambda = 3.0$ e $2.1\ GeV^{-2}$. E' da notare che il valore del rapporto $\langle n^{\pm}\rangle/\langle n^0\rangle$ rimane praticamente costante ($\simeq 1.6 \div 1.7$), passando da $\lambda \simeq 7\ GeV^{-2}$ a $\lambda \simeq 2.\ GeV^{-2}$. Questo valore può perciò essere assunto come predizione del modello nelle ipotesi suddette riguardo SU_3.

A questo punto si è assunto che la componente neutra anomala della J/ψ sia prodotta dalla presenza di un eccesso di mesoni η, ponendo $\lambda_\eta = \alpha\lambda_\pi$. Nello spirito di questo modello ciò può naturalmente essere dovuto al fatto che sia l'η che (o) l'η' (che nel 70% dei casi decade poi in η) non sono composti dei soli quarks di SU_3.

I risultati relativi a $\alpha = 2.5$ e $\lambda = 2.7\ GeV^{-2}$ sono riportati nella Tabella I.

Il contributo del decadimento della J/ψ via un fotone potrebbe essere introdotto, in prima approssimazione, assimilando l'annichilazione fuori della risonanza al modello statistico proposto con $\lambda \simeq 2\ GeV^{-2}$ e $\alpha \simeq 1$. Come si vede il rapporto $\langle n^{\pm}\rangle/\langle n^0\rangle$ è riprodotto, le diverse molteplicità cariche e neutre sono in buon accordo con i valori misurati. Il confronto con i canali parziali (4) può considerarsi soddisfacente. Analogamente può considerarsi soddisfacente il confronto col numero medio di K^- prodotti per evento; la anomala produzione di η nel decadimento della J/ψ riduce la frazione di K negli adroni, come era stato previsto in rif. (3), rispetto alla frazione prevista fuori della risonanza.

Nella Tabella II (vedi anche App. C) sono riportati i risultati relativi alle percentuali di η presenti per i diversi valori dei parametri λ e α. Per $\lambda = 2.7 GeV^{-2}$ e $\alpha = 2.5$ il rapporto tra numero medio

TABELLLA II

T_o (MeV) α	160 1	240 1	275 1	240 2,5
$\sigma_2(\eta + x)$	2.3	7.3	9.5	13.4
$\sigma_2(2\eta + x)$	0.5	1.8	2.1	7.8
$\sigma_4(\eta + x)$	8.3	11.6	10.8	17.6
$\sigma_4(2\eta + x)$	1.0	1.8	1.9	7.5
$\sigma_6(\eta + x)$	7.1	4.5	3.2	5.9
$\sigma_6(2\eta + x)$	0.6	0.6	0.5	2.3
η/ev	24.3	32.5	33.0	73.0

di η e numero medio di particelle cariche è allora $\langle \eta\rangle/\langle n^{\pm}\rangle = 0.19$ in accordo con la stima (3) precedentemente data di questo rapporto. Analogamente il modello prevede, tenendo conto dei decadimenti leptonici, elettromagnetici del secondo ordine e della piccola frazione, qui trascurata, di decadimenti con neutroni e radiativi della J/ψ (11):

$$\frac{\Gamma(J/\psi \xrightarrow{dir} \eta + x)}{\Gamma(J/\psi \longrightarrow \text{all})} = 36\%$$

Va notato come una presenza non trascurabile di η sia comunque richiesta per spiegare il valore sperimentale del branching ratio di decadimento in 2 particelle cariche accompagnate da neutri, ($32 \pm 5\%$), rispetto a quanto si ricava ($\lesssim 10\%$) sommando i canali di decadimento identificati (ϱ_π, K K, $1/2\ 4\pi^{\pm}\ 1\pi^o$, $\lesssim 1/2\ (6\pi^{\pm}\ 1\pi^o + 8\pi^{\pm}\ 1\pi^o$).

In conclusione si ribadisce che un quadro coerente dei dati sperimentali finora noti sui decadimenti adronici della J/ψ si ottiene facendo la ipotesi di una abbondante produzione di η . Ciò può essere messo in evidenza misurando lo spettro delle masse invarianti $\gamma\gamma$ dei fotoni prodotti nei decadimenti adronici della J/ψ , se si introducono opportuni tagli sulle energie e sugli angoli relativi dei fotoni, che evidenzino il decadimento $\eta \longrightarrow \gamma\gamma$.

Desidero ringraziare i membri del gruppo $\gamma\gamma$ 2, nell'ambito del quale è stato svolto il lavoro quì esposto. Desidero inoltre ringraziare H. Harari, per gli utili suggerimenti forniti, e A. Reale per una revisione critica di questo manoscritto.

BIBLIOGRAFIA:-

(1) R. Baldini-Celio et al., Phys. Letters 58B, 471 (1975).
(2) W. Bartel et al., Report Desy-76/65 (1976).
(3) H. Harari, Phys. Letters 60B, 172 (1976).
(4) W. Bartel et al., Report Desy-76/40 (1976), 76/65 (1976); DASP Coll., H. U. Martyn, Tbilisi Conf. (1976); C. Bacci et al. Frascati Report, LNF-76/60 (P) (1976).
(5) B. Jean-Marie, Recontre de Moriond (1976)
(6) B. Jean-Marie et al., Phys. Rev. Letters 36, 291 (1976).
(7) A. M. Boyarski et al., Phys. Rev. Letters 34, 1357 (1975).
(8) DASP Coll., W. Braunschweig et al., Phys. Letters 63B, 115 (1976).
(9) G. J. Feldman, SLAC-PUB-1624 (1975).
(10) J. E. Augustin et al., Phys. Rev. Letters 34, 764 (1975).
(11) B. H. Wiik, Report Desy-76/52 (1976), e referenze ivi citate.
(12) J. Shapiro, Suppl. Nuovo Cimento 18, 40 (1960).
(13) B. Jean-Marie et al., Phys. Rev. Letters 36, 291 (1976).
(14) J. Engels and K. Shilling, Nuovo Cimento 17A, 535 (1973) e referenze
(15) R. F. Schwitters, Stanford Conf. (1975).
(16) Particle Data Group, Phys. Letters 50B, 1 (1974).
(17) G. I. Kopylov and V. Y. Komolova, Nuclear Phys. 47, 33 (1963).

APPENDICE A

In questa appendice vengono riportati per completezza alcuni dettagli di calcolo, non specificati nel testo.

A.1) Assegnato alla J/ψ il valore I=0 per lo spin isotopico, si ha necessariamente $\langle\pi^\pm\rangle/\langle\pi^0\rangle = 2$. Infatti nel caso generale di decadimento multiadronico in cui è presente un pione, cioè in una reazione del tipo: $J/\psi \longrightarrow \pi + x$, essendo $I_{J/\psi} = 0$ e $I_\pi = 1$, deve necessariamente aversi $I_x = 1$. Perciò lo stato $|I_1 I_3\rangle = |0,0\rangle$ (cioè la J/ψ) espresso come combinazione degli stati finali, risulta essere :

$$|0,0\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}|1,+1\rangle|1,-1\rangle - \frac{1}{\sqrt{3}}|1,0\rangle|1,0\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|1,-1\rangle|1,+1|$$

cioè

$$|J/\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}|\pi^+\rangle|x^-\rangle - \frac{1}{\sqrt{3}}|\pi^0\rangle|x^0\rangle + \frac{1}{\sqrt{3}}|\pi^-\rangle|x^+\rangle$$

Quindi indipendentemente dalla composizione di x, si ha che la probabilità di ottenere un pione è la stessa per qualsiasi stato di carica e quindi:

$$\langle\pi^\pm\rangle = 2\langle\pi^0\rangle$$

A.2) Il valore del rapporto $\langle n^\pm\rangle/\langle n^0\rangle = 2$ non è alterato dalla presenza di $\pi^\pm$ provenienti dal decadimento dei K^0. E' alterato invece dalla presenza dei $K^\pm$ e dai π provenienti dal decadimento via γ della J/ψ. Infatti si ha: $K^0_S \longrightarrow \pi^+\pi^- / K^0_S \longrightarrow \pi^0\pi^0 = 2$, mentre i K_L non sono in pratica osservabili; inoltre in base allo stesso argomento per cui $\langle\pi^+\rangle = \langle\pi^-\rangle = \langle\pi^0\rangle$ risulta $\langle K^+\rangle = \langle K^-\rangle = \langle K^0\rangle = \langle\bar{K}^0\rangle$. Facendo l'ipotesi che sia

$$\frac{\langle\pi^\pm\rangle \text{ via } \gamma}{\langle\pi^\pm\rangle_{\text{diretti}}} = \frac{\Gamma(J/\psi \longrightarrow "\gamma" \text{ — adroni})}{\Gamma(J/\psi \longrightarrow \text{adroni})} \cong 0.18 \tag{10}$$

e ricordando che fuori della risonanza si ha $\langle n^\pm\rangle / \langle n^0\rangle = 1.45$ e che $\left(\frac{\langle K^\pm\rangle}{\langle\pi^\pm\rangle}\right)_{J/\psi} \cong 0.15$[9] si può dare una stima del rapporto $\langle n^\pm\rangle / \langle n^0\rangle$ che consideri tutte le contaminazioni suddette:

$$\left\{\frac{n^\pm}{n^0}\right\}_{att.} = \frac{\frac{1}{\langle\pi^\pm\rangle \text{dir.}}\left(\langle\pi^\pm\rangle \text{dir.} + \langle K^\pm\rangle \text{dir.} + 2\cdot\frac{1}{2}\cdot\frac{2}{3}\langle K^0\rangle + \langle\pi^\pm\rangle \text{ via } \gamma\right)}{\frac{1}{\langle\pi^\pm\rangle \text{dir.}}\left(\langle\pi^\pm\rangle \text{dir.} + 2\,\frac{1}{2}\,\frac{1}{3}\langle K^0\rangle + \langle\pi^0\rangle \text{ via } \gamma\right)}$$

cioè

$$\left\{\frac{n^\pm}{n^0}\right\}_{att.} = \frac{1 + 0.15 + \frac{2}{3}\,0.15 + 0.18}{\frac{1}{2} + \frac{1}{3}\times 0.15 + \frac{0.18}{1.45}} = 2.1.$$

Come è stato osservato in precedenza, il rapporto carichi/neutri resta praticamente inalterato.

A.3) Il valore anomalo del rapporto $\langle n^\pm\rangle/\langle n^0\rangle = 1.2$ si può giustificare introducendo i pioni provenienti dai decadimenti elettromagnetici dell' : Assumendo[16]

$$\text{B.R.}\ (\eta \longrightarrow \gamma\gamma \cong 2\pi^0{}^{(*)}) = 38\%$$

$$\text{B.R.}\ (\eta \longrightarrow 3\pi^0) = 34\%$$

$$\text{B.R.}\ (\eta \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = 28\%$$

il numero medio di carichi provenienti dall' η sarà

$$\langle\pi^\pm\rangle = 2 \times 0.28 = 0.56$$

(*) Dal punto di vista dell'apparato sperimentale.

mentre per il numero medio di neutri si avrà:

$$\langle \pi^o \rangle_\eta = (2 \times 0.38 + 3 \times 0,34 + 1 \times 0.28) \langle \eta \rangle = 2.06 \langle \eta \rangle$$

Imponendo al rapporto carichi/neutri il valore 1.2^{+}_{-}, si avrà :

$$\frac{n^\pm}{n^o} = 1.2 \pm 0.4 = \frac{\frac{1}{\pi^\pm \text{ atteso}} \left(\langle \pi^\pm \rangle \text{ atteso} + \langle \pi^\pm \rangle_\eta \right)}{\frac{1}{\pi^\pm \text{ atteso}} \left(\langle \pi^o \rangle \text{ atteso} + \langle \pi^o \rangle_\eta \right)}$$

cioè:

$$1.2 \pm 0.4 = \frac{1 + 0.56 \frac{\eta}{\langle \pi^\pm \rangle \text{atteso}}}{\frac{1}{2.1} + 2.06 \frac{\eta}{\langle \pi^\pm \rangle_{\text{atteso}}}}$$

da cui:

$$0.18 \leq \frac{\langle \eta \rangle}{\langle \pi^\pm \rangle} \leq 0.22.$$

APPENDICE B

In questa appendice viene descritto il metodo usato per la estrazione dellemasse invarianti delle fireballs prodotte nei decadimenti intermedi della catena lineare a due corpi; su questo metodo è basato il calcolo della I. P. S. La forma della distribuzione in massa invariante, per n particelle di k delle quali si intende calcolare la massa invariante è data approssimativamente dalla formula di Kopjlov e Komolova[17]

$$\frac{dR_n}{d_x} = \text{costante} \quad x^{\frac{1}{2}(3k-5)} \quad (1-x)^{\frac{3}{2}(n-k)-1}$$

dove

$$x = \frac{M_k - \sum_{1}^{E} i \; m_i}{E - \sum_{1}^{N} i \; m_i}$$

con M_k : massa invariante delle k particelle

m_i : massa delle i-esima particella

E : energia totale nel C. M. (massa di partenza);

si ha:

$$0 \leq x \leq 1 \quad ; \qquad x_{max} = \frac{3k-5}{3n-7}$$

per k = n -1, ponendo $\alpha = \frac{3}{2} n - 4$, si ha:

$$\frac{dR_n}{d_x} = f(x) = \text{costante} \quad x^\alpha \sqrt{1-x}$$

con un massimo in corrispondenza a $x_{max} = \frac{3n-8}{3n-7} = \frac{\alpha}{\alpha + 1/2}$

L'estazione delle masse invarianti è stata effettuata separando, in corrispondenza del valore $x = x_{max}$, i due andamenti della funzione di Kopjlov, cioè la parte crescente della f(x) che va come x^{α}, da quella decrescente che va come $\sqrt{1 - x}$;

si ha cioè:

$$p_1(x) = c_1 \cdot x^{\alpha} \qquad \text{per} \qquad 0 \leq x \leq x_{max}$$

$$p_2(x) = c_2 \sqrt{1-x} \qquad \text{per} \qquad x_{max} < x \leq 1$$

Ad ognuno dei due andamenti è stata attribuita una probabilità, da determinarsi con la condizione che le funzioni $p_1(x)$ e $p_2(x)$ siano continue per $x = x_{max}$, cioè:

$$\beta \cdot p_1(x_{max}) = (1 - \beta) \cdot p_2(x_{max})$$

Per ogni step di decadimento a 2 corpi, estratto a caso un numero R, (distribuito uniformemente nell'intervallo (0. 1), se $R \leq \beta$, la distribuzione della massa invariante si assume che sia data da $p_1(x)$, mentre, se $R > \beta$, da $p_2(x)$.
Sorteggiato un ulteriore numero R_1 tra 0 e 1, dalla

$$\int_a^{(^p x_R)} p(x)\, dx = R_1$$

dove

$$a \begin{cases} = 0 & \text{per } p(x) = p_1(x) \quad \text{e } p = 1 \\ = x_{max} & \text{per } p(x) = p_2(x) \quad \text{e } p = 2 \end{cases}$$

si ottiene il valore $(^p x_R)$ distribuito secondo la legge p(x) nell'intervallo (a. b) dove:

$$b \begin{cases} = x_{max} & \text{per } p(x) = p_1(x) \\ = 1 & \text{per } p(x) = p_2(x) \end{cases}$$

Dalla limitazione per i valori di M_i:

$$\sum_{i+1} {}_k\, m_k \leq M_i \leq (M_{i-1} - m_i)$$

si ottiene infine la massa invariante estratta

$$M_i = (M_{i-1} - \sum_i^N {}_k\, m_k)\,(^p x_R) + \sum_{i+1}^N {}_k\, m_k$$

utilizzata per il calcolo della I. P. S.

Per ottenere la distribuzione delle masse invarianti tenendo conto del fatto che la formula di Kopjlov è solo una formula approssimata è ora necessario dividere lo spazio delle fasi della massa invariante estratta per la funzione

$$Q\left[\beta_1\,(^p x_R)\right] \begin{cases} Q_1\left[\beta_1\,(^1 x_R)\right] = \beta \cdot p_1\,(^1 x_R) \\ Q_2\left[\beta_1\,(^2 x_R)\right] = (1 - \beta)\; p_2\,(^2 x_R) \end{cases}$$

a seconda di quale legge è stata seguita per il calcolo di $(^p x_R)$.

C. 1) <u>Calcolo di $({}^{p}x_R)$</u>

Per $({}^{1}x_R)$ si ha

$$\int_0^{{}^1x_R} c_1\, x^{\alpha}\, dx = c_1 \frac{({}^1x_R)^{\alpha+1}}{\alpha+1} = R$$

da cui segue

$$({}^1x_R) = \left\{ \frac{\alpha+1}{c_1} R \right\}^{1/\alpha+1}$$

si deve evidentemente avere

$$({}^1x_R) \begin{cases} = 0 & \text{per } R = 0 \\ = x_{max} & \text{per } R = 1 \end{cases}$$

La seconda di queste condizioni determina il valore di c_1;

da $x_{max} = (\frac{\alpha+1}{c_1})^{1/\alpha+1}$ si ricava $c_1 = \frac{\alpha+1}{(x_{max})^{\alpha+1}}$

Quindi per $0 \leqslant x \leqslant x_{max}$ si ha

$$p_1\,(x) = \frac{\alpha+1}{(x_{max})^{\alpha+1}}\, x^{\alpha} \qquad ({}^1x_R) = x_{max}\,(R)^{\frac{1}{\alpha+1}}$$

Analogamente per $({}^2x_R)$ si ha

$$R = \int_{x_{max}}^{({}^2x_R)} c_2 \sqrt{1-x}\; dx = \frac{2}{3} c_2 \quad (1 - x_{max})^{3/2} - \quad 1 - ({}^2x_R)^{\;3/2}$$

da cui si ottiene

$$({}^2x_R) = 1 - \left\{ (1 - x_{max})^{3/2} - \frac{3}{2} \frac{R}{c_1} \right\}^{2/3}$$

Per $({}^2x_R)$ si deve avere

$$({}^2x_R) \quad : \quad \begin{matrix} = x_{max} & \text{per } R = 0 \\ = 1 & \text{per } R = 1 \end{matrix}$$

Dalla seconda condizione si ricava

$$c_2 = \frac{3}{2} \left(\frac{1}{1 - x_{max}}\right)^{3/2}$$

In conclusione per $x_{max} \leqslant x \leqslant 1$ si ha

$$p_2(x) = \frac{3}{2}\left(\frac{1}{1 - x_{max}}\right)^{3/2}\sqrt{1 - x}$$

$$({}^2x_R) = 1 - \left[(1 - x_{max})\ (1 - R)^{2/3}\right]$$

C. 2) Calcolo delle probabilità β

Dalla relazione $\beta \cdot p_1(x_{max}) = (1 - \beta)\, p_2(x_{max})$ si ottiene

$$\beta = \frac{p_2(x_{max})}{p_1(x_{max}) + p_2(x_{max})}$$

cioè

$$\beta = \frac{\frac{3}{2}\,\frac{x_{max}}{1 - x_{max}}}{\alpha + 1 + \frac{3}{2}\,\frac{x_{max}}{1 - x_{max}}}$$

Ricordando che

$$x_{max} = \frac{\alpha}{\alpha + 1/2} \quad \text{si ha} \quad \frac{x_{max}}{1 - x_{max}} = 2\alpha$$

e infine

$$\beta = \frac{3\alpha}{4\alpha + 1}$$

le funzioni $Q\left[\beta\,({}^px_R)\right]$ sono perciò date date da

$$Q_1\left[\beta\,({}^1x_R)\right] = \gamma \cdot R^{\alpha/\alpha + 1}$$

$$Q_2\left[\beta\,({}^2x_R)\right] = \gamma \cdot (1 - R)^{1/3}$$

con

$$\gamma = \frac{3}{2}\,\frac{(\alpha + 1)(2\alpha + 1)}{4\alpha + 1}$$

APPENDICE C

Per completezza sono riportati, per $T_o = 240$ MeV e $\alpha = 2.5$, i branching ratios del decadimento diretto della J/ψ in adroni per i vari canali di decadimento e per le varie configurazioni di carichi e neutri in cui si presentano, tenendo conto dei prodotti di decadimento di K^o_S e η.

LANDA= 0.171100E-04   TEMPERATURA LIMITE=240.0 MEV

DECADIMENTO	SP.F.	CARICHI	NEUTRI	PESO	SIGMA 0	SIGMA 2	SIGMA 4	SIGMA 6	SIGMA 8	SIGMA 10
1 PSI= 3 PAI	0.25	2	1	******	0.0	0.753	0.0	0.0	0.0	0.0
2 PSI= 5 PAI	3.77	4	1	.66667	0.0	0.0	7.490	0.0	0.0	0.0
3 PSI= 5 PAI	3.77	2	3	.33333	0.0	3.745	0.0	0.0	0.0	0.0
4 PSI= 7 PAI	4.01	6	1	.41667	0.0	0.0	0.0	4.983	0.0	0.0
5 PSI= 7 PAI	4.01	4	3	.50000	0.0	0.0	5.980	0.0	0.0	0.0
6 PSI= 7 PAI	4.01	2	5	.08333	0.0	0.997	0.0	0.0	0.0	0.0
7 PSI= 9 PAI	0.48	8	1	.24138	0.0	0.0	0.0	0.0	0.349	0.0
8 PSI= 9 PAI	0.48	6	3	.53448	0.0	0.0	0.0	0.772	0.0	0.0
9 PSI= 9 PAI	0.48	4	5	.20690	0.0	0.0	0.299	0.0	0.0	0.0
10 PSI= 9 PAI	0.48	2	7	.01724	0.0	0.025	0.0	0.0	0.0	0.0
11 PSI=11 PAI	0.01	10	1	.13249	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.003
12 PSI=11 PAI	0.01	8	3	.47110	0.0	0.0	0.0	0.0	0.011	0.0
13 PSI=11 PAI	0.01	6	5	.33016	0.0	0.0	0.0	0.008	0.0	0.0
14 PSI=11 PAI	0.01	4	7	.06310	0.0	0.0	0.001	0.0	0.0	0.0
15 PSI=11 PAI	0.01	2	9	.00315	0.0	0.000	0.0	0.0	0.0	0.0
16 PSI= 3 PAI 1 ETA	3.00	2	3	.38000	0.0	3.402	0.0	0.0	0.0	0.0
17 PSI= 3 PAI 1 ETA	3.00	2	4	.34000	0.0	3.044	0.0	0.0	0.0	0.0
18 PSI= 3 PAI 1 ETA	3.00	4	2	.28000	0.0	0.0	2.506	0.0	0.0	0.0
19 PSI= 5 PAI 1 ETA	8.06	4	3	.25333	0.0	0.0	6.086	0.0	0.0	0.0
20 PSI= 5 PAI 1 ETA	8.06	4	4	.22667	0.0	0.0	5.445	0.0	0.0	0.0
21 PSI= 5 PAI 1 ETA	8.06	6	2	.18667	0.0	0.0	0.0	4.484	0.0	0.0
22 PSI= 5 PAI 1 ETA	8.06	2	5	.12667	0.0	3.043	0.0	0.0	0.0	0.0
23 PSI= 5 PAI 1 ETA	8.06	2	6	.11333	0.0	2.722	0.0	0.0	0.0	0.0
24 PSI= 5 PAI 1 ETA	8.06	4	4	.09333	0.0	0.0	2.242	0.0	0.0	0.0
25 PSI= 7 PAI 1 ETA	1.46	6	3	.15833	0.0	0.0	0.0	0.688	0.0	0.0
26 PSI= 7 PAI 1 ETA	1.46	6	4	.14167	0.0	0.0	0.0	0.616	0.0	0.0
27 PSI= 7 PAI 1 ETA	1.46	8	2	.11667	0.0	0.0	0.0	0.0	0.507	0.0
28 PSI= 7 PAI 1 ETA	1.46	4	5	.19000	0.0	0.0	0.826	0.0	0.0	0.0
29 PSI= 7 PAI 1 ETA	1.46	4	6	.17000	0.0	0.0	0.739	0.0	0.0	0.0
30 PSI= 7 PAI 1 ETA	1.46	6	4	.14000	0.0	0.0	0.0	0.609	0.0	0.0
31 PSI= 7 PAI 1 ETA	1.46	2	7	.03167	0.0	0.138	0.0	0.0	0.0	0.0
32 PSI= 7 PAI 1 ETA	1.46	2	8	.02833	0.0	0.123	0.0	0.0	0.0	0.0
33 PSI= 7 PAI 1 ETA	1.46	4	6	.02333	0.0	0.0	0.101	0.0	0.0	0.0
34 PSI= 9 PAI 1 ETA	0.02	8	3	.09172	0.0	0.0	0.0	0.0	0.006	0.0
35 PSI= 9 PAI 1 ETA	0.02	8	4	.08207	0.0	0.0	0.0	0.0	0.006	0.0
36 PSI= 9 PAI 1 ETA	0.02	10	2	.06759	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.005
37 PSI= 9 PAI 1 ETA	0.02	6	5	.20310	0.0	0.0	0.0	0.014	0.0	0.0
38 PSI= 9 PAI 1 ETA	0.02	6	6	.18172	0.0	0.0	0.0	0.012	0.0	0.0
39 PSI= 9 PAI 1 ETA	0.02	8	4	.14966	0.0	0.0	0.0	0.0	0.010	0.0
40 PSI= 9 PAI 1 ETA	0.02	4	7	.07865	0.0	0.0	0.005	0.0	0.0	0.0
41 PSI= 9 PAI 1 ETA	0.02	4	8	.07035	0.0	0.0	0.005	0.0	0.0	0.0
42 PSI= 9 PAI 1 ETA	0.02	6	6	.05790	0.0	0.0	0.0	0.004	0.0	0.0
43 PSI= 9 PAI 1 ETA	0.02	2	9	.00655	0.0	0.000	0.0	0.0	0.0	0.0
44 PSI= 9 PAI 1 ETA	0.02	2	10	.00586	0.0	0.000	0.0	0.0	0.0	0.0
45 PSI= 9 PAI 1 ETA	0.02	4	8	.00483	0.0	0.0	0.000	0.0	0.0	0.0
46 PSI= 3 PAI 2 ETA	4.33	2	5	.14440	0.0	1.865	0.0	0.0	0.0	0.0
47 PSI= 3 PAI 2 ETA	4.33	2	6	.25840	0.0	3.337	0.0	0.0	0.0	0.0

LANDA= 0.171100E-34 TEMPERATURA LIMITE=240.0 MEV

DECADIMENTO	* SP.F.	* CARICHI	* NEUTRI	* PESO *	SIGMA 0	* SIGMA 2	* SIGMA 4	* SIGMA 6	* SIGMA 8	* SIGMA 10
48 PSI= 3 PAI 2 ETA	4.33	2	7	.11560	0.0	1.493	0.0	0.0	0.0	0.0
49 PSI= 3 PAI 2 ETA	4.33	4	4	.21280	0.0	0.0	2.748	0.0	0.0	0.0
50 PSI= 3 PAI 2 ETA	4.33	4	5	.19040	0.0	0.0	2.459	0.0	0.0	0.0
51 PSI= 3 PAI 2 ETA	4.33	6	3	.07840	0.0	0.0	0.0	1.012	0.0	0.0
52 PSI= 5 PAI 2 ETA	1.54	4	5	.09627	0.0	0.0	0.441	0.0	0.0	0.0
53 PSI= 5 PAI 2 ETA	1.54	4	6	.17227	0.0	0.0	0.789	0.0	0.0	0.0
54 PSI= 5 PAI 2 ETA	1.54	4	7	.07707	0.0	0.0	0.353	0.0	0.0	0.0
55 PSI= 5 PAI 2 ETA	1.54	6	4	.14187	0.0	0.0	0.0	0.650	0.0	0.0
56 PSI= 5 PAI 2 ETA	1.54	6	5	.12693	0.0	0.0	0.0	0.581	0.0	0.0
57 PSI= 5 PAI 2 ETA	1.54	8	3	.05227	0.0	0.0	0.0	0.0	0.239	0.0
58 PSI= 5 PAI 2 ETA	1.54	2	7	.04813	0.0	0.220	0.0	0.0	0.0	0.0
59 PSI= 5 PAI 2 ETA	1.54	2	8	.08613	0.0	0.394	0.0	0.0	0.0	0.0
60 PSI= 5 PAI 2 ETA	1.54	2	9	.03853	0.0	0.176	0.0	0.0	0.0	0.0
61 PSI= 5 PAI 2 ETA	1.54	4	6	.07093	0.0	0.0	0.325	0.0	0.0	0.0
62 PSI= 5 PAI 2 ETA	1.54	4	7	.06347	0.0	0.0	0.291	0.0	0.0	0.0
63 PSI= 5 PAI 2 ETA	1.54	6	5	.02613	0.0	0.0	0.0	0.120	0.0	0.0
64 PSI= 7 PAI 2 ETA	0.02	6	5	.06017	0.0	0.0	0.0	0.004	0.0	0.0
65 PSI= 7 PAI 2 ETA	0.02	6	6	.10767	0.0	0.0	0.0	0.008	0.0	0.0
66 PSI= 7 PAI 2 ETA	0.02	6	7	.04817	0.0	0.0	0.0	0.003	0.0	0.0
67 PSI= 7 PAI 2 ETA	0.02	8	4	.08867	0.0	0.0	0.0	0.0	0.006	0.0
68 PSI= 7 PAI 2 ETA	0.02	8	5	.07933	0.0	0.0	0.0	0.0	0.006	0.0
69 PSI= 7 PAI 2 ETA	0.02	10	3	.03267	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.002
70 PSI= 7 PAI 2 ETA	0.02	4	7	.07220	0.0	0.0	0.005	0.0	0.0	0.0
71 PSI= 7 PAI 2 ETA	0.02	4	8	.12920	0.0	0.0	0.009	0.0	0.0	0.0
72 PSI= 7 PAI 2 ETA	0.02	4	9	.05700	0.0	0.0	0.004	0.0	0.0	0.0
73 PSI= 7 PAI 2 ETA	0.02	6	6	.10660	0.0	0.0	0.0	0.007	0.0	0.0
74 PSI= 7 PAI 2 ETA	0.02	6	7	.09520	0.0	0.0	0.0	0.007	0.0	0.0
75 PSI= 7 PAI 2 ETA	0.02	8	5	.03920	0.0	0.0	0.0	0.0	0.003	0.0
76 PSI= 7 PAI 2 ETA	0.02	2	9	.01203	0.0	0.001	0.0	0.0	0.0	0.0
77 PSI= 7 PAI 2 ETA	0.02	2	10	.02153	0.0	0.002	0.0	0.0	0.0	0.0
78 PSI= 7 PAI 2 ETA	0.02	2	11	.00963	0.0	0.001	0.0	0.0	0.0	0.0
79 PSI= 7 PAI 2 ETA	0.02	4	8	.01773	0.0	0.0	0.001	0.0	0.0	0.0
80 PSI= 7 PAI 2 ETA	0.02	4	9	.01507	0.0	0.0	0.001	0.0	0.0	0.0
81 PSI= 7 PAI 2 ETA	0.02	6	7	.00653	0.0	0.0	0.0	0.000	0.0	0.0
82 PSI= 1 PAI 2 K	0.22	2	1	.25000	0.0	0.165	0.0	0.0	0.0	0.0
83 PSI= 1 PAI 2 K	0.22	2	0	.25000	0.0	0.165	0.0	0.0	0.0	0.0
84 PSI= 1 PAI 2 K	0.22	2	2	.08333	0.0	0.055	0.0	0.0	0.0	0.0
85 PSI= 1 PAI 2 K	0.22	4	0	.16667	0.0	0.0	0.110	0.0	0.0	0.0
86 PSI= 1 PAI 2 K	0.22	2	1	.16667	0.0	0.110	0.0	0.0	0.0	0.0
87 PSI= 1 PAI 2 K	0.22	0	3	.08333	0.055	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
88 PSI= 2 PAI 2 K	1.20	2	2	.10000	0.0	0.358	0.0	0.0	0.0	0.0
89 PSI= 2 PAI 2 K	1.20	4	0	.30000	0.0	0.0	1.074	0.0	0.0	0.0
90 PSI= 2 PAI 2 K	1.20	2	1	.10000	0.0	0.358	0.0	0.0	0.0	0.0
91 PSI= 2 PAI 2 K	1.20	2	3	.03333	0.0	0.119	0.0	0.0	0.0	0.0
92 PSI= 2 PAI 2 K	1.20	4	1	.06667	0.0	0.0	0.239	0.0	0.0	0.0
93 PSI= 2 PAI 2 K	1.20	4	0	.20000	0.0	0.0	0.716	0.0	0.0	0.0
94 PSI= 2 PAI 2 K	1.20	2	2	.10000	0.0	0.358	0.0	0.0	0.0	0.0
95 PSI= 2 PAI 2 K	1.20	2	2	.06667	0.0	0.239	0.0	0.0	0.0	0.0
96 PSI= 2 PAI 2 K	1.20	0	4	.03333	0.119	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
97 PSI= 3 PAI 2 K	2.31	2	3	.03333	0.0	0.230	0.0	0.0	0.0	0.0
98 PSI= 3 PAI 2 K	2.31	4	1	.30000	0.0	0.0	2.067	0.0	0.0	0.0
99 PSI= 3 PAI 2 K	2.31	2	2	.06667	0.0	0.459	0.0	0.0	0.0	0.0
100 PSI= 3 PAI 2 K	2.31	2	4	.02222	0.0	0.153	0.0	0.0	0.0	0.0
101 PSI= 3 PAI 2 K	2.31	4	2	.04445	0.0	0.0	0.306	0.0	0.0	0.0

LANDA= 0.171100E-04 TEMPERATURA LIMITE=240.0 MEV

DECADIMENTO	SP.F.	CARICHI	NEUTRI	PESO	SIGMA 0	SIGMA 2	SIGMA 4	SIGMA 6	SIGMA 8	SIGMA 10
102 PSI= 3 PAI 2 K	2.31	4	0	.10000	0.0	0.0	0.689	0.0	0.0	0.0
103 PSI= 3 PAI 2 K	2.31	4	2	.03333	0.0	0.0	0.230	0.0	0.0	0.0
104 PSI= 3 PAI 2 K	2.31	6	0	.06667	0.0	0.0	0.0	0.459	0.0	0.0
105 PSI= 3 PAI 2 K	2.31	4	1	.20000	0.0	0.0	1.378	0.0	0.0	0.0
106 PSI= 3 PAI 2 K	2.31	2	3	.10000	0.0	0.689	0.0	0.0	0.0	0.0
107 PSI= 3 PAI 2 K	2.31	2	3	.02222	0.0	0.153	0.0	0.0	0.0	0.0
108 PSI= 3 PAI 2 K	2.31	0	5	.01111	0.077	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
109 PSI= 4 PAI 2 K	1.91	2	4	.01428	0.0	0.081	0.0	0.0	0.0	0.0
110 PSI= 4 PAI 2 K	1.91	4	2	.20000	0.0	0.0	1.136	0.0	0.0	0.0
111 PSI= 4 PAI 2 K	1.91	6	0	.14286	0.0	0.0	0.0	0.812	0.0	0.0
112 PSI= 4 PAI 2 K	1.91	2	3	.02857	0.0	0.162	0.0	0.0	0.0	0.0
113 PSI= 4 PAI 2 K	1.91	2	5	.00952	0.0	0.054	0.0	0.0	0.0	0.0
114 PSI= 4 PAI 2 K	1.91	4	3	.01905	0.0	0.0	0.108	0.0	0.0	0.0
115 PSI= 4 PAI 2 K	1.91	4	1	.11429	0.0	0.0	0.649	0.0	0.0	0.0
116 PSI= 4 PAI 2 K	1.91	4	3	.03810	0.0	0.0	0.216	0.0	0.0	0.0
117 PSI= 4 PAI 2 K	1.91	6	1	.07619	0.0	0.0	0.0	0.433	0.0	0.0
118 PSI= 4 PAI 2 K	1.91	6	0	.09524	0.0	0.0	0.0	0.541	0.0	0.0
119 PSI= 4 PAI 2 K	1.91	4	2	.04762	0.0	0.0	0.271	0.0	0.0	0.0
120 PSI= 4 PAI 2 K	1.91	4	2	.13333	0.0	0.0	0.757	0.0	0.0	0.0
121 PSI= 4 PAI 2 K	1.91	2	4	.06667	0.0	0.379	0.0	0.0	0.0	0.0
122 PSI= 4 PAI 2 K	1.91	2	4	.00952	0.0	0.054	0.0	0.0	0.0	0.0
123 PSI= 4 PAI 2 K	1.91	0	6	.00476	0.027	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
124 PSI= 5 PAI 2 K	0.78	2	5	.00446	0.0	0.010	0.0	0.0	0.0	0.0
125 PSI= 5 PAI 2 K	0.78	6	1	.22322	0.0	0.0	0.0	0.517	0.0	0.0
126 PSI= 5 PAI 2 K	0.78	4	3	.11607	0.0	0.0	0.269	0.0	0.0	0.0
127 PSI= 5 PAI 2 K	0.78	2	4	.01340	0.0	0.031	0.0	0.0	0.0	0.0
128 PSI= 5 PAI 2 K	0.78	2	6	.00447	0.0	0.010	0.0	0.0	0.0	0.0
129 PSI= 5 PAI 2 K	0.78	4	4	.00893	0.0	0.0	0.021	0.0	0.0	0.0
130 PSI= 5 PAI 2 K	0.78	4	2	.09821	0.0	0.0	0.227	0.0	0.0	0.0
131 PSI= 5 PAI 2 K	0.78	4	4	.03274	0.0	0.0	0.076	0.0	0.0	0.0
132 PSI= 5 PAI 2 K	0.78	6	2	.05547	0.0	0.0	0.0	0.152	0.0	0.0
133 PSI= 5 PAI 2 K	0.78	6	0	.04464	0.0	0.0	0.0	0.103	0.0	0.0
134 PSI= 5 PAI 2 K	0.78	6	2	.01488	0.0	0.0	0.0	0.034	0.0	0.0
135 PSI= 5 PAI 2 K	0.78	8	0	.02976	0.0	0.0	0.0	0.0	0.069	0.0
136 PSI= 5 PAI 2 K	0.78	4	3	.07738	0.0	0.0	0.179	0.0	0.0	0.0
137 PSI= 5 PAI 2 K	0.78	2	5	.03869	0.0	0.090	0.0	0.0	0.0	0.0
138 PSI= 5 PAI 2 K	0.78	6	1	.14881	0.0	0.0	0.0	0.345	0.0	0.0
139 PSI= 5 PAI 2 K	0.78	4	3	.07441	0.0	0.0	0.172	0.0	0.0	0.0
140 PSI= 5 PAI 2 K	0.78	2	5	.00297	0.0	0.007	0.0	0.0	0.0	0.0
141 PSI= 5 PAI 2 K	0.78	0	7	.00149	0.003	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
142 PSI= 6 PAI 2 K	0.15	2	6	.00183	0.0	0.001	0.0	0.0	0.0	0.0
143 PSI= 6 PAI 2 K	0.15	4	4	.06044	0.0	0.0	0.028	0.0	0.0	0.0
144 PSI= 6 PAI 2 K	0.15	6	2	.21978	0.0	0.0	0.0	0.101	0.0	0.0
145 PSI= 6 PAI 2 K	0.15	8	0	.06410	0.0	0.0	0.0	0.0	0.030	0.0
146 PSI= 6 PAI 2 K	0.15	2	5	.00550	0.0	0.003	0.0	0.0	0.0	0.0
147 PSI= 6 PAI 2 K	0.15	2	7	.00183	0.0	0.001	0.0	0.0	0.0	0.0
148 PSI= 6 PAI 2 K	0.15	4	5	.00367	0.0	0.0	0.002	0.0	0.0	0.0
149 PSI= 6 PAI 2 K	0.15	4	3	.06593	0.0	0.0	0.030	0.0	0.0	0.0
150 PSI= 6 PAI 2 K	0.15	4	5	.02198	0.0	0.0	0.010	0.0	0.0	0.0
151 PSI= 6 PAI 2 K	0.15	6	3	.04395	0.0	0.0	0.0	0.020	0.0	0.0
152 PSI= 6 PAI 2 K	0.15	6	1	.08242	0.0	0.0	0.0	0.038	0.0	0.0
153 PSI= 6 PAI 2 K	0.15	6	3	.02747	0.0	0.0	0.0	0.013	0.0	0.0
154 PSI= 6 PAI 2 K	0.15	8	1	.05495	0.0	0.0	0.0	0.0	0.025	0.0

LANDA= 0.171100E-04 TEMPERATURA LIMITE=240.0 MEV

DECADIMENTO	SP.F.	CARICHI	NEUTRI	PESO	SIGMA 0	SIGMA 2	SIGMA 4	SIGMA 6	SIGMA 8	SIGMA 10
155 PSI= 6 PAI 2 K	0.15	8	0	.04273	0.0	0.0	0.0	0.0	0.020	0.0
156 PSI= 6 PAI 2 K	0.15	6	2	.02137	0.0	0.0	0.0	0.010	0.0	0.0
157 PSI= 6 PAI 2 K	0.15	6	2	.14652	0.0	0.0	0.0	0.068	0.0	0.0
158 PSI= 6 PAI 2 K	0.15	4	4	.07226	0.0	0.0	0.033	0.0	0.0	0.0
159 PSI= 6 PAI 2 K	0.15	4	4	.04029	0.0	0.0	0.019	0.0	0.0	0.0
160 PSI= 6 PAI 2 K	0.15	2	6	.02015	0.0	0.009	0.0	0.0	0.0	0.0
161 PSI= 6 PAI 2 K	0.15	2	6	.00122	0.0	0.001	0.0	0.0	0.0	0.0
162 PSI= 6 PAI 2 K	0.15	0	8	.00061	0.000	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
163 PSI= 7 PAI 2 K	0.02	2	7	.00047	0.0	0.000	0.0	0.0	0.0	0.0
164 PSI= 7 PAI 2 K	0.02	4	5	.02383	0.0	0.0	0.001	0.0	0.0	0.0
165 PSI= 7 PAI 2 K	0.02	6	3	.14018	0.0	0.0	0.0	0.006	0.0	0.0
166 PSI= 7 PAI 2 K	0.02	8	1	.11449	0.0	0.0	0.0	0.0	0.005	0.0
167 PSI= 7 PAI 2 K	0.02	2	6	.00108	0.0	0.000	0.0	0.0	0.0	0.0
168 PSI= 7 PAI 2 K	0.02	2	8	.00063	0.0	0.000	0.0	0.0	0.0	0.0
169 PSI= 7 PAI 2 K	0.02	4	6	.00125	0.0	0.0	0.000	0.0	0.0	0.0
170 PSI= 7 PAI 2 K	0.02	4	4	.12570	0.0	0.0	0.006	0.0	0.0	0.0
171 PSI= 7 PAI 2 K	0.02	4	6	.04190	0.0	0.0	0.002	0.0	0.0	0.0
172 PSI= 7 PAI 2 K	0.02	6	4	.08380	0.0	0.0	0.0	0.004	0.0	0.0
173 PSI= 7 PAI 2 K	0.02	6	1	.07710	0.0	0.0	0.0	0.004	0.0	0.0
174 PSI= 7 PAI 2 K	0.02	6	3	.02570	0.0	0.0	0.0	0.001	0.0	0.0
175 PSI= 7 PAI 2 K	0.02	8	1	.05140	0.0	0.0	0.0	0.0	0.002	0.0
176 PSI= 7 PAI 2 K	0.02	8	0	.01635	0.0	0.0	0.0	0.0	0.001	0.0
177 PSI= 7 PAI 2 K	0.02	8	2	.01090	0.0	0.0	0.0	0.0	0.000	0.0
178 PSI= 7 PAI 2 K	0.02	10	0	.00545	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.000
179 PSI= 7 PAI 2 K	0.02	8	1	.07633	0.0	0.0	0.0	0.0	0.004	0.0
180 PSI= 7 PAI 2 K	0.02	6	3	.03016	0.0	0.0	0.0	0.002	0.0	0.0
181 PSI= 7 PAI 2 K	0.02	6	3	.09345	0.0	0.0	0.0	0.004	0.0	0.0
182 PSI= 7 PAI 2 K	0.02	4	5	.04673	0.0	0.0	0.002	0.0	0.0	0.0
183 PSI= 7 PAI 2 K	0.02	4	5	.01589	0.0	0.0	0.001	0.0	0.0	0.0
184 PSI= 7 PAI 2 K	0.02	2	7	.00794	0.0	0.000	0.0	0.0	0.0	0.0
185 PSI= 7 PAI 2 K	0.02	2	7	.00031	0.0	0.000	0.0	0.0	0.0	0.0
186 PSI= 7 PAI 2 K	0.02	0	9	.00016	0.000	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0