Indice

1 Introduzione **3**

2 Premesse teoriche **5**

3 Evidenze sperimentali **10**
3.1 La scoperta della Θ^+ esperimento per esperimento . 14
3.2 Cascata $\Xi_{\frac{3}{2}}$ 32
3.3 Pentaquark charmati 34

4 Ricerca dei Pentaquark $\Xi_{\frac{3}{2}}(1862)$ ad HERMES **42**
4.1 Lo spettrometro di HERMES e l'identificazione delle particelle 44
4.2 Ricostruzione dell'evento 51
4.2.1 Ricostruzione della Λ 53
4.2.2 Ricostruzione della $\Xi^-(1321)$ 57
4.2.3 Ricostruzione della massa $M_{p\pi^-\pi^-\pi^+}$ 64
4.2.4 Massa invariante $M_{\Xi^\pm\pi^\pm}$ 65
4.2.5 Contaminazioni negli spettri di massa 65
4.3 Sezioni d'urto 69
4.4 Ghost Tracks 73
4.4.1 Studio degli 'eventi correlati' 73

5 Conclusioni **80**

A HERMES **84**
A.1 Il bersaglio polarizzato di HERMES 84

Capitolo 1

Introduzione

A partire dall'estate del 2003 una lunga serie di esperimenti ha confermato la presenza di una particella, la Θ^+, nel canale NK con massa $\sim 1530\,MeV$ e larghezza inferiore a $20\,MeV$. Trattandosi di un decadimento forte la stranezza viene conservata, ne segue che questa particella contiene almeno un $\overline{s}$, e, per avere un numero barionico positivo deve contenere almeno quattro quark: tenendo conto della massa e della carica il suo contenuto minimo è $[udud\overline{s}]$. La Θ^+ è quindi la prima evidenza sperimentale dell'esistenza di particelle a cinque *quark*, da cui il nome: *Pentaquark*.

L'esistenza di particelle esotiche, ossia particelle i cui numeri quantici non siano spiegabili in termini di due o tre quark soltanto, è stata ipotizzata fin dalla nascita della QCD [1]. La mancata osservazione fino allo scorso anno di stati del genere era considerata uno dei più grandi misteri della fisica adronica. Per questo la scoperta della Θ^+ è stata accolta con grandissimo interesse in tutto il mondo ed ha innescato una febbrile attività sia dal punto di vista teorico che sperimentale, dando origine allo svilppo di nuovi modelli e alla ricerca sperimentale di altri stati di questo tipo.

L'obbiettivo di questa tesi è descrivere la ricerca di due stati esotici pesanti, la $\Xi^{--}_{\frac{3}{2}}(1862)$ e la $\Xi^{0}_{\frac{3}{2}}(1862)$, attraverso l'analisi di dati registrati ad HERMES dal 1998 al 2003. HERMES, pur essendo un esperimento di *Deep Inelastic Scattering*, possiede uno spettrometro [2] che può rivelare fino a 10 tracce, permettendo quindi anche analisi semi-esclusive, come la presente.

La novità di questo argomento, che è peraltro in continua evoluzione, rende necessario fare il punto dello 'stato dell'arte', sia dal punto di vista teorico che da quello sperimentale. Il capitolo secondo di questa tesi contiene quindi una rapida revisione dei modelli teorici in cui particelle di questo tipo possono essere inserite. Da questo punto di vista ci sono due diversi scenari possibili: il modello a Solitoni Chirali e il modello a quark costituenti[3]; entrambi collocano i *Pentaquarks* in un Antidecupletto di SU(3) di *flavour*, ma calcolano masse e numeri quantici piuttosto diversi tra di loro.

Il capitolo terzo raccoglie invece una revisione critica delle evidenze sperimen-

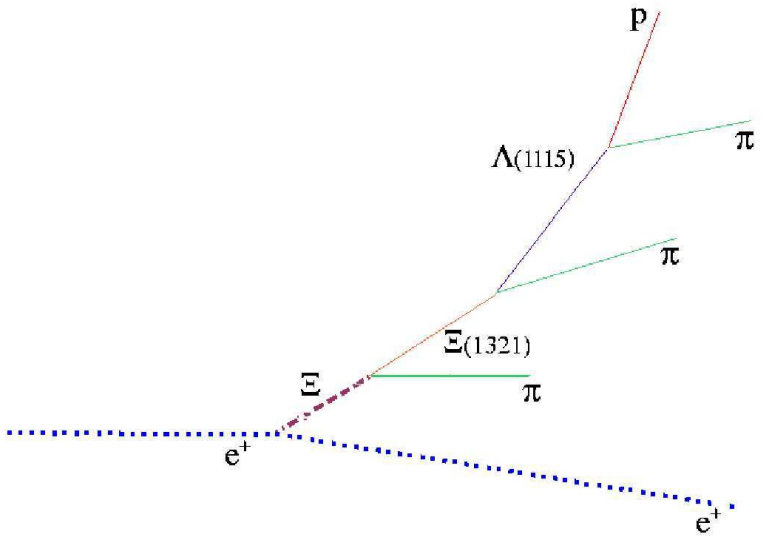


Figura 1.1: Ricostruzione dell'evento

tali finora pubblicate, sia della ormai confermata Θ^+, che di altri esotici più pesanti o charmati.

Finalmente, l'analisi vera e propria condotta nell'ambito di questa tesi è presentata in dettaglio nel capitolo quarto; per questa ricerca sono stati selezionati i canali di decadimento:

$$\Xi_{\frac{3}{2}}(1862) \rightarrow \Xi(1321)\pi \rightarrow \Lambda\pi\pi \rightarrow p\pi\pi\pi$$

il cui schema dell'evento è raffigurato in figura 1.1. Sempre nel capitolo quarto è stato descritto lo studio della produzione dei due *Pentaquarks* attraverso un Monte Carlo per determinarne l'*upper limit* della sezione d'urto.

Il capitolo quinto riassume infine le conclusioni che si ottengono da questa analisi: la ricerca degli stati $\Xi_{\frac{3}{2}}(1862)$ ha avuto esito negativo, di essi nessuna evidenza è presente nelle masse $M_{p\pi\pi\pi}$, mentre è chiaramente visibile la $\Xi^0(1530)$. HERMES perciò riesce a vedere la Θ^+ [4], ma non la $\Xi^0_{\frac{3}{2}}(1862)$, nè la $\Xi^{--}_{\frac{3}{2}}(1862)$.

Capitolo 2

Premesse teoriche

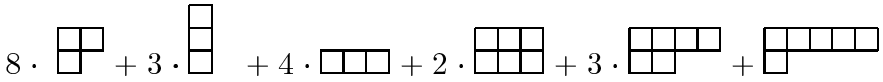
La scoperta della Θ^+ è stata stimolata dal lavoro teorico di Diakonov, Petrov e Polyakov [6], ed ha a sua volta innescato lo sviluppo di una molteplicità di modelli teorici che in questo capitolo sono brevemene descritti.

Dal punto di vista della QCD la Θ^+ deve naturalmente stare in un multipletto di SU(3) di *flavour*. I multipletti possibili per barioni a cinque quark sono:

$$\mathbf{3} \times \mathbf{3} \times \mathbf{3} \times \mathbf{3} \times \overline{\mathbf{3}} =$$

$$3 \cdot \mathbf{1} + 8 \cdot \mathbf{8} + 4 \cdot \mathbf{10} + 2 \cdot \overline{\mathbf{10}} + 3 \cdot \mathbf{27} + \mathbf{35}$$

come si può osservare dai diagrammi di Young:



Di questi il multipletto più semplice che soddisfa le caratteristiche del barione esotico osservato è il $\overline{10}$. I numeri quantici della Θ^+ sono $Y = 2$ e $I_3 = 0$, e, poichè non c'è evidenza della corrispondente Θ^{++} che avrebbe $I_3 = 1$, si suppone la Θ^+ un isosingoletto e lo si pone al vertice superiore del $\overline{10}$.

La ricerca delle particelle appartenenti a questo multipletto è stata inizialmente promossa dagli studi di Diakonov, Petrov e Polyakov (DPP) [6]. Il modello su cui sono basate le loro previsioni (*Chiral Soliton Model*) parte dall'idea di Skyrme [5] (1962) secondo la quale tutti i barioni leggeri sono descritti come stati rotazionali nello spazio di *spin* e *isospin* del 'nucleone classico', o *solitone* [1]; considerando il

[1]Come nel modello di Skyrme viene selezionata la soluzione a *Porcospino*', nella quale una rotazione nello spazio fisico equivale a una nello spazio dell'*isospin*, in questo modo gli stati rotazionali hanno *isospin* uguale allo *spin* e le energie di eccitazione sono: $E_{rot} = \frac{J(J+1)}{2I}$, dove I è il momento d'inerzia del *solitone*.

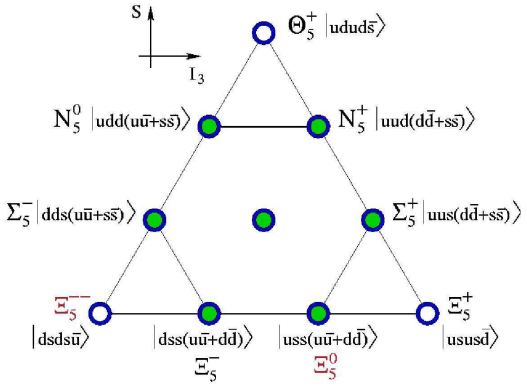


Figura 2.1: Antidecupletto previsto dal modello a *Solitoni Chirali* di DDP.

caso a tre *flavour*, la quantizzazione di tali rotazioni fornisce come stato fondamentale un ottetto di particelle a spin $\frac{1}{2}$, mentre le eccitazioni successive sono un decupletto a spin $\frac{3}{2}$ e un antidecupletto a *spin* $\frac{1}{2}$; la differenza fondamentale con il modello di Skyrme è che i multipletti previsti possono essere considerati come stati legati di *quark*; in questa prospettiva, i membri dell'antidecupletto vengono descritti come stati legati di tre *quark* e una coppia $q\overline{q}$, dove il vertice superiore è occupato da una particella nominata Z^+ (in seguito ribattezzata con il nome Θ^+), con contenuto minimo in *quark* $[uudd\overline{s}]$.

Come si vede in figura 2.1, solo i tre vertici dell'antidecupletto sono previsti esotici, mentre gli altri membri sono solamente cripto-esotici, perchè contengono coppie $q\overline{q}$ con lo stesso *flavour*, che dunque non contribuiscono ai numeri quantici finali. Tra di essi di particolare importanza è la risonanza

$$N_{10}^* = [(\tfrac{2}{3}s\overline{s}) + (\tfrac{1}{3})(\overline{u}u + \overline{d}d)]\times\ (uud \text{ o } ddu)$$

che, essendo lo stato eccitato di un nucleone, potrebbe essere tra le risonanze note. Partendo da questa considerazione *DPP* identificarono questa N_{10}^* con la $N(1710)$ avente $Y = 1$, spin $\frac{1}{2}$ e parità positiva [32]. Con questa assunzione e usando la formula di Gell-Mann-Okubo trovarono per la Θ una massa di

$$M = (1890 - 180Y)\,MeV = 1530\,MeV$$

dove i parametri dell'Hamiltoniana sono fissati in modo da riprodurre esattamente l'ottetto e il decupletto di barioni noti.

Riassumendo Diakonov, Petrov e Polyakov hanno previsto l'esistenza di una particella leggera, $M_\Theta = 1530\,MeV$, con contenuto minimo in quark $[uudd\overline{s}]$, larghezza inferiore a $15\,MeV$, $J^\pi = \frac{1}{2}^+$ e possibili modi di decadimento: pK^0 e nK^+ [6]. Bisogna sottolineare che il *Chiral Soliton Model* approssima la QCD solo nel caso di grande numero di colori: $N_c \to \infty$, condizione necessaria per poter trattare il nucleone semiclassicamente e considerarlo un *solitone*; inoltre il calcolo

originario (anno 1997) della larghezza della Θ^+ (15 MeV) contiene un errore e corretto dà un valore $\Gamma \leq 30$ MeV [7].

Nel caso invece di modelli a *quark* [3] per determinare le possibili configurazioni per la Θ^+ consideriamo prima il *tetraquark* (*uudd*): esso possiede *isospin* $I = 0$ e *colore* $C = 3$, e si trova quindi in uno stato dispari di *Isospin* e *Colore*; essendo un *Bosone*, segue che gli altri numeri quantici, lo *spin* e il momento angolare, devono combinarsi in modo da costruire una funzione d'onda totale simmetrica; aggiungendo al *tetraquark* l'$\overline{s}$ si ottengono per la Θ^+ le seguenti configurazioni di bassa energia:

(1). $uudd(L = 0, S = 1, j^\pi = 1^+) + \overline{s}(\frac{1}{2}^-)$

$\rightarrow J^\pi = \frac{1}{2}^-$ o $J^\pi = \frac{3}{2}^-$

(2). $uudd(L = 1, S = 0, j^\pi = 1^-) + \overline{s}(\frac{1}{2}^-)$

$\rightarrow J^\pi = \frac{1}{2}^+$ o $J^\pi = \frac{3}{2}^+$

Quindi sono due le configurazioni possibili, una a parità positiva e l'altra a parità negativa.

Le energie di questi stati e i rispettivi splitting tra stati a parità opposta dipendono dal modello utilizzato. Possiamo però già dire che nel primo caso lo *splitting* $(\frac{1}{2} - \frac{3}{2})$ è causato dall'interazione *Spin-Spin* $(\alpha \overline{S}(uudd) \times \overline{S}(\overline{s}))$ ed è dell'ordine di qualche decina di MeV [8], mentre nel caso (2) interviene l'interazione *Spin-Orbita* $(\alpha \overline{L}(uudd) \times \overline{S}(\overline{s}))$, dell'ordine di $\sim 200\, MeV$ [8].

Risultati molto diversi si ottengono se si considerano modelli a *quark* costituenti indipendenti o correlati, un esempio del primo caso è il *Constituent quark model*[8] , mentre tra gli esempi del secondo caso ci sono il modello a di-quark di Jaffe-Wilczek [9] e quello di Karliner-Lipkin [10].

Il modello a *quark* costituenti è un modello semplice e molto utile nel descrivere gli spettri e le proprietà di mesoni e barioni. Il *quark-costituente* desritto in questo tipo di modelli possiede una massa effettiva (m_q) diversa da zero (circa $360\, MeV$ per i *quark up* e *down*, mentre circa $540\, MeV$ per lo *strange*), che provoca la rottura della simmetria chirale.

In prima approssimazione le masse degli adroni saranno date dalla somma dei *quark* che li costituiscono, ecco qualche esempio di masse ricostruite in questo modo:

$$\Sigma m_q = 1080 MeV \text{ per } N \text{ e } \Delta$$
$$\Sigma m_q = 1260 MeV \text{ per } \Delta, \Sigma \text{ e } \Sigma^*$$
$$\Sigma m_q = 1980 MeV \text{ per la } \Theta^+$$

Naturalmente a questi valori bisogna poi aggiungere i contributi dovuti all'interazione iperfine. Questo contributo, dovuto alla componente magnetica dello

scambio di un gluone (per questo viene anche chiamata *Interazione magnetica di colore*), può essere scritto in questo modo (forma non relativistica):

$$\Sigma_{Iperfine} = \frac{\alpha_s}{m_i m_j}(\lambda_i \times \lambda_j)(\overline{\sigma}_i \times \overline{\sigma}_j)\delta(\overline{r}_{ij})$$

Considerando una forma semplificata di questo contributo e fissando i parametri in modo da ottenere il corretto *splitting* tra l'ottetto di N e il decupletto di Δ si ottengono valori :

$$M_N = 3m_q + < \Sigma_{Iperfine} >_N = 3 \times 360 - 150 = 930\, MeV$$
$$M_\Delta = 3m_q + < \Sigma_{Iperfine} >_\Delta = 3 \times 360 + 150 = 1230\, MeV$$
$$M_\Lambda = (3m_q + \Delta m) + < \Sigma_{Iperfine} >_\Lambda = (3 \times 360 + 180) - 150 = 1110\, MeV$$

dove Δm è la differenza in massa tra i *quark up* e *down* e il *quark strange*:

$$\Delta m = m_s - m_{(u,d)} \sim 540 - 360 = 180\, MeV.$$

A questo punto possiamo calcolare la massa che questo modello attribuisce alla Θ^+, ma bisogna distinguere lo stato a parità negativa da quello a parità positiva.

Per lo stato a parità negativa ($\frac{1}{2}^-$):

$$M_{\Theta^+} = 5m_q + \Delta m + < \Sigma_{Iperfine} >_{\Theta^+} = 5 \times 360 + 180 - 250 \sim 1730\, MeV.$$

Per lo stato a parità positiva ($\frac{1}{2}^+$) il problema è ancora più grande perchè il contributo attrattivo dell'interazione iperfine è cancellato dal contributo all'energia cinetica del momento angolare $L = 1$:

$$M_{\Theta^+} = 5m_q + \Delta m + < \Sigma_{Iperfine} >_{\Theta^+} + \Delta E(\Delta L = 1) =$$
$$5 \times 360 + 180 - 620 + 450 \sim 1810\, MeV$$

Come si può osservare dai valori ottenuti, questo modello è evidentemente troppo semplice per dare una valutazione realistica di queste masse, inoltre la maggior parte dei modelli a *quark* costituenti liberi prevede che lo stato a parità negativa abbia energia minore di quello a parità positiva. Per riprodurre i risultati sperimentali la massa della Θ^+ viene riarrangiata al valore di $1540\, MeV$[11].

Risultati diversi si ottengono se si considerano modelli non basati su particelle costituenti indipendenti, come nel caso del modello di Jaffe-Wilczek (JW)[9], o in quello di Karliner-Lipkin (KL)[10].

Secondo gli autori (JW e KL) all'interno degli adroni i *quark* interagiscono tra loro formando coppie o terzetti separatamente correlati.

Il modello di JW [9]descrive gli stati a cinque *quark* come composti da due *diquark* e un $\overline{q}$; poichè lo scambio di gluoni favorisce stati antisimmetrici di *colore, flavour* e *spin* , i *diquark* si troveranno in singoletti di *spin* ($J = 0$), rappresentazioni antisimmetriche di *colore* ($\overline{3}_C$) e di *flavours* ($\overline{3}_f$); inoltre essendo dei *bosoni* la statistica di Bose impone loro uno stato globalmente simmetrico, per cui la parità, che è l'unico grado di libertà rimasto, deve essere positiva.

Combinando due *diquark* si ottiene uno stato a *spin* zero (funzione d'onda di *spin* simmetrica perchè prodotto di due antisimmetriche) nella rappresentazione $\overline{3}_C$ (parte antisimmetrica del prodotto $\overline{3}_C \times \overline{3}_C$), dunque la funzione d'onda deve essere antisimmetrica rispetto ai gradi di libertà restanti: il *flavour* e la parità. Scegliendo di simmetrizzare il *flavour* (rappresentazione $\overline{6}_f$), si fissa una parità negativa per le coppie di *diquark*.

Unendo queste coppie ad un $\overline{q}$ si otterrà un *Pentaquark* a *spin* $\frac{1}{2}$, in un singoletto di *colore* con *flavour*:

$$\overline{6}_f \times \overline{3}_f = 8_f + \overline{10}_f;$$

In questo modello si ha perciò il mixing di due multipletti di *flavour*, contrariamente alla previsione del modello di DDP. Il valore per la massa della Θ^+ in questo modello è $1540\,MeV$, e la sua strettezza può essere spiegata considerando che l'accoppiamento tra $[ud\overline{ds}]$ e NK è debole perchè le funzioni d'onda sono diverse in *colore*, *spin* e distribuzione spaziale.

Nel caso invece del modello di KL i *Pentaquark* vengono considerati stati legati di un *diquark* e un *triquark* (per esempio la Θ in questo modello è composta dal *diquark* $[ud]$ e il *triquark* $[ud\overline{s}]$), dove il *diquark* si trova nella rappresentazione $\overline{3}_C$ e $\overline{3}_f$, e possiede $I = 0$ e $S = 0$, mentre il *triquark* appartiene al tripletto di *colore* e alla rappresentazione $\overline{6}$ di *flavour*, e i suoi numeri quantici sono $I = 0$ e $S = \frac{1}{2}$. Anche in questo modello i *Pentaquarks* hanno dunque *spin* $\frac{1}{2}$, sono naturalmente singoletti di *colore* e si trovano nella rappresentazione di *flavour* mista $8_f + \overline{10}_f$; per la Θ la massa in questo modello è circa $1592\,MeV$ e $J^\pi = \frac{1}{2}^+$ [10].

Riassumendo per la Θ le caratteristiche previste dai vari modelli sono:

- DPP $J^\pi = \frac{1}{2}^+$ $M_\Theta = 1530\,MeV$
- Quark Costituenti liberi $J^\pi = \frac{1}{2}^+$ $M_\Theta = 1810\,MeV$ (riarrangiata a $1540\,MeV$)
- Quark Costituenti liberi $J^\pi = \frac{1}{2}^-$ $M_\Theta = 1730\,MeV$ (riarrangiata a $1540\,MeV$)
- JW $J^\pi = \frac{1}{2}^+$ $M_\Theta = 1540\,MeV$
- KL $J^\pi = \frac{1}{2}^+$ $M_\Theta = 1592\,MeV$

Oltre alla Θ, il $\overline{10}$ contiene altre due particelle esotiche, la Ξ^{--} e la Ξ^+, poste ai vertici inferiori del multipletto con contenuto $[dds\overline{su}]$ e $[uus\overline{sd}]$ rispettivamente, e possibili canali di decadimento: ΣK o $\Xi\pi$. Queste risonanze appartengono a una cascata Ξ di *isospin* $\frac{3}{2}$ che DPP avevano fissato a $2070\,MeV$ con una larghezza di circa $140\,MeV$. Nei modelli a quark costituenti i valori per questa massa variano da $1962\,MeV$ nel caso di quark liberi[11], a $1750\,MeV$ nel modello proposto da JW [9], a $1722\,MeV$ stabilita da KL [12].

Capitolo 3

Evidenze sperimentali

Nel capitolo precedente abbiamo visto come Diakonov Petrov e Polyakov [6] abbiano previsto l'esistenza di un nuovo multipletto di particelle, alcune delle quali esotiche; proprio spinta da questa previsione la collaborazione giapponese **LEPS** [13] ha intrapreso la ricerca dell'esotico posto al vertice dell'antidecupletto, la Θ^+. Nel Luglio 2003 **LEPS** ha pubblicato la prima evidenza dell'esistenza di questo stato, e in seguito a ciò esperimenti in tutto il mondo hanno preso sul serio la previsione dell'antidecupletto e hanno cominciato a ricercare la Θ^+ o altri stati della stessa famiglia. Come risultato dall'estate del 2003 ad oggi sono stati pubblicati numerosi articoli che confermano o meno l'osservazione di questi estotici.

Per quanto riguarda la Θ, fino ad oggi sono dieci gli esperimenti che ne hanno riportato l'evidenza [13]-[23], mentre cinque quelli che non l'hanno osservata [24]-[27]. Questi esperimenti insieme alle loro caratteristiche fondamentali sono riportati nelle tabelle 3.1 e 3.2.

Dalle tabelle si può osservare che nessun esperimento di scattering e^+e^- osserva un segnale per la Θ, e questo potrebbe essere spiegato se la produzione della Θ fosse favorita dalla presenza di materia nucleare; l'ipotesi della necessità di materia nucleare è suggerita anche dal fatto che la risonanza sembra essere più facilmente osservabile negli *scattering* con atomi pesanti, mentre con atomi come l'Idrogeno o non è osservata, come nel caso di LEPS e ITEP [14], o è osservata solo sotto tagli particolari, come per CLAS[15] che deve richiedere angoli molto in avanti per vedere un segnale. Le uniche eccezioni sono ZEUS [16] e COSY-TOF [22] che osservano la Θ nonostante la presenza di soli protoni nello scattering (e^+p e pp).

I valori della massa della Θ sono riportati in tabella 3.3 e sono rappresentati in funzione dell'energia in figura 3.1. I dati sono piuttosto dispersi e sembra

Esperimento	Fascio	Bersaglio	Energia del fascio(GeV)	Canale di decadimento
LEPS	γ	H, C	da 1.5 a 2.4	nK^+
CLAS	γ	H, D	< 5.5	nK^+
Saphir	γ	H	da 1 a 2.7	nK^+
Diana	K^+	Xe	< 0.85	pK^0
HERMES	e^+	D	27	pK^0
Itep	$\nu,\overline{\nu}$	H, D, Ne	da 40 a 140	pK^0
Zeus	e^+-p	—	$27 + 920$	pK^0
Svd	p	C, Si, Pb	70	pK^0_s
Cosy-Tof	p	H_2	da 2.85 a 3.30	pK^0_s
Jinr	p	C_3H_8	10	pK^0_s

Tabella 3.1: Esperimenti che hanno visto la Θ^+

Esperimento	Fascio	Bersaglio	Energia del fascio(GeV)	Canale di decadimento
Hera-b	p	C, Ti, W	920	pK^0
Compass	μ	^{6}LiD	160	pK^0
Bes	e^+e^-	—	da 1.6 a 2.2	nK^+, pK^0
Babar	e^+e^-	—	10.58	pK^0, pK^+
Sphinx	p	C	70	pK^0_S, pK^0_L, nK^+, pK^+

Tabella 3.2: Esperimenti che non hanno visto la Θ^+

Esperimento	Massa (MeV)	Larghezza (MeV)	Significatività
LEPS	$1540 \pm 10 \pm 5$	25	4.6σ
Clas(D)	$1542 \pm 2 \pm 5$	21	5.8σ
Clas(H)	$1555 \pm 1 \pm 10$	26	7.8σ
Saphir	$1540 \pm 4 \pm 2$	25	4.8σ
Diana	1539 ± 2	9	4.4σ
HERMES	$1528 \pm 2.6 \pm 2.1$	19	$4.7 - 9\sigma$
Itep	1533 ± 5	20	6.7σ
Zeus	$1521 \pm 1.5 \pm 2.8$	15	$3.9 - 4.6\sigma$
Svd	$1526 \pm 3 \pm 3$	24	5.6σ
Cosy-Tof	1530 ± 5	18	$3.7 - 5.9\sigma$
Jinr	1540 ± 8	9.2	5.5σ

Tabella 3.3: Valori trovati per i segnali della Θ^+ osservati.

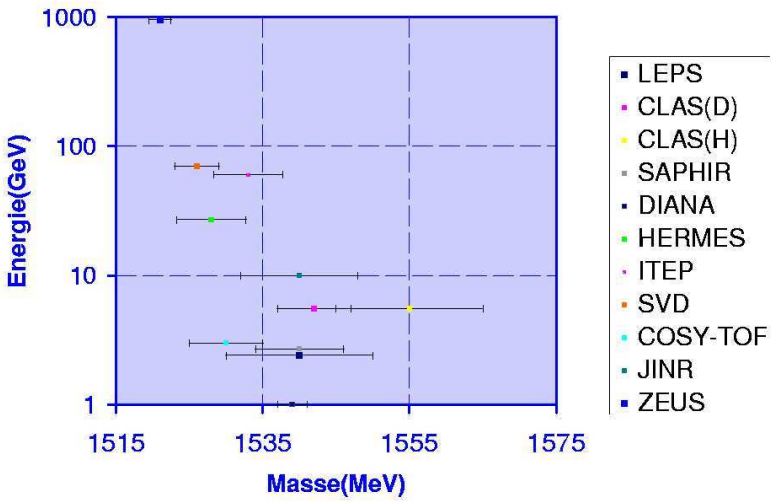


Figura 3.1: Masse della Θ^+ osservate in funzone dell'energia dei vari esperimenti.

che gli esperimenti a basse energie tendenzialmene misurino una massa più alta di quelli ad alte energie, definendo un spettro di valori che vanno da un minimo di $1521\,MeV$ (Zeus) ad un massimo di $1555\,MeV$ (CLAS, H); gli esperimenti riportati nelle tabelle 3.1 e 3.2 sono analizzati criticamente e in dettaglio nel paragrafo 3.1. Qui si osserva che le evidenze sperimentali si basano generalmente su statistiche limitate e che probabilmente in alcuni casi gli errori sono sottovalutati. Ciononostante, la Θ^+ è ormai accettata dalla comunità scientifica internazionale, come si può vedere nel *Particle Data Book* pubblicato nel 2004 [32].

L'assegnazione dei numeri quantici della Θ^+ permette di discriminare tra i modelli proposti, come si è visto nel capitolo 2, ed è quindi di grande interesse. Attualmente si conoscono con certezza solo la Stranezza $S = +1$, il numero barionico $B = +1$, la carica $Q = +1$ e la terza componente dell'Isospin $I_3 = 0$. La mancata osservazione di barioni con $S = +1$ sotto la soglia M_{NK}, suggerisce che la Θ^+ sia uno stato fondamentale, e quindi abbia *spin* $S = \frac{1}{2}$.

Una questione molto discussa è l'*isospin* di questa risonanza, infatti il modello a *solitoni* prevede per la Θ un *isospin* pari a zero, ma teoricamente è anche possibile un *isospin* pari a uno. Nel caso di *isospin* $I = 1$ dovrebbe esistere un terzetto di risonanze: Θ^0, Θ^+, Θ^{++}; per verificare la validità di

questa ipotesi l'attenzione si è concentrata nella ricerca della Θ^{++}, ma finora nessuno degli esperimenti ([15], [20], [4], [16], [26], [27]) che ha intrapreso questa strada ha trovato evidenza di questa risonanza, suggerendo che probabilmente la Θ sia proprio un isoscalare. Oltre all'ipotesi di *isospin* 0 o 1, Capstick, Page e Roberts [33] hanno proposto la possibilità che la Θ sia membro di un quintupletto, in questo modo i decadimenti osservati violerebbero la conservazione dell'*isospin*, spiegando almeno in parte la strettezza del suo segnale.

Altri stati del nuovo multipletto sono stati ricercati: si tratta della base dell'antidecupletto, una cascata di risonanze Ξ con *isospin* $\frac{3}{2}$ e con cariche che vanno da -2 a $+1$ cariche elettroniche (Fig.2.1); di questi quattro stati solo i due più estremi (la Ξ^{--} e la Ξ^{+}) hanno numeri quantici esotici, mentre ciò non è vero per la Ξ^0 e la Ξ^-. Nel modello DDP [6] la massa prevista per queste risonanze è di circa $2070\,MeV$ e il contenuto minimo in *quark* è:

$$\Xi^{--} : (dds\overline{u});$$
$$\Xi^{-} : (uds\overline{u});$$
$$\Xi^{0} : (uds\overline{d});$$
$$\Xi^{+} : (uus\overline{d}).$$

Di tutti gli esperimenti che hanno effettuato analisi mirate alla ricerca di alcuni di questi stati ([24] [28], [29], [30]), solo NA49 [17] (CERN), ha pubblicato l'evidenza di una risonanza con contenuto minimo in *quark* $[dds\overline{u}]$, identificabile con la Ξ^{--}, ma con massa $1862\,MeV$, molto lontana dai valori previsti per questo stato sia da DDP (massa prevista $2070\,MeV$) che da JW (massa prevista $1750\,MeV$). Sempre vicino a $1860\,MeV$ NA49 ha osservato anche una prima indicazione della Ξ^0, che però non può ancora definirsi un 'segnale' (Fig.3.21).

In analogia con l'antidecupletto *strano* di risonanze costituite dai *quark* u, d ed s, è possibile immaginare un antidecupletto *charmato*, in cui gli stati sono formati dai *quark* u, d ed c, in questo caso naturalmente le masse saranno molto maggiori a causa della presenza del *charm*. Una risonanza che potrebbe essere identificata con il vertice superiore di questo multipletto (l'analogo della Θ^+) è stata osservata da un'altra collaborazione, H1[31], un esperimento di collisione elettrone-protone che si trova al DESY (Amburgo); lo stato osservato ha massa $3099\,MeV$ circa e contenuto minimo in *quark* $[uud\overline{dc}]$, inoltre, come la Θ^+, ha una larghezza molto piccola: circa $12\,MeV$. La ricerca di questo stato è stata anche oggetto di studio di ZEUS (DESY), che però non ne ha trovato alcuna evidenza.

Nei paragrafi che seguono sono stati descritti più in dettaglio gli esperimenti impegnati nella ricerca di questi esotici e i risultati da essi ottenuti.

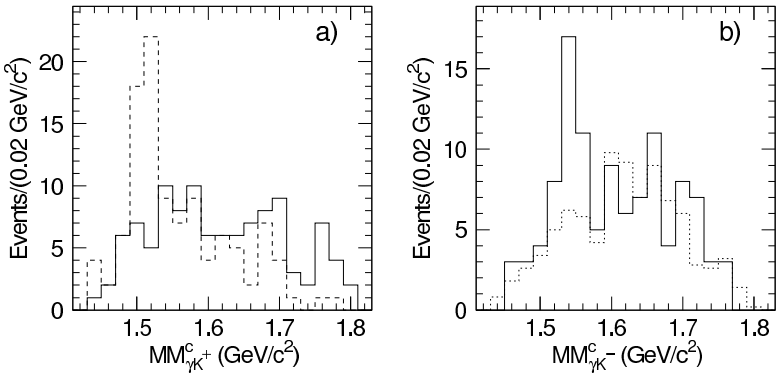


Figura 3.2: **LEPS.** A **sinistra**: massa mancante γK^+ per gli eventi che in cui l'SSD non ha rivelato un protone (istogramma solido) e per gli eventi in cui il protone è stato invece rivelato (istogramma tratteggiato). A **destra**: massa mancante γK^- per eventi ottenuti dallo scintillatore (istogramma solido) e dalla targhetta di H_2 (istogramma tratteggiato).

3.1 La scoperta della Θ^+ esperimento per esperimento

Agli inizi del Luglio 2003 la collaborazione **LEPS** per prima pubblicò [13] l'evidenza, nella massa mancante γK^-, di un picco stretto a $1540 \pm 10\, MeV$e larghezza $\Gamma < 25\, MeV$ (fig.3.2). Tramite *Compton back-scattering* di fotoni (un laser ad Argon con lunghezza d'onda 351 nm) sul fascio di elettroni dall'energia di $8\, GeV$ di **SPring-8** (Osaka, Giappone), viene prodotto un fascio di fotoni con energia massima di $2.4\, GeV$. Lo spettrometro è stato pensato per lo studio dei mesoni ϕ tramite l'analisi dei suoi prodotti di decadimento K^+K^- raccolti a piccoli angoli rispetto alla direzione di incidenza del fascio; esso copre un angolo di $\pm 0.4\, rad$ nella direzione orizzontale e $\pm 0.2\, rad$ in quella verticale ed è composto da un *silicon-strip vertex detector* (SSD), 3 camere a deriva e un dipolo magnetico ($0.7\, Tesla$) per la determinazione di tracce e cariche delle particelle; per l'identificazione è presente uno scintillatore che permette la misura del tempo di volo e un rivelatore *Čerenkov* ad aerogel. Per la fotoproduzione della ϕ viene utilizzato un bersaglio di Idrogeno liquido, ma oltre ad esso l'esperimento è dotato di un altro bersaglio, uno scintillatore plastico composto di nuclei di ^{12}C e $H(C : H = 1 : 1)$ che è stato usato per lo studio della produzione della Θ^+. La presenza di due targhette permette un confronto tra gli eventi prodotti da reazioni sui neutroni del Carbonio e quelli prodotti da reazioni sui protoni dell'Idrogeno liquido.

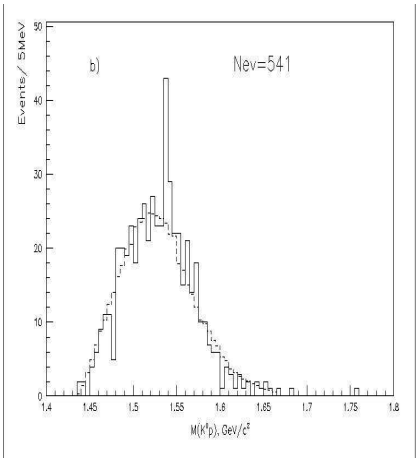


Figura 3.3: **DIANA**. Massa invariante K^0p nella reazione $K^+Xe \to K^0pXe'$: (a) per tutti gli eventi; (b) per gli eventi non affetti da reinterazioni nello Xe.

L'analisi si basa sullo studio delle coppie K^+K^- prodotte nello scintillatore, in particolare sulla reazione:

$$\gamma\,^{12}C \to K^+K^-X$$

Assumendo fermo il nucleone-bersaglio è stata calcolata la *missing-mass* $MM_{\gamma K^+K^-}$ e in essa è stata selezionata la massa del nucleone; per eliminare reazioni che coinvolgono i protoni ($\gamma p \to K^+K^-p$) sono stati eliminati gli eventi in cui un protone è stato rivelato nello stato finale oppure gli eventi in cui il nucleone finale si trovi fuori dall'accettanza del detector.

La figura 3.2 a sinistra mostra il contributo alla massa mancante $M_{\gamma K^+}$ degli eventi prodotti nello scintillatore da reazioni con protoni e quelli prodotti da reazioni con neutroni: la *missing-mass* che coinvolge protoni (K^-p) (istogramma tratteggiato) presenta chiaramente un segnale per la $\Lambda(1520)$, che non è invece presente nella *missing-mass* (K^+n) (istogramma solido). Eliminare le reazioni che coinvolgono protoni significa dunque eliminare la contaminazione del campione da $\Lambda(1520)$. A destra della figura 3.2 è invece presentato il confronto tra i contributi delle due targhette: nel campione di eventi prodotti nello scintillatore (istogramma solido) sono eliminati le reazioni con protoni, mentre in quello prodotto nell'Idrogeno liquido (istogramma tratteggiato) è stata eliminata la contaminazione da $\Lambda(1520)$ ($1.51\,GeV \leq MM_{\gamma K^+} \leq 1.53\,GeV$). Il segnale a $1.54\,GeV$ attribuibile alla Θ^+ è presente solo nel campione di eventi generati nello scintillatore, mentre non cè nessuna evidenza di questo stato negli eventi prodotti nel bersaglio di Idrogeno liquido.

Subito dopo anche la collaborazione **DIANA** ha pubblicato l'evidenza di un picco attribuibile alla Θ^+; questa volta il segnale si presenta nella massa invariante K^0p, a $1539 \pm 2\,MeV$, ed ha una larghezza inferiore a $9\,MeV$. I dati analizzati sono stati ottenuti dallo *scattering* del fascio di K^+ di ITEP dall'energia di $850\,MeV$ su una camera a bolle di Xe liquido. Lo spettrometro è privo di campo magnetico e le particelle cariche sono identificate per ionizzazione mentre il loro momento è calcolato in base al cammino percorso all'interno dello Xe.

L'analisi[18], partendo dalla reazione:

$$K^+Xe \rightarrow K^0pXe'$$

si è concentrata sulla reazione di scambio carica:

$$K^+n \rightarrow K^0p$$

Per stimare l'ordine di grandezza dell'incertezza con cui è misurata la massa K^0p, è stata analizzata la massa $(p\pi^-)$ intorno alla risonanza nota $\Lambda(1116)$, questo perchè nelle due masse $p\pi^-$ e K^0p le distribuzioni del momento totale e del momento del protone sono molto simili, e in più i momenti del K^0 e del π^- sono misurati con la stessa precisione. Come conclusione viene data una incertezza nella misura della massa invariante K^0p dell'ordine di qualche MeV. Dallo spettro finale mostrato in figura 3.3 sono stati eliminati gli eventi affetti da *rescattering*, attraverso i tagli: $\Theta_p < 100^0$, $\Theta_K < 100^0$, dove Θ_p e Θ_K sono gli angoli di emissione del protone e del Kaone rispetto alla direzione del fascio, e $cos\Phi_{pK} < 0$, dove Φ_{pK} è l'angolo azimutale tra le direzioni del protone e del Kaone (in modo che le direzioni del p e del K^0 abbiano verso opposto nel piano ortogonale alla direzione del fascio).

CLAS ha contribuito alla ricerca dell'esotico Θ^+ pubblicando i risultati di due esperimenti: fotoproduzione su Deuterio [15] e su Idrogeno [19] di fotoni (energie da 2.474 a 3.115 GeV) prodotti per *bremsstrahlung*. Lo spettrometro utilizzato (**CEBAF**) consente una larga accettanza, le traiettorie sono ricostruite da camere a deriva mentre l'identificazione delle particelle viene effettuata sia tramite il tempo di volo registrato da alcuni scintillatori, sia grazie a contatori *Čerenkov* e a calorimetri elettromagnetici.

Nell'esperimento con il Deuterio l'analisi è focalizzata sugli eventi con tre particelle cariche negli stati finali: un protone, e due K a carica opposta. Selezionati questi eventi la massa mancante presenta un chiaro segnale in corrispondenza della massa del neutrone (Fig.3.4); sono quindi state

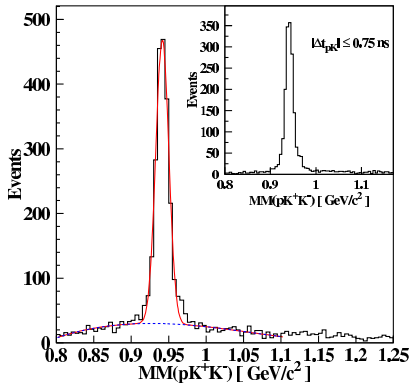


Figura 3.4: **CLAS.**Massa mancante nella reazione $\gamma p \to \pi^+ K^+ K^- X$: sopra un basso fondo si vede un chiaro picco centrato nella massa del neutrone

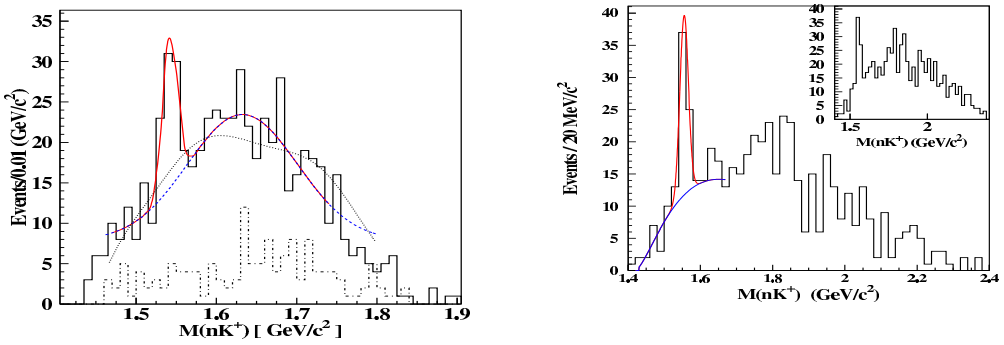


Figura 3.5: **CLAS**. A **sinistra**: massa invariante nK^+ nell'esperimento con il Deuterio; tramite il fit (in rosso) si è stabilita una significatività di 5.8σ per il picco a $1542\,MeV$. L'istogramma a puntini rappresenta gli eventi associati alla produzione della $\Lambda(1520)$. A **destra**: massa invariante nK^+ nella reazione $\gamma p \to \pi^+ K^- K^+(n)$ con i tagli $cos\Theta_{\pi^+} > 0.8$ e $cos\Theta_{K^+} < 0.6$, dove $Theta_{\pi^+}$ e Θ_{K^+} sono gli angoli tra il π^+ e il K^+ e il fascio di fotoni nel centro di massa; In piccolo la stessa massa invariante solo con il taglio $cos\Theta_{\pi^+} > 0.8$.

eliminate le possibili contaminazioni da ϕ e da $\Lambda(1520)$ rispettivamente attraverso tagli sulle masse invarianti K^+K^- ($M_{K^+K^-} > 1.07\,GeV$) e pK^- ($1.485\,GeV < M_{pK^-} < 1.551\,GeV$); oltre a ciò è stato richiesto che il momento del K^+ sia minore di $1\,GeV$, questo perchè da un Monte Carlo per la simulazione della Θ^+ si è visto che per il K^+ momenti più grandi di $1\,GeV$ compaiono raramente e di solito sono legati a valori per la massa invariante nK^+ maggiori di $1.7\,GeV$.

I risultati sono mostrati in Fig.3.5 a sinistra: la massa invariante M_{nK^+} mostra un picco a $1542 \pm 5\,MeV$ con significativià di circa 5.8σ e una larghezza inferiore a $21\,MeV$.

Nel caso della targhetta di H sono stati selezionati eventi con un π^+, un K^+ e un K^- nello stato finale per lo studio della reazione

$$\gamma p \rightarrow \pi^+ K^- K^+ X$$

Anche in questo caso la *missing mass* è un neutrone ben identificato, ma, contrariamente allo *scattering* su deuterio, questa volta la massa invariante (M_{nK^+}) non presenta alcun segnale; tuttavia richiedendo una produzione della Θ molto in avanti ($cos\theta_\pi^+ > 0.8$ radianti, dove θ_π^+ è l'angolo tra il π^+ e la direzione del fascio di fotoni), ed eliminando le contaminazioni dovute alla produzione di mesoni che decadono in K^+K^- con piccoli angoli di produzione della K^+ ($\cos\theta_K^+$ <0.6, dove θ_K^+ è l'angolo tra il K^+ e la direzione del fascio di fotoni) è possibile vedere un picco di segnale con massa centrata a $1555 \pm 10\,MeV$ e larghezza minore di $26\,MeV$.

CLAS ha studiato anche la reazione

$$\gamma p \rightarrow K^- p K^+$$

ricercando nella massa invariante M_{pK^+} l'eventuale presenza della Θ^{++}; l'assenza di questo segnale però suggerisce che la Θ^+ sia in realtà un isosingoletto come predetto dal *Chiral Soliton Model*.

SAPHIR è stato uno degli esperimenti di **ELSA**(Bonn); esso ha smesso la presa dati nel 1998; un fascio di fotoni, prodotto per *bremsstrahlung* dal fascio elettronico di ELSA, era fatto interagire con una targhetta di Idrogeno liquido. Lo spettrometro avvolgeva completamente la targhetta e copriva un angolo solido $0.6 \times 4\pi$ radianti; esso era composto da camere a deriva per la ricostruzione delle tracce, mentre una serie di scintillatori misurava il tempo di volo (TOF) delle particelle che l'attraversavano, permettendone l'identificazione; infine un campo magnetico forniva informazioni sui momenti e le cariche delle particelle degli stati finali.

Rianalizzando i dati del 1997-1998, la collaborazione si è concentrata sulla reazione:

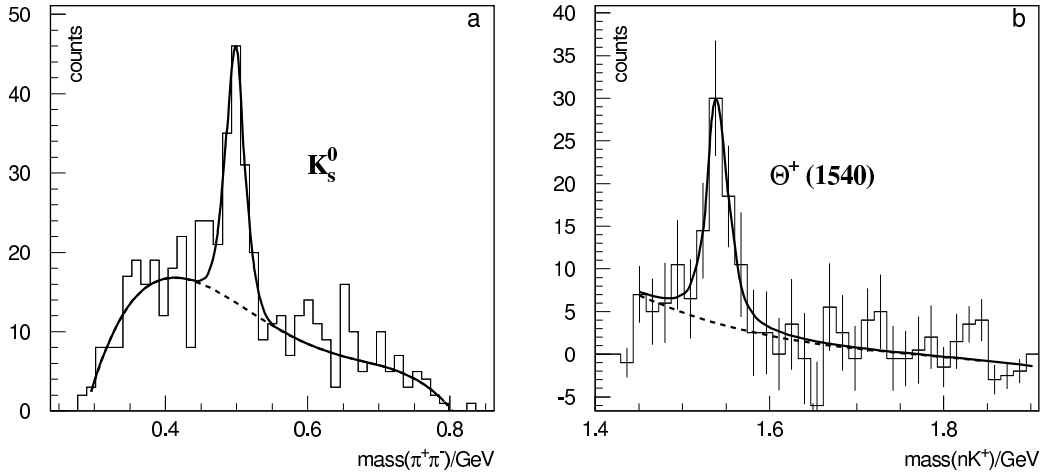


Figura 3.6: **SAPHIR.** A **sinistra** la ricostruzione del K^0_s nella massa $\pi^+\pi^-$. A **destra** la massa invariante nK^+ con il picco della Θ.

$$\gamma p \rightarrow (n) K^+ \pi^+ \pi^-$$

dove il neutrone coincide con la massa mancante e viene ricostruito tramite la conservazione de quadrimpulso, mentre nella massa π^+ π^- viene selezionato il K^0_S. Per essere selezionati gli eventi devono contenere nello stato finale due pioni e un K^+, identificati dal TOF, mentre vengono rigettati tutti gli eventi che contengono un protone; il K^0_S è prodotto in avanti per cui è stato richiesto che il $cos\theta_{K^0_S}$ sia minore di 0.5 radianti (dove $\theta_{K^0_S}$ è l'angolo tra la direzione del K^0_S e il fascio). Questo taglio inoltre riduce il fondo dovuto alle riflessioni della $\Lambda(1520)$. Dopo questa selezione nella massa M_{nK+} è presente un picco identificabile con la Θ^+ alla massa di $1540 \pm 4 \pm 2\, MeV$ e con una larghezza minore di $25\, MeV$ (Fig.3.6) [20].

Oltre alla massa nK^+ è stata anche analizzata la massa invariante pK^+ con lo scopo di osservare la Θ^{++}, che però non è presente nello spettro.

All'*Institute of Theoretical and Experimental Physics* (**ITEP**), sono stati rianalizzati dati collezionati da diversi esperimenti di camere a bolle [1] in cui fasci di ν (o $\overline{\nu}$) di alta energia (da 33 a $136\, GeV$) vengono fatti incidere su nuclei di H, D, Ne. Il tipo di reazioni studiato è

$$\nu_{\mu^-} \mathrm{N} \rightarrow K^0_s\, \Theta^+ \mathrm{X}$$
$$\nu_{\overline{\mu}^-} \mathrm{N} \rightarrow K^0_s\, \Theta^+ \mathrm{X}$$

Dove il K^0_S decade in $\pi^+\pi^-$, mentre la Θ^+ decade in pK^0.

[1] WA21,WA25,WA59 (CERN); E180,E632 (FNAL);

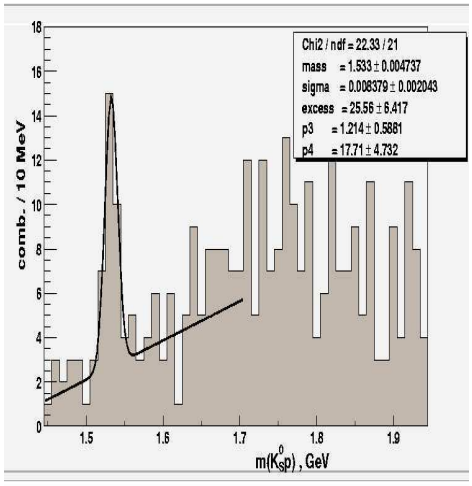


Figura 3.7: **ITEP.** Massa invariante $K^0_s p$ per i dati collezionati da targhette di Neon e Deuterio; Sotto la stessa massa invariante con una diversa finestra di massa e un fit del picco.

La particolarità dei risultati ottenuti[14] da queste collisioni sta nel fatto che la sezione d'urto di produzione della Θ^+ sembra crescere con il numero atomico dei nuclei-bersaglio, infatti mentre negli esperimenti con targhette di Deuterio e Neon si osserva un segnale per la Θ con picco a $1533 \pm 4.7\, MeV$ (Fig.3.7), nessun segnale è presente negli esperimenti con l'Idrogeno per bersaglio.

HERMES è un esperimento di *Deep Inelastic Scattering* in cui il fascio di positroni a $27\, GeV$ del **DESY** viene fatto incidere su una targhetta di Idrogeno o Deuterio gassoso polarizzato (per una descrizione completa vedi Appendice 1).

Gli eventi selezionati[4] per la ricerca della Θ^+ hanno almeno due pioni a carica opposta in coincidenza con un protone, e devono inoltre possedere un parametro d'impatto tra i due pioni e tra il protone e il K^0_S inferiore a $1\, cm$, la distanza del vertice primario dal fascio di elettroni minore di $4\, mm$, vertice primario all'interno del bersaglio ($\pm 20\, cm$) e lunghezza di decadimento del K^0_S almeno $7\, cm$ Con queste richieste è visibile (Fig.3.8) nello spettro $p\pi^+\pi^-$ un picco con massa $1528\, MeV$ e larghezza inferiore a $24 \pm 5\, MeV$. HERMES ha analizzato anche lo spettro della massa invariante pK^+ senza però trovare alcuna evidenza della Θ^{++}.

ZEUS è un altro esperimento che si trova al **DESY**, esso effettua collisioni ep (energia $27 + 920\, GeV$) e il suo spettrometro è composto da un

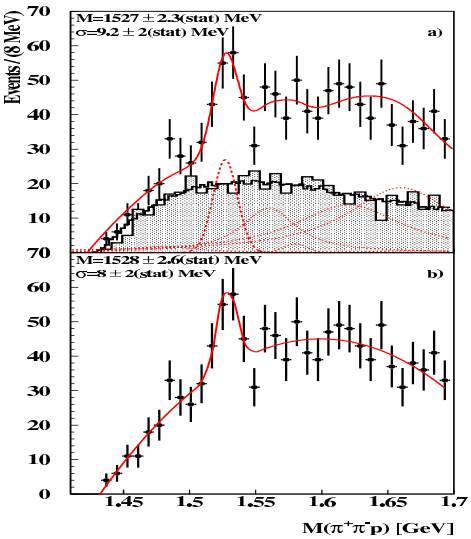


Figura 3.8: **HERMES.** Massa invariante p $\pi^+\pi^-$: (a) l'istogramma grigio mostra la simulazione ottenuta con un Monte Carlo; (b) la massa invariante è fittata da una gaussiana più un polinomio di terzo grado.

detector che contiene 72 camere a deriva cilindriche per la determinazione delle tracce, immerse in un campo magnetico di $1.43\,T$, e uno scintillatore ad uranio che funge da calorimetro. Per la ricerca della Θ^+ sono stati analizzati i dati raccolti dal 1996 al 2000 e sono stati ricercati i seguenti decadimenti di questa risonanza:

$$\Theta^+ \to pK_s^0$$
$$\overline{\Theta}^+ \to \overline{p}K_s^0$$

Per la selezione degli eventi è stato richiesto un impulso minimo per le particelle di $0.15\,GeV$, e la presenza di almeno un adrone strano neutro ricostruibile dalla combinazione di particelle con carica opposta. Oltre a questi tagli è stato richiesto anche che l'energia minima degli elettroni sia $1\,GeV$, e che il vertice primario sia all'interno del bersaglio; dopo aver ricostruito il K_S^0 ne è stato selezionato il picco di massa ($483 < M_{\pi^+\pi^-} < 510\,MeV$) ed è stata eliminata ogni possibile contaminazione della $\Lambda(1520)$ con un opportuno taglio nella massa invariante $p\pi : M_{p\pi} < 1521\,MeV$.

In questo modo si ottiene come risultato lo spettro pK_S^0 mostrato in figura 3.9, in cui è evidente la presenza di un segnale centrato a $1521.5 \pm 1.5\,MeV$ e una larghezza compatibile con la risoluzione sperimentale di $2\,MeV$;
Anche in questo caso nessuna evidenza è stata invece osservata nella massa invariante M_{pK^+} [16].

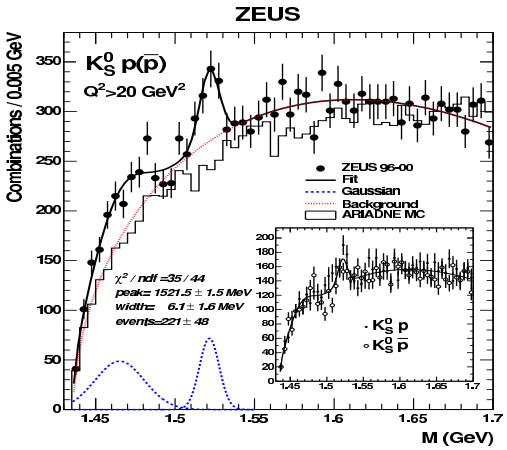


Figura 3.9: **ZEUS.** Massa invariante $K^0_s p(\overline{p})$: la linea solida è il risultato di un fit dei dati con una funzione a tre parametri e una gaussiana, mentre l'istogramma mostra la simulazione ottenuta con ARIANE MC. Nell'inserto sono presenti i due canali separatamente : $K^0_s p$ (cerchi vuoti) e $K^0_s \overline{p}$ (cerchi pieni).

SVD-2 è un esperimento di *scattering* inelastico del fascio di protoni (70 GeV di energia) di IHEP su bersagli di C, Si, Pb; lo scopo primario di quest'esperimento è lo studio della produzione del *charm* vicino l'energia di soglia. Lo spettrometro è composto di un *microstrip vertex detector*, di un elettromagnete (1.18 T) , due set di camere proporzionali multifili (un set prima e uno all'interno del magnete), un contatore *Čerenkov* a multicelle.

Sono stati selezionati eventi con non più di cinque particelle nello stato finale (cosa che riduce la presenza di *rescattering* all'interno della targhetta), e di esse almeno una è un protone e almeno due sono pioni a carica opposta e piccolo parametro d'impatto, essi infatti devono poi essere combinati per la ricostruzione del K^0_S, che avviene richiedendo:
- $490\,Mev < M_{\pi^-\pi^+} < 505\,MeV$, per selezionare il picco del K^0_S;
- $cos\alpha \geq 0$, dove α è l'angolo nel centro di massa del sistema pK^0_S e il fascio di protoni.

Attraverso questi tagli è stato individuato nello spettro pK^0_S un segnale identificabile con la Θ^+ con una massa di $1526 \pm 3\,MeV$ e larghezza inferiore a $24\,MeV$.

COSY-TOF attraverso la reazione:

$$pp \rightarrow \Theta^+\Sigma^+$$

è il primo esperimento a mostrare la produzione della Θ^+ dovuta a una collisione adrone-adrone [22]. Il metodo sperimentale prevede lo *scattering*

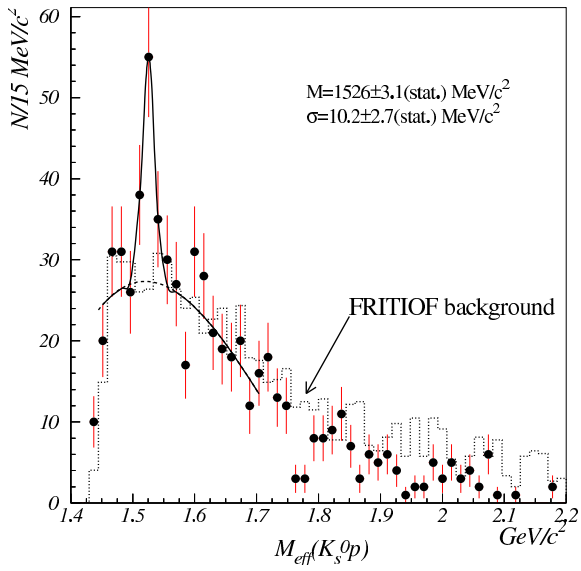


Figura 3.10: **SVD-2.** Massa invariante pK_s^0 nella reazione $pA \to pK_s^0 + X$; L'istogramma tratteggiato mostra la simulazione ottenuta con FRITIOF.

di un fascio di protoni (con energia di $2.95\,GeV$) su un bersaglio di idrogeno liquido, e la rivelazione dei prodotti dello scattering è effettuato da una serie di scintillatori per la misura del tempo di volo (da cui il nome **TOF**: *Time Of Flight*). I canali di decadimento studiabili sono
- $\Theta^+ \to pK_S^0$;
- $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$
- $\Sigma^+ \to \pi^0 p$ o $\Sigma^+ \to \pi^+ n$
anche se $\Sigma^+ \to \pi^+ n$ non è stato analizzato a causa della scarsa efficienza nella rivelazione dei neutroni.

Come risultato nella massa invariante pK_S^0 è presente l'evidenza di un segnale, riconducibile alla Θ, centrata in $1530 \pm 5\,MeV$ con una larghezza di circa $18\,MeV$ (Fig.3.11).

JINR è un esperimento di collisione di protoni di $10.0\,GeV$ su una camera a bolle di C_3H_8. Gli eventi selezionati per lo studio di produzione della Θ[23] contengono un protone e due pioni a carica opposta che verranno combinati per la ricostruzione di un K_S^0. L'identificazione dei protoni, effettuata tramite ionizzazione è possibile solo per momenti (P_p) tra 0.15 e $0.90\,GeV$, mentre sopra questo valore lo spettrometro non riesce a distinguere il protone dalle

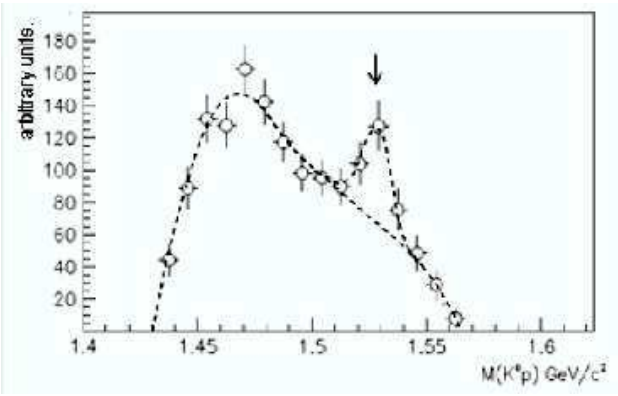


Figura 3.11: **COSY**. Massa invariante pK^0: si può osservare chiaramente il segnale per la Θ^+.

altre particelle. Nonostante ciò la collaborazione ha studiato la massa pK^0_S in tre regioni :
- $0.15 < P_p < 0.9\,GeV$;
- $0.9 < P_p < 1.7\,GeV$;
- $P_p > 1.7\,GeV$;

Mentre nel primo range di impulsi il protone è ben identificato negli altri due le particelle usate come protoni sono in realtà delle tracce positive non meglio identificate. Basandosi sulle simulazioni di un Monte Carlo è noto che nella regione tra $0.9\,GeV$ e $1.7\,GeV$ il 46% delle particelle positive è un π^+ mentre il 4% circa è un K^+, quindi in questa regione è molto alto il rischio di contaminazioni. Queste percentuali si riducono molto nella regione con P_p maggiore di $1.7\,GeV$, in cui solo il 20% delle particelle positive è un π^+ e il 5% è un K^+; per questo lo spettro finale mostra la somma dei risultati ottenuti solo per $0.15 < P_p < 0.9\,GeV$ e $P_p > 1.7\,GeV$; la collaborzione afferma di vedere in questo spettro (Fig.3.12) tre strutture risonanti con :
- $massa = 1540\,MeV$ e $larghezza = 8\,MeV$ (identificabile con la Θ^+);
- $massa = 1613\,MeV$ e $larghezza = 16.1\,MeV$;
- $massa = 1821\,MeV$ e $larghezza = 28\,MeV$.

In altri esperimenti non è invece presente alcuna struttura riconducibile alla Θ^+:
HERA-B è un esperimento a targhetta fissa su cui viene fatto incidere il fascio di protoni ($920\,GeV$) del **DESY**, il suo spettrometro consiste di un *Silicon Vertex Detector*, un sistema per la ricostruzione delle tracce e un *Ring Imaging Čerenkov counter* che permette una buona identificazione delle particelle. Per questa ricerca sono stati usati dati ottenuti con bersagli di Carbonio, Titanio e Tungsteno ed è stata osservata la massa invariante $M_{pK^0_s}$[24]. Gli eventi selezionati hanno almeno una coppia pK^0_S con un vertice in comune, inoltre dal campione sono state eliminate contaminazioni da Λ (e

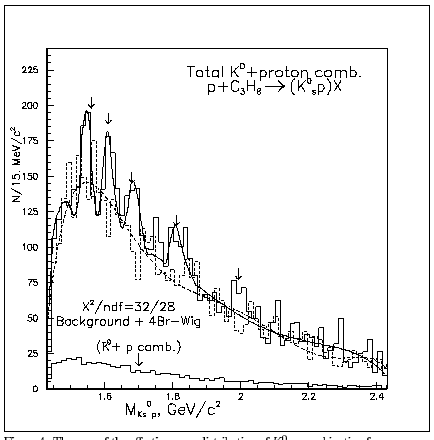


Figure 4. The sum of the effective mass distribution of K^0_S p- combination for protons with a momentum: $0.350 \leq p \leq 0.9$ GeV/c² and $p \geq 1.7 GeV/c^2$.The solid curve is the sum of the experimental background (by the first method) and 4 Breit-Wigner resonance curves. The dashed histogram is the experimental background[21] taken in the form of six-order polynomial(the dashed curve). The below histogram shows the simulated background for the spectrum of $\overline{K^0}p$ combinations.

Figura 3.12: **JINR**.Massa invariante $K^0_S p$ per protoni con momento compreso tra 0.35 e $0.9\,GeV$ o con momento maggiore di $1.7\,GeV$.

$\overline{\Lambda}$) nello spettro del K^0_S. Tuttavia nessun segnale è stato osservato intorno a $1530 - 1550\,MeV$ (Fig.3.13). Partendo dall'ipotesi che la distribuzione geometrica del decadimento $\Theta^+ \to pK^0_S$ non sia molto diversa da quella del decadimento $\Lambda \to pK^-$ è stato calcolato un limite superiore di produzione della Θ dato dal rapporto $\frac{\Theta^+}{\Lambda} < 0.02$.

L'analisi di **COMPASS** (**CERN**) si basa su dati raccolti tramite *scattering* di muoni su una targhetta di ^{6}LiD polarizzata longitudinalmente o trasversalmente al fascio. Il suo spettrometro è composto da una camera proporzionale multifili, un RICH e 6 grandi camere a deriva. La Θ^+ è stata ricercata nel canale di decadimento: $\Theta^+ \to pK^0$.

Una prima selezione degli eventi prevede che ci sia uno (ed un solo) vertice primario e che esso si trovi all'interno della targhetta; per selezionare il K^0_S si richiede inoltre che il suo vertice di decadimento abbia una componente Z maggiore di $50\,cm$, e che l'angolo tra la direzione che unisce il vertice primario e il vertice di decadimento del K^0_S e il suo momento sia inferiore a $0.01\,rad$. Dal campione di eventi selezionato sono state quindi eliminate le contaminazioni da e^+e^- (che potrebbero essersi mescolate alle coppie $\pi^+\pi^-$) e da Λ. Gli eventi devono avere nello stato finale anche un protone con impulso maggiore di $2.5\,GeV$ (soglia per essere ben identificato dal RICH);

Nonostante queste dure selezioni degli eventi lo spettro finale della massa pK^0_S non presenta alcun segnale per la Θ.

BES è un esperimento di collisione e^+e^- in cui la rivelazione delle particelle negli stati finali è affidata ad una camera a deriva cilindrica che permette una larga accettanza, 48 contatori a scintillazione che attraverso la misura del tempo di volo identificano le particelle, un campo magnetico di 0.4 Tesla per la determinazione delle cariche. Il *Pentaquark* Θ^+ è stato ricercato nei decadimenti della $\psi(2S)$ e della J/ψ, entrambe ampiamente prodotte in questo esperimento; i canali di decadimento di queste particelle sono: $\psi(2S) \rightarrow K^0_s pK^-\overline{n}$ e $J/\psi \rightarrow \overline{K}^0_S \overline{p} K^+ n$, e si è cercato di vedere la Θ (l'$\overline{\Theta}$) negli spettri pK^0_S ($\overline{p}K^0_S$); poichè i neutroni non sono rilevati dallo spettrometro, tra gli eventi sono stati selezionati solo quelli con una *missing-mass* vicina a quella del nucleone, in modo da ridurre il *Background* dovuto ad altre particelle neutre. Ogni evento deve contenere almeno due tracce positive e due negative e in tutto non più di dieci tracce neutre. Dalla combinazione di due pioni a carica opposta viene ricostruito il K^0_S, che combinato al protone permette la ricostruzione della massa pK^0_S riportata in figura 3.15 e 3.14: si può osservare come lo spettro pK^0_S in questo caso non contenga evidenza della Θ^+.

BABAR (SLAC)è stato costruito per studiare la produzione dei mesoni B con il collider e^+e^- PEP-II. La ricerca dei *Pentaquarks* è stata condotta studiando la produzione della Θ^+[29], della Θ^{++}[26] e anche della cascata $\Xi_{\frac{3}{2}}$ (vedi sezione successiva). I canali osservati sono:

$$\Theta^+ \rightarrow pK^0_S$$
$$\Theta^{++} \rightarrow pK^+$$

Le tracce sono ricostruite per mezzo di un Silicon vertex detector e una serie di camere a deriva, mentre le particelle sono identificate in parte dall'energia persa in questi due *detectors* in parte grazie alla presenza di un contatore *Čerenkov*. Lo stato finale degli eventi selezionati deve contenere un protone e due pioni di carica opposta. I due pioni devono inoltre avere una distanza ortogonale al fascio tra il momento estrapolato all'indietro e il punto d'interazione iniziale minore di $6\,mm$ dal punto di interazione. Viene quindi ricostruita la massa $\pi^+\pi^-$, e selezionato il K^0_S (entro $\pm 10\,MeV$ il suo valore nominale). A questo punto viene aggiunto un protone, che deve avere una distanza ortogonale al fascio tra il momento estrapolato all'indietro e il punto d'interazione iniziale minore di $15\,mm$. La massa invariante pK^0_S è mostrata in figura 3.16: è presente l'evidenza della $\Lambda^+_c(2285)$ ma nessun altra struttura risonante.

La Θ^{++} è stata invece cercata nel decadimento $B^+ \rightarrow \overline{p}\Theta^{++}$, dove la Θ^{++} dovrebbe decadere in pK^+, ma anche in questo spettro non c'è evidenza di questa risonanza.

SPHINX (IHEP)è un altro esperimento in cui la ricerca del *Pentaquark* strano ha dato esito negativo. La sua ricerca si basa su dati acquisiti da collisioni di un fascio di protoni ($70\,GeV$) su una targhetta di Carbonio; Il suo apparato sperimentale consiste di detectors a scintillazione posti prima della targhetta per la rilevazione del passaggio del fascio di protoni, due bersagli (Cu, C) esposte al fascio simultaneamente e uno spettrometro a grande apertura angolare composto da un magnete, camere proporzionali e odoscopi per la ricostruzione delle tracce e dei momenti delle particelle che lo attraversano. Per l'identificazione delle particelle è presente un sistema di *Čerenkov* che include contatori a soglia *Čerenkov* e un RICH; per concludere sono presenti anche due calorimetri, uno elettromagnetico e uno adronico.

Le reazioni analizzate[27] sono:

$$pC \rightarrow \Theta^{+} K^{0} C$$
$$pN \rightarrow \Theta^{++} K^{-} N$$

dove le particelle decadono in questo modo:

$$\Theta^{+} \rightarrow p K^{0}_{S}$$
$$\Theta^{+} \rightarrow p K^{0}_{L}$$
$$\Theta^{+} \rightarrow n K^{+}$$
$$\Theta^{++} \rightarrow p K^{+}$$

Per selezionare gli eventi è stato richiesto che l'energia totale delle tracce sia uguale a quella del protone incidente ($65 < E_{TOT} < 75\,GeV$, e che il vertice primario si trovi nella targhetta di Carbonio; inoltre viene richiesta l'identificazione delle particelle da parte del RICH; per il canale di decadimento pK^0 viene quindi ricostruito il K^0 da una coppia di pioni e se ne seleziona il picco in un intervallo di $\pm 2.5\sigma$ intorno al valore nominale della sua massa. Nel caso del decadimento in n K^+ viene selezionata la massa mancante intorno alla massa del neutrone. Una volta eliminate le contaminazioni da $\Lambda(1520)$ ($1.5 < M_{pK^-} < 1.55\,GeV$) e da ϕ ($1.01 < M_{K^+K^-} < 1.03\,GeV$) i due spettri si presentano come nelle figure 3.18 e 3.19, senza mostrare alcuna risonanza esotica. Nessun segnale presente anche nella massa invariante pK^+ (Fig.3.20).

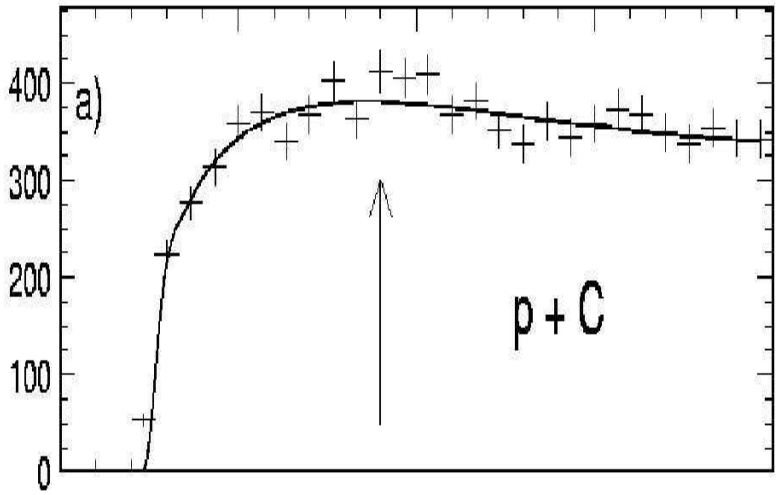


Figura 3.13: **HERA-B.** Massa invariante pK_s^0: (a) dati da collisioni tra p e C; (b) come (a) ma con la sottrazione del *background*; (c) come (a) ma con la richiesta che la molteplicità degli eventi sia minore di 10; (d) dati ottenuti con le targhette di C, Ti, W con molteplicità minore di 20 e la richiesta che ci sia una Λ nell'evento.

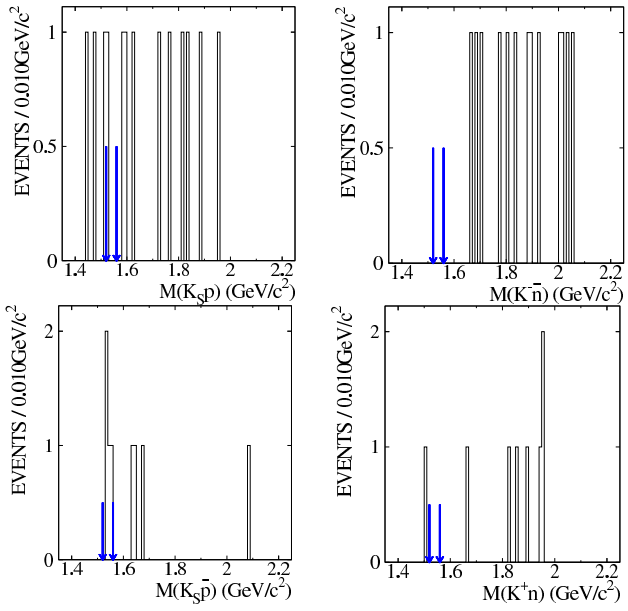


Figura 3.14: **BES.** Distribuzione delle masse nel decadimento $\Psi(2S) \to pK_s^0K^-\overline{n}$ o $nK_s^0K^+\overline{p}$.

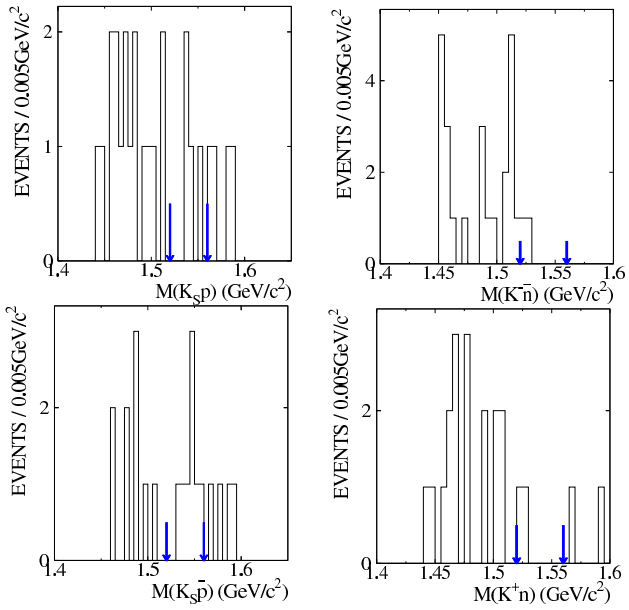


Figura 3.15: **BES.** Distribuzione delle masse nel decadimento $J/\Psi \to pK_s^0K^-\overline{n}$ o $nK_s^0K^+\overline{p}$.

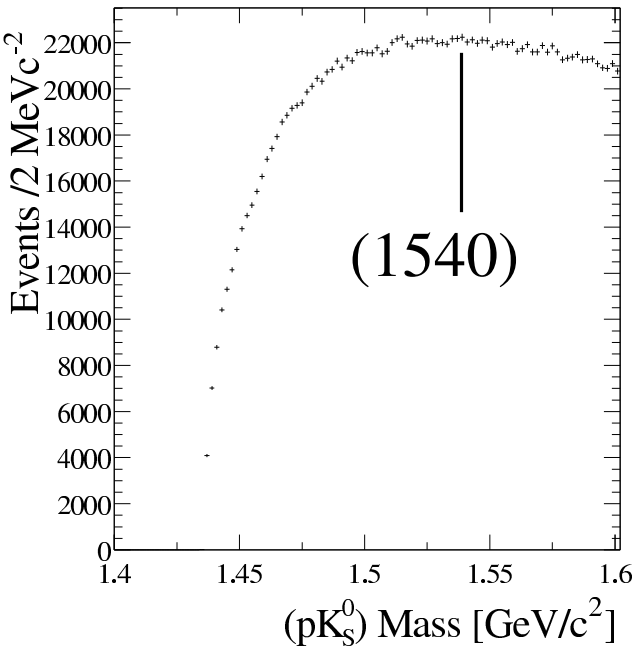


Figura 3.16: **BABAR.** Distribuzione della massa invariante pK_S^0.

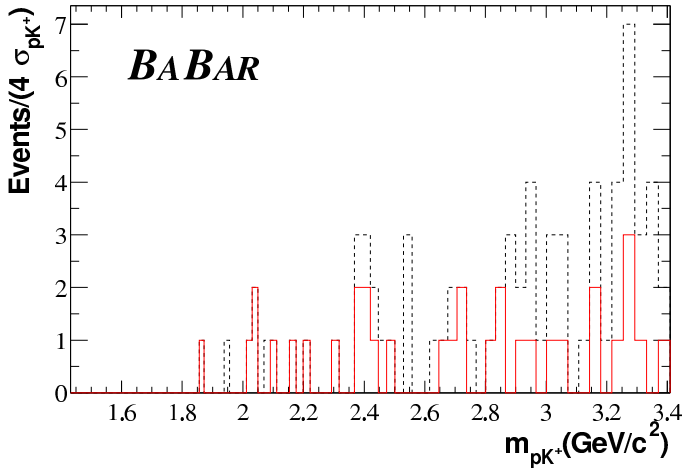


Figura 3.17: **BABAR.** Distribuzione della massa M_{pK+} nella regione del Charmonio ($2.85 < M_{p\overline{p}} < 3.15\,GeV$) (istogramma solido) e all'esterno della regione del charmonio (istogramma tratteggiato).

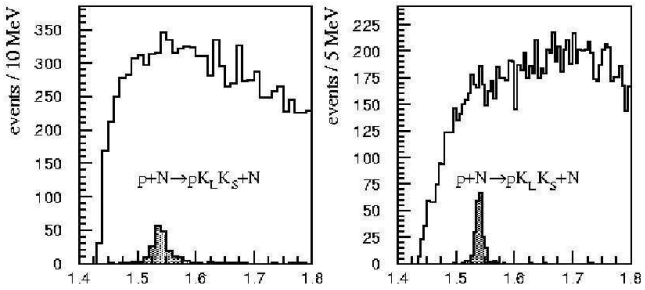


Figura 3.18: **SPHINX.** Masse invarianti pK_L^0 e pK_s^0 nella reazione $p + N \rightarrow pK_L^0 K_s^0 + N$; In basso è stato aggiunto un taglio per l'eliminazione dal campione della ϕ.

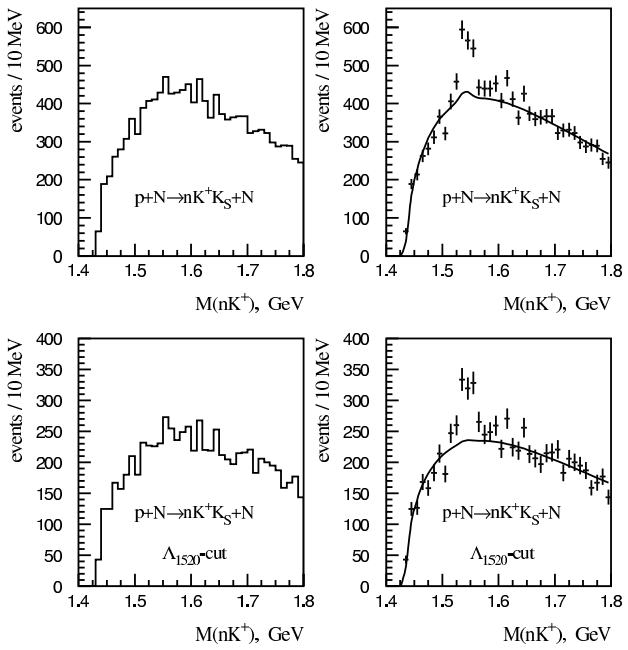


Figura 3.19: **HERA-B.** Massa invariante nK^+: (a) dati da collisioni tra p e C; (b) come (a) ma con la sottrazione del *background*; (c) come (a) ma con la richiesta che la molteplicità degli eventi sia minore di 10; (d) dati ottenuti con le targhette di C, Ti, W con molteplicità minore di 20 e la richiesta che ci sia una Λ nell'evento.

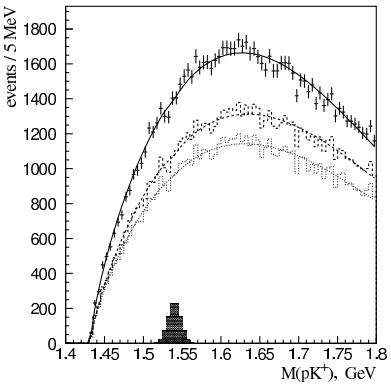


Figura 3.20: **HERA-B.** Massa invariante pK^+:nessun segnale per la Θ^{++}.

3.2 Cascata $\Xi_{\frac{3}{2}}$

La prima e finora unica evidenza di altri barioni esotici attribuibili all' $\overline{10}$ è stata pubblicata l'ottobre scorso dalla collaborazione **NA49**[17] (**CERN**). Le interazioni questa volta sono state prodotte da un fascio di protoni a $158\,GeV$ incidente su una targhetta di idrogeno liquido; l'apparato sperimentale consiste di 4 camere a proiezione temporale, due delle quali poste all'interno di un campo magnetico dipolare. La ricerca riguarda la cascata esotica posta alla base dell' $\overline{10}$ ($\Xi^0_{\frac{3}{2}}$, $\Xi^{--}_{\frac{3}{2}}$, $\Xi^{-}_{\frac{3}{2}}$, $\Xi^{+}_{\frac{3}{2}}$): del quadrupletto sono state ricercate la $\Xi^0_{\frac{3}{2}}$ e la $\Xi^{--}_{\frac{3}{2}}$ con le rispettive antiparticelle. I canali di decadimento studiati sono $\Xi^-\pi^-$, $\Xi^-\pi^+$, $\overline{\Xi}^+\pi^-$, $\overline{\Xi}^+\pi^+$, dove le Ξ decadono a loro volta in $\Lambda\pi$.
Protoni e pioni sono identificati chiedendo che le rispettive $\frac{dE}{dx}$ siano dentro un intervallo di $\pm 3\sigma$ intorno al valore nominale dato dalla Bethe-Bloch; da una coppia $p\pi^-$ viene quindi ricostruita una Λ, e, dopo averne selezionato il picco $\pm 0.01\,5 GeV$ intorno al valore nominale della massa, viene combinata con un altro pione per la ricostruzione della Ξ. Per aumentare la significatività del segnale della Ξ si richiede che questo iperone abbia una lunghezza di decadimento di almeno $12\,cm$; selezionato il picco della Ξ ($\pm 0.015\,GeV$) viene ricostruita la massa $\Xi\pi$.
I risultati (in Fig.3.21) mostrano la presenza di un segnale molto stretto nella massa invariante $M_{\Xi^-\pi^-}$ con picco a $1862 \pm 2\,MeV$ e larghezza inferiore alla risoluzione sperimentale ($\sim 18\,MeV$). Mentre nella massa invariante $M_{\Xi^-\pi^+}$ è visibile un accumulo di eventi con centro in $1864\,MeV$, che potrebbe essere un candidato per la $\Xi^0_{\frac{3}{2}}$.

Contrariamente a quanto successo per la Θ^+ fino ad oggi nessun altra collaborazione ha confermato l'evidenza di una particella appartenente al quadrupletto di isospin, infatti gli altri esperimenti che ne hanno intrapreso la ricerca non hanno trovato nessuna indicazione della loro presenza.

Oltre alla Θ^+, **HERA-B** ha effettuato una ricerca anche di alcune particelle del quadrupletto di isospin [24], in particolare ha studiato le masse invarianti $\Xi^-\pi^-$ e $\Xi^-\pi^+$ (con le rispettive antiparticelle), dopo aver selezionato il picco di massa della Ξ^- entro $\pm 10\,MeV$ dal suo valore nominale. I risultati di questa ricerca sono mostrati in 3.23: si può vedere chiaramente la $\Xi^0(1530)$, ma non le risonanze esotiche.

Anche **COMPASS** ha ottenuto risultati negativi nella ricerca delle risonanze $\Xi_{\frac{3}{2}}$: una volta ricostruita la Λ e selezionatone il picco è stata combinata con un pione la cui distanza minima con la traccia della Λ è inferiore al mm. È stata ricostruita in questo modo la $\Xi(1321)$ facendo in più un taglio di

causalità sui vertici:
- $Z_{\Xi} > Z_{primario}$;
- $Z_{\Lambda} > Z_{\Xi}$.

Anche **WA89**[28] ha pubblicato risultati negativi nella ricerca di questi esotici (Fig.3.22). Lo studio principale di questa collaborazione riguarda la produzione e i decadimenti delle particelle charmate e il suo metodo sperimentale consiste in un fascio di iperoni Σ^- con un'energia di $340\,GeV$ su nuclei di C e Cu, anche se in realtà l'analisi comprende anche le interazioni con il detector (Si+C+H). L'analisi si è concentrata nello studio dei canali $\Xi^{--} \rightarrow \Xi^- \rightarrow \Lambda\pi \rightarrow p\pi^-\pi^-$. Dopo aver ricostruito la Λ, nello spettro $p\pi\pi$ viene selezionata la massa della Ξ^- (in un intervallo di $\pm 2\sigma$) e quindi viene aggiunto un π^- per la ricostruzione della massa $p\pi^-\pi^-$. Lo spettro risultante è mostrato in figura 3.22: nella zona intorno a $1860\,MeV$ non è presente nessun segnale.

Babar non si è limitata a ricercare la Θ^+ ma, come accennato sopra, ha studiato anche altre masse invarianti che potessero contenere *Pentaquarks* (Fig.2.1) [26]. Nel canale $\Xi\pi$ ha ricercato la Ξ^{--} e la Ξ^0; tramite una coppia $p\pi^-$ è stata ricostruita una Λ, fatto questo, e selezionato il picco della Λ entro $10\,MeV$ dal suo valore nominale, è stato aggiunto un altro π^- con la richiesta che le tracce della Λ e del pione aggiunto non distino più di $6\,mm$ l'una dall'altra. Per la ricostruzione della Ξ^{--} e della Ξ^0 è stato combinato il segnale della Ξ^- (ricostruito dalla massa $\Lambda^0\pi^-$) con un ulteriore pione, con la richiesta che il coseno dell'angolo tra la traiettoria della Ξ e del terzo pione sia maggiore di 0.998. Le masse invarianti $\Xi^-\pi^-$ e $\Xi^-\pi^+$ sono mostrate in Fig.3.24 e Fig.3.25 rispettivamente; Nei canali $\Lambda^0 K$ e $\Sigma^0 K$ Babar ha invece ricercato:
- la N^0 (Fig.3.26), la N^+ (Fig.3.27) e la N^- (Fig.3.28);
- la Ξ^0, la Ξ^- e la Ξ^+.

In questi canali il K può essere carico o neutro, e $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ mentre $\Sigma \rightarrow \Lambda\gamma$. Come nel canale $\Xi\pi$ viene ricostruita la Λ nella massa $p\pi$, dove le due particelle hanno un angolo tra la propria direzione e il momento totale non maggiore di $200\,mrad$, e la massa della Λ sta all'interno di un intervallo di $\pm 20\,MeV$ centrato nel valore nominale della sua massa.
Aggiunto un fotone alla massa $M_{p\pi}$ si richiede che la differenza tra le due masse $M_{p\pi\gamma}$ e $M_{p\pi}$ disti non più di $20\,MeV$ dalla differenza $M_{\Sigma^0} - M_{\Lambda^0}$, dove M_{Σ^0} e M_{Λ^0} sono i valori nominali delle due masse.
I K^0_S sono invece ricostruiti combinando al solito due pioni a carica opposta, con la richiesta però che queste due particelle abbiano l'angolo tra la propria direzione e il momento totale minore di $30\,mrad$. I risultati sono mostrati in Fig.3.29, Fig.3.30 e in Fig.3.31: nessuna evidenza di questi esotici è presente.

Anche la collaborazione **CDF**, utilizzando dati collezionati con il detector CDF 2 al Tevatron, ha pubblicato i propri risultati nella ricerca della Ξ^{--}

e della Ξ^0 nei canali $\Xi^-\pi^-$ e $\Xi^-\pi^+$ [30]; la Λ anche in questo caso viene ricostruita nella massa pπ, e ne viene quindi selezionato il picco ($\pm 5\,MeV$ dal valore nominale della massa) che sarà combinato con un pione per ricostruire la Ξ; Sono selezionati solo eventi in cui vertici di decadimento della Λ e della Ξ distano almeno un cm e quelli in cui le rispettive tracce hanno un parametro di impatto inferiore a $150\,\mu mm$. Selezionata dunque la Ξ entro $60\,MeV$ dal suo valore nominale, gli è stato aggiunto un ulteriore pione per la ricostruzione degli esotici: nessun candidato è stato trovato per la Ξ^{--} o la Ξ^0 com'è visibile in Fig.3.32 e Fig.3.33.

3.3 Pentaquark charmati

Un'altro candidato per una risonanza a cinque *quark* viene da **H1**[31]; **H1** è un esperimento di collisione elettrone-protone con energie nel centro di massa da 300 a 320 GeV, che si trova al **DESY**. Il suo apparato consiste in quattro camere cilindriche a deriva, due *central jet chambers* che coprono un angolo polare da 20 a 160 *gradi* e si trovano all'interno di un campo magnetico omogeneo di $1.15\,T$ (per la misura di cariche e momenti), e, per migliorare la ricostruzione di tracce e dei vertici, un *Central Silicon Tracker*; infine due calorimetri, uno a fibre scintillanti che contiene sia una sezione leptonica che una adronica ed è posto in direzione del fascio di elettroni uscente, e uno ad Argon liquido che invece circonda il *Central Silicon Tracker*. Il *collider* elettrone-protone (**HERA**) produce abbondantemente quark come il c o l'$\overline{c}$, sfruttando questa caratteristica **H1** ha combinato candidati per la D^{*-} con protoni e candidati per la D^{*+} con antiprotoni, considerando i decadimenti:

$$D^{*-} \to D^0\pi_s^- \to K^+\pi^-\pi_s^-$$
$$D^{*+} \to D^0\pi_s^+ \to K^-\pi^+\pi_s^+$$

Come visibile in Fig.3.34 nella massa invariante pD^* è presente un segnale a $3099 \pm 3(stat.) \pm 5(sist.)$, con una larghezza di 12 ± 3(stat.) MeV. Questa risonanza può essere interpretata come l'analogo charmato della Θ^+, infatti il suo contenuto minimo in *quark* è ($uudd\overline{c}$), e i suoi numeri quantici, numero barionico 1 e *charm* -1, mostrano chiaramente la natura esotica di questa risonanza.
Sempre al **Desy** anche **ZEUS** ha effettuato un simile studio ancora preliminare, ma in questo caso non è stata trovata alcuna evidenza di questa nuova risonanza.

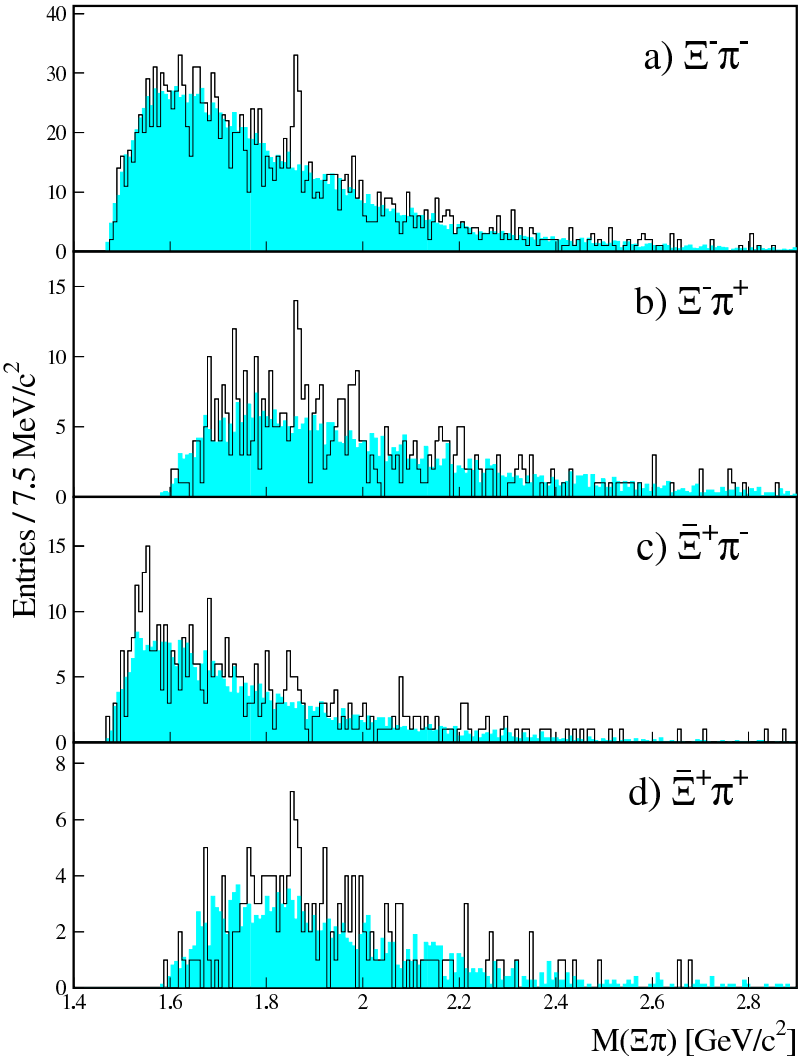


Figura 3.21: **NA49**.Massa invariante $\Xi\pi$: (a) $\Xi^-\pi^-$; (b)$\Xi^-\pi^+$; (c) $\overline{\Xi}^+\pi^-$: la $\overline{\Xi}^0(1530)$ è visibile; (d) $\overline{\Xi}^+\pi^+$;

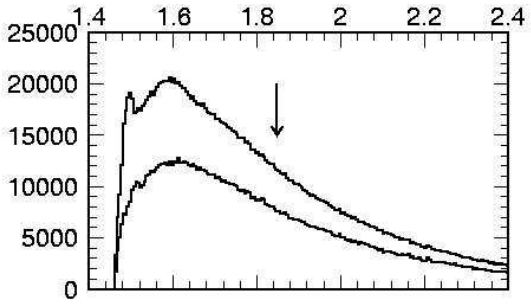


Figura 3.22: **Wa89**. Massa invariante $\Xi^-\pi^-$ per i dati ottenuti con tutte le reazioni, anche quelle con i *detectors* (Si+C+H) vicini ai bersagli di C e Cu. Il grafico (b) mostra la zona intorno alla massa $1862\,MeV$ (punto dindicato dalla freccia) ingrandita. L'istogramma più basso indica in entrambi i casi la distribuzione della massa dopo la sottrazione del background.

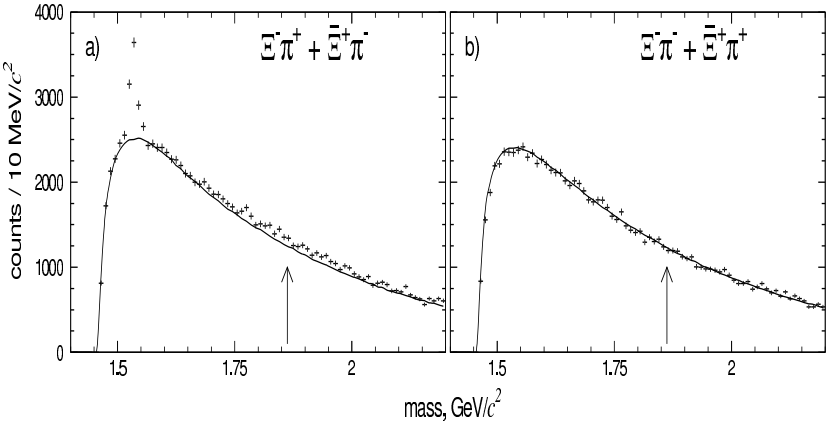


Figura 3.23: **HERA-B.** Massa invariante $\Xi\pi$ con i dati ottenuti dalle targhette C, Ti, W. La freccia indica il valore $1862\,MeV$.

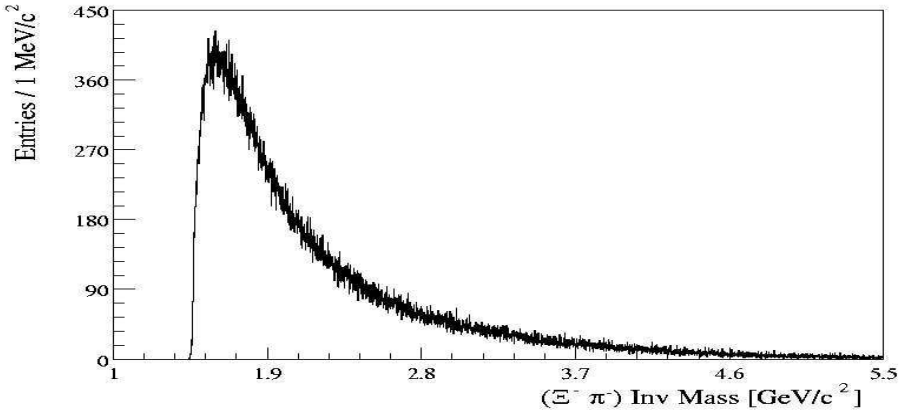


Figura 3.24: **BABAR.** Distribuzione della massa invariante $\Xi^-\pi^-$.

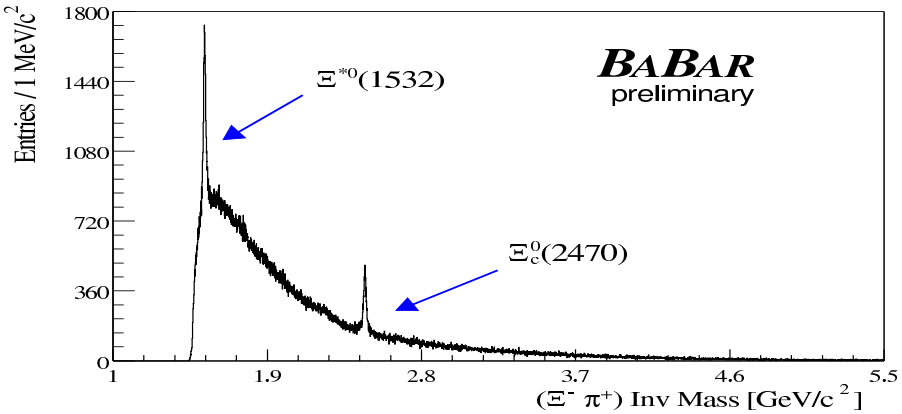


Figura 3.25: **BABAR.** Distribuzione della massa invariante $\Xi^-\pi^+$.

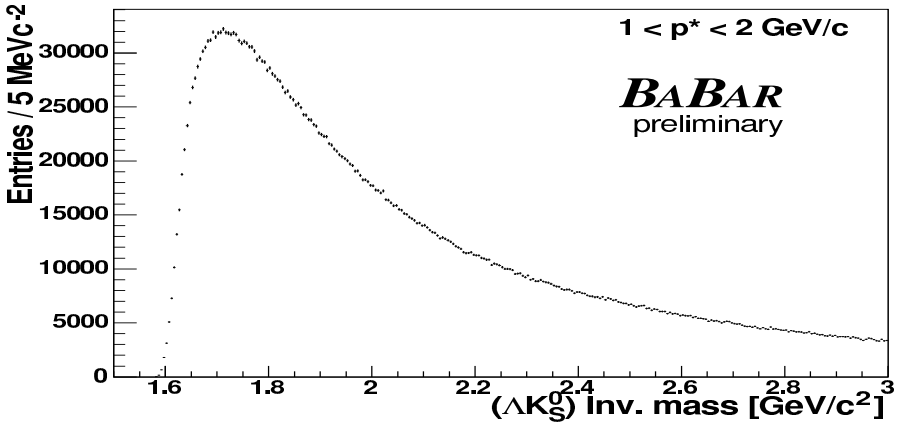


Figura 3.26: **BABAR.** Distribuzione della massa invariante ΛK_s^0.

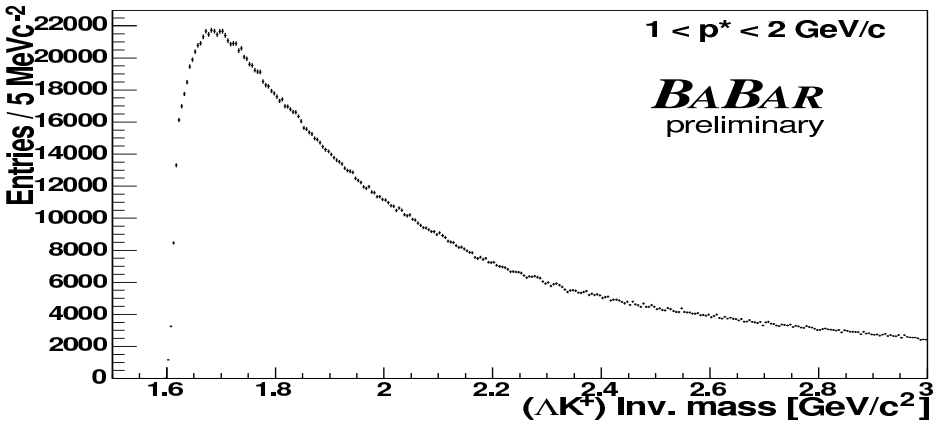


Figura 3.27: **BABAR**. Distribuzione della massa invariante ΛK^+.

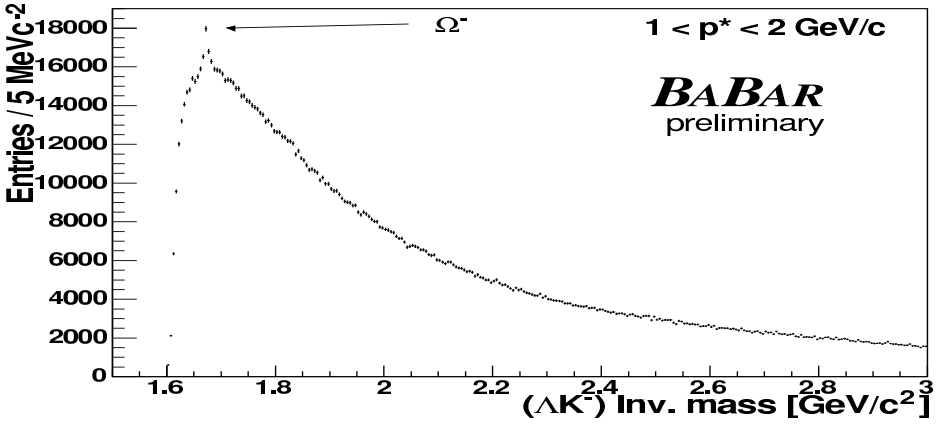


Figura 3.28: **BABAR**. Distribuzione della massa invariante ΛK^-.

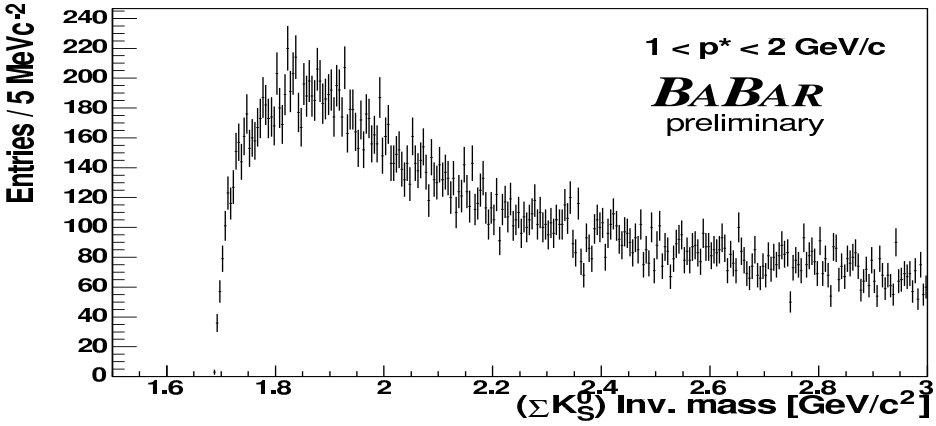


Figura 3.29: **BABAR**. Distribuzione della massa invariante ΣK_s^0.

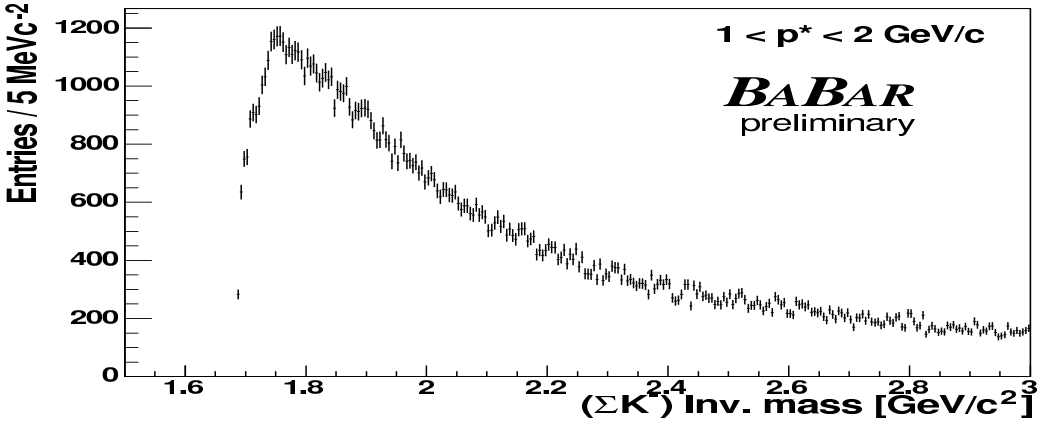


Figura 3.30: **BABAR**. Distribuzione della massa invariante ΛK^-.

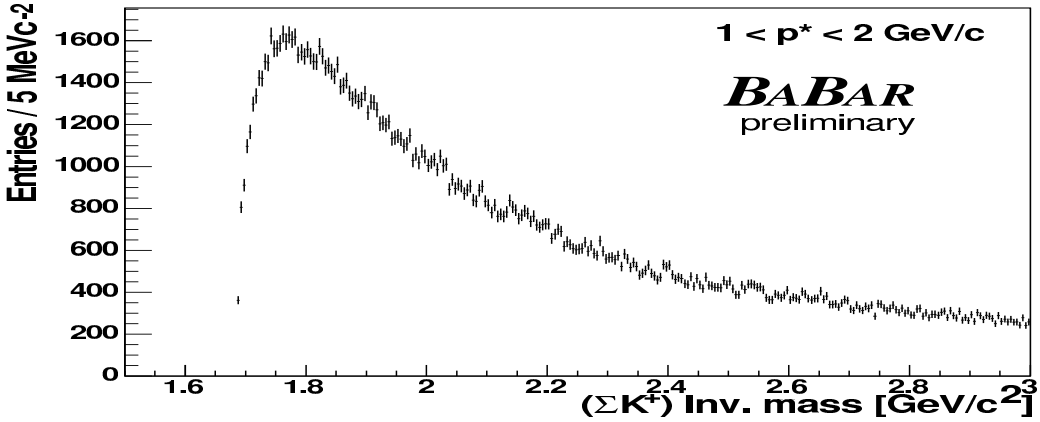


Figura 3.31: **BABAR**. Distribuzione della massa invariante ΛK^+.

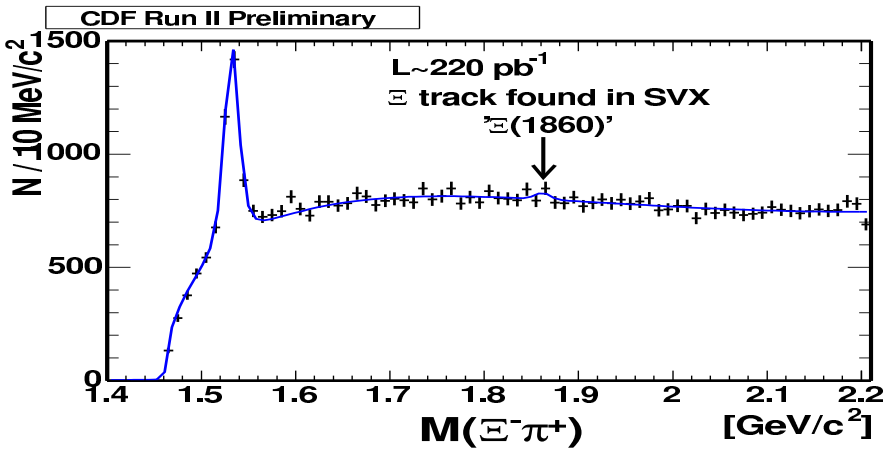


Figura 3.32: **CDF.** Spettro della massa invariante $\Xi^-\pi^+$: è chiaramente visibile la $\Xi^0(1530)$ ma nessun segnale è osservabile nella regione vicino $1860\,MeV$ (indicata dalla freccia).

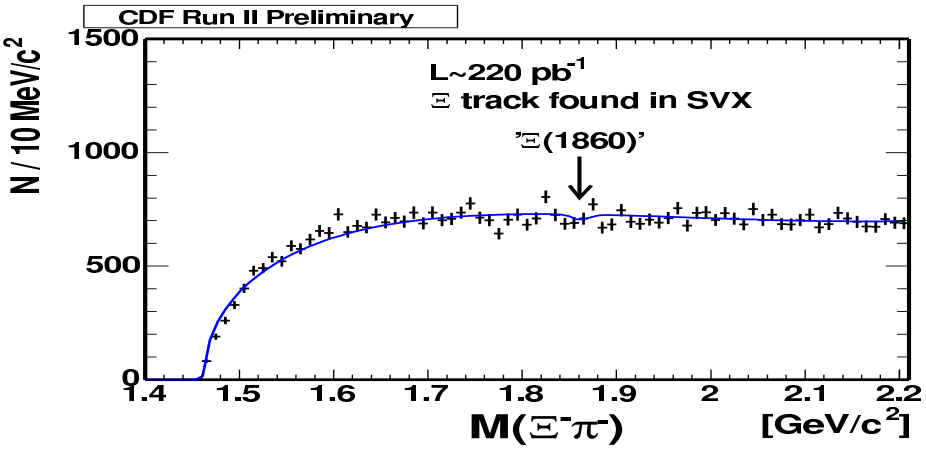


Figura 3.33: **CDF.** Spettro della massa invariante $\Xi^-\pi^-$: nessuna evidenza della Ξ^{--}.

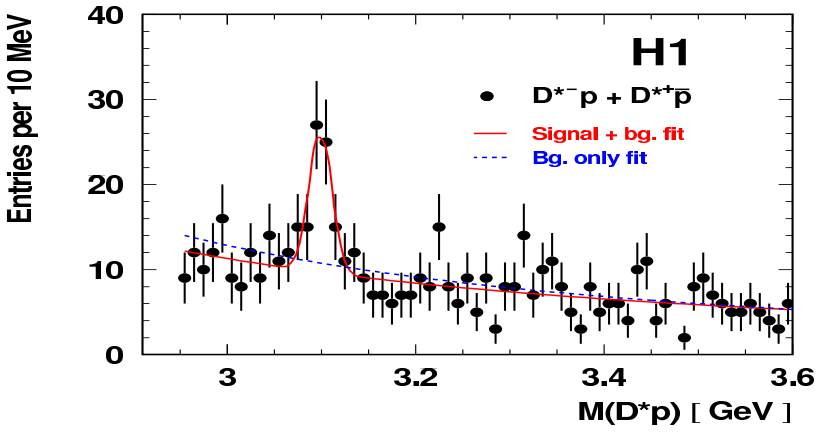


Figura 3.34: **H1**. Somma delle distribuzioni in massa invariante di $D^{*-}p$ e $D^{*+}\overline{p}$: in blu il fit del *background* e in rosso il fit del *background* più il segnale.

Capitolo 4

Ricerca dei Pentaquark $\Xi_{\frac{3}{2}}(1862)$ ad HERMES

L'analisi argomento di questa tesi è la ricerca di due membri del quadrupletto a *isospin* $\frac{3}{2}$, la $\Xi^{--}_{\frac{3}{2}}(1862)$ ($[ddss\overline{u}]$) e la $\Xi^{0}_{\frac{3}{2}}(1862)$ ($[uss(u\overline{u}+d\overline{d})]$).

Come si vede dai *quark* che le costituiscono, pur essendo entrambe *Pentaquarks* solo la prima possiede numeri quantici esotici (S=-2, Q=2). Il valore della massa di queste particelle è ancora un problema aperto, infatti mentre il *Chiral Quark Model* prevede un valore di $2070\,MeV$ [22], per il modello a quark liberi la massa deve essere di $1962\,MeV$, modelli a quark correlati deve essere intorno a $1750\,MeV$ (Jaffe e Wilczek), intorno a $1722\,MeV$ (Karliner e Lipkin).

Nonostante solo NA49[17] abbia pubblicato finora l'evidenza di una risonanza identificabile con la $\Xi^{--}_{\frac{3}{2}}(1862)$ intorno ad una massa a $1860\,MeV$, a partire da quest'anno questo stato è già presente, con il nome $\Phi(1860)$[1], nel *Review of Particle Physics* ([32]), in cui però viene sottolineata la necessità di un'ulteriore conferma.

Oltre alla Stranezza e alla carica, di questo stato si conosce solamente la terza componente dell'*isospin* $I_3 = \frac{3}{2}$, per gli altri numeri quantici, come l'*isospin* o lo *spin*, attualmente si possono solo fare ipotesi: se si accettano le previsioni dei modelli teorici e si assume che essa appartenga all'$\overline{10}$ cui appartiene anche la Θ^+, si fissa un valore per l'*isospin* di $\frac{3}{2}$, e per lo *spin* di $\frac{1}{2}$.

In questo capitolo viene descritta la ricostruzione dei due stati $\Xi^{--}_{\frac{3}{2}}(1862)$ e $\Xi^{0}_{\frac{3}{2}}(1862)$ nei canali di decadimento:

[1]Fino alla pubblicazione del *Partcle Data Book* del 2004 questo stato è stato sempre chiamato $\Xi(1862)$ da tutti gli esperimenti; per non creare confusione è stato deciso di lasciare il nome $\Xi(1862)$ nel corso di questa tesi.

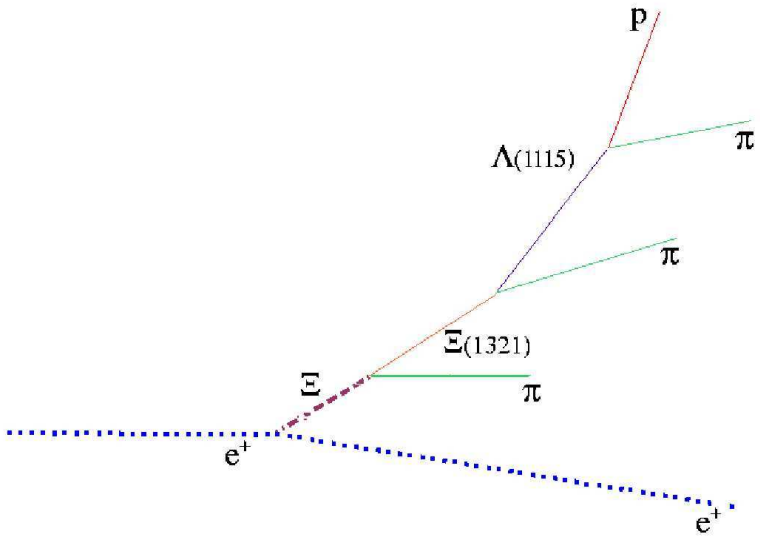


Figura 4.1: Ricostruzione dell'evento

1. $\Xi^{--}_{\frac{3}{2}}(1862) \rightarrow \Xi^{-}\pi^{-} \rightarrow \Lambda\pi^{-}\pi^{-} \rightarrow p\pi^{-}\pi^{-}\pi^{-}$
2. $\overline{\Xi}^{++}_{\frac{3}{2}}(1862) \rightarrow \overline{\Xi}^{+}\pi^{+} \rightarrow \overline{\Lambda}\pi^{+}\pi^{+} \rightarrow \overline{p}\pi^{+}\pi^{+}\pi^{+}$
3. $\Xi^{0}_{\frac{3}{2}}(1862) \rightarrow \Xi^{-}\pi^{+} \rightarrow \Lambda\pi^{-}\pi^{+} \rightarrow p\pi^{-}\pi^{-}\pi^{+}$
4. $\overline{\Xi}^{0}_{\frac{3}{2}}(1862) \rightarrow \overline{\Xi}^{+}\pi^{-} \rightarrow \overline{\Lambda}\pi^{+}\pi^{-} \rightarrow \overline{p}\pi^{+}\pi^{+}\pi^{-}$.

La ricostruzione di tali stati è schematizzato in figura 4.1: chiaramente è necessario selezionare eventi che contengano almeno quattro particelle nello stato finale. Questo è possibile perchè nonostante HERMES sia un esperimento di *Deep Inelastic Scattering (DIS)*, lo spettrometro[2], descritto nella sezione successiva, è costruito in modo da poter rivelare fino ad un massimo di 10 particelle, permettendo in questo modo anche analisi di tipo semi-esclusivo. Per la geometria propria dell'apparato spesso accade che alcune tracce non raggiungano i detectors dedicati alla PID (*Particles IDentification*) che si trovano molto in avanti rispetto al bersaglio (Fig.4.2): di tutte le tracce rivelate almeno il 50% non possiede nessun tipo di identificazione. Le contaminazioni nella ricostruzione degli spettri di massa e l'eliminazione di effetti spuri riscontrati nel corso di quest'analisi sono trattate nelle sezioni 4.2.5 e 4.4.
La ricostruzione completa dell'evento (Fig.4.1) richiede una buona ricostruzione

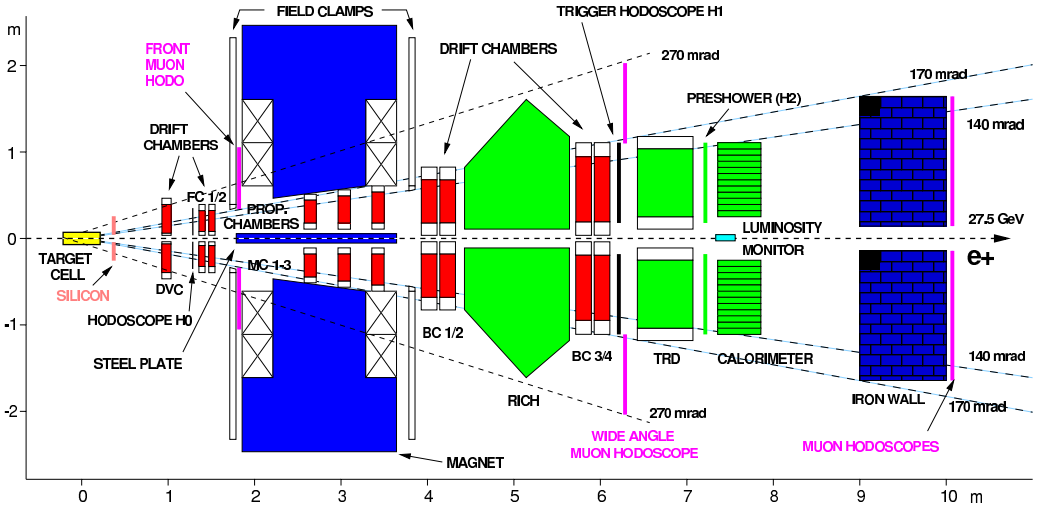


Figura 4.2: Lo spettrometro di **HERMES**

della Λ e della $\Xi(1321)$, che rientrano nei decadimenti, per cui la sezione 4.2, dedicata a questo argomento, parte con la ricostruzione delle masse $p\pi$ e $p\pi\pi$, in cui sono presenti tali stati, per poi aggiungere un terzo pione per determinare le masse invarianti $M_{p\pi\pi\pi}$. A seconda delle cariche selezionate per i protoni e i pioni utilizzati, si possono determinare masse relative a stati neutri ($\Xi^0(1862)$) o carichi ($\Xi^{--}(1862)$). Bisogna notare a questo punto che nella massa invariante $p\pi^-\pi^-\pi^+$, è da tempo nota la presenza di una risonanza, la $\Xi^0(1530)$ [32], che, secondo il *Particle Data Group*, è l'unica risonanza della famiglia delle Ξ i cui numeri quantici siano ben conosciuti, $I(J^\pi) = \frac{1}{2}(\frac{3}{2}^+)$.
Questa risonanza è chiaramente visibile nel canale $p\pi^-\pi^-\pi^+$, come mostrano gli spettri finali nel capitolo 5, mentre non c'è evidenza di nessuna delle due particelle esotiche $\Xi_{\frac{3}{2}}$ intorno a $1860\,MeV$. Per determinare un limite superiore per la sezione d'urto di produzione di questi stati è stato sviluppato un *toy* Monte Carlo, il cui studio è descritto nel paragrafo 4.3, attraverso il quale è stata misurata l'accettanza di HERMES per questo tipo di eventi.

4.1 Lo spettrometro di HERMES e l'identificazione delle particelle

HERMES [2] è situato sull'anello di accumulazione **HERA** al **DESY**, il cui fascio di positroni (energia $27.57\,GeV$) viene fatto incidere su una targhetta fissa di gas atomico polarizzato.

La presa dati cominciò per la prima volta nel 1995 con una targhetta di ^{3}He, mentre negli anni successivi le misure di **DIS** sono state effettuate con targhette di deuterio o idrogeno (atomico).
Oltre che di una sorgente di gas polarizzato, la targhetta (Appendice A) è provvista anche di una sorgente di gas non polarizzato (**UGFS**), che viene utilizzata per misure ad alta densità.

L'origine del sistema di coordinate è fissato al centro della cella di accumulazione, con l'asse Z parallelo alla direzione del fascio, mentre gli assi X e Y individuano il piano ortogonale a tale direzione.

Lo spettrometro di **HERMES** (Fig.4.2) è un apparato posto in 'avanti' rispetto alla direzione di incidenza del fascio, in più è composto da due parti separate e simmetriche rispetto al piano orizzontale dell'esperimento. Questo fa si che l'accettanza copra angoli polari compresi tra $40\,mrad$ e $220\,mrad$.

Le tracce e i momenti delle particelle cariche vengono ricostruite tramite diversi tipi di camere a ionizzazione e un campo magnetico di $1.3\,Tm$; le camere sono divise in *Front-chambers*, *Magnet-chambers* e *Back-chambers* a seconda che si trovino davanti, dentro o dietro il magnete. Per l'**identificazione delle particelle** sono presenti diversi rivelatori posti dopo il magnete; una prima identificazione è effettuata da un odoscopio (H1) che misura il tempo di volo (TOF) delle particelle che l'attraversano, ma è il **RICH** (*Ring Imaging Čerenkov Chamber*), installato nel 1998, a fornire una buona distinzione tra i vari tipi di particelle; esso infatti è costituito da due contatori *Čerenkov* riempiti di materiali a diverso indice di rifrazione, e permette la misura dell'angolo di emissione del cono di luce *Čerenkov* delle particelle che l'attraversano, in modo da distinguere pioni, Kaoni e protoni in un range di energie che vanno da 2 a $15\,GeV$ (Fig.4.4). L'identificazione fornita dal RICH per particelle in questo range di energie contiene naturalmente una certa contaminazione, in figura 4.5 è mostrata la probabilità P_b^a che una particella identificata come 'a' sia in realtà 'b': per i pioni la probabilità che siano stati identificati correttamente è sempre maggiore del 90%, mentre per i protoni del 70%.
Subito dopo il RICH, c'è un *Transition Radiation Detector* (TRD) che permette una migliore distinzione tra adroni e leptoni misurando l'energia della radiazione di transizione delle particelle relativistiche che l'attraversano. Altri contributi alla separazione tra adroni e leptoni vengono da un **PRESHOWER** (H2), che fornisce anche un'identificazione tramite il tempo di volo, e da un **CALORIMETRO** elettromagnetico, che registra le energie degli sciami elettromagnetici prodotti da leptoni e adroni.

Infine due piccoli calorimetri posti simmetricamente rispetto al fascio forniscono la luminosità misurando la sezione d'urto della diffusione BhaBha ($e^+e^- \to e^+e^-$) e di annichilazione ($e^+e^- \to \gamma\gamma$) tra i positroni del fascio e gli elettroni del bersaglio.

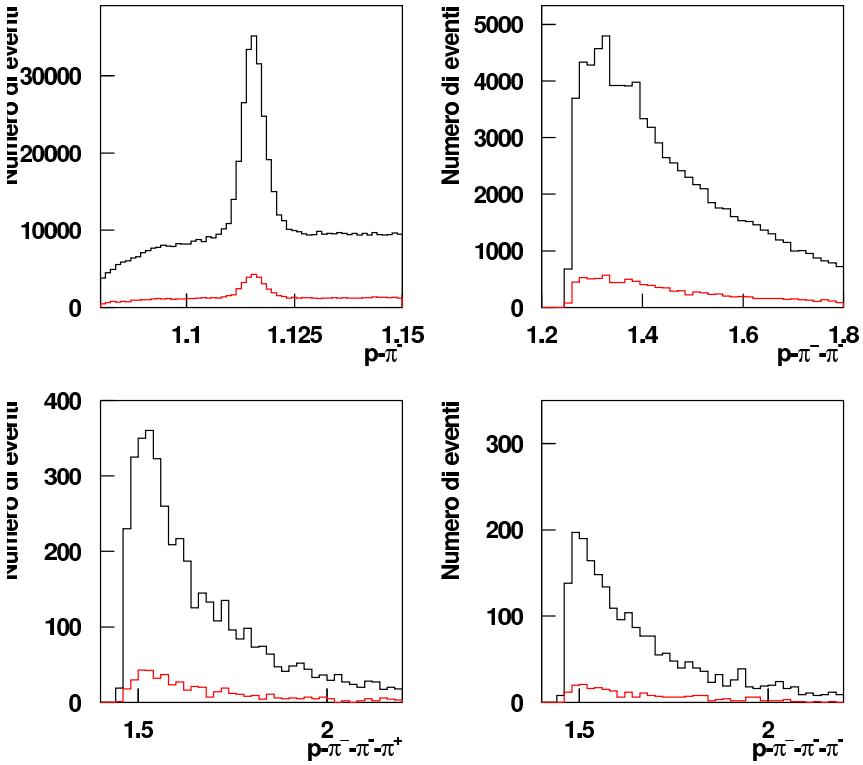


Figura 4.3: Masse invarianti $p\pi^-$, $p\pi^-\pi^-$, $p\pi^-\pi^-\pi^+$ e $p\pi^-\pi^-\pi^-$: in nero i dati ottenuti con le targhette leggere (H, D, H_2, D_2), in rosso i dati ottenuti con le targhette pesanti (Krypton, Elio, Neon, Azoto).

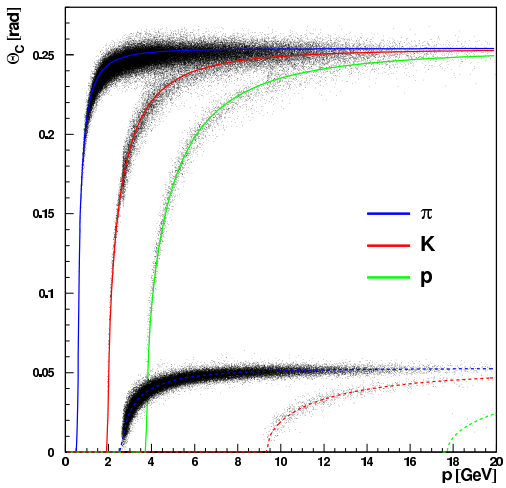


Figura 4.4: **RICH:** Angoli di emissione del cono-luce *Čerenkov* rispetto al momento

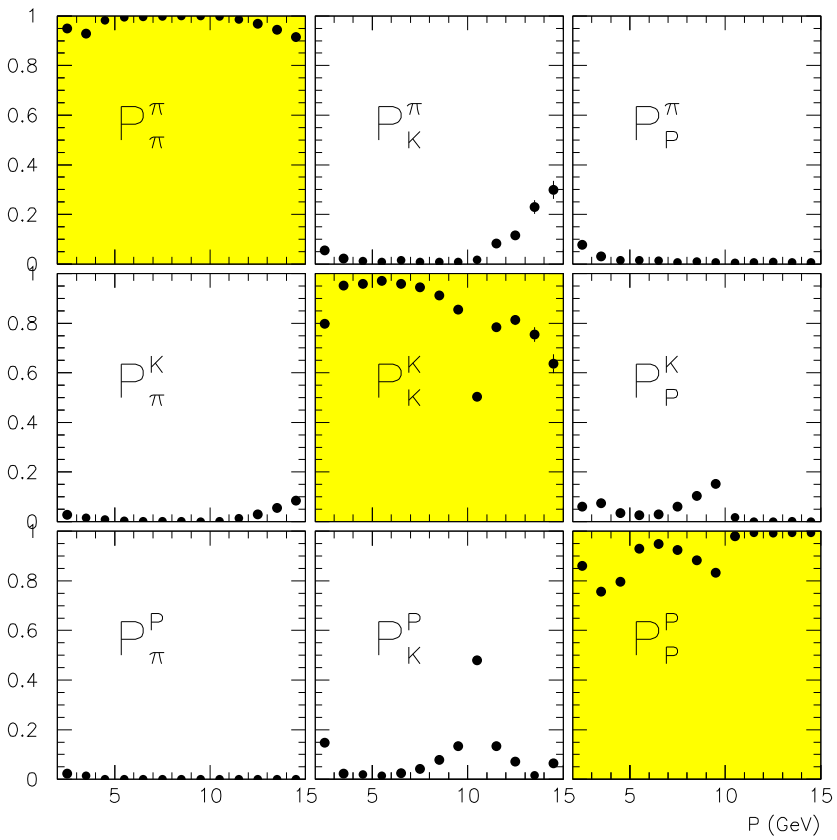


Figura 4.5: Contaminazioni e purezza nell'identificazione del RICH: probabilità P_b^a che una particella identificata come 'a' sia in realtà 'b', in funzione del momento (GeV).

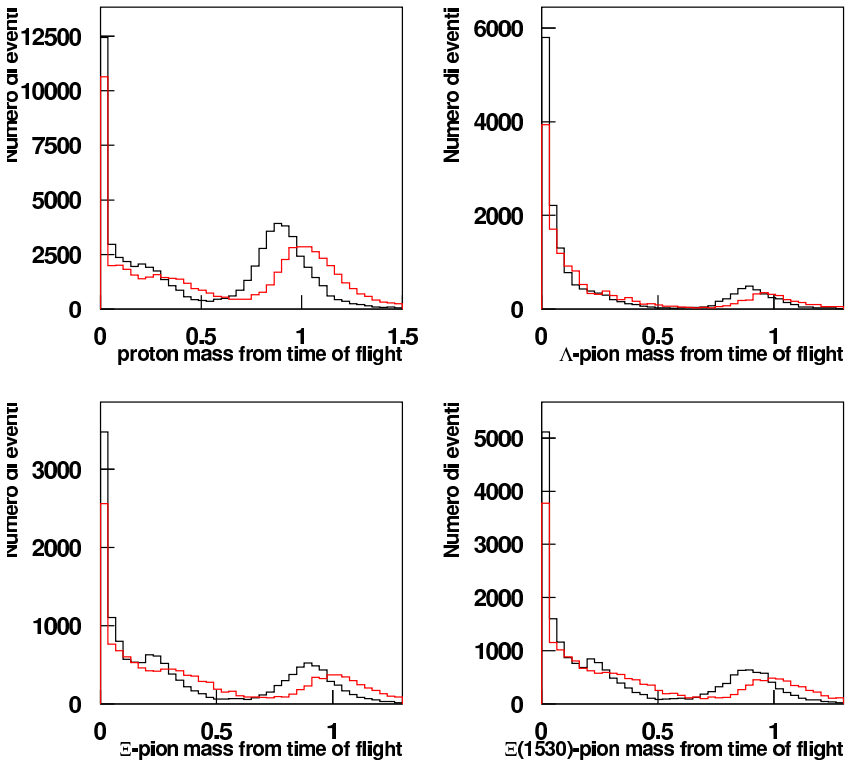


Figura 4.6: Masse in GeV delle particelle calcolate tramite il tempo di volo in H1 (in nero) e in H2 (in rosso).

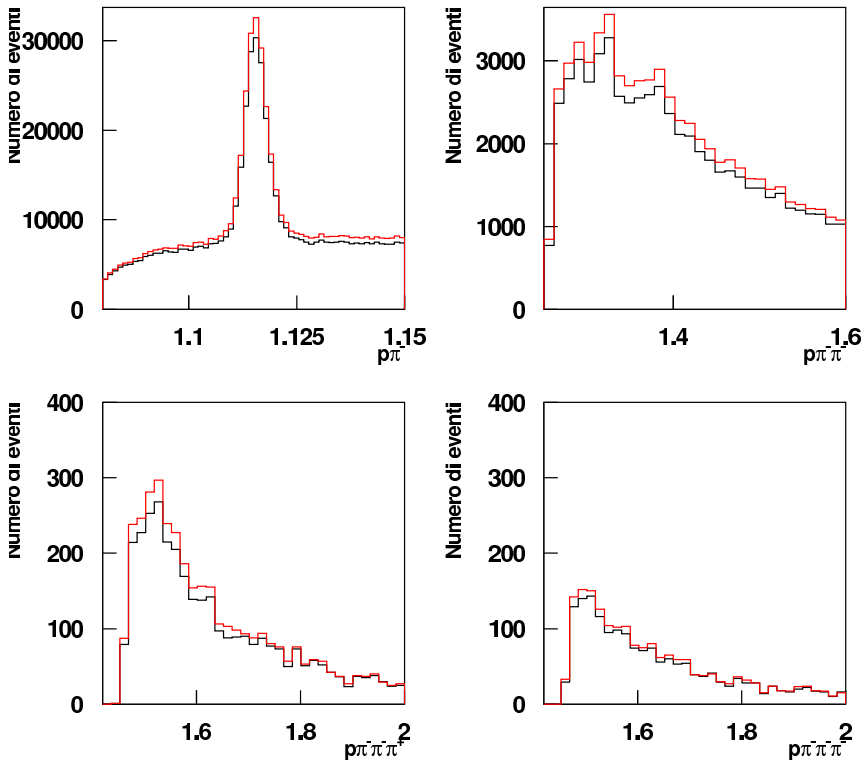


Figura 4.7: Confronto tra gli spettri ottenuti solo con l'identificazione del RICH(in nero), e gli spettri ottenuti sfruttando anche le informazioni date dal tempo di volo (in rosso).

A causa della posizione e della forma geometrica dello spettrometro l'accettanza di HERMES copre solamente angoli in avanti; può quindi succedere che particelle di bassa energia o con grande momento trasverso fuoriescano dallo spettrometro prima di aver attraversato tutti i detectors. Per questo motivo si distinguono le *long tracks* dalle *magnet tracks* (o *short tracks*): mentre le tracce lunghe attraversano tutti i *detectors*, quelle 'corte' interagiscono solo con le camere poste avanti e dentro il magnete, perciò di esse non si ha nessun tipo di identificazione.

Sempre a causa dell'accettanza di HERMES le particelle rivelate hanno preferibilmente (tranne parte delle *magnet tracks*) un piccolo momento

Bersaglio	Anno	Eventi che contengono *paaa*	Commento
Deuterio	1998	208690	Polarizzato
Deuterio	1999	154565	Polarizzato
Deuterio	2000	662251	Polarizzato
Deuterio	2002	20091	Non Polarizzato
Idrogeno	2000	144355	Non Polarizzato
Idrogeno	2002	75674	Polarizzato
Idrogeno	2003	25696	Polarizzato
Cripton	2000	495	Non Polarizzato
Cripton	2002	13376	Non Polarizzato
Elio	2000	28853	Non Polarizzato
Azoto	2000	6	Non Polarizzato
Neon	2000	79971	Non Polarizzato

Tabella 4.1: Numero di eventi che contengono quattro tracce di cui una identificata come protone, e tre come adroni, per i dati raccolti negli anni dal 1998 al 2003 con i diversi bersagli.

trasverso rispetto alla direzione del fascio e gran parte dell'energia sotto forma di momento longitudinale; questo è il motivo per cui, quando si parla di lunghezza di decadimento di una particella si intende non la distanza tridimensionale tra il suo vertice di produzione e quello di decadimento, ma solo la differenza in Z tra essi (ΔZ).

Per identificare le particelle si è scelto di utilizzare le informazioni del RICH, quindi di usare solo i dati registrati dal 1998 in poi.
In tabella 4.1 è riportato il numero di eventi che contengano almeno quattro tracce, di cui una identificata dal RICH come protone, e tre adroni, per i dati raccolti negli anni dal 2000 al 2003 con i diversi bersagli. Sono stati analizzati i dati raccolti con bersagli sia polarizzati che non, ma per eliminare il problema delle correzioni dovute a effetti nucleari è stato considerato in questa analisi solo il contributo delle targhette leggere (Deuterio, Idrogeno), che contiene 1,291,322 eventi, contro ai 122,701 eventi raccolti con i bersagli pesanti (Krypton, Elio, Neon, Azoto). In figura 4.3 è evidenziato il confronto tra la massa invariante M_{paaa} ($a = adrone$) ricostruita con dati raccolti con targhette leggere (in nero) e pesanti (in rosso).

Come accennato sopra (figura 4.4) l'identificazione delle particelle fornita dal RICH è buona in un range di energie che va da circa $2\,GeV$ a $15\,GeV$, anche se sotto $2\,GeV$ c'è ancora qualche pione ben identificato; un modo per migliorare il PID (*Particles IDentification*) alle basse energie è considerare, in aggiunta alle informazioni ottenute dal RICH, anche le masse calcolate tramite i tempi di volo (TOF) delle particelle nei due odoscopi (H1 e H2): ogni volta che una particella con energia inferiore a $2\,GeV$ non viene iden-

tificata dal RICH nonostante l'abbia attraversato, si prova a identificarla utilizzando il suo TOF (figura 4.6):

- Se in H1 la massa è compresa tra 0.6 e 1.25 GeV (istogrammi neri di figura 4.6), e in H2 tra 0.75 e 1.5 GeV (istogrammi rossi di figura 4.6), la particella viene considerata un protone;

- Se invece la massa è minore di 0.5 GeV in entrambi gli odoscopi la particella viene considerata un pione.

Gli spettri di massa con e senza l'uso del TOF sono mostrate in figura 4.7. Per quanto riguarda le *magnet tracks*, come già detto, per esse non è possibile nessun tipo di identificazione, infatti non attraversano nè il RICH nè i due odoscopi; tuttavia poichè gran parte degli eventi selezionati contiene almeno una di queste tracce (fig.4.8), non sono state eliminate dall'analisi, ma sono state utilizzate esclusivamente come se fossero pioni; la presenza di questo tipo di tracce può introdurre contaminazioni nelle masse ricostruite, tuttavia si può vedere in figura 4.9 che anche se tutti i pioni usati sono tracce corte è possibile una buona ricostruzione della Λ.

Per ricostruire la massa $p\pi\pi\pi$ sono stati selezionati eventi che contenessero nello stato finale almeno quattro adroni, identificati come tali dal RICH, di cui un protone, identificato dal RICH, o, nei casi in cui il RICH non dia una identificazione precisa, identificato usando il suo TOF, e tre particelle identificati dal RICH o dal TOF come pioni, oppure *magnet tracks*.

4.2 Ricostruzione dell'evento

Quest'analisi comincia, come annunciato nel paragrafo precedente, con 1,291,322 eventi che contengono almeno quattro adroni, selezionati utilizzando solo dati raccolti dal 1998 al 2003 con targhette leggere. Dopo aver imposto un'identificazione da parte del RICH o del TOF agli adroni per avere combinazioni di particelle del tipo $p\pi\pi\pi$ (tranne nel caso delle *magnet tracks*), si è ricostruito il canale di decadimento:

$$\Xi_{\frac{3}{2}}(1862) \rightarrow \Xi(1321)\pi_3 \rightarrow \Lambda(1116)\pi_2\pi_3 \rightarrow p\pi_1\pi_2\pi_3$$

Per prima cosa è stata ricostruita la Λ a partire dalle tracce di un protone e un pione (π_1): tramite il metodo del *DCA* (*Distance of closest approach*) ne è stato fissato il vertice di decadimento come il punto medio in corrispondenza della distanza minima tra queste due tracce.

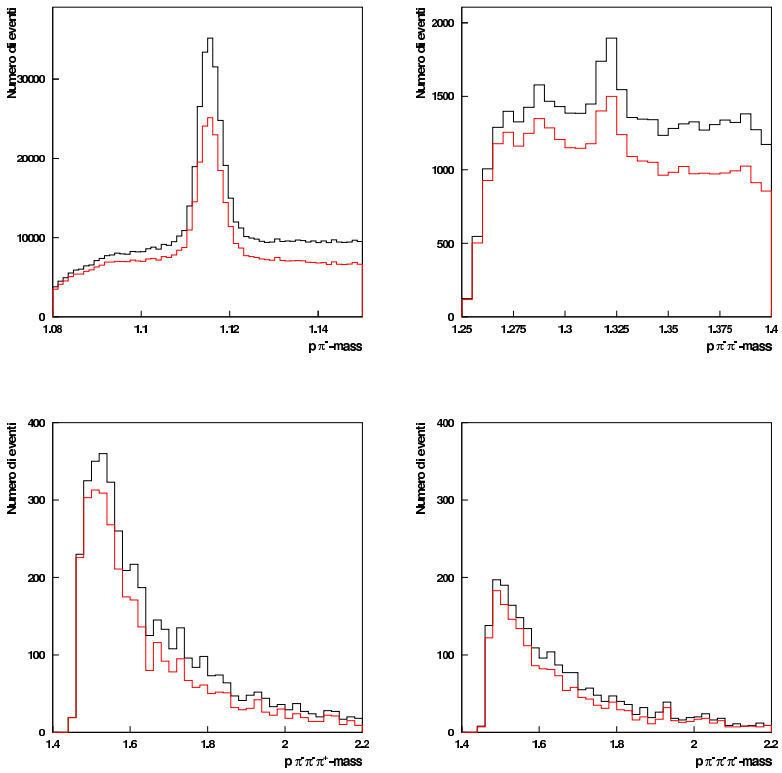


Figura 4.8: In nero tutti gli eventi selezionati mentre in rosso le ricostruzioni che contengono almeno una traccia corta.

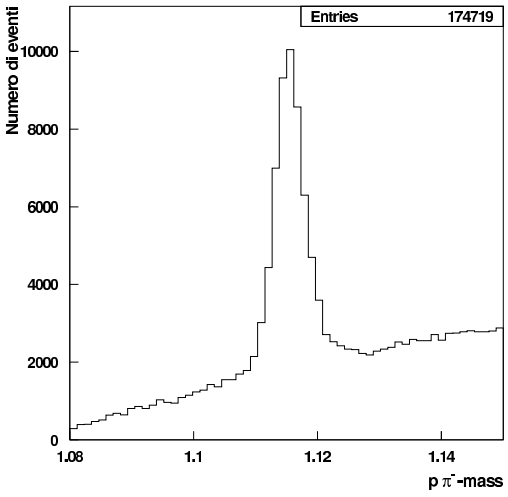


Figura 4.9: Ricostruzione della Λ usando come pione una traccia corta.

Lo stesso procedimento è stato ripetuto per la $\Xi^-(1321)$ utilizzando questa volta la traccia della Λ, ricostruita a partire dal momento del protone e del pione π_1, e la traccia di un secondo pione (π_2); A questo punto alla traccia ricostruita per la $\Xi^-(1321)$ è stata aggiunta quella di un altro pione (π_3) nel tentativo di ricostruire la $\Xi^0_{\frac{3}{2}}(1862)$ e la $\Xi^{--}_{\frac{3}{2}}(1862)$.

4.2.1 Ricostruzione della Λ

Per la ricostruzione di questa particella sono stati applicati alcuni tagli mirati a migliorare il rapporto *Segnale/Background*, dove con Background si intende la distribuzione del fondo sotto il picco di massa, calcolata tramite la distribuzione degli eventi nelle bande laterali, (questo modo di procedere è ragionevole nell'ipotesi di fondo piatto), e con Segnale la distribuzione degli eventi nel picco di massa dopo aver sottratto il *Background*. Un primo taglio è applicato alle cariche delle particelle in gioco, infatti per ricostruire la Λ (l'$\overline{\Lambda}$) è necessario che il protone abbia carica positiva e il pione carica negativa (viceversa per l'$\overline{\Lambda}$); inoltre, essendo il protone molto più pesante del pione ne segue che nel decadimento di questa particella il protone deve essere più energetico;

Come picco di massa della Λ prendiamo un intervallo di $\pm 3\sigma$, individuato da linee verticali nelle figure 4.10 e 4.11 che mostrano rispettivamente la Λ e l'$\overline{\Lambda}$.

Com'è noto, la Λ ha una vita media di $\sim 7-8cm$, quindi tutte le ricostruzioni con una lunghezza di decadimento (ΔZ_Λ) minore di questa vita media fanno necessariamente parte del fondo e sono da eliminare; per farlo però bisogna conoscere il vertice di produzione di questa particella, e poichè in questa analisi siamo interessati solo alle Λ prodotte dal decadimento di una $\Xi^-(1321)$, limitiamo il campione di eventi a questo caso specifico.

Per la scelta del taglio più 'naturale' è stato osservato il confronto tra la distribuzione della ΔZ_Λ per il Segnale e per il Background: il segnale, in rosso in figura 4.12, diventa significativo rispetto al Background (in nero nella stessa figura) dopo una ΔZ_Λ maggiore di circa $10\,cm$, quindi viene utilizzato questo limite, compatibile con l'incertezza di HERMES nella misura delle coordinate Z ($\sim 3cm$).

Per migliorare la ricostruzione del vertice d'interazione tra protone e pione si è osservato il confronto tra il DCA_Λ del Segnale e del *Background*: in figura 4.13 si osserva che il contributo del *Background* (nero) è inferiore a quello del Segnale (rosso) fino ad un valore per il DCA_Λ di circa *1.5 cm*; la Fig.4.14 a sinistra mostra come varia il segnale della Λ (l'istogramma contiene anche l'$\overline{\Lambda}$) se si chiede un DCA minore di $1.5\,cm$, mentre a destra il rapporto tra il segnale con e senza il taglio sul DCA mostra un miglioramento nel rapporto

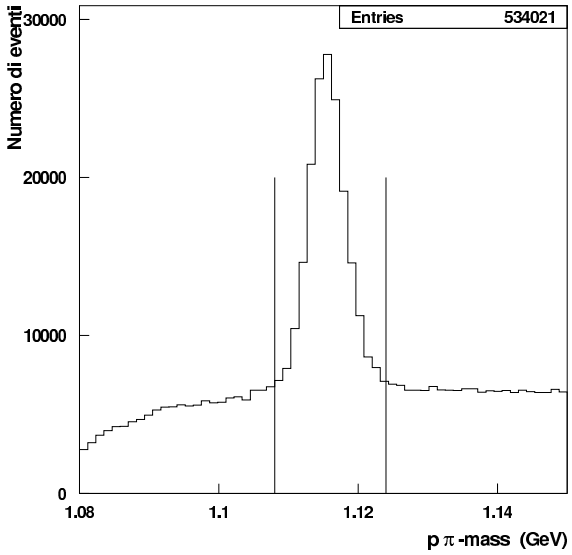


Figura 4.10: Massa invariante $p\pi^-$: le linee verticali individuano il picco di massa della Λ tra $1108\,MeV$ e $1124\,MeV$.

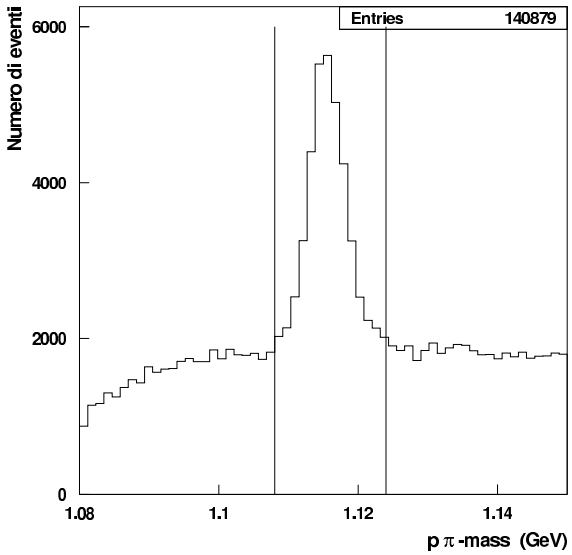


Figura 4.11: Massa invariante $\overline{p}\pi^+$: le linee verticali individuano il picco di massa della $\overline{\Lambda}$ tra $1108\,MeV$ e $1124\,MeV$4.

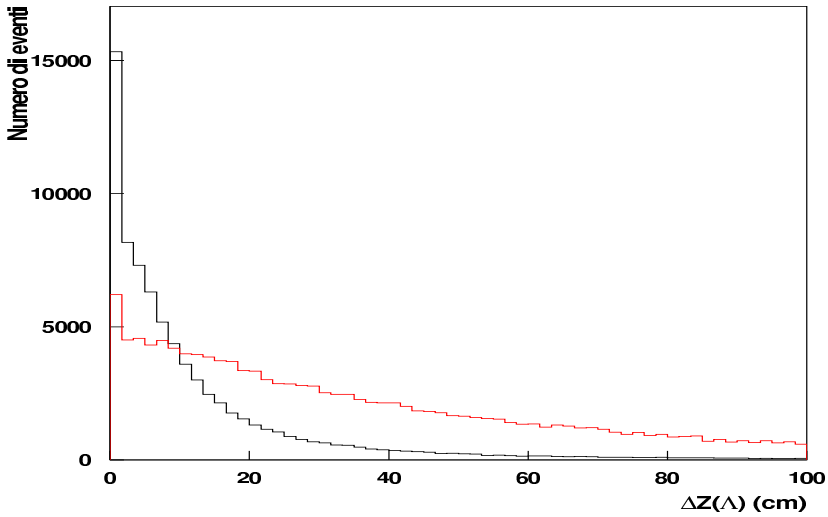


Figura 4.12: In rosso la lunghezza di decadimento per gli eventi nel Segnale della Λ, in nero la lunghezza di decadimento per gli eventi di Background: gli eventi nel segnale prevalgono a lunghezze di decadimento maggiori di $10\,cm$ circa

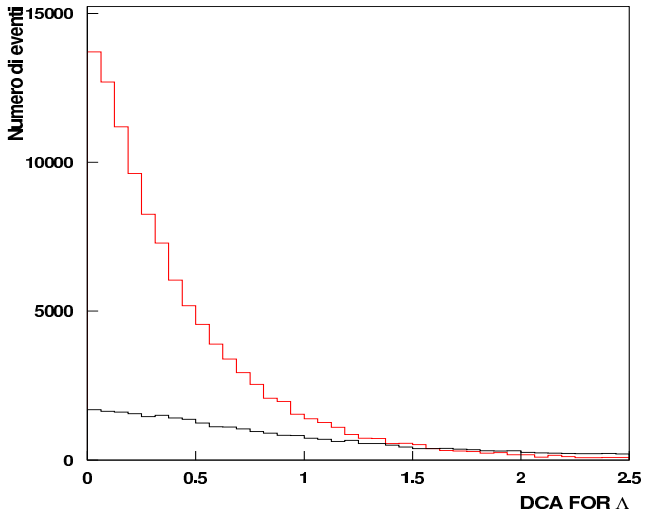


Figura 4.13: Confronto tra il DCA negli eventi di Segnale (in rosso) e i DCA_Λ negli eventi di *Background* (in nero): il Segnale prevale sul *Background* quando il DCA_Λ è minore di $1.5\,cm$.

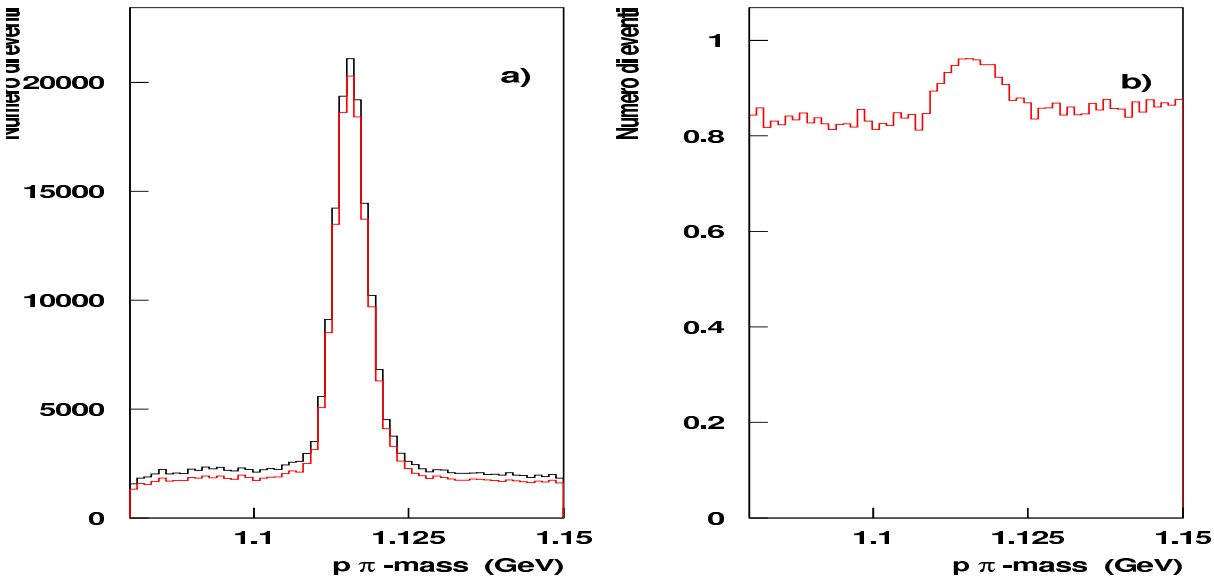


Figura 4.14: a) Confronto tra lo spettro di massa $p\pi$ prima (nero) e dopo (rosso) aver applicato la richiesta che il DCA_Λ sia minore di $1.5\,cm$. b) Rapporto tra i due istogrammi mostrati a sinistra: il taglio migliora il rapporto Segnale/Background.

Segnale/Background; viene richiesto quindi che il DCA_Λ tra le tracce del protone e del pione sia inferiore a $1.5\,cm$.

Con questi tagli appena definiti si seleziona un segnale per la Λ e uno per l'$\overline{\Lambda}$ mostrati rispettivamente in Fig.4.15 e Fig.4.16.

4.2.2 Ricostruzione della $\Xi^-(1321)$

Il passo successivo è la ricostruzione della $\Xi^-(1321)$ e della sua antiparticella nella massa invariante $p\pi\pi$. Oltre ai tagli usati per la ricostruzione della Λ, è stato richiesto che la carica del pione aggiunto sia uguale a quello del primo pione ($p\pi^-\pi^-$ per la Ξ^- e $\overline{p}\pi^+\pi^+$ per la $\overline{\Xi}^+$);
Sono stati quindi selezionati solo gli eventi in un intervallo di $\pm 3\sigma$ intorno al valore nominale della massa della Λ:

$$1108\,MeV < M_{p\pi} < 1124\,MeV$$

Definiamo anche per la Ξ e l'$\overline{\Xi}$ i picchi di massa: in Fig.4.17 e Fig.4.18 si può osservare che i segnali sono centrati a $1321\,MeV$ e hanno una larghezza alla base di circa $10\,MeV$, quindi come intervallo di massa è stato scelto:

$$1311\,MeV < M_{p\pi\pi} < 1331\,MeV$$

Come per la Λ anche in questo caso è necessario applicare un taglio sulla lunghezza di decadimento, ΔZ_Ξ. In Fig.4.19 è mostrato come il *background*(nero) sia maggiore del Segnale (rosso) fino ad una lunghezza di decadimento di più o meno $10 - 15cm$: per questo motivo è stato scelto come valore minimo per la ΔZ_Ξ proprio $10\,cm$.
Osservando la Fig.4.20 è chiaro che il Segnale (istogramma rosso) diventa meno importante del *Background* quando il DCA_Ξ è maggiore di circa $1\,cm$, inoltre in figura 4.21 si vede che il rapporto *Segnale/Background* migliora aggiungendo questo taglio, perciò è stato richiesto che il DCA_Ξ nel vertice di produzione della $\Xi(1321)$ sia minore di $1\,cm$.
Applicando tutti i tagli finora fissati, si ottengono per la Ξ e per l'$\overline{\Xi}$ i segnali mostrati in figura 4.22 e 4.23.

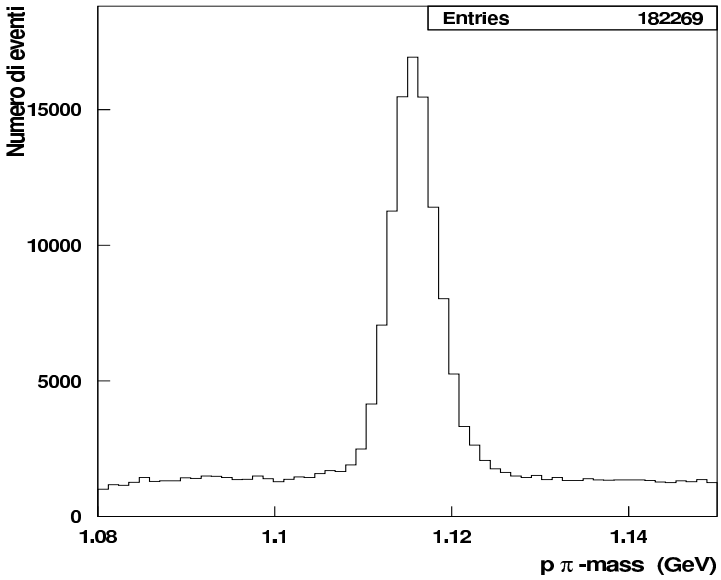


Figura 4.15: Massa invariante $p\pi^-$: il picco di massa della Λ selezionato attraverso i tagli sulla lunghezza di decadimento e sul DCA_Λ discussi nel testo.

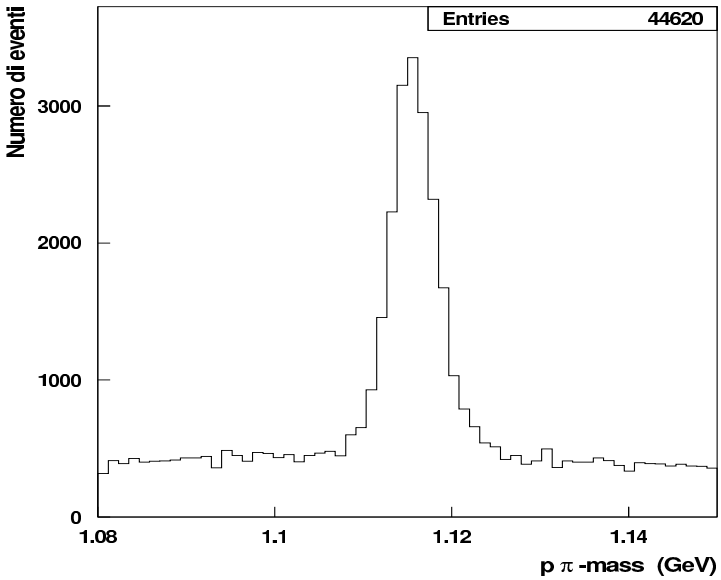


Figura 4.16: Massa invariante $\overline{p}\pi^+$: il picco di massa dell' $\overline{\Lambda}$ selezionato attraverso i tagli sulla lunghezza di decadimento e sul DCA_Λ discussi nel testo.

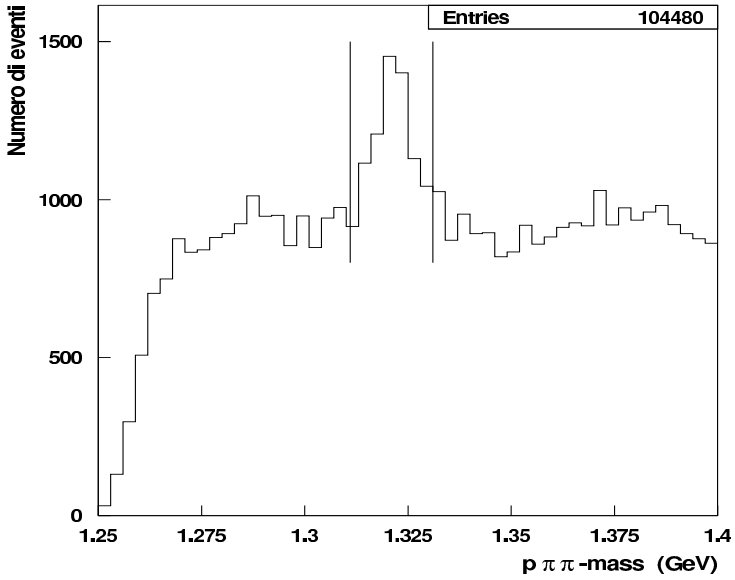


Figura 4.17: Massa invariante $p\pi^-\pi^-$: il picco di massa della Ξ è centrato a $1321\,MeV$ ed è compreso tra 1311 e $1331\,MeV$.

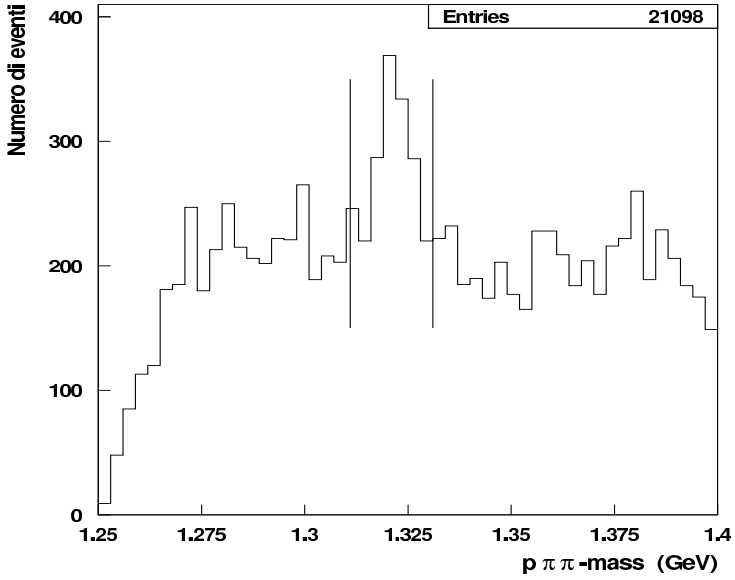


Figura 4.18: Massa invariante $\overline{p}\pi^+\pi^+$: l'$\overline{\Xi}(1321)$ come la $\Xi(1321)$ ha un picco compreso tra $1311\,MeV$ e $1331\,MeV$.

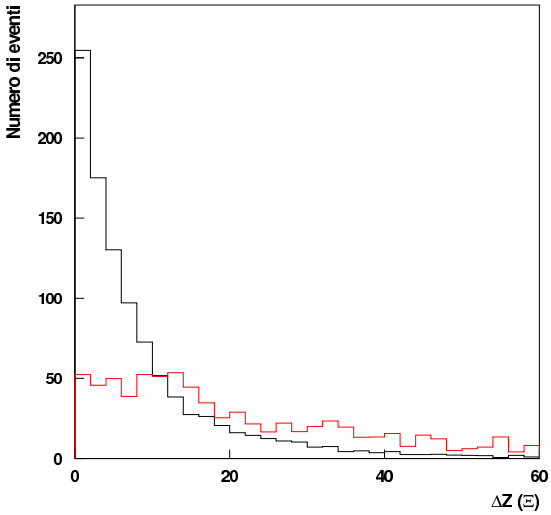


Figura 4.19: Come ci si aspettava le ricostruzioni con piccole lunghezze di decadimento fanno parte del Background (in nero), è necessario richiedere che tale lunghezza sia almeno $10\,cm$.

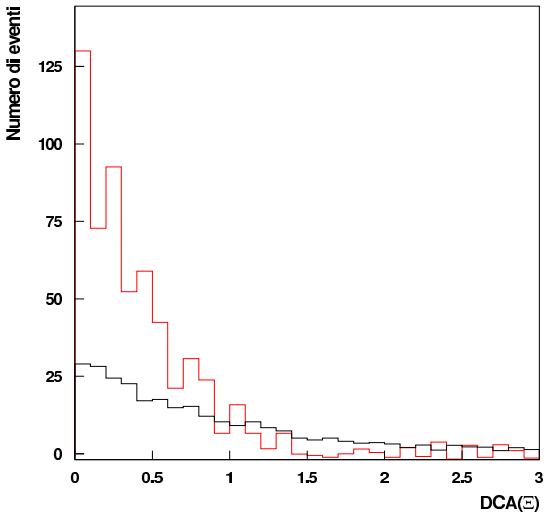


Figura 4.20: La distanza minima tra le tracce nel vertice di produzione della Ξ per il Segnale (rosso) e per il Background (nero): il Segnale sembra caratterizzato da un DCA minore di quello del Background, e prevale su quest'ultimo fino ad una distanza di $1\,cm$.

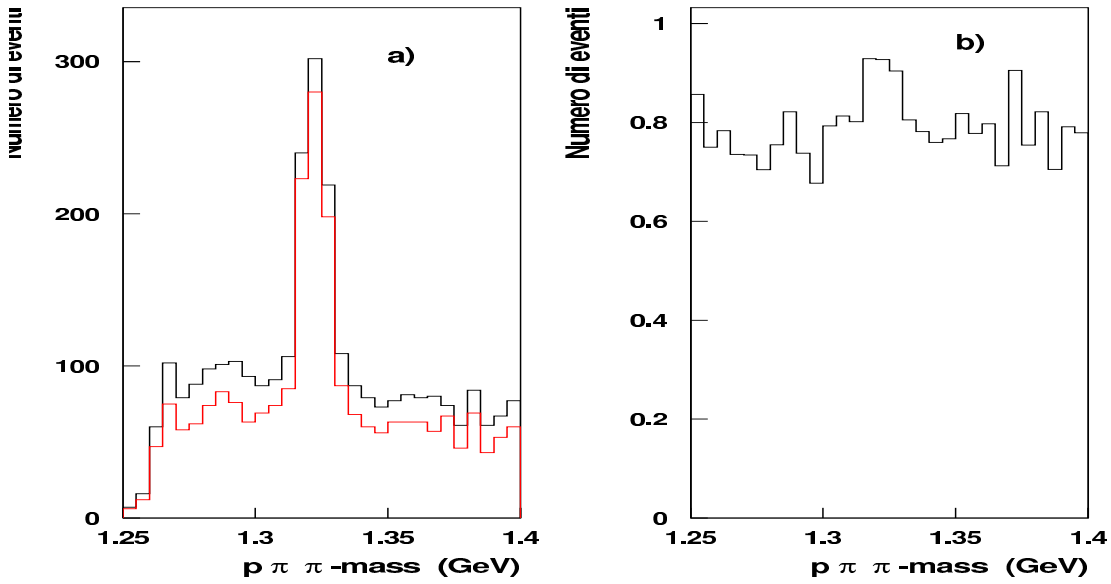


Figura 4.21: a) Confronto tra lo spettro di massa $p\pi\pi$ prima (nero) e dopo (rosso) aver applicato la richiesta che il DCA_{Ξ} sia minore di $1\,cm$. b) Rapporto tra i due istogrammi mostrati a sinistra: il taglio migliora il rapporto *Segnale/Background*.

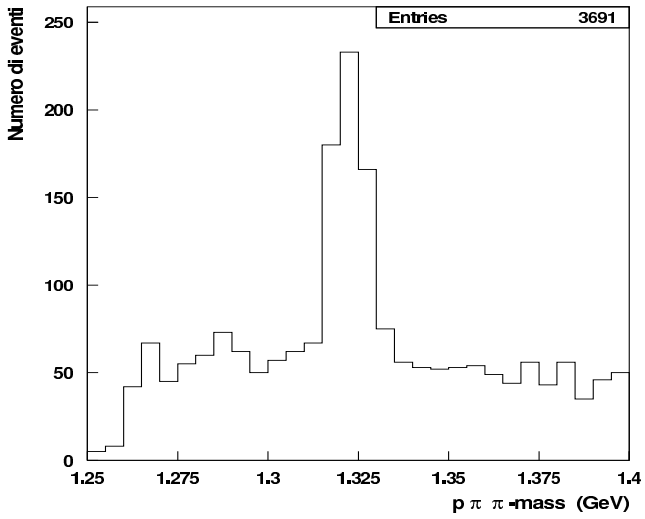


Figura 4.22: Il segnale della $\Xi(1321)$ selezionato dai tagli sulle cariche, sulla lunghezza di decadimento e sulla distanza minima tra le tracce nel vertice di produzione.

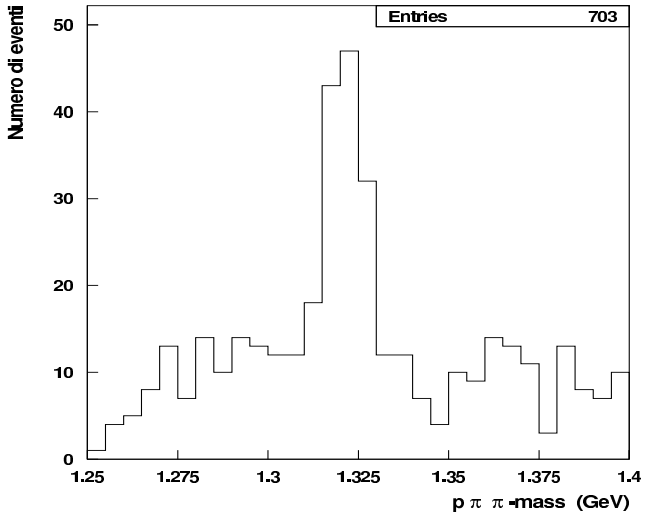


Figura 4.23: Il segnale della $\overline{\Xi}(1321)$ selezionato dai tagli sulle cariche, sulla lunghezza di decadimento e sulla distanza minima tra le tracce nel vertice di produzione.

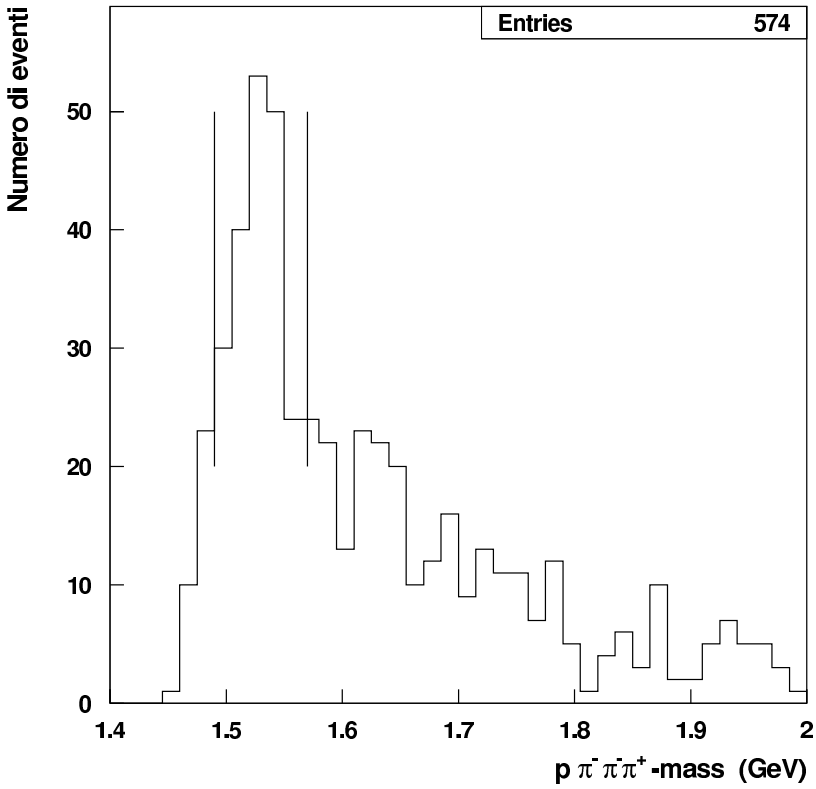


Figura 4.24: Picco di massa selezionato per la $\Xi(1530)$.

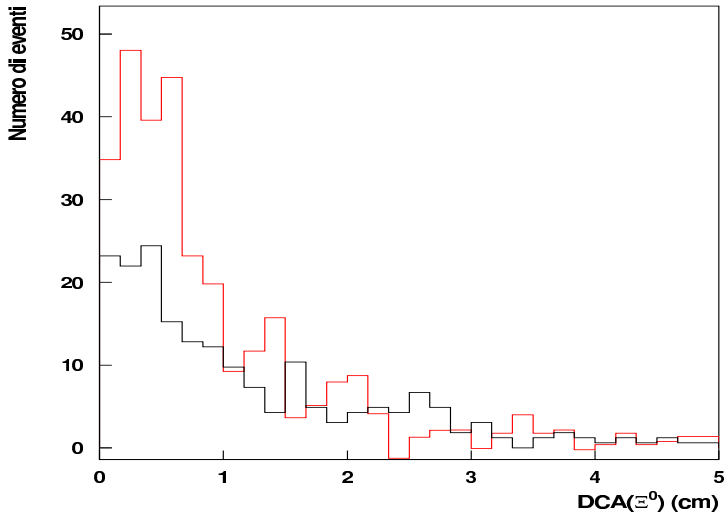


Figura 4.25: *DCA* per il vertice di produzione della $\Xi(1530)$: in rosso il Segnale, in nero il Background.

4.2.3 Ricostruzione della massa $M_{p\pi^-\pi^-\pi^+}$

Com'è visibile in figura 4.24, la massa $M_{p\pi^-\pi^-\pi^+}$ non presenta alcuna indicazione della $\Xi^0_{\frac{3}{2}}(1862)$, ma al contrario offre un chiaro segnale, proprio vicino la soglia, per la nota $\Xi^0(1530)$ [32]. Questa risonanza è caratterizzata dallo stesso canale di decadimento della $\Xi^0_{\frac{3}{2}}(1862)$:

$$\Xi^0(1530) \rightarrow \Xi^-(1321)\pi^+ \rightarrow \Lambda\pi^-\pi^+ \rightarrow p\pi^-\pi^-\pi^+$$

Essendo uno stato P_{13}, la $\Xi^0(1530)$ non decade isotropicamente, tuttavia si può per il momento fare l'ipotesi che il meccanismo di produzione di questa risonanza non sia molto diverso da quello della $\Xi^0_{\frac{3}{2}}(1862)$; per questo motivo si è deciso di ottimizzare i tagli cercando di migliorare il rapporto *Segnale/Background* di questo stato.

La Ξ^0 è una risonanza barionica molto stretta (larghezza $\Gamma \sim 9\,MeV$) con massa $1530\,MeV$; Per la sua ricostruzione sono stati adottati tutti i tagli definiti nel paragrafo precedente, in modo da partire con una buona ricostruzione della $\Xi^-(1321)$, della quale è stato inoltre selezionato il picco di massa :

$$1311\,MeV < M_{p\pi\pi} < 1331\,MeV$$

Per motivi di scarsa statistica si è preferito studiare il picco della $\Xi^0(1530)$ insieme a quello dell'$\overline{\Xi}^0(1530)$, e in figura 4.24 si può osservare il picco di

massa selezionato per entrambe. È stato quindi richiesto che il terzo pione abbia carica opposta a quella della $\Xi(1321)$ e che il DCA_{Ξ^0} nel suo vertice di decadimento sia $< 1.5\,cm$, taglio fissato osservando la figura 4.25: la statistica è bassa ma si può notare che il segnale (in rosso)si trova quasi completamente sotto questo valore.
Come per la Λ e la Ξ è necessario fare alcune ipotesi sul vertice di produzione: si suppone infatti che la $\Xi^0(1530)$ sia prodotta direttamente dall'interazione con il fascio di positroni, questo implica che il suo vertice di produzione debba stare dentro la cella di accumulazione. La cella è lunga $40\,cm$ e larga $3\,cm$, ma la distribuzione del gas al suo interno non è omogenea, ha forma triangolare con una densità che va velocemente a zero mano a a mano che ci si allontana dal centro. Nonostante la scarsa statistica è tuttavia possibile osservare (Fig.4.27) che la distanza trasversa del vertice dall'asse del fascio è minore di $6\,mm$ (la sezione del fascio ha un diametro di circa $4\,mm$), mentre la componente Z del vertice (Fig.4.26) ha una distribuzione triangolare, deve rispecchiare infatti la distribuzione della densità del gas all'interno della cella.

I tagli fissati sono quelli standard usati solitamente nelle analisi di HERMES: - una distanza trasversa del vertice di produzione dal fascio non più grande di $6\,mm$.
- una componente z per il vertice di produzione dentro un intervallo di $\pm 18\,cm$.

I segnali selezionati da questi tagli sono mostrati in figura 4.28 e 4.29: la freccia indica la massa $1862\,MeV$, punto in cui NA49 osserva una indicazione del Pentaquark $\Xi^0_{\frac{3}{2}}$ (Fig.3.21). Nessuna indicazione di questa particella e della sua antiparticella sono visibili ad HERMES.

4.2.4 Massa invariante $M_{\Xi^\pm\pi^\pm}$

Anche per ricostruire l'esotico $\Xi^{--}(1862)$ è necessario fare l'ipotesi che il suo meccanismo di produzione non sia diverso da quello della $\Xi^0(1530)$; con questo assunto ha senso applicare gli stessi tagli usati nella ricostruzione del paragrafo precedente, a parte la scelta di cariche opportune. Il risultato è mostrato in figura 4.30, anche in questo caso la freccia indica la massa $1860\,MeV$: non è presente nessuna indicazione degli esotici ricercati.

4.2.5 Contaminazioni negli spettri di massa

A causa della grande abbondanza di pioni negli eventi selezionati è possibile che gli spettri di massa che sono stati ricostruiti siano affetti da contaminazioni da K_s; perciò per verificare che le coppie $\pi^-\pi^+$ non derivino dal decadimento di Kaoni, sono state ricostruite le masse invarianti di tutte

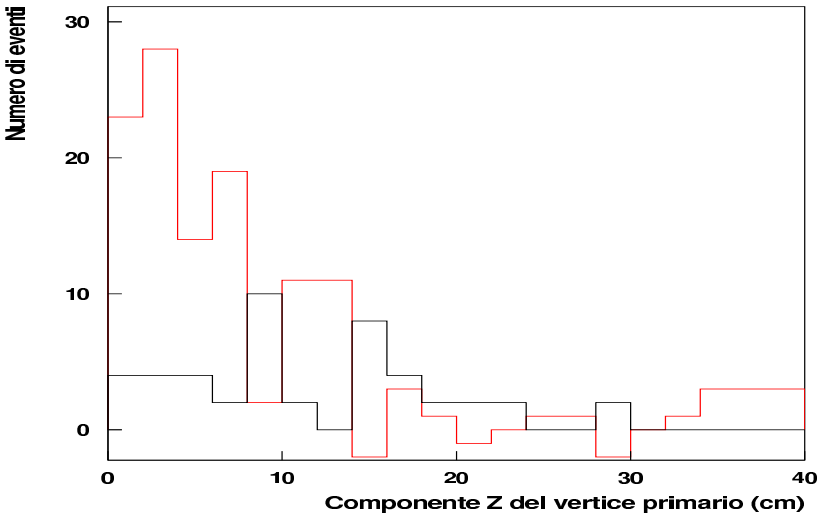


Figura 4.26: Distribuzione in Z del vertice di produzione della $\Xi(1530)$ per il Segnale (rosso) e per il *Background* (nero): si può notare l'andamento triangolare che rispecchia la distribuzione della densità del gas-bersaglio nella targhetta.

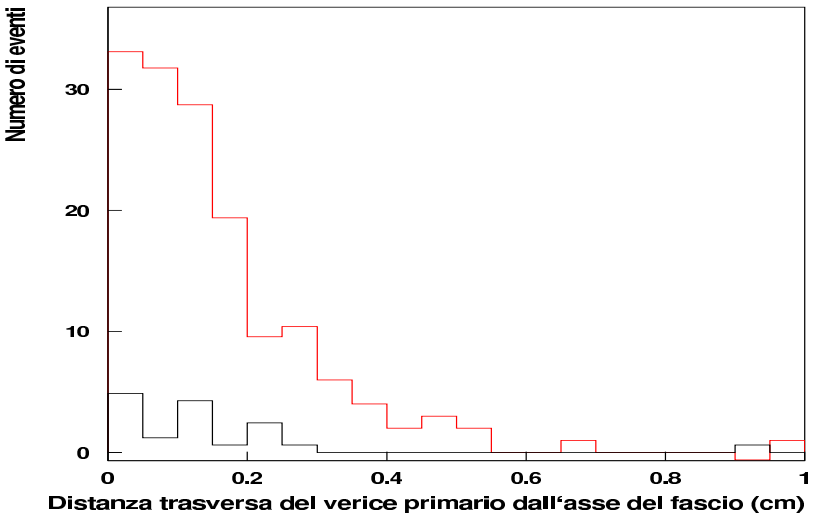


Figura 4.27: Distanza trasversa del vertice di produzione della $\Xi(1530)$ dal fascio di positroni di HERA.

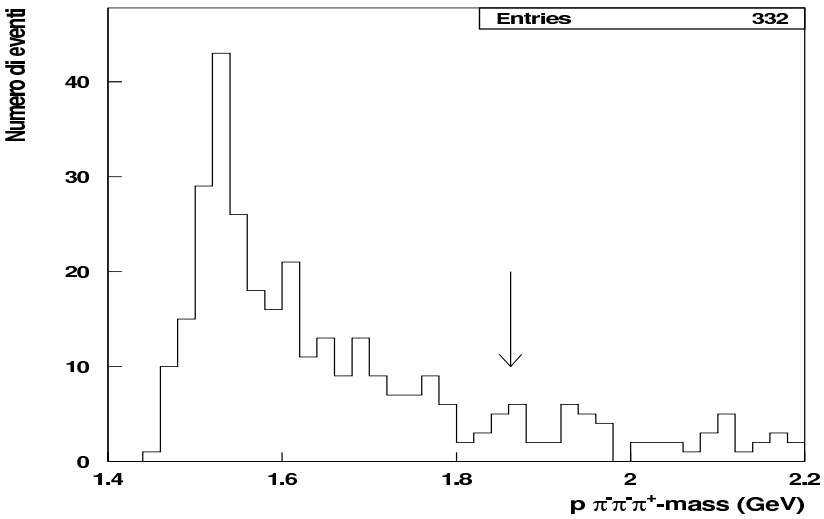


Figura 4.28: Segnale selezionato per la $\Xi(1530)$, la freccia indica la massa $1862\,MeV$, punto in cui nello stesso spettro di NA49 è presente un'indicazione della Ξ^0.

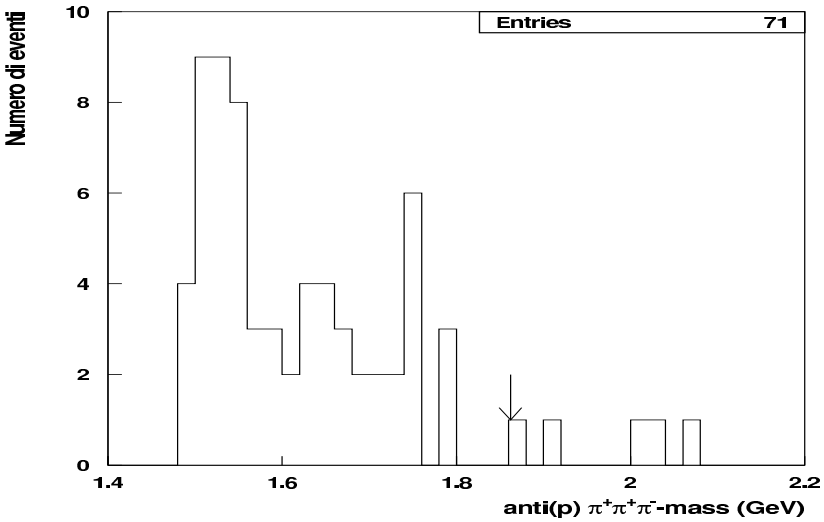


Figura 4.29: Segnale selezionato per la $\overline{\Xi}(1530)$, la freccia indica sempre la massa $1862\,MeV$, valore trovato da NA49 per la Ξ^0.

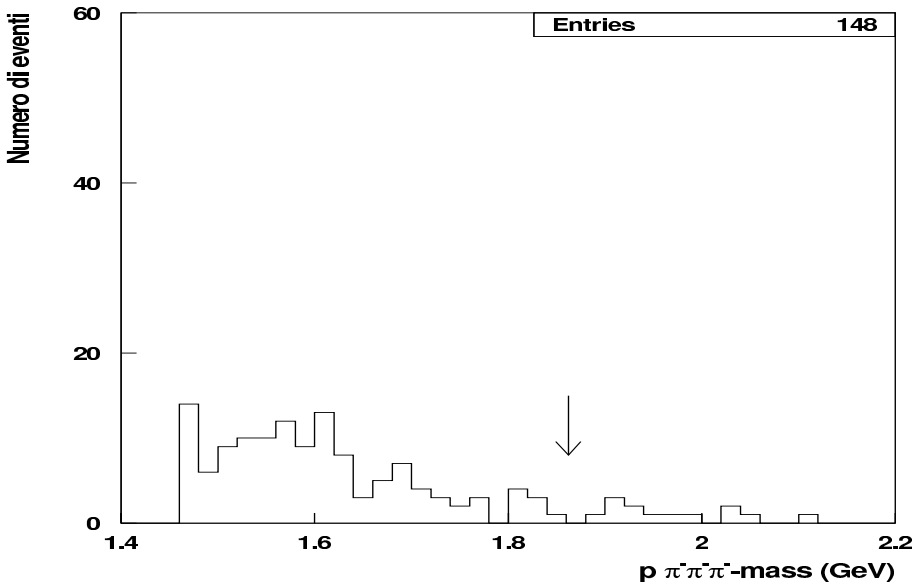


Figura 4.30: Somma delle masse invarianti $p\pi^-\pi^-\pi^-$ e $\overline{p}\pi^+\pi^+\pi^+$: nessuna evidenza della $\Xi^{--}(1862)$ e della sua antiparticella; la freccia indica la massa $1862\,MeV$, punto in cui NA49 ha osservato la $\Xi^{--}(1862)$.

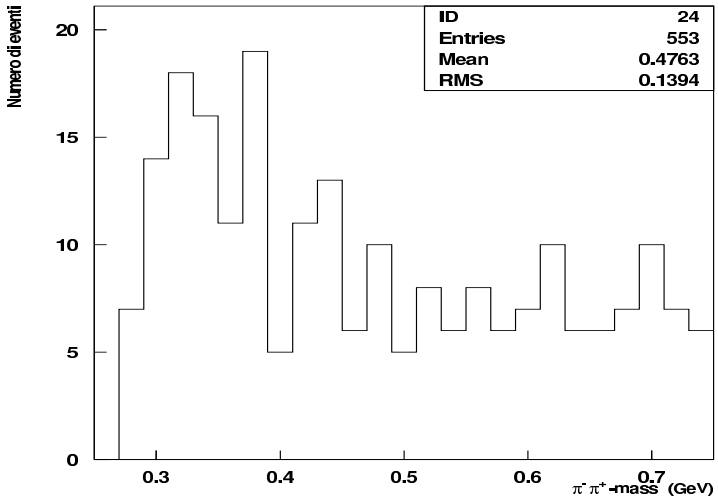


Figura 4.31: Massa invariante $\pi^-\pi^+$ per tutte le possibili combinazioni di pioni a carica opposta; per la selezione di questi eventi sono stati utilizzati tutti i tagli serviti nella ricostruzione della $\Xi^0(1530)$: nessuna evidenza di contaminazione da K_s 'e presente.

le possibili combinazioni di pioni a carica opposta, e la somma di questi spettri è mostrata in figura 4.31: come si può notare non sembra esserci contaminazione nel campione finale di eventi.

4.3 Sezioni d'urto

Per determinare il limite superiore della sezione d'urto di produzione della Ξ^{--}, è stata calcolata l'accettanza di HERMES per questa particella tramite un *toy* Monte Carlo, per la ricostruzione di decadimenti con stati finali a quattro tracce. Le distribuzioni cinematiche di produzione dello stato esotico sono state determinate assumendo che la produzione della Ξ^{--} sia del tutto simile a quella degli altri iperoni rivelati ad HERMES (come, per esempio, l'iperone Λ). In particolare sono stati fissati:

- una distribuzione monotonicamente decrescente per il momento longitudinale;
- una distribuzione Gaussiana, con larghezza $\sigma = 0.4 GeV$, per il momento trasverso.

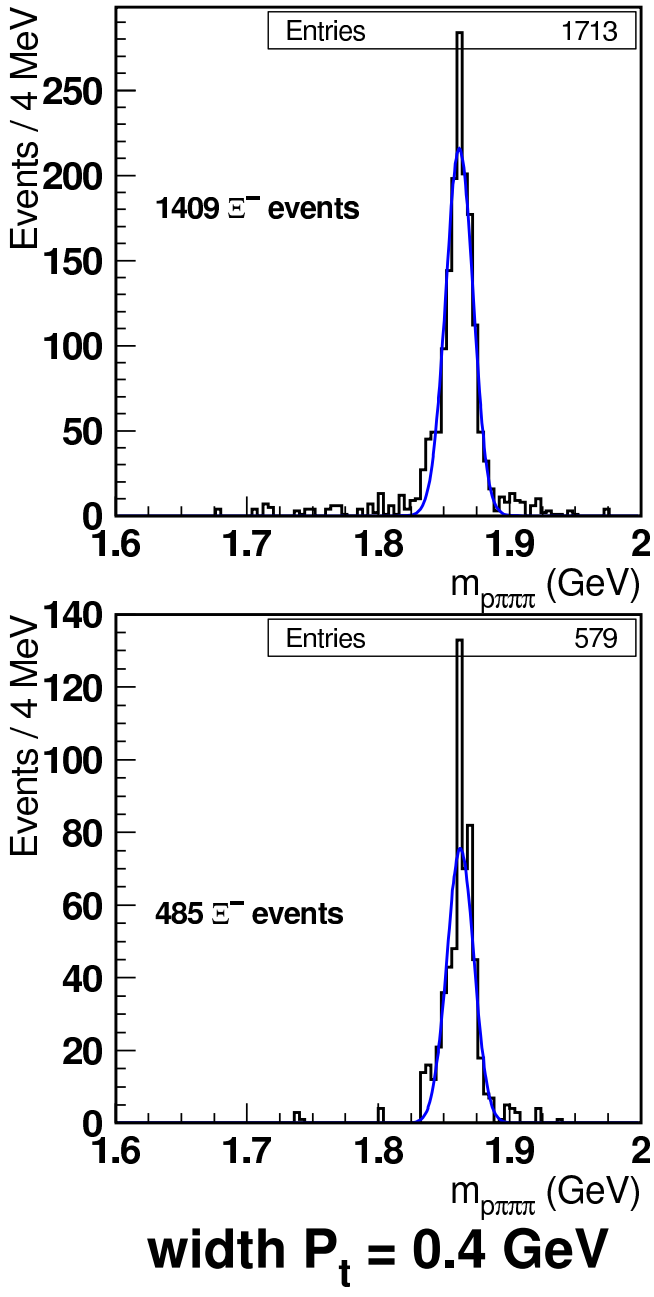


Figura 4.32: Eventi generati dal *toy* Monte Carlo per la Ξ^{--}, assumendo una distribuzione monotonicamente decrescente per il momento longitudinale e una distribuzione Gaussiana con larghezza $\sigma = 0.4\,GeV$ per il momento trasverso: in alto il segnale ottenuto per la $\Xi^{--}(1862)$ senza aver applicato i tagli, in basso lo stesso segnale dopo l'applicazione dei tagli definiti nella sezione precedente.(MonteCarlo effettuato da Wouter Deconick)

Sono stati generati 200,000 eventi in questo modo, e in figura 4.32 si osserva il segnale ottenuto per la Ξ^{--} con (in alto) e senza (in basso) i tagli finali determinati nella sezione precedente; la risoluzione sperimentale stimata dalla simulazione è di circa $10\,MeV$.
L'intervallo di $\pm 3\sigma$ intorno alla massa di $1862\,MeV$ contiene 1409 eventi nel caso in cui non siano stati applicati tagli, eccetto la selezione delle cariche, che corrisponde ad una accettanza di 0.72%; mentre una volta applicati i tagli lo stesso intervallo contiene 485 eventi per un'accettanza finale di 0.25%. Sono state variate leggermente le assunzioni cinematiche del Monte Carlo, determinando che l'incertezza nell'accettanza finale dovuta alla cinematica di produzione è dell'ordine del 20%. Per determinare un limite superiore per la sezione d'urto è stato usato il *Frequentist approach*[34], descritto anche nel *Particle Data Book*[32]. Abbiamo considerato un intervallo di $\pm 3\sigma$ intorno a $1862\,MeV$: il numero di eventi misurati è 15 per la $\Xi^0(1862)$ e 3 per la $\Xi^{--}(1862)$. Nell'ipotesi che siano tutti eventi di fondo i limiti superiori al $90\%\,Confidence Level$ $(C.L.)$ per il numero di eventi di segnale sono 7.52 per la $\Xi^0(1862)$ e 4.42 per la $\Xi^{--}(1862)$. A questo punto si può calcolare il limite per la sezione d'urto di fotoproduzione tramite la formula:

$$\begin{aligned}\sigma_{\gamma N\to\Xi^{--}} &= \frac{\sigma_{eN\to\Xi^{--}}}{\Phi} = \\ &= \frac{N_{Total}^{\Xi^{--}\to p\pi\pi\pi}}{\Phi\cdot Br_{\Xi^0\to\Xi^-\pi^+}\cdot Br_{\Xi^-\to\Lambda\pi^-}\cdot Br_{\Lambda\to p\pi^-}\cdot L} = \\ &= \frac{N_{Observed}^{\Xi^{--}\to p\pi\pi\pi}}{\Phi\cdot Br_{\Xi^0\to\Xi^-\pi^+}\cdot Br_{\Xi^-\to\Lambda\pi^-}\cdot Br_{\Lambda\to p\pi^-}\cdot L\cdot\epsilon}\end{aligned}$$

dove:

- $\sigma_{\gamma N\to\Xi^{--}}$ è la sezione d'urto di fotoproduzione;
- $\sigma_{eN\to\Xi^{--}}$ è la sezione d'urto elettrica;
- $\Phi = 0.02$ è un parametro detto *photon flux factor* che lega le due sezioni d'urto precedenti;
- $N_{Total}^{\Xi^{--}\to p\pi^-\pi^-\pi^-}$ è il numero totale di eventi $\Xi^{--}\to p\pi^-\pi^-\pi^-$ prodotti;
- $Br_{\Xi^0\to\Xi^-\pi^+}$ è il *Branching ratio* per il decadimento $\Xi^0(1530)\to\Xi^-\pi^+$, supposto uguale a uno ([32]);
- $Br_{\Xi^-\to\Lambda\pi^-}$ è il *Branching ratio* per il decadimento $\Xi^-\to\Lambda\pi^-$, anche questo fissato a uno ([32]);
- $Br_{\Lambda\to p\pi^-}$ è il *Branching ratio* per il decadimento $\Lambda\to p\pi^-$, che ha un valore di 0.64 ([32]);
- $L = 326.6 pb^{-1}$ è la luminosità integrata;

- $N_{Observed}^{\Xi^{--}\to p\pi\pi\pi}$ è il limite superiore trovato per i segnali (7.52 per la $\Xi^0(1862)$ e 4.42 per la $\Xi^{--}(1862)$);
- ϵ è il limite inferiore dell'accettanza finale trovata con il Monte Carlo (accettanza meno incertezza sistematica): 0.2% .

Il limite superiore al $90\% C.L.$ per la sezione d'urto di fotoproduzione moltiplicata per il *Branching ratio* risulta essere:
- $0.53\,nb$ per la $\Xi^{--}(1862)$;
- $0.90\,nb$ per la $\Xi^0(1862)$.

4.4 Ghost Tracks

Durante la ricostruzione della $\Xi(1321)$ è stata riscontrata un'anomala concentrazione di eventi nella massa invariante $M_{p\pi\pi}$ con picco a circa $1280\,MeV$, come visibile in figura 4.33 [2]. Data l'assenza in questa posizione di qualsiasi risonanza, si è cercato di spiegare la presenza di questo picco tramite uno studio sistematico degli eventi che vi ricadevano.
In figura 4.34 è possibile osservare che l'anomalia, che si manifesta con un falso segnale nella massa $M_{p\pi\pi}$, è diffusa su tutto lo spettro della $M_{p\pi}$ attraverso un accumulo di eventi su una linea retta che mostra una correlazione tra le masse $M_{p\pi}$ e $M_{p\pi\pi}$.

4.4.1 Studio degli 'eventi correlati'

Selezionando gli eventi su questa 'retta di correlazione' per prima cosa è stato verificato che fossero proprio la causa del picco a $1280\,MeV$ nella massa $M_{p\pi\pi}$, com'è chiaro dalla figura 4.35. Nelle figure 4.36, 4.37 e 4.38, sono mostrate rispettivamente le differenze tra momenti e angoli Θ e Φ delle particelle usate come pioni per determinare le masse invarianti $p\pi$ e $p\pi\pi$: è chiaro che buona parte di tali pioni hanno stessi momenti (entro $\pm 0.01\,GeV$) e stessi angoli Θ e Φ (entro ± 0.005 radianti); inoltre è stato verificato che le particelle che presentano stessi angoli e momenti, sono in realà **magnet tracks**, per cui di essi possediamo una ricostruzione solo parziale delle tracce e nessun tipo di identificazione.
Apparentemente parte delle **magnet tracks** vengono ricostruite due o più volte con valori dei parametri leggermente diversi.
Attraverso un test mirato alla conoscenza di queste tracce è stato deciso che il modo migliore per eliminarle dal campione di eventi finale è di richiedere esplicitamente che tutti i pioni abbiano momenti e angoli che almeno differiscano, rispettivamente, di $0.05\,GeV$ e $0.1\,radianti$. L'efficacia di questo taglio può essere notata nelle figure 4.39 e 4.40, che mostrano la massa invariante $p\pi^-\pi^-$ prima e dopo l'applicazione del taglio, e la massa $M_{p\pi}$ in funzione della massa $M_{p\pi\pi}$ dopo l'eliminazione di queste *ghost tracks*. Nelle figure presentate in questo paragrafo finora non era stato applicato il taglio sulla lunghezza di decadimento della Λ, questo perchè si voleva mettere in evidenza l'esistenza delle *ghost tracks*. Infatti la richiesta che la ΔZ_Λ sia maggiore di $10\,cm$ elimina buona parte delle 'doppie tracce', a questo punto è facile capirne il perchè: dato che i due 'pioni' sono in realtà la stessa particella, i vertici di produzione ricostruiti per le masse $p\pi$ e $p\pi\pi$ coincidono,

[2] Per le ricostruzioni di questa sezione sono stati applicati i tagli standard usati per la ricostruzione della $\Xi(1321)$ a parte il taglio sulla lunghezza di decadimento della Λ, questo per evidenziare l'anomalia che altrimenti verrebbe parzialmente eliminata

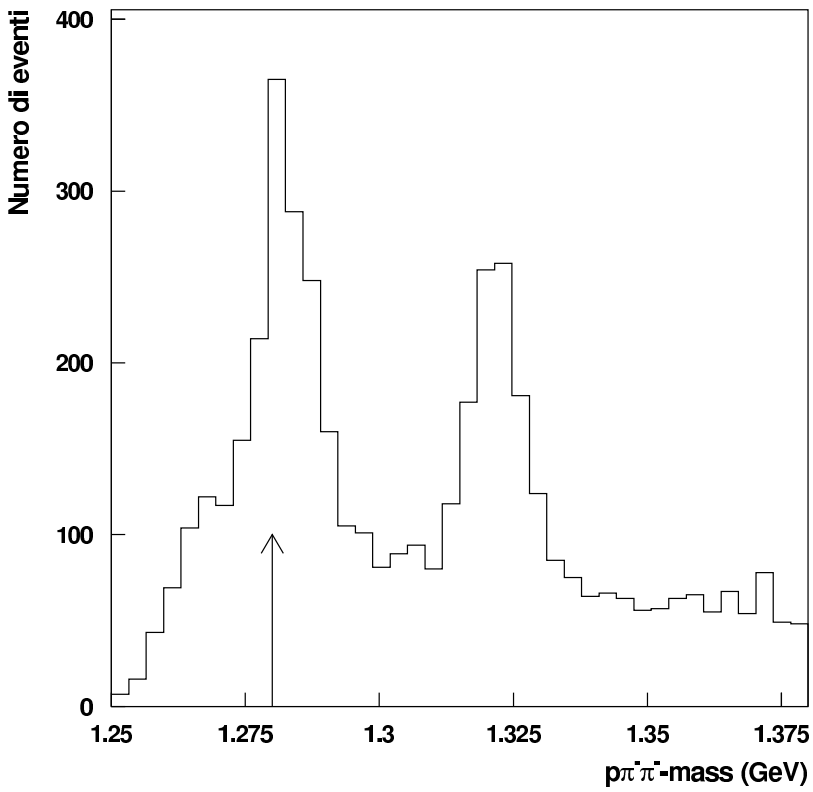


Figura 4.33: Eventi spuri nel picco centrato a $1280\,MeV$ nella massa $M_{p\pi\pi}$.

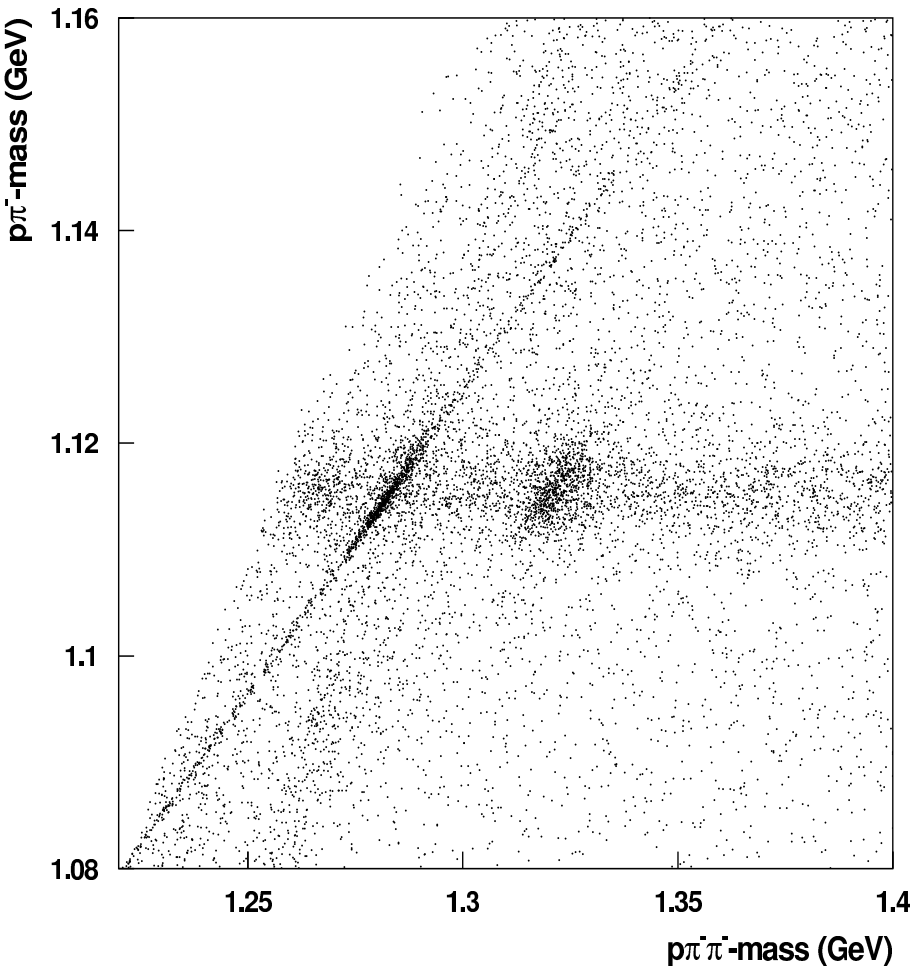


Figura 4.34: Correlazione tra le masse $M_{p\pi}$ e $M_{p\pi\pi}$: gli eventi spuri si manifestano in questa figura attraverso una evidente correlazione tra le due masse.

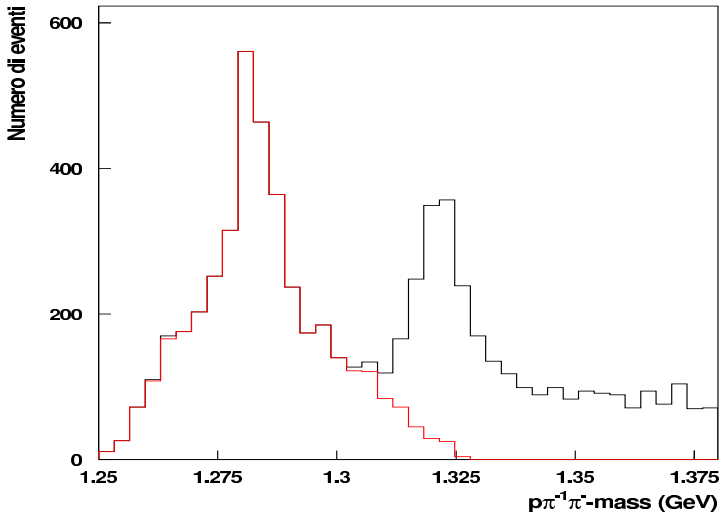


Figura 4.35: In rosso il contributo della retta di eventi anomali alla massa invariante $p\pi\pi$: il falso segnale è dovuto alla retta anomala.

perciò un taglio che prevede una distanza minima tra di essi di almeno $10\,cm$ eliminerà alla base queste cattive ricostruzioni. Una volta applicati tutti i tagli definiti nella sezione 4.2 ed eliminate le *ghost tracks*, si ottengono gli spettri definitivi per le masse $M_{p\pi^-}$, $M_{p\pi^-\pi^-}$, $M_{p\pi^-\pi^-\pi^+}$ e $M_{p\pi^-\pi^-\pi^-}$, raccolte in figura 4.41.

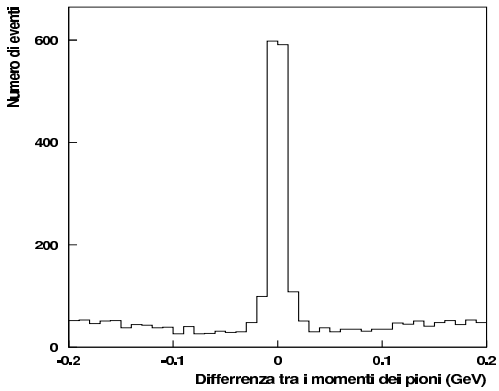


Figura 4.36: Eventi anomali: differenza tra i momenti dei due pioni usati nella ricostruzione della $\Xi^-(1321)$.

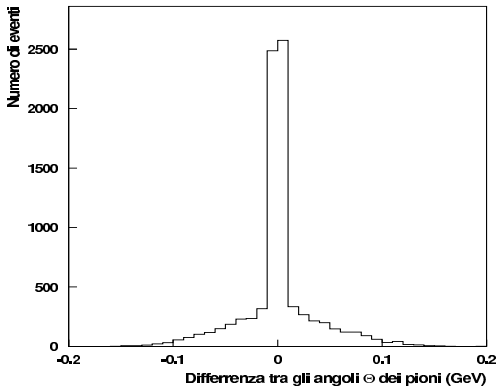


Figura 4.37: Eventi anomali: differenza tra gli angoli Θ dei due pioni usati nella ricostruzione della $\Xi^-(1321)$.

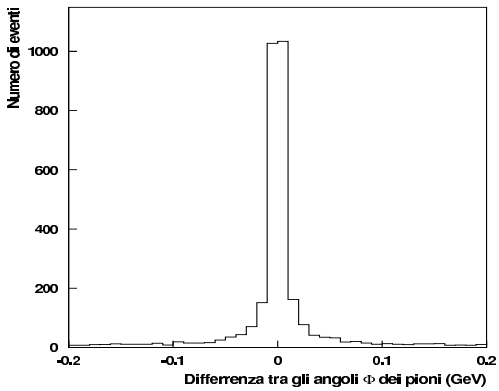


Figura 4.38: Eventi anomali: differenza tra gli angoli Φ dei due pioni usati nella ricostruzione della $\Xi^-(1321)$.

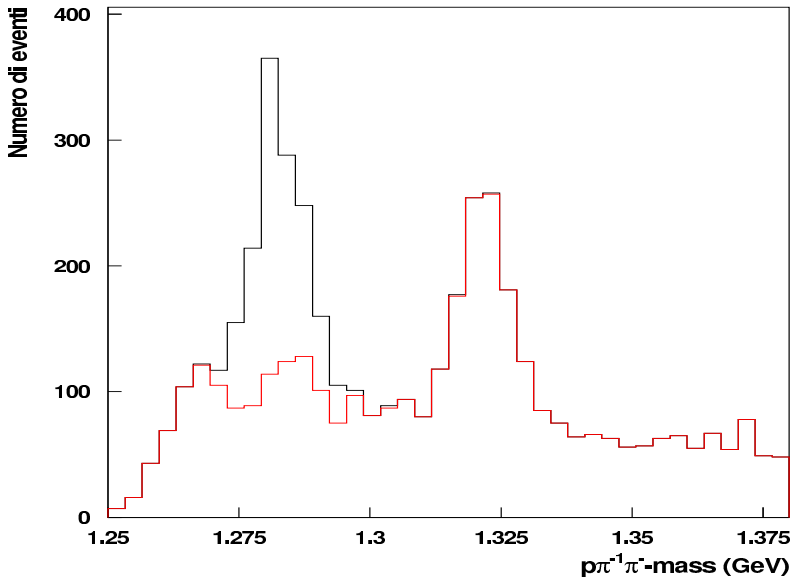


Figura 4.39: Confronto tra la massa invariante $p\pi\pi$ prima e dopo l'applicazione del taglio che elimina le ghost tracks.

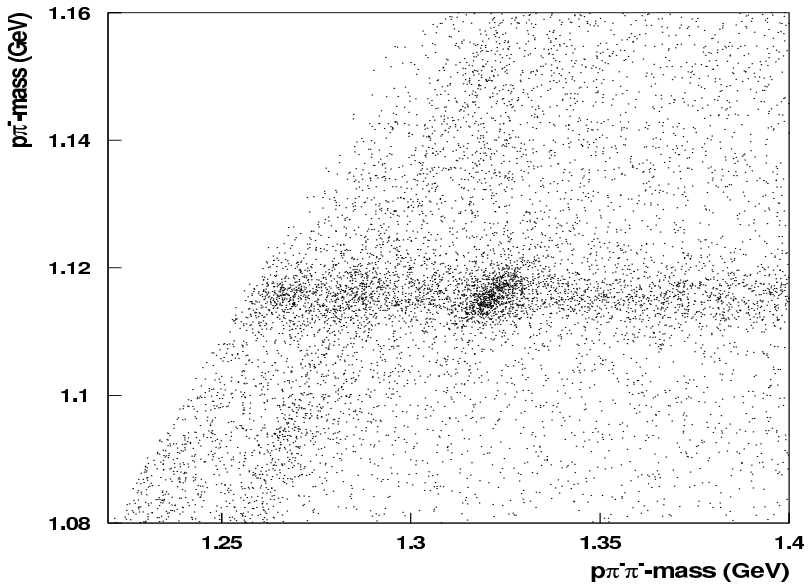


Figura 4.40: La distribuzione degli eventi con in ascissa la massa $p\pi$ e in ordinata la massa $p\pi\pi$ dopo l'eliminazione delle doppie tracce.

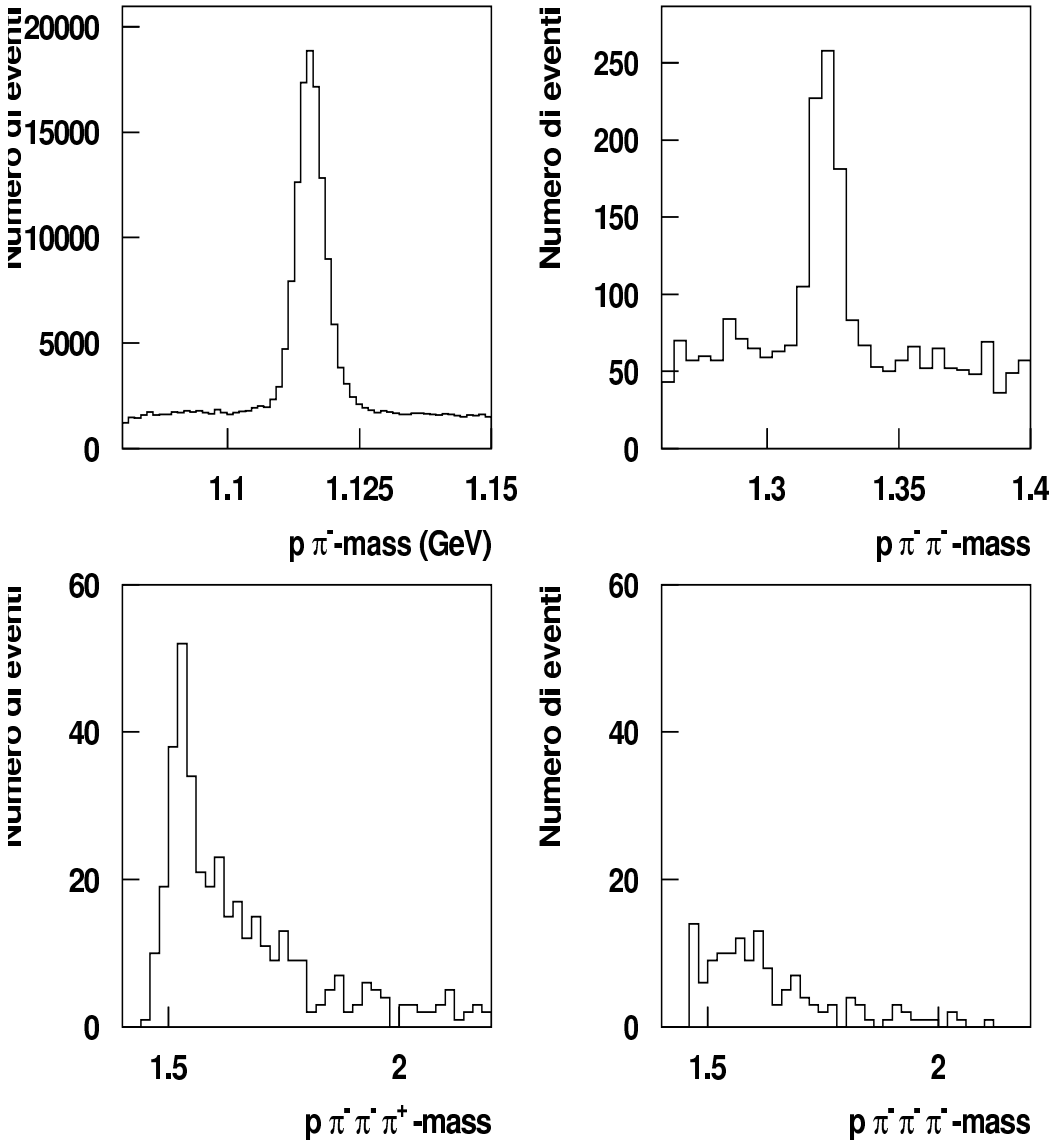


Figura 4.41: Segnali ricostruiti per la $\Lambda(1116)$, la $\Xi(1321)$, la $\Xi^0(1530)$, e la massa invariante $p\pi^-\pi^-\pi^-$ dopo l'eliminazione delle *Ghost Tracks*; nella figura sono comprese anche le rispettive antiparticelle.

Capitolo 5

Conclusioni

La ricerca dei*Pentaquarks* pesanti nei dati raccolti da HERMES dal 1998 al 2003 con bersagli leggeri (Idrogeno, Deuterio), ha avuto esito negativo: non si osservano nè la $\Xi^0_{\frac{3}{2}}(1862)$ nè la $\Xi^{--}_{\frac{3}{2}}(1862)$.

Il campione iniziale di eventi a non meno di quattro tracce contiene $1,291,322$ eventi, corrispondenti ad una luminosità integrata di $326.6\,pb^{-1}$. Imponendo i tagli fissati attraverso gli studi sistematici descritti nel paragrafo 4.2, si è ottenuto un campione finale di 576 candidati.

In figura 5.1 sono mostrati gli spettri finali per le masse invarianti $M_{p\pi}$ e $M_{p\pi\pi}$, fittate con un polinomio di terzo grado più una Gaussiana: per la Λ si è trovato un valore per la massa di $1115.9\,MeV$, con una $\sigma = 3\,MeV$, mentre il picco della Ξ è centrato a $1322\,MeV$ con $\sigma = 5\,MeV$.

Le masse invarianti $M_{p\pi\pi\pi}$ finali, che dovrebbero contenere la $\Xi^0_{\frac{3}{2}}(1862)$ e la $\Xi^{--}_{\frac{3}{2}}(1862)$, sono invece presentate in figura 5.2: in questo caso per simulare il *Background* è stata usata una funzione di Weibull [1], necessaria per approssimare la distribuzione del fondo vicino la soglia. Inoltre, data la larghezza stimata per la $\Xi^0(1530)$ (9.1 MeV nel *Particle Data Book*), la distribuzione più appropriata per fittare questo segnale è una Breit-Wigner. I valori trovati attraverso il fit sono una massa di $M_{\Xi^0} = 1529$, e una larghezza di $36\,MeV$. Mentre la massa trovata è compatibile con il valore fornito dal *Particle Data Book*, che è di $1531.8\,MeV$, la larghezza ha un valore troppo elevato se confrontato con i $9.1\,MeV$ quotati dal *Particle Data Book*. Questa discrepanza può essere dovuta a un errata stima del fondo, che è stato ottenuto direttamente dal fit e non con metodi indipendenti.

Nessuna evidenza è stata invece riscontrata per la $\Xi^0(1862)$ (in figura 5.2 in alto) e la $\Xi^{--}(1862)$ (in figura 5.2 in basso). Lo studio di un *toy* Monte Carlo per questi due stati fornisce un limite superiore per la sezione d'urto

[1] $(x - 1.43594)^{a_1} exp(a_2 x)$

di fotoproduzione che al 90% $C.L$ è di $0.90\,nb$ per la $\Xi^0_{\frac{3}{2}}(1862)$ e $0.53\,nb$ per la $\Xi^{--}_{\frac{3}{2}}(1862)$.

Il numero di eventi di segnale della $\Xi(1530)$ è fissato dal fit di figura 5.2 a 103 ± 14. Se si assume che il meccanismo di produzione della $\Xi(1530)$ sia uguale a quello delle $\Xi(1862)$, si ottiene che la sezione d'urto di fotoproduzione della $\Xi(1530)$ è di $(12.3 \pm 1.3_{stat} \pm 1.0_{sist})$ nb, dove il *Branching ratio* $Br_{\Xi^0 \to \Xi^- \pi^+}$ è fissato a $\frac{2}{3}$ [35]. I rapporti tra i *rate* di fotoproduzione della $\Xi(1530)$ e della $\Xi(1862)$ sono:

- $\frac{\sigma(\Xi^{--}(1860) \to \Xi^- \pi^-)}{\sigma(\Xi^0(1530) \to \Xi^- \pi^+)} \leq 0.028$;
- $\frac{\sigma(\Xi^0(1860) \to \Xi^- \pi^-)}{\sigma(\Xi^0(1530) \to \Xi^- \pi^+)} \leq 0.047$.

Questi valori sono però da confermare attraverso un Monte Carlo che riproduca la $\Xi(1530)$, in quanto, essendo uno stato P_{13} non decade isotropicamente, al contrario delle $\Xi_{\frac{3}{2}}(1862)$.

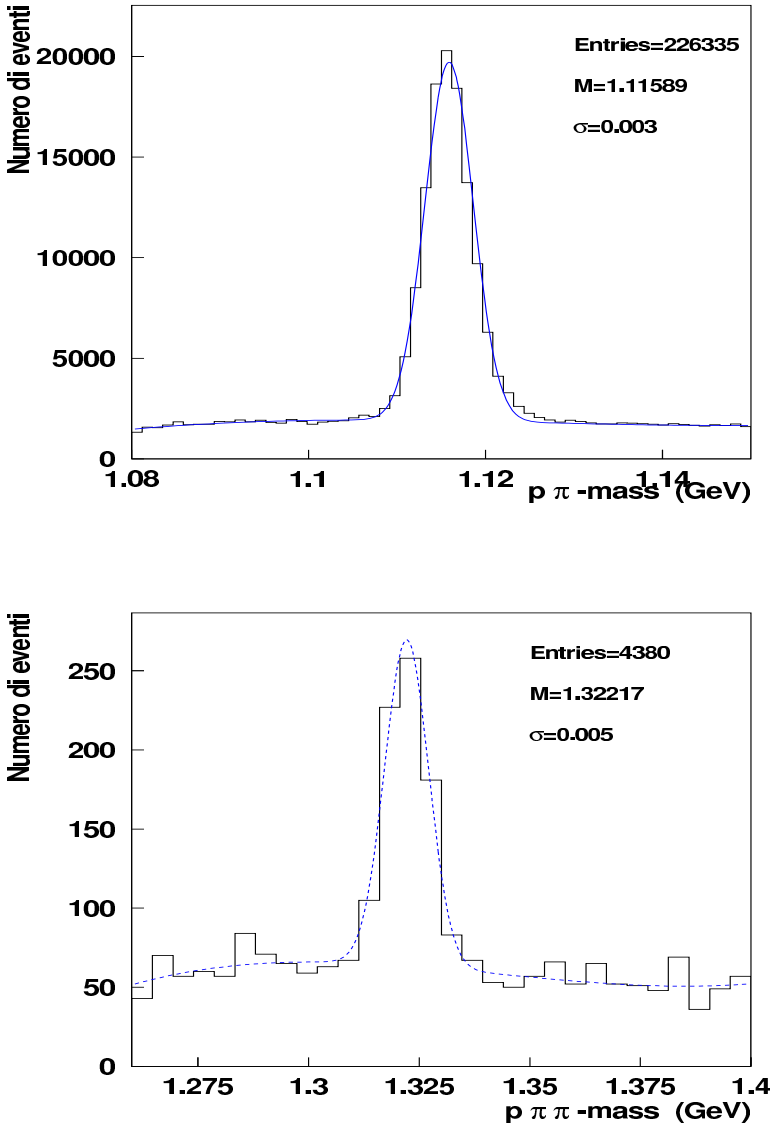


Figura 5.1: Spettri definitivi per le masse invarianti $p\pi^-$, $p\pi^-\pi^-$, in cui ogni spettro contiene anche le antiparticelle corrispondenti.

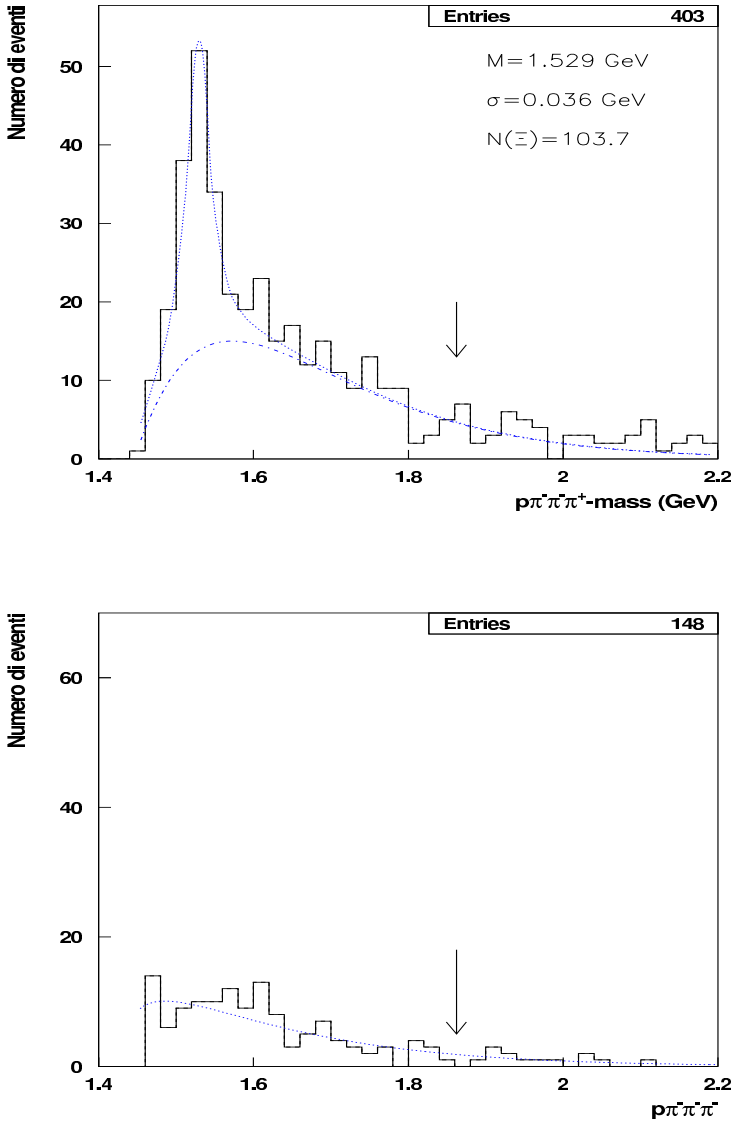


Figura 5.2: Spettri definitivi per le masse invarianti $p\pi^-\pi^-\pi^+$, $p\pi^-\pi^-\pi^-$, in cui ogni spettro contiene anche le antiparticelle corrispondenti. Le frecce indicano la massa $1862\,MeV$, punto in cui NA49 ha fissato la massa della Ξ^{--}.

Appendice A

HERMES

HERMES (**HER**a **ME**asurement of **S**pin) è un esperimento nato con lo scopo di studiare le funzioni di struttura dipendenti dallo spin dei nucleoni attraverso misure inclusive di scattering profondamente inelastico (**DIS**) tra leptoni polarizzati e una targhetta fissa di gas atomico polarizzato. **HERMES** è situato sull'anello di accumulazione **HERA** al **DESY** (**D**eutches **E**lektronen **SY**nchrotron) (Amburgo,Germania), e ne utilizza il fascio di positroni che ha un' energia di 27.57 GeV e una vita media di circa 10 ore . Attraverso l'effetto *Sokolov-Ternov* il fascio si autopolarizza trasversalmente alla direzione del moto, e due 90^0 spin rotator sono posti sull'anello prima e dopo il bersaglio di **HERMES** per ottenere una polarizzazione longitudinale. La presa dati cominciò per la prima volta nel 1995 con una targhetta di ^{3} He, mentre negli anni successivi le misure di **DIS** sono state effettuate con targhette di deuterio o idrogeno (atomico).
Oltre che di una sorgente di gas polarizzato la targhetta è provvista anche di una sorgente di gas non polarizzato (**UGFS**), che viene utilizzata per misure ad alta densità.

A.1 Il bersaglio polarizzato di HERMES

Il bersaglio polarizzato di **HERMES** (Fig.A.1) è composto da una cella di accumulazione nella quale viene inettato gas da una sorgente di atomi polarizzati (***ABS***), da un analizzatore del grado di dissociazione del gas (***TGA***) e da un polarimetro di *Breit-Rabi* (***BRP***) che monitorizza il grado di polarizzazione del bersaglio. All'interno dell'***ABS*** il gas è costretto a passare in un dissociatore a radiofrequenza passando cosi da molecolare ad atomico, in seguito, attraverso una serie di magneti sestupolari, i livelli atomici subiscono splitting iperfine e vengono selezionati in base alla loro polarizzazione : solo

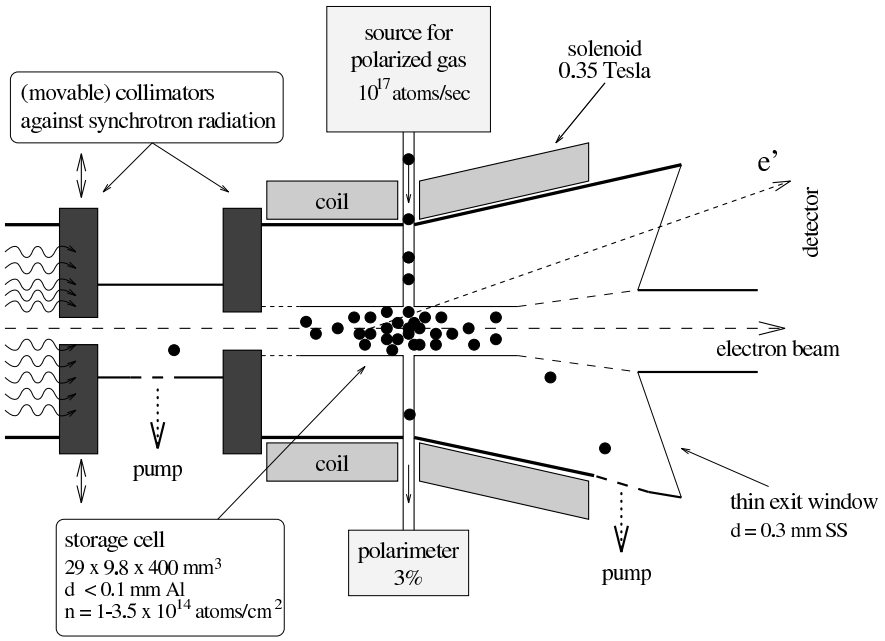


Figura A.1: Il bersaglio di **HERMES**

gli atomi con spin eletronico $+\frac{1}{2}$ vengono inettati nella cella. La cella di accumulazione è un tubo di 40 cm a sezione ellittica, attraverso la quale passa il fascio di positroni di **HERA**; per ridurre problemi quali la ricombinazione e la depolarizzazione dovuta agli urti con le pareti, essa è rivestita al suo interno con Drifilm (un ossido di silicio), e gli atomi vengono iniettai al suo interno alla temperatura di 101 K. Un magnete fornisce un campo statico e omogeneo (per quanto possibile) diretto perpendicolarmente alla direzione dello spin del fascio incidente, polarizzando il gas trasvesalmente rispetto ai positroni. La cella è provvista di un condotto attraverso il quale un campione atomico esce e viene analizzato dal ***TGA*** e in segiuto dal ***BRP***. Il ***TGA*** è composto principalmente da uno spettrometro di massa che permette la misura del *grado di dissociazione* α, che è il rapporto tra i nuclei provenienti da atomi non ricombinati e il numero totale di nuclei nel campione analizzato. Il polarimetro infine, tramite altri magneti sestupolari, misura il numero di ogni stato iperfine che si trova nel campione di gas proveniente dalla cella, permettendo la determinazione del grado di polarizzazione del bersaglio.

Bibliografia

[1] R.L.Jaffe,SLAC-PUB-1774, Talk presented at the Topical Conf. on Baryon resonances, Oxford,Eng., Jul 5-9,1976

[2] K. Ackerstaff et al., Nucl.Instr.Meth. A 417, 230 (1998)

[3] Makoto Oka, hep-ph/0406211

[4] HERMES Collaboration, A. Airapetian et al. hep-ex/0312044

[5] T.H.R.Skyrme Nucl.Phys.31 556-569, (1962)

[6] Diakonov, Petrov, Polyakov, hep-ph/9703373

[7] R.L.Jaffe, hep-ph/0401187

[8] Dudek, Close, Phis.Lett.B 583 (2004), 278

[9] R.L.Jaffe, F.Wiczek, hep-ph/0307341

[10] M. Karliner, H.J.Lipkin, hep-ph/0307243

[11] FL.Stancu, hep-ph/0410033

[12] M.Karliner, H.J.Lipkin, hep-ph/0402260

[13] LEPS Collaboration, T. Nakano et al. hep-ex/0301020

[14] ITEP Collaboration, A.E. Asratyan, A.G. Dolgolenko, M.A. Kubantsev hep-ex/0309042

[15] CLAS Collaboration, S. Stapanyan et al. hep-ex/0307018

[16] ZEUS Collaboration, S. Chekanov et al. hep-ex/0403051

[17] NA49 Collaboration, C. Alt et al. hep-ex/0310014

[18] DIANA Collaboration, V.V. Barmin et al. hep-ex/0304040

[19] CLAS Collaboration, S. Stapanyan et al. hep-ex/0311046

[20] SAPHIR Collaboration, J.Barth et al. hep-ex/0307083

[21] SVD Collaboration, A. Aleev et al. hep-ex/0401024

[22] COSY-TOF Collaboration, M.Abdel-Bary et al. hep-ex/0403011

[23] JINR Collaboration, P.Zh.Aslanyan, V.N.Emelyanenko, G.G. Rikhkvitzkaya hep-ex/0403044

[24] HERA-B Collaboration, K.T. Knopfle et al. hep-ex/0403020

[25] BES Collaboration, J.Z.Bai et al. hep-ex/0402012

[26] BABAR Collaboration, B. Aubert for the collaboration et al. hep-ex/0408037

[27] SPHINX Collaboration, Yu.M. Antipov et al. hep-ex/0407026

[28] WA89 Collaboration, hep-ex/0405042

[29] Babar Collaboration, hep-ex/0408064

[30] CDF Collaboration, hep-ex/0408025

[31] H1 Collaboration, hep-ex/0403017

[32] S.Eidelman et al., Phys. Lett. B592, 1 (2004)

[33] S.Capstick, P.R.Page, W.Roberts hep-ph/0307019

[34] G.J.Feldman, R.D.Cousins hep-ph/9711021

[35] WA89 hep-ex/9907021

Ringraziamenti

Desidero ringraziare la prof.ssa Paola Ferretti per avermi dato l'oppurtunità di svolgere un'analisi tanto interessante all'interno di una collaborazione internazionale come HERMES e il prof. Alessandro Drago per il prezioso aiuto nella comprensione dei modelli teorici e delle relative previsioni.

Un grazie particolare a Marco Contalbrigo che mi ha iniziato al mondo dell'analisi, ai misteri di PAW e all'ansia dei *Talks*, grazie per il tempo che mi ha dedicato e soprattutto per la pazienza....

Per la disponibilità ad essere interrogato, in quanto *persona informata dei fatti*, non posso fare a meno di ringraziare Paolo Lenisa, grazie per le *illuminazioni* fornitemi nel campo della *Fisica*, della culinaria e oltre...

Grazie a Luca Barion per il supporto tecnico e per la funzione di *Guida in Linea* del *Computer*, a Michelle Stancari, Marco Statera e a Giuseppe Ciullo (comunemente noto come *il Peppo*) per l'importante aiuto nella giungla dei comandi di *Latex* e *OpenOffice*.

Un enorme grazie a Diego Pelliccia e a mio fratello Gianluigi senza il cui aiuto avrei probabilmente dovuto rimandare questo giorno di qualche mese...

Grazie a mamma e papà, per la loro continua presenza nella mia vita, per i loro insegnamenti e per il continuo lavoro mal retribuito di genitori.

Grazie a Davide, per la sua comprensione e per la sua infinita flessibilità nel passare da *Moroso Affettuso*, a *Spalla su cui piangere*, a, *last but not least*, *Pungiball* personale.

Grazie a tutti i miei amici per avermi sopportato in questi mesi frenetici e a Sara e Gianluigi per l'aiuto nell'organizzazione della mia festa...

Grazie a tutta la mia famiglia, che per quanto lontana è sempre stata importante nella mia vita, e che ha dovuto percorrere centinaia di chilometri per poter essere qui oggi:

Nonna Rosa e Nonno Giovanni, Nonna Francesca e Nonno Giggino,
Zia Lina e Zio Sante, Zia Siponta e Zia Teresa, Zio Silvio e Zia Stella,
Zio Bruno e Zia Franca, Zio Tonino e Zia Eliana,
Zio Nino e Zia Angela, Zia Michelina;
Gianni, Stefano, Roberto e Silvia Maria, Sara e Naomi,
Gianmarco e Martina, Francesca, Luigi e Maria Michela;
Elisa e Tommaso;
Rossella e Riccardo, Filomena e Davide;
Michele ed Eva, Daniele ed Elisa, Gionathan e Sandra.