



SAPIENZA
UNIVERSITÀ DI ROMA

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE FISICHE E
NATURALI

CORSO DI LAUREA IN FISICA

Tesi di Laurea Specialistica

**Studio della frazione di positroni
nell'esperimento AMS-02**

Laureando

Fabio Manniti

Relatore

Prof. Paolo Lipari

Corelatore

Prof. Bruno Borgia

Anno Accademico 2012/2013

*Vi sono più cose in Cielo e in Terra, Orazio,
di quante ne sogni la tua filosofia*

“Amleto” Act I - Scene V

INDICE

I	La fisica di AMS	1
1	Raggi Cosmici	2
1.1	Effetti Geomagnetici	7
1.2	Perdite di radiazione e ionizzazione	9
1.2.1	Cascata elettromagnetica	10
2	Antimateria	13
2.1	La prima traccia	13
2.2	La violazione di CP	15
2.3	Asimmetria barionica	16
2.3.1	Violazione del numero barionico	18
2.3.2	Violazione delle simmetrie C e CP	18
2.3.3	Allontanamento dall'equilibrio termico	19
2.3.4	Ammassi globulari di anti-stelle	21
3	Materia Oscura	22
3.1	WIMP	24
3.2	Ricerca diretta di materia oscura	27
3.3	Ricerca indiretta di materia oscura	29
3.3.1	Ricerca tramite antiprotoni	29
3.3.2	Ricerca tramite positroni	31
3.4	I primi risultati di FERMI e PAMELA	32

II	Lo strumento	35
4	AMS-02	36
4.1	Transition radiation detector (TRD)	37
4.1.1	Rivelazione delle particelle cariche	41
4.1.2	I tubi proporzionali	42
4.1.3	Separazione e^+/p	43
4.1.4	Il TRD dell'esperimento AMS	45
4.2	Magnete permanente e Silicon Tracker	46
4.3	Time of Flight detector (ToF)	47
4.4	Ring Image Cherenkov detector (RICH)	49
4.5	I contatori di anticoincidenza	50
4.6	Calorimetro Elettromagnetico	51
4.6.1	Identificazione dei positroni	54
4.7	Trigger	58
4.8	La catena DAQ	62
III	L'analisi	64
5	Metodo di analisi	65
5.1	Presi dati e operazioni nello spazio	66
5.2	Selezione dei run e dei trigger di buona qualità	68
5.3	Pulizia del campione	71
5.3.1	Selezione della Livetime	73
5.3.2	Selezione con il Tracker	73
5.3.3	Selezione con il ToF	79
5.4	Analisi sul campione	82
5.4.1	Selezione nel TRD	82
5.4.2	Selezione nel calorimetro	84
6	Risultati	93
6.1	I risultati di AMS-02	96
6.2	Spettro degli elettroni e dei positroni nei Raggi Cosmici	98
6.3	Sorgenti astrofisiche	100
6.3.1	Pulsar wind nebulae	100
6.3.2	Supernovae remnants	102
	Bibliografia	104

Parte I
La fisica di AMS

CAPITOLO 1

RAGGI COSMICI

Chiamiamo con il nome Raggi Cosmici sia le particelle relativistiche che dallo Spazio arrivano sulla Terra (Raggi Cosmici primari) sia quelle generate dall'interazione di queste con l'atmosfera (Raggi Cosmici secondari).

I raggi cosmici primari sono generati da sorgenti astrofisiche e hanno origini solari (fino a 10^9 eV), galattiche (da 10^9 a 10^{19} eV) e, in parte, extragalattica (oltre i 10^{19} eV) e sono:

- protoni $\sim 86\%$
- elio $\sim 11\%$
- elettroni $\sim 2\%$
- elementi leggeri (Li, Be, B)
- elementi medi (C, N, O, F)
- elementi pesanti ($Z > 10$)

Le percentuali di cui sopra valgono per particelle il cui momento è superiore a un valore di cutoff ovvero che riescono a penetrare nell'atmosfera terrestre e nel campo magnetico (vedi sezione 1.1).

I primi studi di raggi cosmici sono stati fatti su mongolfiera per avere un flusso di raggi primari a grandi altitudini; in questo modo però è possibile solo studiare eventi a bassa energia. Per lo studio ad alta energia si utilizzano calorimetri che misurano la ionizzazione nella cascata elettromagnetica.

Una questione ancora aperta è quella relativa all'origine della radiazione primaria; per lo più si parla di origine galattica ma il fatto che lo spettro si estenda fino a energie di 10^{20} eV suggerisce anche una componente extragalattica dal momento che il campo magnetico interstellare non sembra contenere particelle tanto energetiche nella Via Lattea.

Nella figura 1.1 si può vedere lo spettro di particelle dei raggi cosmici e notare due cambi di pendenza: uno a 3×10^{15} eV (chiamato "ginocchio") e uno a 10^{19} (chiamato "caviglia"). La legge di potenza che segue lo spettro è del tipo:

$$N(E)dE \propto E^{-\gamma}dE \quad (1.1)$$

con

$$\gamma = \begin{cases} 2.7 & \text{Sotto al ginocchio} \\ 3.0 & \text{Tra ginocchio e caviglia} \end{cases} \quad (1.2)$$

La natura delle due discontinuità non è ancora spiegata in maniera abba-

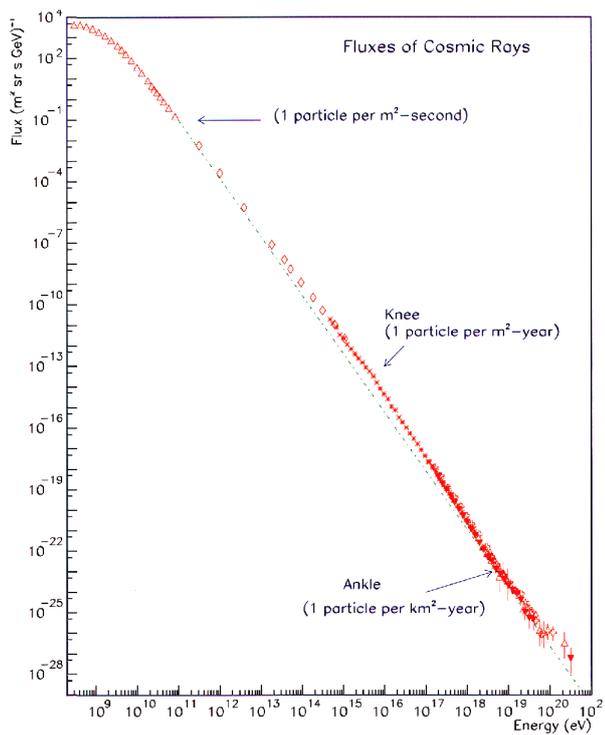


Fig. 1.1: Spettro dei protoni dei raggi cosmici primari; lo spettro segue una legge di potenza $E^{-\gamma}$ dove γ è 2.7 per energie sotto il ginocchio, 3.0 al di sopra di esso. Al di sopra della "caviglia", invece, ho un appiattimento

stanza soddisfacente, per il ginocchio si fanno ipotesi sia sui meccanismi

di accelerazione, sia sulla rivelazione che a queste energie dipende dalle misure dei secondari, sia supponendo la diffusione (fuga) di protoni di tale energia, che la fotodisintegrazione dei nuclei pesanti ad alta energia (creando quindi più particelle leggere con energia minore), mentre per la caviglia ancora non è stata trovata un'ipotesi conclusiva; le ipotesi più riconosciute sono quelle dell'interazione dei protoni con la radiazione di fondo cosmico e di una probabile origine extragalattica.

La potenza richiesta per accelerare i raggi cosmici all'interno della nostra galassia (il cui raggio R è di ~ 15 kpc e lo spessore del disco galattico D è ~ 0.2 kpc) è

$$W_{CR} = \rho_E \pi R^2 \frac{D}{\tau} = 2 \times 10^{41} \text{J/yr} \quad (1.3)$$

dove $\rho_E = 1 \text{ eV/cm}^3$ è la densità media di energia e $\tau \sim 3 \times 10^6$ y è la vita media di una particella dei raggi cosmici nella galassia.

Una supernova di Tipo II espelle circa $10 M_{\odot}^1$ di materiale alla velocità $v = 10^7$ m/s; considerando un'esplosione ogni 100 anni nella nostra galassia, la potenza di emissione totale è

$$W_{SN} \approx 10^{43} \text{J/yr} \quad (1.4)$$

Nel 1949 Fermi pubblicò un articolo nel quale ipotizzava l'accelerazione dei raggi cosmici attraverso la diffusione delle particelle in nubi di plasma in moto nella galassia.

Esistono due tipi di accelerazione di Fermi: meccanismo di Fermi al primo ordine secondo il quale le particelle sono accelerate da shock e il meccanismo al secondo ordine che consiste nella diffusione di particelle cariche nei campi magnetici turbolenti trasportati da plasma in movimento.

Il primo meccanismo proposto da Fermi è stato quello al secondo ordine; si consideri una particella relativistica di energia E_0 che viaggia verso una nube massiva contenente un campo magnetico. Secondo il sistema di riferimento della nube, la particella ha energia

$$E_0^* = \gamma_{nube} (E_0 + \beta_{nube} p_0) \quad (1.5)$$

poiché le interazioni tra la particella e il campo magnetico nella nube sono completamente elastiche, energia e momento della particella non cambiano.

L'energia della particella quando esce dalla nube è

$$E_1 = \gamma_{nube} (E_0^* + \beta_{nube} p_0^*) = E_0 \times \gamma_{nube}^2 (1 + \beta_{nube})^2 \quad (1.6)$$

¹ $M_{\odot} = 2 \times 10^{30} \text{kg}$

L'energia acquisita dalla particella è ΔE e il guadagno è

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_1 - E_0}{E_0} = \gamma_{nube}^2 (1 + \beta_{nube})^2 - 1 \equiv \xi \quad (1.7)$$

L'equazione 1.7 si riferisce a una particella che esce dalla nube nella direzione esattamente opposta a quella di entrata. Il guadagno di energia dipende dalla relazione tra gli angoli di entrata e di uscita dalla nube rispetto al vettore velocità della nube stessa.

Siccome la direzione della particella dentro la nube è completamente isotropa e l'angolo di uscita è casuale allora si può dire che $\langle \cos\theta_{out} \rangle = 0$.

L'angolo di entrata, invece, dipende dalla velocità della nube quindi $\langle \cos\theta_{in} \rangle = -\beta/3$.

Dalla 1.7, quindi, si vede che il guadagno medio di energia per ogni passaggio avanti e indietro dalla nube è

$$\frac{\Delta E}{E} = \gamma_{nube}^2 (1 + \beta_{nube}^2 \langle \cos\theta_{in} \rangle) - 1 \simeq 4/3\beta_{nube}^2 \quad (1.8)$$

Dopo n passaggi con la nube magnetica l'energia della particella è

$$E_n = E_0 (1 + \xi)^n \quad (1.9)$$

da cui il numero di incontri necessari a raggiungere l'energia E_n è

$$n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \xi)} \quad (1.10)$$

Poichè a ogni incontro con l'onda la particella può scappare dalla regione di accelerazione, se definiamo P_{esc} la probabilità di rimanerne all'interno, e con N_0 il numero iniziale di particelle, il numero di particelle dopo n cicli sarà

$$N = N_0 P_{esc}^n \quad (1.11)$$

quindi

$$\ln\left(\frac{N}{N_0}\right) = n \ln P_{esc} = \frac{\ln(E/E_0) \ln P_{esc}}{\ln(1 + \xi)} = \ln(E_0/E)^s \quad (1.12)$$

dove

$$s = -\frac{\ln P_{esc}}{\ln(1 + \xi)} \quad (1.13)$$

Quindi lo spettro differenziale di energia è

$$\frac{dN(E)}{dE} \propto \left(\frac{1}{E^{(1+s)}} \right) \quad (1.14)$$

Questo meccanismo è stato abbandonato perchè le nubi di plasma hanno velocità piuttosto basse ($\beta \approx 10^{-4}$) pertanto il meccanismo non è sufficiente a spiegare le alte energie in gioco nei raggi cosmici.

Applicando l'idea dell'accelerazione di Fermi alle onde d'urto si ottiene un guadagno medio di energia proporzionale a β (meccanismo di Fermi al primo ordine).

Un'onda d'urto (shock wave) è una perturbazione che si propaga a una velocità maggiore di quella del suono nel mezzo considerato. Durante l'esplosione di una supernova ad esempio, una grande quantità di materia (dell'ordine delle 10 masse solari) viene espulsa a una velocità di circa 10^4 km/s, molto maggiore della velocità del suono nel mezzo interstellare, creando quindi un'onda d'urto che si propaga radialmente nello spazio.

Si assuma una particella relativistica di energia $E_0 \simeq p_0 c$ che viaggia nella direzione positiva dell'asse x che attraversa un fronte d'onda che si muove con velocità $-u_1$ nella direzione negativa dell'asse x . Il gas perturbato si allontana dal fronte con velocità

$$u_2 = \frac{2u_1}{C_p/C_v + 1} = \frac{3}{4}u_1 \quad (1.15)$$

dove C_p e C_v sono i calori specifici il cui rapporto è $\frac{5}{3}$ perchè si tratta di un gas monoatomico.

Per calcolare l'indice spettrale, bisogna prima calcolare P_{esc} si considerando sia il flusso che attraversa lo shock

$$\frac{dN_{cross}}{dSdt} = \int_{\pi/2}^{\pi} \frac{1}{2} \rho_{CR} \cos\theta \sin\theta d\theta = \rho_{CR}/4 \quad (1.16)$$

sia il flusso uscente

$$\frac{dN_{esc}}{dSdt} = \rho_{CR} u_2 \quad (1.17)$$

quindi

$$P_{esc} = \frac{N_{esc}}{N_{cross}} = 4u_2 \quad (1.18)$$

A questo punto è possibile calcolare il coefficiente s dalla 1.13

$$s = -\frac{\ln P_{esc}}{\ln(1 + \xi)} \approx \frac{P_{esc}}{\xi} \approx 1.1 \quad (1.19)$$

e quindi lo spettro di energia ha un indice calcolato di 2.1.

1.1 Effetti Geomagnetici

Le particelle cariche dei raggi cosmici sentono l'influenza del campo magnetico terrestre approssimabile a un dipolo che genera un cutoff geomagnetico che è il valore minimo che deve assumere la rigidità di una particella affinché riesca ad attraversare il campo geomagnetico e avvicinarsi alla superficie della Terra; tale cutoff dipende dalla latitudine geomagnetica e dalla direzione della particella; infatti all'equatore particelle con una rigidità minore di ~ 10 GV vengono deviate mentre ai poli magnetici passano particelle a tutte le rigidità.

Si consideri una particella con carica $z|e|$ che viaggia con un momento $p = mv\gamma$ lungo una traiettoria circolare di raggio r attorno a un dipolo con momento M :

$$z|e||\mathbf{B} \times \mathbf{v}| = \frac{mv^2}{r}$$

dove

$$\mathbf{B} = \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right) \frac{\mathbf{M}}{r^3}$$

Il raggio dell'orbita, chiamato **raggio di Stormer**, è

$$r_s = \left[\left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right) \frac{Mz|e|}{p} \right]^{1/2} \quad (1.20)$$

Per particelle che entrano verticalmente verso il centro del dipolo magnetico terrestre la rigidità minima richiesta per penetrare a una distanza r dal centro del dipolo magnetico è

$$R_S \geq 59.4GV \times \left(\frac{r_\oplus}{r}\right)^2 \cos^4 \frac{\lambda_B}{4} \quad (1.21)$$

dove λ_B è la latitudine magnetica e $59.4GV \simeq M/2r_\oplus^2$ è la rigidità di una particella in un'orbita circolare di raggio r_\oplus sul piano equatoriale del campo di dipolo.

La rigidità minima di una particella che penetra la superficie terrestre all'equatore magnetico deve essere ~ 14.9 GV. Alla latitudine magnetica $\pm 60^\circ$ la rigidità minima è 0.93 GV. Il valore del cutoff cambia a seconda dell'altitudine nell'atmosfera.

La formula completa per il cutoff di Stormer è

$$R_S(r, \lambda_B, \theta, \varphi_B) = \left(\frac{M}{2r^2}\right) \frac{\cos^4 \lambda_B}{\left(1 + \sqrt{1 - \cos^3 \lambda_B \sin \theta \sin \varphi_B}\right)^2} \quad (1.22)$$

dove θ è l'angolo di zenith della particella, φ_B è l'angolo azimutale misurato in senso orario dal nord magnetico.

Dalla dipendenza da φ_B si nota quello che è chiamato **effetto est-ovest**: per particelle cariche positive, allo stesso zenith, il cutoff è più alto se la particella proviene da est e viceversa per particelle negative. L'espressione $\cos^3 \lambda_B \sin \theta \sin \varphi_B$ ha un massimo (minimo) per $\sin \varphi_B = -1$ ($\sin \varphi_B = 1$) che corrisponde a una particella che viaggia verso est (ovest). Poiché i raggi cosmici sono principalmente carichi positivamente, si misura una asimmetria Est-Ovest nella quale ci sono più particelle da ovest a est e meno da est a ovest.

Un altro effetto di cui c'è da tenere conto a distanze di alcuni raggi terrestri è quello dei venti solari che spazzano via le particelle che arrivano vicino alla magnetosfera terrestre alterando le linee di forza del campo magnetico².

Il vento solare è il plasma di protoni ed elettroni di bassa energia che lascia la corona solare e si muove a una velocità di circa 350 km/s.

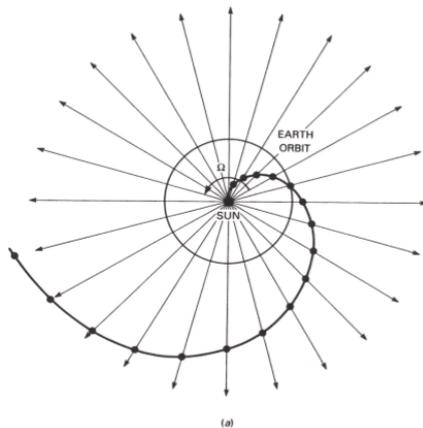


Fig. 1.2: Poiché le linee di forza del campo magnetico del vento solare rimangono collegate alla loro origine nella fotosfera, l'espansione radiale del vento solare dal Sole e la rotazione di questo (periodo 28 giorni) fanno sì che le linee del campo magnetico si curvino in modo da formare una spirale.

Anche se i protoni e gli elettroni del plasma hanno energie molto basse (dell'ordine dei 0.5 keV) esse sono accelerate dall'alta temperatura nella corona che gli conferisce energie cinetiche molto alte tali da sfuggire alla gravità del Sole.

²Questo effetto è più evidente quando il Sole si trova nel periodo del ciclo più attivo

1.2 Perdite di radiazione e ionizzazione

Nel momento in cui una particella carica collide con gli elettroni di un atomo perde energia e ionizza l'atomo stesso; la frazione di energia persa nella lunghezza x di cammino nel mezzo è data dalla formula di Bethe-Bloch:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \left(\frac{4\pi N_A z^2 e^4}{mv^2}\right) \left(\frac{Z}{A}\right) \left[\ln\left(\frac{2mv^2\gamma^2}{I}\right) - \beta^2\right] \quad (1.23)$$

dove m è la massa dell'elettrone, v e ze sono la velocità e la carica della particella incidente, $\beta = v/c$ e $\gamma = \sqrt{1/(1-\beta^2)}$, N_A è il numero di Avogadro, e Z e A sono numero e massa degli atomi del mezzo, I invece è il potenziale medio di ionizzazione ed è circa $10Z$ eV.

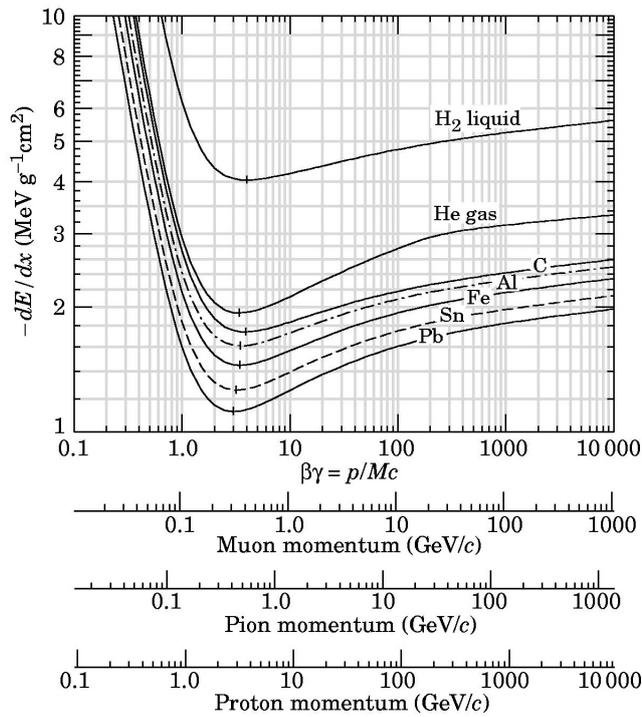


Fig. 1.3: Andamento della perdita di energia per particelle cariche all'interno dei materiali indicati in figura.

Come si vede nella figura 1.3 dE/dx è una funzione della velocità ed è indipendente dalla massa della particella incidente; a basse velocità la perdita di energia varia come $1/v^2$ per poi passare a un valore minimo

intorno a $3Mc^2$ e risalire logicamente e raggiungere un valore di plateau.

Gli elettroni di alta energia che incidono contro un materiale subiscono anche uno scattering per opera del campo coulombiano dei nuclei atomici del mezzo perdendo, così, energia ed emettendo fotoni ($e + Z \rightarrow e + \gamma + Z$). Questo fenomeno è chiamato *bremstrahlung*. La perdita di energia è

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = -\frac{E}{X_0} \quad (1.24)$$

dove X_0 è la lunghezza di radiazione

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha \left(\frac{Z}{A}\right) (Z + 1) r_e^2 N_A \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \quad (1.25)$$

dove $r_e = e^2/4\pi mc^2$ è il raggio classico dell'elettrone e $\alpha = \frac{1}{137}$.

Trascurando le perdite per ionizzazione, l'energia media di un elettrone con energia iniziale E_0 che ha attraversato un mezzo di spessore x è

$$\langle E \rangle = E_0 e^{-\frac{x}{X_0}} \quad (1.26)$$

Dalla 1.25 si vede che la lunghezza di radiazione varia come $1/Z$ quindi se, per esempio, è 40 gm cm^{-2} in aria nel piombo è 6 gm cm^{-2} .

Se per elettroni di alta energia le perdite per ionizzazioni sono quasi costanti, non si può dire lo stesso per le perdite per radiazione, proporzionali all'energia E ; l'energia per la quale $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}$ è detta **energia critica** E_c . Elettroni al di sopra di E_c perdono energia soprattutto per radiazione, se sono al di sotto perdono soprattutto per ionizzazione.

1.2.1 Cascata elettromagnetica

A questo punto si discute un modello puramente qualitativo dello sviluppo longitudinale di una cascata elettromagnetica.

Il processo ha inizio con un elettrone di energia E_0 che attraversa un mezzo e vi interagisce in una prima lunghezza di radiazione X_0 ; tramite *bremstrahlung* irraggia un raggio gamma la cui energia è $E_0/2$ ($e^- \rightarrow e^- + \gamma$). Se il raggio gamma passa vicino al nucleo di un atomo e vi interagisce e la sua energia è $E_\gamma > 2mc^2$ causa la produzione di una coppia e^+e^- ognuno con energia $E_0/4$; l'elettrone, invece, produce un altro fotone anch'esso con energia $E_0/4$. In questo modo si ottengono due elettroni, un positrone e un fotone ognuno con energia pari a $E_0/4$. Andando avanti così, si può dire

che dopo t lunghezze di radiazione si ha approssimativamente lo stesso numero di elettroni, fotoni e positroni ognuno con energia

$$E(t) = E_0/2^t \tag{1.27}$$

Questo ciclo di produzioni di coppia e generazioni di raggi gamma è schematizzato nella figura 1.5

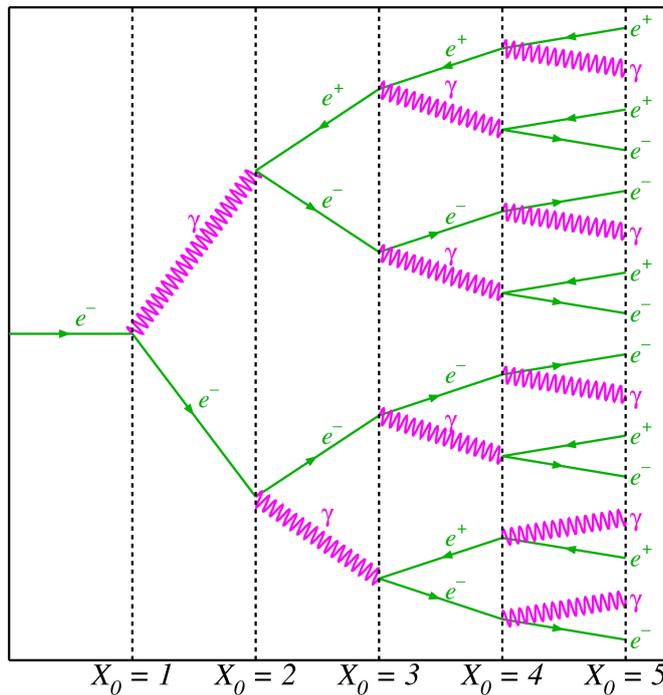


Fig. 1.4: Diagramma di una cascata elettromagnetica semplificata. Un raggio gamma energetico produce una coppia e^+e^- che, a loro volta, producono un fotone γ per bremsstrahlung.

Il processo continua fino a che $E = E_c$; al di sotto di questa energia gli elettroni sono troppo lenti per essere in grado di produrre raggi gamma e quindi diventa dominante la perdita per ionizzazione. A questo punto non sarà possibile una conversione di coppia e^+e^- e la cascata cesserà dopo una profondità $t^* = \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2}$.

Il numero di particelle alla profondità t^* è

$$N^* = 2^{t^*} = \frac{E_0}{E_c} \tag{1.28}$$

La lunghezza totale di traccia, delle particelle cariche, in lunghezze di radiazione è

$$L = \left(\frac{2}{3}\right) \int 2^t dt \sim \left(\frac{2}{3\ln 2}\right) \frac{E_0}{E_c} \sim \frac{E_0}{E_c} \quad (1.29)$$

Nella pratica gli effetti di perdita di radiazione e ionizzazione sono entrambi presenti e la cascata elettromagnetica consiste di una crescita esponenziale iniziale, il raggiungimento di un massimo e una decrescita successiva (vedi figura 1.5). Tuttavia il modello semplificato di sopra riproduce soddisfacentemente molti degli aspetti quantitativi delle cascate elettromagnetiche.

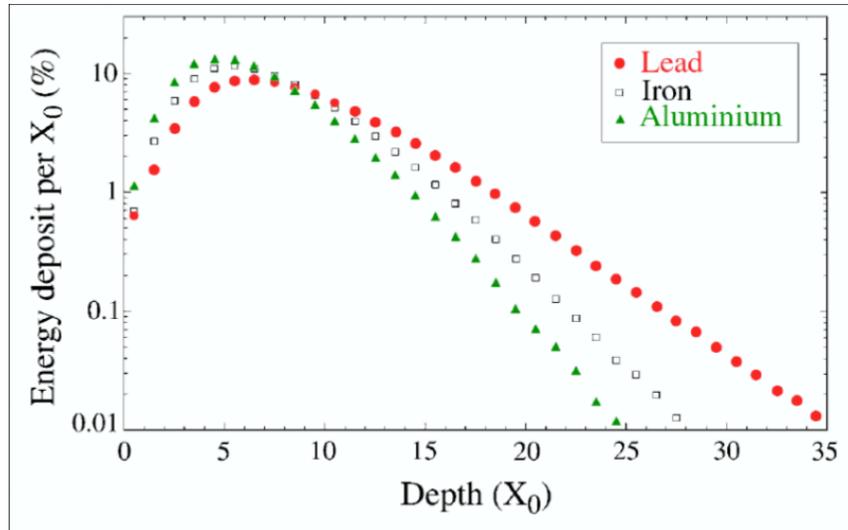


Fig. 1.5: Deposito di energia in funzione della profondità per un elettrone di 10 GeV che genera una cascata nell'alluminio, ferro e piombo.

CAPITOLO 2

ANTIMATERIA

2.1 La prima traccia

La prima conferma concreta del concetto di antimateria sviluppato da Dirac è avvenuta al California Institute of Technology, dove il gruppo di ricerca di Robert A. Millikan studiava attentamente già da anni i raggi cosmici (cui lui stesso diede questo nome) e l'energia che li caratterizzava, alla ricerca di una conferma alle proprie ipotesi sulla natura di questa radiazione.

Numerosi furono gli esperimenti condotti in tal senso fino ad arrivare a un punto di svolta nel 1930, quando Millikan affidò a uno dei suoi dottorandi, Carl D. Anderson, il compito di costruire un rivelatore costituito da una camera a nebbia inserita in un potente elettromagnete (in grado di generare e mantenere un campo magnetico uniforme fino a 24000 Gauss) ed esporlo ai raggi cosmici secondari prodotti in alta atmosfera per misurarne l'energia.

L'assunto è che un campo magnetico deflette le particelle elettricamente cariche a seconda segno della carica stessa, con raggi di curvatura che dipendono, oltre che dall'intensità del campo magnetico, dalla loro quantità di moto. Il metodo di rivelazione che offre la camera a nebbia - o Camera di Wilson - consiste nella cattura fotografica della scia di goccioline che le particelle lasciano lungo la loro traiettoria ionizzando a contatto con il mezzo attraversato (in genere gas saturo di vapor acqueo); osservando l'incurvamento di queste tracce è possibile ricavare informazioni sulle loro caratteristiche fondamentali, in particolare l'impulso e la carica.

L'incurvamento subito da una particella sotto l'azione di un campo magnetico noto è tanto maggiore quanto minore è il suo impulso, mentre la direzione di tale incurvamento dipende dal segno della sua carica elettrica; essendo l'impulso direttamente proporzionale alla massa, a parità di velocità, particelle leggere subiranno un incurvamento più ampio rispetto a quelle più pesanti.

Fin dalle prime campionature, Anderson si trovò di fronte a uno scenario sorprendente: si aspettava di riscontrare una predominanza di elettroni emessi dall'assorbimento di fotoni di alta energia, invece osservò quantità confrontabili di particelle con carica negativa e positiva.

L'attenzione si concentrò quindi sulle particelle positive che risultarono tutte di carica elettrica unitaria; fino ad allora l'unica particella nota con carica unitaria positiva era il protone ed, effettivamente, alcune tracce erano riconducibili a protoni, ma la maggior parte di esse presentavano curvature troppo ampie e dovevano essere imputate a particelle più leggere; la ionizzazione prodotta dai due tipi di particelle cariche era confrontabile, mentre da un protone si sarebbe dovuto osservare un comportamento decisamente differente essendo la sua massa enormemente superiore a quella dell'elettrone.

Per fare maggior chiarezza Anderson cercò di perfezionare l'esperimento ponendosi l'obiettivo di distinguere con certezza le particelle positive da quelle negative e di risalire con maggior precisione alla massa di quelle con carica positiva. Per una corretta discriminazione dei due tipi di particelle era innanzi tutto necessario determinare inequivocabilmente la loro direzione di moto; a questo scopo fu inserita una lastra di piombo nel mezzo della camera, in modo da assorbire energia dalle particelle incidenti e quindi accertarne la direzione.

Il confronto dell'impulso e dell'energia misurati prima e dopo l'attraversamento della lastra avrebbe invece consentito di ricavare informazioni relative alla massa.

Non ci volle molto per arrivare a "fotografare" nitidamente la traccia di una particella leggera che attraversava la camera dal basso verso l'alto, identificabile definitivamente come particella con carica elettrica unitaria positiva e massa uguale a quella dell'elettrone: in conclusione ci si trovò davanti a un *elettrone positivo* che lo stesso Anderson ribattezzò con il nome di **positrone**.

2.2 La violazione di CP

La simmetria CP è la combinazione delle due simmetrie elementari C - coniugazione di carica- che scambia le particelle con le rispettive antiparticelle e P - parità - che inverte le coordinate spaziali in cui avvengono i fenomeni fisici ($\vec{x} \rightarrow -\vec{x}$).

Se si effettuano entrambi gli scambi e si ottiene un altro sistema osservabile allora si può parlare di conservazione di CP.

Nel 1956 [13] e nel 1957 [14] sono state osservate le violazioni di P e di C rispettivamente nei processi governati dalle interazioni deboli. Tuttavia, dallo studio dei mesoni K, c'era motivo di credere che la simmetria CP fosse inviolabile.

Nel 1964 [15] Cronin e Fitch hanno osservato una violazione dell'ordine $\varepsilon_K \approx 10^{-3}$ nel decadimento $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$; a partire dalla fine degli anni '90 lo studio si è esteso al settore degli adroni composti da quark *charm* e *beauty* e in particolare nel sistema dei mesoni $B^0 - \bar{B}^0$.

La violazione di simmetria CP può essere di due tipi:

- diretta se l'ampiezza di decadimento $i \rightarrow f$ è diversa da quella $\bar{i} \rightarrow \bar{f}$ dove i e f (\bar{i} e \bar{f}) si riferiscono agli stati iniziale e finale delle particelle (anti-particelle) coinvolte nel decadimento. Questa violazione è osservata nel decadimento $B^0/\bar{B}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$;
- indiretta se una particella si trasforma nella sua antiparticella ($a \rightarrow \bar{a}$) e le probabilità dei due processi sono diverse.

Il modello standard predice che la violazione di CP è legata alla presenza di una fase complessa nella matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) che descrive il mescolamento dei quark nell'interazione debole

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{23}e^{-i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Questa matrice fa uso di tre angoli ($c_{ij} = \cos\theta_{ij}$ e $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$ con $i, j = 1, 2, 3$) e una fase δ e questi parametri non vengono predetti dal modello standard ma vanno misurati sperimentalmente.

Per vedere come la violazione di CP è legata alla matrice CKM si confronta l'ampiezza di un processo debole fra quark del tipo $ab \rightarrow cd$ con quello relativo allo stesso processo ma con le ripetitive antiparticelle $\bar{a}\bar{b} \rightarrow \bar{c}\bar{d}$ con b e c quark di tipo *up* e a e d di tipo *down* [16].

La prima ampiezza sarà

$$\begin{aligned} A_{ab \rightarrow cd} &\sim [\bar{u}_c \gamma^\mu (1 - \gamma^5) V_{ca} u_a] [\bar{u}_b \gamma_\mu (1 - \gamma^5) V_{bd} u_d]^\dagger \\ &= V_{ca} V_{bd}^* [\bar{u}_c \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_a] [\bar{u}_d \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u_b] \end{aligned} \quad (2.2)$$

dove gli u rappresentano gli spinori di Dirac relativi ai quark considerati.

L'ampiezza del processo $\bar{a}\bar{b} \rightarrow \bar{c}\bar{d}$ può essere descritta partendo dalle regole di trasformazione dei campi di Dirac sotto C e P e in base alle proprietà dell'algebra di Clifford da

$$A_{\bar{a}\bar{b} \rightarrow \bar{c}\bar{d}} = A_{CP} \sim V_{ca} V_{bd}^* [\bar{u}_a \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_c] [\bar{u}_b \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u_d] \quad (2.3)$$

Se il numero di generazioni fosse stato solamente due, allora la matrice CKM sarebbe stata 2×2 reale, $A_{\bar{a}\bar{b} \rightarrow \bar{c}\bar{d}}$ sarebbe stato identico ad $A_{ab \rightarrow cd}$ e non ci sarebbe stata alcuna violazione della simmetria CP combinata.

Essendo tre le famiglie di quark, invece, le due ampiezze sono diverse rendendo inevitabile la non invarianza delle interazioni deboli sotto CP.

2.3 Asimmetria barionica

Da evidenze sperimentali è noto che l'universo che ci circonda è dominato da materia mentre l'antimateria è considerata una sostanza esotica generata dalle interazioni tra particelle.

Quantitativamente questa asimmetria è descrivibile usando il rapporto tra le differenze di densità del numero di barioni n_b e antibarioni $n_{\bar{b}}$ e il numero di fotoni ed è uguale a [18]

$$\eta = \frac{n_b - n_{\bar{b}}}{n_\gamma} = 6 \cdot 10^{-10} \quad (2.4)$$

tuttavia questa espressione non è del tutto appropriata in quanto la densità dei fotoni non è una grandezza costante nel tempo.

Stando alla teoria del Big Bang, il numero totale di fotoni dalla radiazione di fondo cosmico (fotoni CBR) è rimasto costante a seguito dell'esplosione ma, per via dell'espansione dello spazio-tempo, la densità deve inevitabilmente decrescere.

La densità di fotoni all'equilibrio termico è data da

$$n_\gamma = \frac{1}{\pi^2} \left(\frac{k_B T}{\hbar c} \right)^3 \int_0^{\infty} \frac{x^2}{e^x - 1} dx \simeq 20.3 \left(\frac{T}{1K} \right)^3 \text{ cm}^{-3} \quad (2.5)$$

Attualmente alla temperatura di 2.725K la densità n_γ è circa 411 fotoni CBR per centimetro cubo.

Pertanto un parametro più appropriato per descrivere l'asimmetria barionica è la densità di entropia s definita come

$$s = \frac{p + \rho}{T} = \frac{4}{3T}\rho = \frac{2\pi^2}{45}g_*(T)T^3 \quad (2.6)$$

con p e ρ rispettivamente pressione e densità di energia date da

$$\rho = \frac{g_*}{2\pi^3} \int E f(\mathbf{p}) d^3p \quad (2.7)$$

$$p = \frac{g_*}{2\pi^3} \int \frac{\mathbf{p}^2}{3E} f(\mathbf{p}) d^3p \quad (2.8)$$

f è la funzione di distribuzione Fermi-Dirac o Bose-Einstein

$$f(\mathbf{p}) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_i - \mu}{k_B T}\right) \pm 1} \quad (2.9)$$

e g_* è il numero effettivo di gradi di libertà per particelle "senza massa" (ovvero $mc^2 \ll k_B T$).

La 2.4 diventa, dunque

$$\eta = \frac{n_b - n_{\bar{b}}}{s} \quad (2.10)$$

Questa asimmetria tra materia e antimateria è uno dei rompicapi della fisica delle particelle. L'ipotesi all'origine di essa più diffusa è quella secondo la quale prima del Big Bang ci fosse una simmetria barionica per questioni termodinamiche; infatti all'equilibrio termico la differenza di energia tra una particella e la sua corrispondente antiparticella deve essere nulla $\Delta E = m_a - m_{\bar{a}} = 0$ quindi l'asimmetria è iniziata in un momento nei primi 10^{-12} secondi di vita dell'Universo ovvero prima della nucleosintesi-creazione di nucleoni e nuclei leggeri. Questo fenomeno prende il nome di **bariogenesi**.

Nel 1967 Andrei Sakharov ha elencato le tre proprietà che deve avere la Natura affinché sia possibile la bariogenesi:

- Violazione del numero barionico
- Violazione delle simmetrie C e CP
- Interazioni al di fuori dell'equilibrio termico

2.3.1 Violazione del numero barionico

In un Universo in cui vige una simmetria barionica ci sono tanti barioni quanti antibarioni da cui $B = 0$.

Stando alle nostre osservazioni, invece, $B \neq 0$ quindi è necessario che la simmetria barionica sia violata. Tuttavia dai diagrammi di Feynman nel Modello Standard si evince che i processi conservano il numero barionico e questo può portare alla conclusione che la bariogenesi non sia consentita dalla teoria; tuttavia anche se non sono stati osservati sperimentalmente, processi che conservano il numero barionico sono ammessi dal modello standard e un esempio è dato dai processi **sphaleron**; nel modello standard i processi che violano il numero barionico convertono tre barioni in tre anti-leptoni. Gli sphaleron violano i numeri barionico e leptonic ma lasciano invariata la differenza $B - L$.

Uno sphaleron, quindi, può convertire un quark (anti-quark) in due anti-quark (quark) e un anti-leptone (leptone).

Questi processi non sono rappresentabili attraverso diagrammi di Feynman pertanto si dicono non perturbativi. Questo significa che in condizioni normali essi sono piuttosto rari o addirittura assenti, tuttavia c'è ragione di credere che a temperature più alte fossero più frequenti e questo spiegherebbe l'assenza di un eccesso di asimmetria barionica prima della rottura di simmetria elettrodebole.

2.3.2 Violazione delle simmetrie C e CP

La violazione del numero barionico non è sufficiente per spiegare l'asimmetria tra materia e antimateria.

Si suppongano una particella pesante X che decade, per esempio, in due quark con un branching ratio r e la sua antiparticella \bar{X} che decade in due anti-quark con un branching ratio \bar{r} definiti come

$$r = \frac{\Gamma(X \rightarrow q + q)}{\Gamma_X} \quad (2.11)$$

$$\bar{r} = \frac{\Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{q} + \bar{q})}{\Gamma_{\bar{X}}} \quad (2.12)$$

dove Γ_X e $\Gamma_{\bar{X}}$ sono le ampiezze di decadimento totali che, per la conservazione CPT, sono uguali. Da ciò possiamo scrivere

$$r - \bar{r} = \frac{\Gamma(X \rightarrow q + q) - \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{q} + \bar{q})}{\Gamma_X} \quad (2.13)$$

Affinchè il numero barionico sia violato, è necessario che lo sia anche la simmetria C altrimenti

$$\Gamma(X \rightarrow q + q) - \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{q} + \bar{q}) = 0 \quad (2.14)$$

e quindi $r - \bar{r} = 0$.

Poiché $\Gamma(X \rightarrow q + q) = \Gamma(X \rightarrow q_R + q_R) + \Gamma(X \rightarrow q_L + q_L)$, la 2.13 può essere anche scritta come

$$r - \bar{r} = \frac{\Gamma(X \rightarrow q_R + q_R) + \Gamma(X \rightarrow q_L + q_L) - \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{q}_R + \bar{q}_R) + \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{q}_L + \bar{q}_L)}{\Gamma_X} \quad (2.15)$$

Sotto simmetria CP $q_L \rightarrow \bar{q}_R$ e $q_R \rightarrow \bar{q}_L$ quindi affinché la 2.15 sia nulla è necessaria anche la violazione di CP.

2.3.3 Allontanamento dall'equilibrio termico

La densità del numero di particelle di una certe specie è

$$N = g \int \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3} f(\mathbf{p}) \quad (2.16)$$

che all'equilibrio termico è uguale per particelle e antiparticelle.

Per particelle relativistiche ($k_B T \ll m$) si ottiene

$$N = g \frac{\zeta(3)}{\pi^2} \left(\frac{k_B T}{\hbar c} \right)^3 \quad (2.17)$$

dove $\zeta(3)$ è la funzione di Riemann e dalla quale si vede che, essendo il numero di gradi di libertà lo stesso, particelle e antiparticelle hanno lo stesso N .

Per particelle non relativistiche, invece, si ottiene

$$N = g \left(\frac{mk_B T}{2\pi\hbar^2 c^2} \right)^{3/2} e^{-(\mu+m)/k_B T} \quad (2.18)$$

e, per il teorema CPT si sa che la massa di particelle e antiparticelle è uguale. Lo stesso si può dire per il potenziale chimico: essendoci reazioni del tipo $b + \bar{b} \rightarrow 2\gamma$ allora $\mu_b + \mu_{\bar{b}} = 2\mu_\gamma = 0$.

Quindi all'equilibrio termico le funzioni di distribuzione delle particelle e delle antiparticelle sono uguali e, affinché ci sia un'asimmetria barionica, è necessario distaccarsi da questa condizione.

Quando la temperatura inizia a scendere a valori paragonabili a quelli della massa della particella X , $k_B T \sim M_X$, essa tende a decadere in reazioni che violano B ma poichè siamo in situazioni di equilibrio termico i numeri di particelle e antiparticelle sono ancora uguali e quindi $B = 0$.

La situazione di equilibrio è mantenuta fintanto che l'ampiezza di decadimento è maggiore della costante di Hubble

$$H^2 = \frac{\hbar \rho}{3cM_P^2} \quad (2.19)$$

dove $M_P = \hbar c / 8\pi G_N = 2.4 \cdot 10^{18}$ GeV è la massa di Plank e ρ è la densità di energia data nella 2.7 che risulta è

$$\rho = g_* \frac{\pi^2 (k_B T)^4}{30 (\hbar c)^3} \quad (2.20)$$

Quando la temperatura scende fino a che $k_B T \sim M_X$, la particella X inizia a decadere quando $\Gamma_D \simeq H$ e l'ampiezza di decadimento assume un valore costante proporzionale alla massa della particella per un parametro adimensionale α_X che dipende dal decadimento stesso, quindi la temperatura alla quale avviene il decadimento sarà

$$k_B T_X \simeq \sqrt{\frac{3\alpha_X m_X c^2 m_P c^2}{\sqrt{g_*}}} \quad (2.21)$$

Una volta che ci si è allontanati dalla situazione di equilibrio, H tende a diminuire sempre più rispetto a Γ_D e le particelle decadono liberamente in quanto il decadimento inverso è soppresso dal fattore di Boltzmann $e^{-m_X/k_B T}$.

Ogni decadimento di una coppia particella/antiparticella genera un numero barionico $\Delta B = (r - \bar{r})(B_1 - B_2)$; se il numero delle particelle è dello stesso ordine del numero di fotoni, allora il numero barionico totale è

$$n_B = n_b - n_{\bar{b}} \simeq \Delta B n_\gamma \quad (2.22)$$

da cui

$$\frac{n_B}{s} = \frac{\Delta B n_\gamma}{g_* n_\gamma} = \frac{\Delta B}{g_*} \quad (2.23)$$

che per un $g_* \sim 10^2$ è necessaria una violazione C e CP molto debole per avere una notevole variazione del numero barionico.

2.3.4 Ammassi globulari di anti-stelle

Nonostante sia palese una disparità tra materia e antimateria non si può escludere che esistano nell'Universo regioni di antimateria.

Se queste regioni fossero sufficientemente grandi ($> L_c = 8h^2\text{kpc}$ [24]), infatti, potrebbero sopravvivere per un tempo necessario affinché si evolvano in oggetti astrofisici di antimateria.

Si consideri l'evoluzione di regioni di antimateria molto dense in uno spazio di materia; è noto che se una nube ha una massa $10^5 M_\odot \div 10^6 M_\odot$, una temperatura $\sim 10^4\text{K}$ e una densità molto maggiore del gas circostante è gravitazionalmente instabile e può formare un ammasso globulare.

Poichè gli ammassi globulari sono i sistemi stellari più antichi dell'Universo, l'eventuale esistenza di un ammasso a distanze piuttosto grandi sarebbe l'oggetto astrofisico ideale da fungere da sorgente di antimateria.

Gli anti-protoni rilasciati dalle anti-stelle dell'ammasso tramite i venti stellari e dalle esplosioni delle anti-supernovae possono viaggiare nella nostra Galassia e annichilarsi con i protoni producendo raggi γ di fondo. Tale contributo paragonato con il fondo di raggi γ misurati da EGRET fornirebbe un limite superiore sulla massa degli ammassi globulari di anti-stelle a $10^5 M_\odot$ mentre L_c stabilisce il limite inferiore a $10^3 M_\odot$ [30].

La più importante prova sperimentale circa l'esistenza di un ammasso globulare di antistelle nella nostra Galassia sarebbe l'osservazione di anti-nuclei di elio nei raggi cosmici in prossimità della Terra e questo è uno dei principali traguardi a cui punta l'esperimento AMS-02.

CAPITOLO 3

MATERIA OSCURA

Attualmente uno dei problemi più importanti della cosmologia è quello relativo alla massa non rivelabile attraverso lo studio della radiazione elettromagnetica che prende il nome di **materia oscura** ed è composta da una particella nuova che può annichilarsi o decadere in altre particelle del Modello Standard rivelabili, quindi, lontane dalle loro sorgenti.

Tra gli esperimenti di astroparticelle (tra cui AMS-02) c'è il chiaro obiettivo di tentare di scoprire la particella di cui è composta la materia oscura e determinare le sue proprietà indirettamente attraverso la rivelazione dei raggi cosmici, raggi gamma e neutrini. Questo lavoro è complementare allo studio diretto attraverso gli acceleratori che possono rivelare nuove particelle candidate, tuttavia non possono dire se si tratta della natura della materia oscura, per questo motivo è fondamentale perseguire entrambi i metodi di ricerca.

Una distribuzione, seppur approssimata, di materia oscura nel nostro Universo può essere dedotta dagli effetti gravitazionali ma ciò non dice nulla circa la sua natura o le sue proprietà; una delle prime evidenze viene dall'osservazione di oggetti luminosi (*i.e.* stelle) che si muovono a una velocità maggiore di quella aspettata se si ipotizza che essi siano soggetti alle attrazioni gravitazionali dei soli oggetti visibili.

Le galassie a spirale sono sistemi gravitazionalmente stabili nelle quali la materia visibile è composta da stelle e gas interstellare e per lo più è confinata in un disco sottile dove ruota attorno al centro galattico o nelle vicinanze delle orbite circolari.

Si consideri una stella all'interno di una sfera di raggio r di massa $M(r)$ che si muova alla velocità tangenziale v , la condizione di stabilità richiede

che l'accelerazione centrifuga v^2/r sia uguale alla spinta gravitazionale $GM(r)/r^2$ e quindi la dipendenza radiale da v segue

$$v^2 = \frac{M(r)G}{r} \quad (3.1)$$

La massa stellare (M_{star}) può essere stimata attraverso misure di luminosità (L), assumendo che il rapporto M_{star}/L sia dell'ordine di quello del Sole. La massa del gas (M_{gas}) può essere calcolata attraverso osservazioni che coinvolgono l'idrogeno neutro HI. Nelle galassie a spirale generalmente M_{star} è molto maggiore di M_{gas} e di conseguenza, al di là del raggio ottico dove $M(r) = \text{costante}$, per la velocità di rotazione deve valere una relazione del tipo: $v \propto \sqrt{r}$ (legge di Keplero).

A grandi raggi invece ($r \sim 5$ kpc) le osservazioni sperimentali stimano $v = \text{costante}$; questo dato può essere spiegato assumendo che, a grande distanza dal centro galattico, la distribuzione di massa sia dominata da un alone di materia oscura con densità $\rho \propto r^{-2}$ e $M \propto r$, e dovrebbe essere circa 5-10 volte maggiore della materia barionica; il rapporto tra la densità di massa e la densità critica ($\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 5.1 \text{ GeV}/m^3$ dove H_0 è la costante di Hubble $73.8 \pm 2.4 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$) è chiamato parametro di chiusura Ω che è dato dalla somma di diversi contributi:

$$\Omega = \Omega_m + \Omega_\Lambda + \Omega_R + \Omega_k \quad (3.2)$$

con Ω_m parametro di densità della materia, Ω_Λ parametro di densità della costante cosmologica, Ω_k parametro di densità della curvatura, Ω_R parametro di densità della radiazione.

Misure di precisione sulla radiazione cosmica di fondo [19] determinano:

$$\begin{aligned} \Omega_R &\simeq 0 \\ \Omega_k &\simeq 0 \\ \Omega_m &\simeq 0.27 \\ \Omega_\Lambda &\simeq 0.73 \\ \Omega &\simeq 1.0023_{-0.0054}^{+0.0056} \end{aligned}$$

Per spiegare le osservazioni sperimentali, è necessario postulare l'esistenza di materia oscura non barionica che non emette radiazione elettromagnetica e con $\Omega_{DM} \simeq 0.23$.

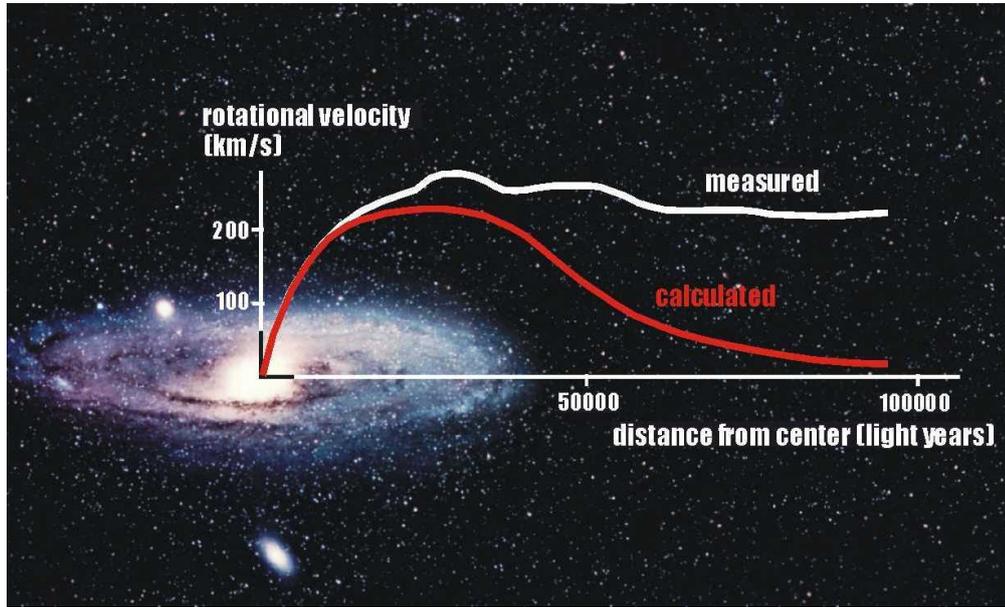


Fig. 3.1: Distribuzione della velocità rotazionale per la galassia M33

Altre osservazioni sull'esistenza della materia oscura provengono da fenomeni quali la cosiddetta "lente gravitazionale".

Questo fenomeno consiste nella deflessione di un angolo α di raggio di luce che passa a una distanza minima r da una massa M per mezzo del suo campo gravitazionale

$$\alpha = \frac{4GM}{rc^2} \quad (3.3)$$

Pertanto dalla curvatura della traiettoria della luce (ovvero dalla distanza tra l'oggetto reale e la sua immagine percepita dall'osservatore) si può risalire al valore della massa (di materia oscura) in questione.

3.1 WIMP

Riguardo i componenti della materia oscura, l'ipotesi più ricorrente è che essa sia composta da particelle massive che interagiscono debolmente, **WIMP** (*weakly interacting massive particle*) che si muovono a velocità non relativistiche.

Le WIMP permetterebbero anche di risolvere il "*gauge hierarchy problem*", ovvero il motivo fisico per cui la massa del bosone di Higgs sia così piccola. Combinando la velocità della luce c , la costante di Planck h e la costante di gravitazione universale G_N , si ottiene la massa di Planck $M_{pl} = \sqrt{hc/G_N} \simeq 10^{19}$ GeV.

Tutte le masse dei fermioni sono sensibili, in modo logaritmico, alla scala di energia Λ in cui il Modello Standard non risulta più valido, mentre il quadrato della massa di particelle scalari dipende da Λ^2 . Per il bosone di Higgs vale, ad esempio, $M_H^2 = M_{H_0}^2 + \Delta M_H^2$ dove M_{H_0} è la “tree-level mass” e

$$\Delta M_H^2 = \frac{\lambda^2 \Lambda^2}{16\pi^2} \quad (3.4)$$

dove λ è una costante di accoppiamento adimensionale. Nel Modello Standard Λ è dell’ordine della scala di Planck, vale $\sim 10^{19}$ GeV e il gauge hierarchy problem risulta non facilmente risolvibile. Se invece $\Lambda \sim 1$ TeV, ovvero esiste un nuovo settore di fisica “superelettrodebole” tra i 100 GeV e 1 TeV, questo problema può essere risolto e costituisce una delle motivazioni teoriche più forti per candidati dark matter come le WIMP.

Le particelle supersimmetriche non hanno carica e non possono interagire tramite interazione forte: si potrebbe pensare che le WIMP si possano legare alla materia ordinaria ed essere rivelabili come nuclei anomali pesanti; nessun esperimento, tuttavia, ha rivelato la presenza di un tale nucleo quindi le WIMP interagiscono solo debolmente.

Nello scenario standard si assume che le WIMP, nell’universo primordiale, siano state create in collisioni fra le particelle del plasma durante l’epoca della radiazione. Essendo neutre, esse possono essere rivelate indirettamente mediante la rivelazione dei loro prodotti di annichilazione; sono possibili le seguenti annichilazioni in particelle del modello standard:

$$\begin{aligned} \chi\chi &\rightarrow W^+W^- \\ \chi\chi &\rightarrow Z^0Z^0 \\ \chi\chi &\rightarrow l\bar{l} \\ \chi\chi &\rightarrow HH \\ \chi\chi &\rightarrow q\bar{q} \end{aligned} \quad (3.5)$$

dove l sono i leptoni e, μ, τ con le rispettive antiparticelle.

I prodotti dell’interazione possono a loro volta decadere nelle particelle stabili del modello standard quali protoni, elettroni e neutrini, singolarmente o insieme alle rispettive antiparticelle, come ad esempio

$$W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$$

oppure

$$W^- \rightarrow \bar{u}d$$

Con l’espansione dell’universo, la temperatura T diventa minore della massa delle WIMP e il loro numero diminuisce esponenzialmente con

$e^{-m_\chi/T}$, in quanto solo le particelle nella coda della distribuzione di Boltzmann hanno energia sufficiente per produrre WIMP. In questo modo il numero di WIMP andrebbe rapidamente a zero a causa delle annichilazioni.

Allo stesso tempo, però, l'espansione dell'universo fa diminuire la densità n di WIMP e così, quando il cammino libero medio di annichilazione delle WIMP diventa maggiore del raggio di Hubble ($d_H(t) = (R/\dot{R})$) la loro annichilazione cessa. Tale fenomeno prende il nome di *freeze-out* e matematicamente questo si traduce con

$$n < \sigma \nu > \leq H \quad (3.6)$$

dove ν è la velocità relativa della particella e antiparticella, σ è la sezione d'urto dell'annichilazione tra la WIMP e l'anti-WIMP e H è la costante di Hubble.

Dopo il "freeze out" la densità di WIMP diminuisce col volume dell'universo ($n \propto 1/R^3$).

Considerando il caso in cui una WIMP sia una particella di Majorana (ovvero l'antiparticella di sé stessa), il processo può essere descritto quantitativamente dall'equazione di Boltzmann [25]

$$\frac{dn}{dt} = -3Hn - < \sigma \nu > (n^2 - n_{eq}^2) \quad (3.7)$$

dove n_{eq} è la densità della materia oscura nella condizione di equilibrio termico.

Usando la 3.6 posso risolvere la 3.7 e definendo $H = T^2/M_{PL}$ (dove $M_{pl} = (\frac{hc}{G})^{1/2} = 1.2 \times 10^{19} \text{GeV}/c^2$ è la massa di Plank); indicando con il pedice f la quantità di *freez-out*

$$n_f \simeq (m_\chi T_f)^{3/2} e^{-m_\chi/T_f} \simeq \frac{T_f^2}{M_{Pl} < \sigma \nu >} \quad (3.8)$$

Si definisca ora $x_f = m_\chi/T_f$ che risulta una grandezza indipendente dalle proprietà della materia oscura e può essere considerata una costante con $x_f \simeq 20$. Si può quindi stimare il parametro di densità Ω_χ :

$$\Omega_\chi = \frac{m_\chi n_0}{\rho_c} \simeq \frac{m_\chi T_0^3 n_f}{\rho_c T_f^3} \simeq \frac{x_f T_0^3}{\rho_c M_{pl} < \sigma \nu >} \quad (3.9)$$

dove con 0 si intende il valore della quantità al tempo attuale. In generale si può scrivere che [21]

$$\Omega_X \propto \frac{1}{< \sigma \nu >} \simeq \frac{m_X^2}{g_X^4} (1; \nu^2) \quad (3.10)$$

dove $(1; \nu^2)$ indica che ν^2 può essere presente o meno a seconda che l'annichilazione avvenga in onda P o in onda S e m_X e g_X sono la massa e la costante di accoppiamento di una particella qualsiasi X .

Se m_X è la massa della particella di materia oscura si può vedere che per $(m_X, g_X) \sim (m_\chi, g_{weak})$ [20]

$$\sigma\nu = k \frac{g_{weak}^4}{16\pi m_\chi^2} (1; \nu^2) \quad (3.11)$$

dove $g_{weak} \simeq 0.65$ è la costante di accoppiamento di gauge dell'interazione debole e k è un parametro che tiene conto delle possibili deviazioni di quest'ultima; dalla 3.11 si trova che $\Omega_\chi \approx 0.24$ [21].

Il candidato WIMP preferito è una particella supersimmetrica (SUSY); dalla teoria elettrodebole si sa che le particelle SUSY vengono create in coppie conservando la R-parità: $R = (-1)^{2J+3B+L}$ dove J è il momento angolare totale, B è il numero barionico e L è il numero leptonic. Le particelle SUSY più pesanti decadono in particelle più leggere generando un processo di conservazione della R-parità fino a giungere alla particella SUSY più leggera (LSP) che viene identificata con il *neutralino* χ ; un fermione neutro che è lo stato più leggero manifestato da una combinazione lineare del fotino, zino (particella supersimmetrica del bosone Z) e due higgsini.

$$\chi = N_1 \tilde{\gamma} + N_2 \tilde{Z}^0 + N_3 \tilde{H}_1^0 + N_4 \tilde{H}_2^0$$

La massa e la composizione del neutralino dipendono dalle masse dei gaugini $SU(2)_L$ e $U(1)$, dal parametro di mixing di Higgs μ e da $\tan\beta = v_2/v_1$ con v_1 e v_2 dati dai valori di aspettazione sul vuoto dei due campi neutri di Higgs: $v_1, v_2 = \langle 0|H_{1,2}|0 \rangle$.

Siano n la densità e m_χ la massa del neutralino, T la temperatura, ponendo $f = n/T^3$ e $x = T/m_\chi$ è possibile scrivere la 3.7 nel modo seguente [26]

$$\frac{df}{dx} = m_\chi \sqrt{\frac{90}{8\pi^3} \frac{1}{gG_N}} \langle \sigma_{ann} v \rangle (f^2 - f_0^2) \quad (3.12)$$

dove g è il numero di gradi di libertà, σ_{ann} è la sezione d'urto di annichilazione per il neutralino, v è la velocità relativa e il pedice zero denomina le quantità al tempo attuale. La soluzione di questa equazione, per piccoli x , produce un valore costante di f , per cui $n \propto T^3$ [26].

3.2 Ricerca diretta di materia oscura

Se la materia oscura è composta da WIMP allora essi non saranno solo parte di un fondo nell'Universo ma si raggruppano gravitazionalmente con

le stelle all'interno delle galassie; in altre parole essi devono essere presenti in gran quantità nella nostra galassia.

Da qui sorge la possibilità di individuare le WIMP direttamente attraverso esperimenti sulla Terra in particolare attraverso lo scattering con i materiali di un rivelatore.

Per fare ciò è necessario conoscere le proprietà della nostra galassia al fine di esser sicuri che tale rivelamento sia possibile e tali proprietà (e.g. curve di rotazione e velocità con la quale ruota) sono più facili da scoprire per le altre galassie piuttosto che per la nostra a causa della posizione della Terra stessa all'interno.

A ogni modo da diverse analisi [27] è noto che la Via Lattea contiene una gran quantità di materia oscura. Attorno alla posizione del Sole, a circa 8.5 kpc dal centro della galassia, la densità media delle particelle elementari intrappolate nel potenziale gravitazionale galattico è circa $\rho_0 \approx 5 \times 10^{-25}$ gr $\text{cm}^{-3} \simeq 0.3$ GeV cm^{-3} . Per le WIMP con massa ~ 100 GeV questo significa un numero $n_0 \approx 3 \times 10^{-3}$ cm^{-3} ; inoltre la loro velocità deve essere simile a quella del Sole dal momento che si muovono nella stessa zona di potenziale gravitazionale quindi $v_0 \approx 220$ km s^{-1} . Quindi il flusso di WIMP incidenti sulla Terra è $\phi_0 = n_0 v_0 \approx 10^5$ $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$; tuttavia, il fatto che esse interagiscano solo debolmente con la materia, rende la loro rivelazione molto difficile.

Se dN/dt è il numero di interazioni tra WIMP e nuclei per unità di tempo, Φ è il flusso delle WIMP, σ_A la sezione d'urto della collisione della WIMP con il nucleo e N_t il numero di nuclei bersaglio per unità di volume, allora [28]

$$\frac{dN}{dt} = \Phi \sigma_A N_t \quad (3.13)$$

Una sezione d'urto tipica per una collisione con un nucleo con $A \sim 100$ che coinvolge solo le forze nucleari è dell'ordine della dimensione del nucleo stesso: 10^{-24} $\text{cm}^{-2} = 1$ b. Se è coinvolta anche la forza nucleare debole la sezione d'urto è circa 1 pb.

Una sezione d'urto debole su un singolo nucleone è $\sim 10^{-7}$ pb. Con simili sezioni d'urto la quantità di interazioni con il flusso di WIMP è circa una collisione per chilogrammo di materia al giorno, meno di una all'anno con un rivelatore di una tonnellata.

Negli esperimenti si rivela il rinculo del nucleo che è usato come evidenza dello scattering di WIMP.

Una di queste è la ionizzazione degli atomi del bersaglio causata dall'energia trasferita dal nucleo che rincula.

Un'altra è la radiazione fluorescente sprigionata dagli elettroni degli atomi bersaglio che decadono dopo essere stati eccitati dall'energia trasferita dal nucleo che rincula. A tali scopi è frequente l'utilizzo degli scintillatori.

Una terza tecnica, invece, è la misura dell'eccitazione dei fononi corrispondenti all'assorbimento delle vibrazioni dei quanti.

3.3 Ricerca indiretta di materia oscura

La ricerca indiretta di Dark Matter si basa sulla rivelazione di componenti anomale di raggi cosmici dovute all'annichilazione di Dark Matter nell'alone galattico

$$\chi + \chi = q\bar{q} + W^+W^- \dots \rightarrow \bar{p}e^+\gamma\nu \quad (3.14)$$

È necessario riuscire a identificare le componenti fondamentali più rare della radiazione cosmica quali positroni e antiprotoni ed è per questi scopi che è stato costruito AMS-02.

3.3.1 Ricerca tramite antiprotoni

Nel caso di antiprotoni due meccanismi entrano in gioco nel calcolo del termine di sorgente nell'equazione del trasporto

1. la spallazione di nuclei di alta energia che interagiscono con il mezzo interstellare e danno luogo ad una produzione secondaria di antiprotoni;
2. l'ipotetica annichilazione di candidati Dark Matter che costituirebbero una sorgente primaria di antiprotoni;

Il primo meccanismo determina un termine negativo di sorgente $\Gamma_{\bar{p}}^{ann}\psi$ con:

$$\Gamma_{\bar{p}}^{ann} = \sigma_{\bar{p},H}^{ann}\beta_{\bar{p}}n_H + \sigma_{\bar{p},He}^{ann}\beta_{\bar{p}}n_{He} \quad (3.15)$$

dove n_H e n_{He} sono le densità di idrogeno e elio.

La sezione d'urto relativa all'annichilazione con l'elio può essere ricavata a partire da quella dell'idrogeno moltiplicando per un fattore 2.5. Nel disco galattico vale $n_H \simeq 0.9 \text{ cm}^{-3}$ e $n_{He} \simeq 0.1 \text{ cm}^{-3}$ [26].

Analizziamo ora i termini di sorgente dovuti alla spallazione e all'ipotetico contributo di materia oscura. La spallazione rappresenta il fondo quando si cercano piccoli contributi da processi esotici come la materia

oscura. Assumendo una perdita di energia trascurabile ($b^{loss} = 0$) e ponendo $K_{EE} = 0$ (riaccelerazione trascurabile), la rate di produzione di antiprotoni da spallazione di protoni e particelle α cosmici con nuclei di idrogeno e di elio nel mezzo interstellare da un'energia minima $E_{p,\alpha}^0$ può essere espressa come [26]

$$q_{\bar{p}}^{sec} = \int_{E_{p,\alpha}^0}^{+\infty} n_{H,\alpha} \times \beta_{p,\alpha} \psi_{p,\alpha}(r, E_{p,\alpha}) \times dE_{p,\alpha} \times \frac{d\sigma}{dE_{\bar{p}}}(E_{p,\alpha} \rightarrow E_{\bar{p}}) \quad (3.16)$$

Questa equazione può essere risolta considerando solamente sorgenti di antiprotoni nel disco galattico. Una volta ricavati i flussi interstellari, in corrispondenza della posizione del sole, risulta necessario tenere conto della modulazione dei flussi dovuta al vento solare. Nella "force field approximation" i flussi alla sommità dell'atmosfera terrestre per una data specie cosmica, ϕ^{TOA} , sono ottenuti come [26]

$$\frac{\phi^{TOA} E^{TOA}}{\phi^{IS} E^{IS}} = \left(\frac{p^{TOA}}{p^{IS}} \right)^2 \quad (3.17)$$

dove gli apici IS si riferiscono ai flussi interstellari e TOA a quelli sulla sommità dell'atmosfera ed E e p sono l'energia e il momento degli antiprotoni.

Il calcolo esplicito della componente secondaria di antiprotoni richiede la conoscenza di alcuni parametri di propagazione o diffusione ricavabili dalla misura del rapporto Boro Carbonio (B/C).

Variando questi parametri l'incertezza teorica oscilla tra il 24% a 10 GeV e il 10% attorno a 100 GeV [26].

Analizziamo ora il contributo dell'ipotetico termine di sorgente dovuto ad annichilazione di materia oscura. Quest'ultima comporta la presenza di una sorgente primaria di antiprotoni, il cui rate di produzione differenziale per unità di tempo e di volume può essere espresso come [26]

$$q_{\bar{p}}^{DM}(r, z, T_{\bar{p}}) = \langle \sigma_{ann} v \rangle g(T_{\bar{p}}) \left(\frac{\rho_{\chi}(r, z)}{m_{\chi}} \right)^2 \quad (3.18)$$

dove $\rho_{\chi}(r, z)$ è la densità di materia oscura all'interno dell'alone galattico, $g(T_{\bar{p}})$ è lo spettro differenziale di annichilazione di materia oscura e m_{χ} è la massa del generico candidato come particella componente la materia oscura.

Per spiegare il parametro di densità richiesto, la sezione d'urto termica si stima essere attorno a $10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ (a meno di situazioni speciali come modelli cosmologici modificati o annichilazione dominante in onda p).

Lo spettro differenziale d'annichilazione di materia oscura è definito come [26]

$$\frac{dN_{\bar{p}}}{dE_{\bar{p}}} = \sum_{F,h} B_{\chi,h}^F \frac{dN_{\bar{p}}^h}{dE_{\bar{p}}} \quad (3.19)$$

dove si prende in considerazione la capacità della WIMP di annichilirsi adronicamente, in coppie di quark e gluoni. Gli stati finali sono indicati dall'apice F ; $B_{\chi,h}^F$ è il branching ratio. I quark e i gluoni generano dei jet, la cui frammentazione determina uno spettro energetico per gli antiprotoni espresso da $dN_{\bar{p}}^h/dE_{\bar{p}}$, valutabile tramite simulazione MonteCarlo.

Ipotizzando un alone di materia oscura sferico, è possibile esprimere $\rho_{\chi}(r, z)$ come [26]

$$\rho(r) = \rho_s \left(\frac{r_s}{r}\right)^{\gamma} \left[1 + \left(\frac{r}{r_s}\right)^{\alpha}\right]^{(\gamma-\beta)/\alpha} \quad (3.20)$$

dove r è la distanza dal centro della galassia, r_s e ρ_s sono valori di scala per raggio e densità e α , β e γ sono tre coefficienti che parametrizzano il particolare modello di alone preso in considerazione.

3.3.2 Ricerca tramite positroni

Sopra pochi GeV, i processi dominanti di perdita di energia sono radiazione di sincrotrone nel campo magnetico galattico e scattering Compton inverso. Il rate di perdita di energia per positroni può essere espresso come [26]

$$b^{loss}(E) = \langle \dot{E} \rangle = -\frac{E^2}{E_0 \tau_E} \quad (3.21)$$

dove E è l'energia, E_0 è un'energia di riferimento e vale 1 GeV, mentre il tempo tipico che caratterizza la perdita di energia è $\tau_E = 10^{16}$ s.

Il flusso di positroni per unità di energia dalle annichilazioni di Materia Oscura in un punto \vec{x} dello spazio-tempo è dato da $\Phi_{e^+}(\vec{x}, E) = v_{e^+} \psi / 4\pi$ dove v_{e^+} è la velocità dei positroni e $\psi(\vec{x}, E) = dN_{e^+}/dE$ è la densità del numero di positroni per unità di energia. Tale densità obbedisce all'equazione per perdite di trasporto[26]

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} - K(E) \cdot \nabla^2 \psi - \frac{\partial}{\partial E} (b^{loss}(E) \psi) = q(\vec{x}) \quad (3.22)$$

La 3.22 si risolve all'interno di una "sfera positronica": una sfera centrata sulla Terra che delinea i confini della regione dell'alone da cui i positroni possono originarsi. Il raggio di questa sfera rappresenta una misura

di quanta distanza una particella con energia E_S ha percorso prima di giungere sulla Terra con energia $E < E_S$.

Le condizioni al contorno impongono che la ψ si annulli sulla superficie della sfera al di fuori della quale i positroni si propagano liberamente.

Il meccanismo predominante di produzione secondaria di positroni è la collisione di protoni con atomi di idrogeno a riposo, che possono originare π^\pm , che a loro volta possono decadere in muoni μ^\pm i quali decadono infine in positroni o elettroni e^\pm .

I positroni possono essere prodotti anche attraverso la formazione di kaoni (K), anche se la produzione attraverso questo canale è più rara. Il termine di sorgente da spallazione può essere espresso come [26]

$$Q_{e^+} = 4\pi n_H(x) \int \phi_p(x, E_p) \times dE_p \times \frac{d\sigma}{dE_e}(E_p \rightarrow E_e) \quad (3.23)$$

dove Φ_p è il flusso di protoni e n_H è la densità di atomi di idrogeno. Questa relazione può essere generalizzata per tener conto di atomi di elio sia nel mezzo interstellare sia come particelle nei raggi cosmici.

Analizzando infine un ipotetico termine di sorgente da Dark Matter di densità $\rho(r)$, è possibile esprimere il flusso primario da annichilazione di WIMP attraverso l'alone della Via Lattea come [26]

$$\Phi_{e^+}(E) = \frac{v_{e^+}}{8\pi b(E)} \langle \sigma v \rangle \left(\frac{\rho_\odot}{M_{DM}} \right)^2 \int_E^{M_{DM}} dE_S g(E_S) \cdot I(\lambda_D(E, E_S)) \quad (3.24)$$

dove $g(E_S)$ è lo spettro di positroni alla sorgente, che dipende dal meccanismo di annichilazione di WIMP; $\lambda_D(E, E_S)$ è la lunghezza di diffusione dall'energia E_S all'energia E ; $I(\lambda_D(E, E_S))$ è la funzione dell'"alone galattico" e dipende dalla densità di materia oscura.

3.4 I primi risultati di FERMI e PAMELA

I primi risultati sperimentali che hanno registrato una crescita del flusso di positroni con l'energia derivano da PAMELA (figura 3.2) e FERMI (figura 3.3) che avevano statistica fino a 100 GeV. Da questo risultato si evince la necessità di una sorgente primaria di positroni.

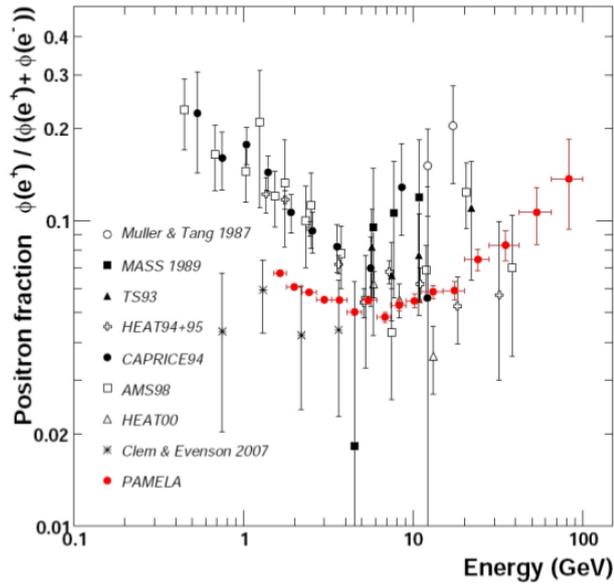


Fig. 3.2: Eccesso della frazione positronica misurato dall'esperimento PAMELA. I punti rossi sono i risultati ottenuti dall'esperimento PAMELA

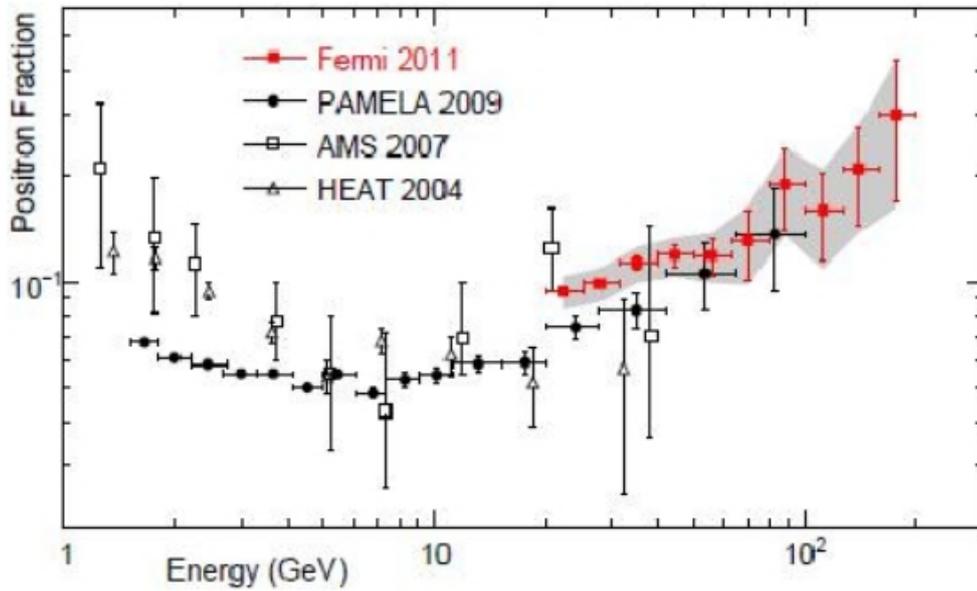


Fig. 3.3: Misure della frazione positronica operata dall'esperimento Fermi (2011)

Da questi risultati, un fit fatto nel range di energia 10-100 GeV fatto da

PAMELA[51] conduce a una legge di potenza del tipo $\Phi_{e^-} \propto E^{-3.23 \pm 0.02}$ per gli elettroni e $\Phi_{e^+} \propto E^{-2.85 \pm 0.06}$ per i positroni [51].

Il flusso di protoni, tra 10 e 100 GeV, è $\Phi_p \propto E^{2.82}$ [51] e, nei modelli di propagazione dei raggi cosmici, il flusso di positroni aspettato è: $\Phi_{e^+} = E^{3.4} \div E^{3.5}$ [51].

Le ipotesi circa l'eccesso di positroni possono risiedere o nelle pulsar o nei processi di annichilazione di Materia oscura.

Nel caso si trattasse di Materia oscura, si deve trattare di un candidato la cui massa sia superiore a quella del range studiato da PAMELA e FERMI prima e AMS-02 poi in quanto ci si aspetta un picco proprio in corrispondenza di tale massa.

Un problema relativo alla materia oscura è che la sezione d'urto è elevata rispetto a valori di aspettazione tipici per annichilazioni in onda S: $\sigma v \gg (\sigma v)_{Swave} \simeq 1pb$; il problema può essere risolto introducendo il **potenziamento di Sommerfeld** (Sommerfeld enhancement) [42]: l'annichilazione dominante deve essere in onda s e viene aumentata, nel limite non relativistico, da correzioni di Sommerfeld; questo porta a definire la sezione d'urto come:

$$\langle \sigma v \rangle \simeq a + bv^2 + \frac{c}{v} \quad (3.25)$$

dove v è la velocità relativa.

Questo effetto sarebbe attivo attualmente nella nostra galassia, ma ininfluente nell'universo primordiale lasciando così inalterati i calcoli relativi al meccanismo di produzione di WIMP.

La principale problematica circa la materia oscura deriva dal fatto che l'aumento della frazione di positroni dovrebbe determinare anomalie anche nello spettro degli antiprotoni, dei raggi γ e dei neutrini che, al contrario, non risultano ancora rivelate.

Dagli esperimenti di PAMELA e FERMI è suggerita una Materia oscura la cui massa sia superiore al TeV oppure capace di decadere solo in leptoni.

Un'altra interpretazione esula, invece, dall'interpretazione dell'esistenza di materia oscura e suggerisce una componente astrofisica: le pulsar.

Le pulsar, identificate con stelle di neutroni rotanti, inducono un campo elettrico piuttosto grande che può estrarre elettroni dalla superficie della stella; questi effetti sono così forti che una pulsar, che ruoti con velocità angolare ω , è circondata, fino a una distanza nota come "raggio di luce" ($r_l = \omega/c$), da un plasma comovente denominato magnetosfera [51].

Se fosse così, quello che ci si attende è un'assenza di segnale dal canale adronico anche se i meccanismi con i quali le coppie e^+e^- evadono sembrano essere ignoti.

Parte II

Lo strumento

CAPITOLO 4

AMS-02

L'Alpha Magnetic Spectrometer (AMS-02) è un rivelatore di raggi cosmici con una grande accettazione ($0.45 \text{ m}^2 \text{ sr}$) installato sulla Stazione Spaziale Internazionale (ISS) nel maggio 2011 durante la missione STS-134 dello Shuttle Endeavour.

Il volo precursore (AMS-01) risale al 1998 e ha dimostrato che l'apparato è in grado di funzionare correttamente nel vuoto e soggetto a escursioni termiche oscillanti tra -65°C a $+40^\circ\text{C}$ nel vuoto, a vibrazioni di 150 dB e accelerazioni di 3g [31].

Nel 2004 è iniziata la costruzione di AMS-02; il nucleo del rivelatore è costituito da un magnete permanente che genera un campo di circa 0.15T in un volume cilindrico all'interno del quale sono disposti sette piani in silicio più due all'esterno del magnete.

Lo spettrometro magnetico è in grado di misurare rigidità di qualche frazione del GeV fino ad alcuni TeV.

Agli estremi superiore e inferiore del magnete sono posti quattro piani di scintillatori che misurano il tempo di volo della particella e forniscono il trigger principale dell'esperimento.

Un sistema di scintillatori disposti intorno al magnete e usato in anti-coincidenze (ACC) fornisce il segnale di veto nel trigger per le particelle provenienti dai lati.

Sotto al magnete c'è il Ring Image Cherenkov (RICH) che misura il modulo della carica e velocità delle particelle. In testa al rivelatore è posto il rivelatore di radiazione di transizione (TRD) che contribuisce alla separazione tra elettroni e positroni e, insieme al calorimetro elettromagnetico

(ECAL), posto in fondo che misura l'energia delle particelle che formano sciami elettromagnetici (elettroni, fotoni).

Infine uno star tracker dà l'orientamento del rivelatore rispetto alle stelle fisse con una precisione di pochi archi di secondo.

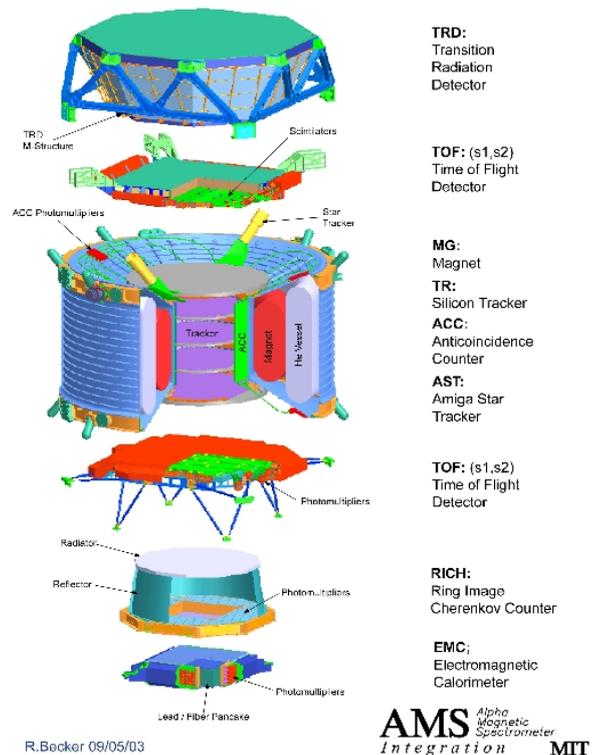


Fig. 4.1: Schema dei componenti di AMS-02

4.1 Transition radiation detector (TRD)

Quando una particella carica attraversa la superficie di separazione tra due mezzi aventi diverse costanti dielettriche viene emesso un fotone detto di transizione ("transition radiation") con energie corrispondenti alla regione ottica dello spettro nel caso di particelle a bassa energia mentre per particelle ultrarelativistiche la radiazione viene emessa soprattutto in forma di raggi X.

I rivelatori a radiazione di transizione (TRD) trovano varie applicazioni per l'identificazione di particelle, sia in esperimenti a terra (ALICE [32] o ATLAS [33]) sia nello spazio (BESS [35] o AMS [34]).

Poichè la probabilità di emissione è dell'ordine di 10^{-2} , la rivelazione di questa radiazione richiede la presenza di più interfacce in modo da

aumentare il numero di fotoni emessi per particella, per questo motivo i rivelatori hanno tipicamente strutture radiative a molti strati; in questo modo l'emissione di radiazione di transizione sarebbe proporzionale al numero di strati attraversati se non ci fosse l'assorbimento stesso della radiazione nel materiale attraversato. Il materiale dielettrico utilizzato nell'esperimento AMS-02 è costituito da sottili fibre di polietilene.

Si consideri il caso di una particella carica non relativistica che, dal vuoto, attraversa la superficie di un metallo perfettamente conduttivo. Dall'elettrodinamica classica si sa che la carica proveniente dal primo mezzo induce una carica immagine sul secondo mezzo dando luogo alla formazione di un dipolo elettrico.

Quando la particella si muove verso la superficie la distanza tra le due cariche diminuisce e dalla loro annichilazione sulla superficie di separazione tra i due mezzi si produce la radiazione di transizione [36], [37].

I campi elettrici e magnetici prodotti dalla carica che si propaga soluzioni delle equazioni di Maxwell non omogenee $\{\vec{E}_i(\vec{r}, t), \vec{H}_i(\vec{r}, t)\}$ (con $i = 1, 2$ a seconda che si tratti del primo o del secondo mezzo) hanno come soluzione generale la somma di una soluzione particolare più la soluzione generale dell'omogenea associata alla quale va imposta la condizione di continuità al contorno.

Queste ultime soluzioni dell'omogenea rappresentano la radiazione di transizione. La densità del flusso di energia della radiazione prodotta è data dal vettore di Poynting $\vec{E} \times \vec{H}$.

Nel caso di una particella relativistica che passa dal vuoto ($\epsilon_1 = 1$) al mezzo ($\epsilon_2 = \epsilon$) il flusso di energia dovuto alla radiazione di transizione in un intervallo di frequenze di lunghezza $d\omega$ è dato da

$$\frac{dW}{d\theta} = \frac{2e^2\beta^2}{\pi c^3} \frac{\sin^2\theta \cos^2\theta}{1 - \beta^2 \cos^2\theta} \left[\frac{(\epsilon - 1) \left(1 - \beta^2 - \beta \sqrt{\epsilon - \sin^2\theta}\right)}{\left(1 - \beta \sqrt{\epsilon - \sin^2\theta}\right) \left(\epsilon \cos\theta + \sqrt{\epsilon - \sin^2\theta}\right)} \right]^2 d\omega \quad (4.1)$$

dove θ rappresenta l'angolo di emissione della radiazione rispetto alla traiettoria della particella.

Per particelle relativistiche (γ grande) la radiazione ha un massimo ad angoli $\theta \propto 1/\gamma$; per piccoli angoli e per grandi valori di γ infatti il termine $(1 - \beta^2 \cos^2\theta)$ nel denominatore ha un minimo e si può verificare facilmente [36] approssimando il termine come

$$1 - \beta^2 \cos^2\theta = 1 - (1 - \gamma^{-2}) \cos^2\theta \simeq \gamma^{-2} + \theta^2 \quad (4.2)$$

Inoltre, sempre nel caso relativistico, il maggior contributo alla 4.1 si ha per frequenze appartenenti alla regione dei raggi X; in questo caso il mezzo attraversato dalla particella può essere considerato come un gas di elettroni con frequenza di plasma¹

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi\alpha n_e m_e}{m_e}} \quad (4.3)$$

dove n_e è la densità degli elettroni di massa m_e . Per un elemento generico di densità ρ è

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi\alpha N_A Z \rho}{A m_e}} \quad (4.4)$$

dove N_A è il numero di Avogadro, A il numero di massa e Z il numero atomico.

Nel caso generale del passaggio di una particella da un mezzo di costante dielettrica ε_1 a un altro con costante dielettrica ε_2 l'energia irradiata per unità di angolo $d\Omega$ e per unità di intervallo di frequenza $d\omega$ è scritta nella forma [36]

$$\frac{\partial^2 W}{\partial \omega \partial \Omega} = \frac{\alpha}{\pi^2} \left(\frac{\theta}{\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_1^2} - \frac{\theta}{\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_2^2} \right) \quad (4.5)$$

dove ξ è definito come il rapporto tra ω_p e l'energia del fotone di transizione.

Integrando sull'angolo solido Ω e sull'energia ω si ottiene l'intensità totale della radiazione emessa al passaggio della particella attraverso un'interfaccia.

$$W = \frac{\alpha}{3} \hbar \frac{(\omega_{p1} - \omega_{p2})^2}{\omega_{p1} + \omega_{p2}} \gamma \quad (4.6)$$

che mostra come l'energia totale sia proporzionale al fattore di Lorentz γ .

Il numero medio di fotoni prodotti per interfaccia è

$$\langle N_\gamma \rangle = \int \frac{1}{\omega} \frac{dW}{d\omega} d\omega \propto \alpha \simeq \frac{1}{137} \quad (4.7)$$

da cui la necessità di utilizzare un materiale radiatore a molti strati per ottenere una radiazione di transizione rivelabile.

In questo caso, infatti, la radiazione prodotta è data dalla somma dei campi elettromagnetici prodotti dalle singole interfacce; se $\gamma \gg 1$ e $\xi \ll 1$

¹ $\hbar = c = 1$

è possibile trascurare la riflessione e il cambiamento in θ dovuto alla rifrazione; l'ampiezza della radiazione emergente dall'ultima delle n interfacce parallele separanti $n + 1$ mezzi è

$$\mathbf{E}(\omega, \mathbf{k}) = \sum_{j=1}^n \left(\frac{\mathbf{k}}{\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_j^2} - \frac{\mathbf{k}}{\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_{j+1}^2} \right) e^{(-\sum_{m \geq j} \sigma_m + i\phi_m)} \quad (4.8)$$

dove \mathbf{k} rappresenta la differenza tra i vettori unitari $\frac{\vec{k}_i}{k}$ corrispondente alla direzione di emissione del fotone e $\frac{\vec{l}_i}{l}$ corrispondente alla direzione di moto della particella; $e^{-\sigma_m}$ è il fattore di assorbimento dell' m -esimo mezzo e ϕ_m è la differenza tra le fasi di due fotoni emessi dalle superfici j e $j + 1$ dovuta alla differenza tra le lunghezze dei cammini ottici dei due fotoni (l_m). Questa differenza di fase è data da

$$\phi_m = \frac{\omega l_m}{v} - \vec{k}_m \cdot \vec{l}_m \quad (4.9)$$

dove \vec{l}_m è il cammino percorso dalla particella nel mezzo m , v è la sua velocità e \vec{k}_m è il vettore d'onda del fotone emesso nel mezzo m .

Usando le relazioni [38]

$$\vec{k}_m = \omega \sqrt{\epsilon_m} \simeq \left(1 - \frac{1}{2} \xi^2 \right) \omega \quad (4.10)$$

$$\frac{1}{v} \simeq 1 + \frac{\gamma^{-2}}{2} \quad (4.11)$$

$$\vec{k}_m \vec{l}_m \simeq k_m l_m \cos \theta \simeq k_m l_m \left(1 - \frac{1}{2} \theta^2 \right) \quad (4.12)$$

allora

$$\phi_m = (\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi^2) \frac{\omega l_m}{2} \quad (4.13)$$

Nell'uso della 4.12 si è trascurata la possibilità di uno scattering multiplo della particella.

Per piccoli valori di ϕ_m si avrà interferenza distruttiva; allora definendo la **zona di formazione** la cui lunghezza è definita

$$z_m(\theta) = \frac{2}{\omega} (\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi^2)^{-1} \quad (4.14)$$

si ha che, per $l_m \ll z_m(\theta)$ le due superfici dell' m -esimo mezzo interferiscono in maniera tale che può essere ignorato il piano m -esimo. Questo effetto è detto **effetto di zona di formazione** [38].

Un'intensità di radiazione apprezzabile si ottiene soltanto quando una particella carica può attraversare una distanza dell'ordine di z

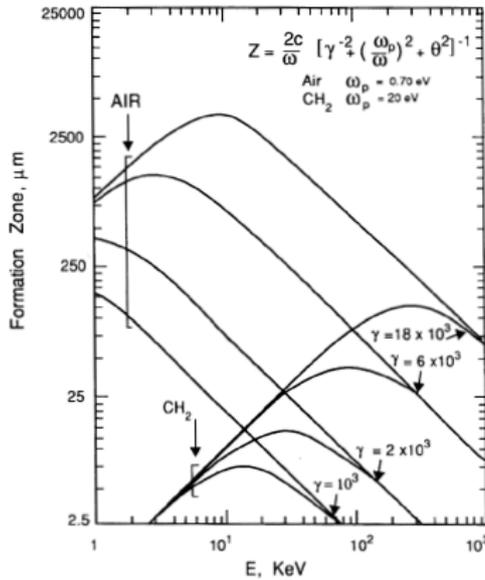


Fig. 4.2: Andamento della lunghezza della zona di formazione in funzione dell'energia della particella in aria e polietilene

4.1.1 Rivelazione delle particelle cariche

Oltre ad avere un materiale radiatore a molti strati, per ottenere un numero statisticamente significativo di fotoni di transizione è necessario che il materiale radiatore sia tale da minimizzare l'assorbimento di tali fotoni; questo permette di aumentare il numero di strati del radiatore e quindi incrementare la produzione di fotoni di transizione limitandone l'assorbimento.

L'energia media dei fotoni di transizione emessi è dell'ordine di 10 keV e in questa regione energetica l'assorbimento dei fotoni nel materiale avviene prevalentemente per effetto fotoelettrico.

L'assorbimento aumenta come Z^4/ω^3 dove ω è la frequenza del fotone mentre l'energia totale del fotone è approssimativamente proporzionale alla frequenza di plasma ω_p che varia come $Z^{1/2}$ quindi per limitare l'assorbimento dei fotoni di transizione prodotti è opportuno scegliere un materiale radiatore con un basso numero atomico Z .

Poiché per elettroni di energie dell'ordine del GeV l'angolo di emissione dei fotoni di transizione è molto piccolo la radiazione di transizione emessa

dal materiale radiatore non può essere separata dalla traccia della particella carica e quindi il rivelatore vedrà, oltre al deposito di energia dei fotoni di transizione, anche le perdite di energia per ionizzazione dE/dx dovute all'interazione della particella carica con il rivelatore (cfr. paragrafo 1.2).

Un adeguato rivelatore deve avere un alto numero atomico Z , in modo tale da garantire un alto assorbimento dei fotoni di transizione, ma essere abbastanza sottile per limitare le perdite di energia per ionizzazione della particella carica.

L'energia media depositata nel rivelatore dai fotoni di transizione viene ottenuta sottraendo al segnale osservato la perdita di energia dE/dx media della particella.

Comunemente per la rivelazione vengono utilizzati tubi proporzionali contenenti un gas nobile con alto numero atomico a bassa densità e aventi pareti sottili per minimizzare l'attenuazione dei fotoni di transizione e le perdite per ionizzazione.

4.1.2 I tubi proporzionali

La configurazione comune di un tubo proporzionale consiste di un cilindro con pareti conduttive al cui interno, lungo l'asse del cilindro, viene teso un filo conduttore che funge da anodo e a cui viene applicata una tensione positiva rispetto alle pareti che sono messe a terra.

I tubi sono riempiti con un gas nobile che viene ionizzato e una piccola percentuale di gas, generalmente poliatomico, che agisce da cosiddetto "quencher".

Il campo elettrico radiale che si stabilisce tra le pareti del tubo e il filo è dato da

$$E(r) = \frac{V_0}{\ln(b/a)} \frac{1}{r} \quad (4.15)$$

dove r è la distanza radiale dal filo, a e b sono il raggio del filo e il raggio interno del cilindro rispettivamente.

L'interazione di un elettrone con il gas produce coppie e^- /ione che vengono separate dal campo elettrico; gli elettroni primari vengono accelerati verso l'anodo mentre gli ioni carichi positivamente si muovono verso le pareti del tubo (catodo). Se il campo risulta tale che tra le collisioni con le molecole del gas gli elettroni primari acquistano sufficiente energia per ionizzare gli atomi del gas allora vengono liberati elettroni secondari che vengono anch'essi accelerati dal campo e possono essere in grado di produrre ulteriori ionizzazioni in un processo a cascata. Poiché il campo elettrico è maggiore vicino al filo, la cascata si forma in tempi molto brevi in una regione di lunghezza pari a qualche raggio del filo.

Gli elettroni che vengono raccolti sul filo costituiscono il segnale che viene infine rivelato.

Il fattore di amplificazione del segnale sul filo, ossia l'entità della moltiplicazione del segnale prodotto dalla ionizzazione all'interno del gas, è dato dal rapporto tra il numero N di elettroni presenti alla fine delle ionizzazioni e il numero N_0 di elettroni che iniziano il processo a valanga. Tale quantità è detta **guadagno** la cui espressione analitica è data dalla formula di Diethorn

$$\ln G = \frac{\ln 2}{\ln(b/a)} \frac{V}{\Delta V} \ln \left(\frac{V}{a \ln(b/a) E_{min}(\rho_0) (\rho/\rho_0)} \right) \quad (4.16)$$

dove V è il valore dell'alta tensione applicata al filo, ρ è la densità del gas e ρ_0 è la densità del gas alla pressione di $P = 101.3$ kPa e temperatura $T = 20^\circ$, E_{min} è il minimo campo elettrico necessario a ionizzare la valanga ed è dato dall'energia richiesta per ionizzare una molecola divisa per il cammino libero medio tra le collisioni, è quindi proporzionale alla densità del gas.

Dal momento che sperimentalmente il guadagno può variare perché cambia la densità del gas, l'espressione della variazione dell'amplificazione del segnale in funzione della variazione di densità è

$$\frac{dG}{G} = - \frac{V \ln 2}{\Delta V \ln(b/a)} \frac{d\rho}{\rho} \quad (4.17)$$

4.1.3 Separazione e^+/p

Il principale fondo per la rivelazione di positroni è costituito da protoni che possiedono la stessa carica elettrica ma il loro flusso è circa 10^5 volte maggiore quindi per rivelare positroni con un'efficienza maggiore di zero risulta necessario ottenere un fattore di reiezione di protoni maggiore di 10^5 .

I metodi di separazione del segnale dal fondo si basano algoritmi di diverso tipo come ad esempio il conteggio del numero di "cluster" o il metodo della verosimiglianza.

Un cluster è definito come una regione attorno alla traccia di una particella in cui l'energia depositata risulta superiore a una certa soglia. In tale metodo vengono selezionati solamente eventi aventi un numero di cluster superiore a un prefissato parametro di taglio.

La verosimiglianza invece viene definita come

$$L = \frac{P_e(\mathbf{E})}{P_e(\mathbf{E}) + P_p(\mathbf{E})} \quad (4.18)$$

dove \mathbf{E} è il vettore contenente i depositi di energia in un evento mentre le $P(\mathbf{E})$ sono le probabilità multidimensionali che l'evento sia un evento di positrone ($P_e(\mathbf{E})$) o di protone ($P_p(\mathbf{E})$).

Per ridurre le dimensioni del problema vengono utilizzate le probabilità date dalla media geometrica delle probabilità suddette, calcolata sul numero degli *hit* sulla traccia della particella. In particolare

$$P_{e/p}^- = {}^n \sqrt{\prod_i P_{e/p}(E^{(i)})} \quad (4.19)$$

dove n è il numero di *hit* sulla traccia e $P_{e/p}(E^{(i)})$ è la probabilità che l' i -esimo *hit* di energia $E^{(i)}$ sia dovuto a un positrone o a un protone.

Nell'analisi viene creata una distribuzione di verosimiglianza sia per eventi di positrone che di protone generati da un Monte Carlo.

La frazione di positroni sopra una certa soglia di verosimiglianza definisce l'efficienza di selezione dei positroni (con contaminazione di protoni). Lo scopo consiste nel minimizzare la contaminazione di protoni mantenendo una ragionevole efficienza per positroni.

Il fattore di reiezione è definito invece come l'inverso dell'efficienza di selezione del fondo ottenuta applicando parametri di taglio necessari ad avere un'efficienza di selezione del segnale pari a un dato valore richiesto.

Fissato un taglio, quindi, possiamo definire con ξ l'efficienza dei positroni e ϱ la reiezione dei protoni:

$$\xi = \frac{\text{numero di } e^+ \text{ accettati}}{\text{numero di } e^+ \text{ totali}} \quad (4.20)$$

$$\varrho = \frac{\text{numero di } p \text{ totali}}{\text{numero di } p \text{ selezionati}} \quad (4.21)$$

Dal momento che la verosimiglianza dipende dal numero di *hit* sulla traccia della particella, aumentando il numero di piani di rivelatore aumenta il numero di *hit* sulla traccia e dunque è possibile ottenere una maggiore accuratezza sui parametri di taglio.

Studiando il deposito di energia all'interno dei tubi proporzionali è possibile fare una distinzione tra positrone e protone dal momento che abbiamo visto essere diverso. Questa separazione, però, diventa peggiore al crescere dell'impulso della particella, infatti ad alti impulsi anche i protoni emettono radiazione di transizione.

4.1.4 Il TRD dell'esperimento AMS

Il TRD di AMS è posizionato in una struttura ottagonale di supporto ed è costituito da 20 piani di cui ognuno è composto da 20 mm di materiale radiatore e 6 mm di tubi proporzionali i quali rivelano i fotoni emessi dalle particelle cariche.

I tubi sono riempiti di gas, una miscela di Xe e CO_2 nella proporzione, rispettivamente, di 80% e 20%; i fili sono collegati a una tensione di 1.5 kV. La lunghezza dei tubi varia con l'altezza a cui essi si trovano: 2.0 m in cima, fino ad arrivare a 0.8 m.

I 4 piani superiori e i 4 inferiori sono orientati parallelamente al campo magnetico mentre i restanti 12 sono disposti nella direzione ortogonale. Questa disposizione permette di ottenere informazioni sulla traccia delle particelle in entrambe le direzioni x e y .

Le pareti laterali della struttura di supporto sono costituite da piani di alluminio con una struttura a nido d'ape rivestiti da 2 mm di fibra di carbonio.

La struttura è lavorata con una precisione di $100 \mu\text{m}$ per evitare il disallineamento dei fili contenuti nei tubi proporzionali o la deformazione delle pareti dei tubi stessi. Per una maggiore stabilità un anello di rinforzo è montato sul bordo superiore della struttura.

Le aperture superiori e inferiori della struttura sono chiuse da piani lavorati in maniera simile alle pareti laterali per garantire una ancora maggiore stabilità e fornire uno schermaggio e un isolamento termico.

Ogni strato di materiale radiatore ha uno spessore di 22 mm ed è costituito da fibre di polietilene/polipropilene aventi un diametro medio di circa $10 \mu\text{m}$; la densità del materiale radiatore è di 0.06 g/cm^3 . Il suo spessore è stato scelto in modo da ottimizzare la generazione e la rivelazione dei fotoni di transizione; un radiatore più spesso, pur producendo più fotoni di transizione, assorbirebbe i raggi X di più bassa energia.

I piani rivelatori sono costituiti da tubi proporzionali aventi un diametro interno di 6 mm con una miscela di 80% di Xe e 20% di CO_2 .

Tali tubi sono distribuiti in 328 moduli contenenti ognuno 16 tubi di lunghezza variabile da 0.8 m a 2.2 m a seconda della geometria del supporto.

La parete di ogni tubo ha uno spessore di $72 \mu\text{m}$ ed è costituita principalmente da Kapton.

Lungo l'asse di ciascun tubo è disposto un filo di tungsteno dorato del diametro di $30 \mu\text{m}$ a cui è applicata una tensione di 1 N. Tale filo è fissato mediante supporti di rame-tellurio posizionati su terminazioni di policarbonato.

Su tali terminazioni sono anche incollate le estremità di ciascun gruppo di 16 tubi.

Le terminazioni di policarbonato sono inoltre utilizzate come collettori per il gas e per assicurare l'isolamento elettrico di ciascun filo. In esse sono inseriti tubi di ingresso e di uscita del gas dal lato del sistema di rifornimento della miscela. I canali di distribuzione del gas all'interno delle terminazioni sono disconnessi nel centro; questo implica che il gas circoli nei primi 8 tubi in una direzione e nei secondi 8 nella direzione opposta garantendo l'uniformità nella distribuzione della miscela all'interno di ciascun modulo contenuto nella struttura ottagonale.

Per garantire la rigidità di ciascun modulo sono montati sostegni in fibra di carbonio; sono presenti sostegni verticali, parallelamente ai tubi, e trasversali, perpendicolarmente a essi con una spaziatura di 10 cm.

4.2 Magnete permanente e Silicon Tracker

Il magnete permanente è composto da 6400 blocchi di Nd-Fe-B e ha una forma cilindrica di circa 1 m di diametro interno, 2.7 m di diametro esterno e 1.5 m di altezza. Perpendicolarmente all'asse del magnete sono disposti i sensori "double-sided micro-strip" con superficie totale di $\sim 6.5 \text{ m}^2$. La risoluzione spaziale è di $\sim 10 \mu\text{m}$ nella direzione di curvatura del campo magnetico e $\sim 30 \mu\text{m}$ in quella perpendicolare.

Il campo magnetico - uniforme lungo l'asse x - genera una curvatura $BL^2 = 0.15 \text{ Tm}^2$ nelle traiettorie delle particelle che dipende dalle caratteristiche delle particelle stesse

$$\rho = \frac{Pc}{|q|B} = \frac{R}{B} \quad (4.22)$$

dove ρ è il raggio di curvatura della particella nel campo magnetico B , P è il suo momento, q la sua carica e R è la rigidità definita come momento per unità di carica ($R = \frac{pc}{|q|}$).

Il magnete permanente è stato testato sottoponendolo a vari stress meccanici: vibrazioni, forze centrifughe, prove di idoneità all'ambiente spaziale.

Con il metodo Monte Carlo sono stata effettuata una simulazione della misura della rigidità con il tracker. I risultati ottenuti sono riportati in figura 4.3. La massima rigidità rivelabile è inferiore a 2 TV, in corrispondenza di un errore del 100%. La migliore risoluzione si ha per rigidità che vanno da circa 1 GV a 100 GV.

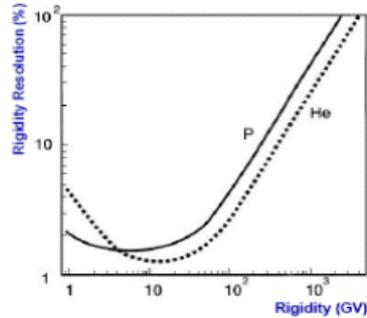


Fig. 4.3: Risultato dei test effettuati sul tracker. Il grafico rappresenta la risoluzione sulla rigidità in funzione della rigidità stessa, per i protoni e per l'Elcio

Il tracker è costituito da nove piani di cui sette sono situati all'interno del campo magnetico (*Inner tracker*), uno all'esterno immediatamente sotto al TRD e un altro, sempre esterno, posizionato in cima al calorimetro.

L'allineamento dei piani del tracker è verificato attraverso un sistema chiamato *Tracker Alignment System* (TAS) che sfrutta laser a diodi montati all'esterno dell'*inner tracker* e che generano fasci di fotoni che permettono di determinare la collocazione dei piani con una precisione $< 5\mu\text{m}$.

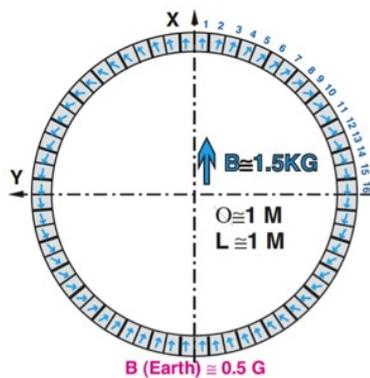


Fig. 4.4: Orientamento del campo magnetico e intensità del magnete permanente

4.3 Time of Flight detector (ToF)

Il ToF determina la velocità di una particella carica misurando il tempo che impiega a coprire la distanza che intercorre tra due piani del rivelatore;

questa grandezza prende il nome di **tempo di volo** (*time of flight* ToF) ed è

$$t_{ToF} = t_{low} - t_{up}$$

dove $t_{low} - t_{up}$ è la differenza dei tempi registrati dall'*upper* e *lower* ToF ovvero dai piani che si trovano rispettivamente sopra e sotto al magnete. Se $t_{ToF} < 0$ sappiamo, dunque, che la particella viene dal basso.

Se L è la distanza tra i due piani, allora il β è dato da

$$\beta = \frac{L}{ct_{ToF}}$$

Il ToF consiste di quattro piani costituiti da lastre di materiale scintillante larghe 11 cm e spesse 1 cm posizionate sopra e sotto il magnete in coppie di due parallelamente al campo (vedi figura 4.6).

Ciascun piano è composto da 12 strisce di scintillatori larghi 12 cm disposti rispettivamente lungo le direzioni x (direzione di curvatura del campo magnetico), y, y, x . Alle due estremità di ogni scintillatore ci sono due fotomoltiplicatori collegati a essi tramite appostie guide di luce che raccolgono la luce di scintillazione emessa nello scintillatore.

Nell'estate del 2000 al CERN, sono stati effettuati dei test sulla misura del tempo di volo con il ToF. I risultati per la risoluzione temporale sono riportati in figura 4.5.

La risoluzione temporale del ToF dipende dalla carica della particella. Per i protoni e per i deutoni si ha una risoluzione di ~ 180 ps, come si vede dalla figura 4.5.

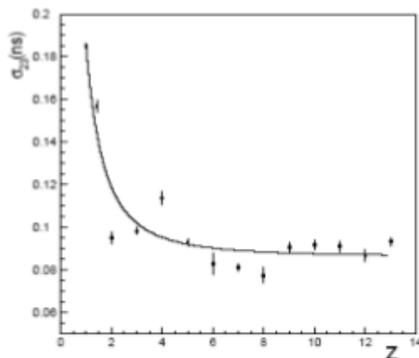


Fig. 4.5: Risoluzione dei piani del ToF, coincidenza del secondo piano con il terzo in funzione della carica della particella

È importante dire che, oltre a fornire un trigger veloce per l'esperimento, tramite la misura della perdita di energia, è possibile determinare la carica relativa della particella.



Fig. 4.6: Il Lower e l'Upper ToF fotografati durante il test di assemblaggio, poco prima di essere integrato in AMS-02

4.4 Ring Image Cherenkov detector (RICH)

Il Ring Image Cherenkov detector (RICH) ha la forma di una superficie conica troncata, avente raggio superiore $r=60$ cm, raggio inferiore $R=70$ cm ed un'altezza $h=60$ cm e consiste di un piano radiatore nel quale viene prodotta la luce Cherenkov e di un piano di fotomoltiplicatori in cui viene rivelata.

Tra il radiatore e il rivelatore è presente uno spazio di deriva di 45 cm in cui il fronte d'onda può espandersi.

Il radiatore è costituito da un pannello dello spessore di 3 cm di aerogel il cui indice di rifrazione è $n_A = 1.05$ e centralmente di NaF con $n_{NaF} = 1.336$.

Il rivelatore è formato da 680 sensori ciascuno dei quali è costituito da una guida di luce conica divisa in 16 segmenti e un fotomoltiplicatore a pixel che legge ciascun segmento separatamente.

La matrice di fotomoltiplicatori presenta un buco quadrato (con area $A = 63 \times 63 \text{ cm}^2$), che minimizza lo spessore attraversato dalla particella prima di incontrare il Calorimetro Elettromagnetico.

Quando una particella carica attraversa un mezzo con una velocità maggiore del rapporto c/n , ovvero maggiore della velocità della luce nel mezzo avente indice di rifrazione n , i dipoli degli atomi, che si diseccitano irraggiando dopo il passaggio della particella, si orientano in modo da avere un'emissione elettromagnetica coerente. Tale emissione forma un angolo θ_c con la direzione della velocità della particella.

I fotomoltiplicatori raccolgono i fotoni emessi e si determina la velocità e la traiettoria ricostruendo l'immagine dell'anello di Cherenkov per cui

vale:

$$\cos\theta_c = \frac{1}{\beta n} \quad (4.23)$$

La misura della velocità viene determinata dal raggio dell'anello Cerenkov formato dai fotoni e l'emissione sarà possibile sopra una soglia $\beta = 0.95$ con una risoluzione $\Delta\beta/\beta \leq 0.1\%$.

Il RICH è efficiente per rivelare particelle con un'energia cinetica superiore ai ~ 0.5 GeV per il NaF e ~ 2 GeV nell'aerogel.

Il RICH permette la separazione di isotopi fino a un numero atomico $Z \sim 26$.

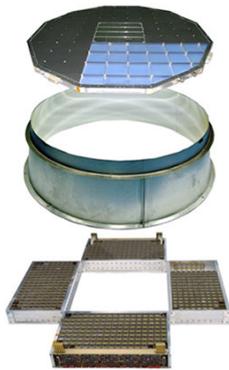


Fig. 4.7: Le componenti del RICH. Dall'alto verso il basso osserviamo il radiatore, lo specchio conico e il piano di rivelazione

4.5 I contatori di anticoincidenza

I contatori anticoincidenza sono situati all'interno del magnete in una struttura a simmetria cilindrica e vengono utilizzati come veto per eliminare gli eventi iniziati da particelle provenienti dai lati.

Questi contatori sono importanti anche per il trigger dell'esperimento. Affinchè gli eventi superino il trigger si richiede, infatti, che essi presentino al massimo un segnale in questi rivelatori.

Hanno un'altezza di 832 mm ed uno spessore di 10 mm. Alle estremità degli scintillatori sono collegati, con apposite guide di luce, i fotomoltiplicatori.

Per la geometria del sistema, una particella che incide verticalmente darà un segnale nel ToF e non nell'ACC; gli eventi scartati saranno quelli che, viceversa, daranno un segnale nell'ACC ma non nel ToF.

A questa logica restrittiva esistono però due eccezioni: Quando lo ione che attraversa la materia è accompagnato dalla produzione di elettroni.

Questi elettroni possono facilmente colpire l'ACC pertanto il sistema di veto è disabilitato in questi casi per trattenere comunque gli ioni. Un altro caso che fa da eccezione è quando una particella rilascia energia nella parete protettiva del calorimetro e vengono prodotte particelle che possono uscire dalla superficie e colpire l'ACC. La condizione di trigger in questo caso dovrebbe essere: ToF e non più di 4 paddle dell'ACC colpiti.

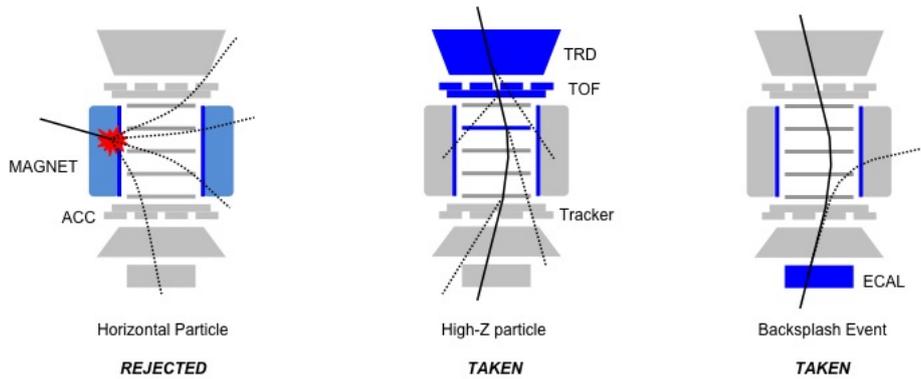


Fig. 4.8: Per la geometria del sistema, una particella che incide verticalmente darà un segnale nel ToF e non sull'ACC; viceversa una particella orizzontale darà un segnale sull'ACC e non nel ToF. La logica, piuttosto restrittiva, per registrare di un evento è che sia registrata nel ToF e non nell'ACC

4.6 Calorimetro Elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico di AMS-02 (ECAL) è stato progettato per misurare l'energia di e^\pm e di γ in un range di energia fino a ~ 1 TeV. Le principali esigenze per la costruzione sono state una buona risoluzione dell'energia e soprattutto un alto potere di reiezione dei protoni.

La struttura a grana fine dell'ECAL permette di sfruttare il profilo laterale e longitudinale della cascata di modo da distinguere meglio le shower elettromagnetiche da quelle adroniche.

La capacità di reiezione attraverso le analisi sulla forma della shower dipende sia dalla risoluzione del momento misurata dal tracker sia dalla risoluzione di energia misurata dall'ECAL. Un calorimetro con una risoluzione di energia di $\sigma(E)/E \simeq 12\%/\sqrt{E} + 15\%$ (GeV) fornisce una soppressione del fondo di protoni dell'ordine di 10^4 fino a qualche centinaio di GeV che, insieme al TRD - la cui reiezione è circa 10^2 - si arriva a una reiezione $h/e > 10^6$.

Il calorimetro di AMS è un quadrato di lato 65,8 cm e uno spessore di 16.5 cm ed è suddiviso in 9 “super-piani” ognuno spesso 18.5 mm.

I super-piani sono collocati in modo tale che le fibre di piombo scintillante (che misurano la forma tridimensionale della shower) siano in direzioni ortogonali.

Ciascun piano consiste in lamine di piombo incavate spesse 1.0 mm intervallate da fibre scintillanti di 1.0 mm di diametro incollate con resina epossidica.

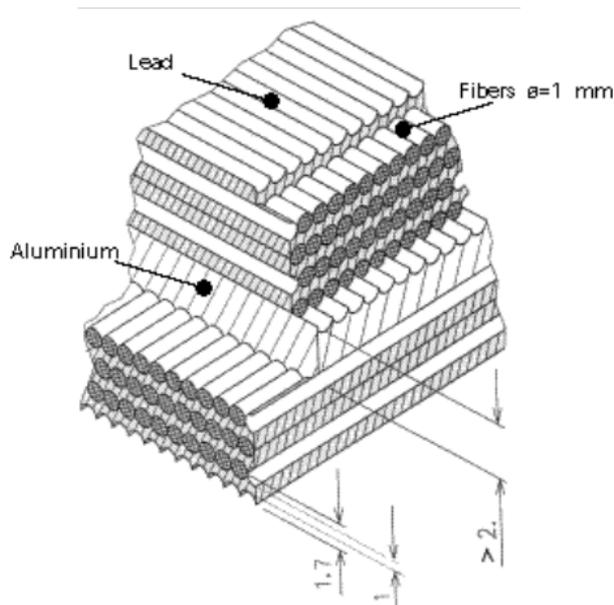


Fig. 4.9: Struttura degli strati dell'ECAL di AMS-02

Usando la minima ionizzazione dei raggi cosmici sono stati fatti test preliminari su prototipi del calorimetro da cui si è appreso che le fibre hanno una lunghezza di attenuazione compresa in un range di 3.0 - 4.0 metri, la costante di decadimento τ è compresa in un range di 2.2-2.5 ns, la velocità di propagazione della luce è circa 17 cm/ns; la luce raccolta corrisponde a 11.7 foto-elettroni rivelati per cm di materiale a una distanza di 6 cm dal catodo del fotomoltiplicatore.

Il primo passo del processo di calibrazione avvenuto nel 2007 è stato quello di equalizzare i canali per ottenere la stessa risposta per lo stesso deposito di energia.

Il deposito di energia di una shower elettromagnetica è descritto dalla

distribuzione gamma

$$\left\langle \frac{1}{E} \frac{dE(t)}{dt} \right\rangle = \frac{(\beta t)^{\alpha-1} e^{-\beta t}}{\Gamma(\alpha)} \quad (4.24)$$

dove $\beta \sim 0.5$ è il parametro di scala e α è il parametro della forma, $t = x/X_0$ è la profondità della shower in unità della lunghezza di radiazione il cui massimo può essere espresso

$$t_{max} = \frac{\alpha - 1}{\beta} \Rightarrow x_{max} = X_0 \ln(E_0) + \text{const} \quad (4.25)$$

dove E_0 è l'energia iniziale della particella.

La 4.25 può essere usata per stimare la lunghezza di radiazione dell'ECAL; come mostrato in figura 4.10 è stato fittato il profilo longitudinale medio per positroni a diverse energie e la lunghezza di radiazione misurata è $X_0 = 1.07 \pm 0.01$ unità di layer che corrisponde a circa $X_0 \sim 1$ cm. Lo spessore di radiazione totale dell'ECAL è, quindi, $\sim 16.6 X_0$ [39].

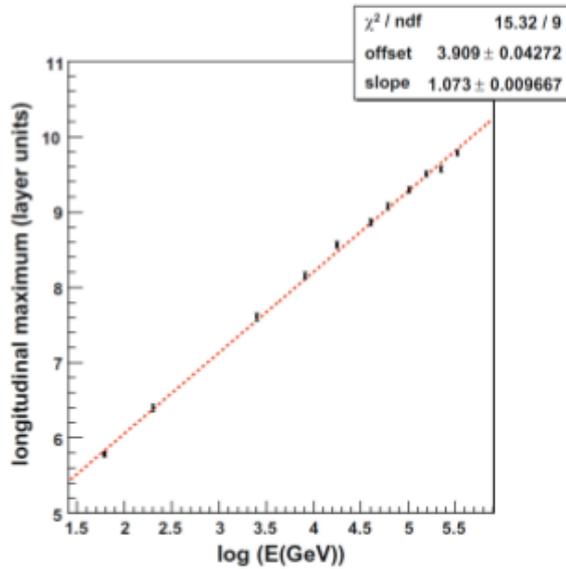


Fig. 4.10: Lunghezza di radiazione in unità di layer. Ogni punto rappresenta il massimo di ogni profilo longitudinale per elettroni a differenti energie [39].

La perdita di energia longitudinale è stata corretta usando la funzione quadratica della frazione di energia depositata sugli ultimi due strati [39]; a seguito della correzione, la risoluzione è stata misurata per particelle

incidenti perpendicolarmente

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{9.9\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 1.5\% \quad (4.26)$$

4.6.1 Identificazione dei positroni

Come già visto nel paragrafo 1.2.1 gli elettroni (e positroni) interagiscono diversamente dagli adroni; le particelle elettromagnetiche che interagiscono con il calorimetro generano una cascata elettromagnetica; elettroni (e positroni) molto energetici perdono energia soprattutto per *Bremsstrahlung* mentre fotoni relativistici interagiscono con il mezzo producendo coppie e^\pm con un cammino libero medio $\frac{9}{7}X_0$.

Il risultato di questi due processi genera la shower elettromagnetica (vedi paragrafo 1.2.1).

Lo sviluppo longitudinale della shower è parametrizzato dalla funzione gamma 4.24; per lo sviluppo trasverso, la scala è il *Raggio di Molière* $R_M = 21.2 \text{ MeV} \frac{X_0}{E_c}$: un cilindro di raggio R_M contiene circa il 90% dell'energia della shower. Il raggio di Molière misurato nell'ECAL è circa 2 cm.

Le interazioni adroniche sono più complesse: i protoni perdono energia per ionizzazione ma possono anche interagire con i nuclei del materiale. La shower adronica è un processo di successioni di interazioni adroniche inelastiche. Dopo un'interazione nucleare vengono prodotti pioni, nucleoni e fotoni di bassa energia; una parte di queste particelle secondarie perdono energie per ionizzazione mentre le altre interagiscono con i nuclei generando una shower adronica.

Il π^0 decade generando due fotoni che producono la componente elettromagnetica della shower. Le shower adroniche sono caratterizzate da una distribuzione laterale e longitudinale più ampia rispetto a quelle elettromagnetiche e si sviluppano in profondità molto maggiori.

Il calorimetro di AMS-02 è stato costruito per ridurre al minimo la lunghezza del cammino libero medio dei protoni interagenti con i nuclei; la struttura a fibre di piombo fa sì che il $\sim 50\%$ dei protoni attraversi indisturbato l'ECAL mentre gli altri generano una cascata adronica.

Pertanto il confronto tra la rigidità misurata dal tracker e l'energia misurata dall'ECAL è un buono strumento per l'identificazione dei positroni.

Algoritmo usato per la selezione

L'algoritmo utilizzato in AMS-02 per selezionare elettroni e positroni attraverso il calorimetro prende il nome di *Boosted decision tree (BDT)*

ovvero un algoritmo multivariato usato negli esperimenti di alte energie il cui obiettivo è quello di sfruttare le correlazioni non lineari tra diverse variabili di modo da separare due diverse classi o popolazioni in un dato campione.

Nella figura 4.11 è schematizzato il funzionamento dell'“albero di decisioni” (**decision tree**): con B viene indicato il fondo e con S il segnale.

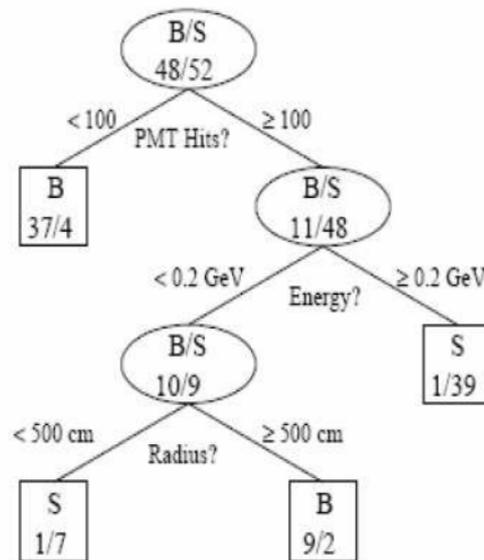


Fig. 4.11: Rappresentazione schematica della *decision tree*

La chiave dell'algoritmo è quella di definire il criterio migliore per descrivere la bontà della separazione tra B e S.

Attraverso le variabili si cerca il valore migliore che funge da taglio creando due sottoinsiemi; per ognuno dei due sottoinsiemi si procede in maniera analoga fino a generare un albero. I nodi finali (in figura 4.11 rappresentati da riquadri) prendono il nome di “foglie”. Se più del 50% del peso di una foglia corrisponde al segnale allora si ha una foglia di segnale, altrimenti una foglia di fondo.

La purezza del campione all'interno di un nodo è definito dal seguente algoritmo

$$P = \frac{\sum_S w_i}{\sum_S w_i + \sum_B w_i}$$

dove w_i è il peso dell' i -esimo evento che ha passato il taglio.

Il criterio di separazione S/P in un nodo usato per questo lavoro è quello che viene chiamato “indice Gini”:

$$G = \left(\sum_{i=0}^n \right) P(1 - P)$$

che è massimo per $P=0.5$ e minimo per $P=0$ o 1 dove ho una completa separazione (0 nel caso di un segnale puro, 1 per il fondo). In generale se l’indice Gini della foglia è maggiore di 0.5 si ha una foglia di segnale, viceversa una foglia di fondo.

Il valore assunto dall’albero m -esimo è T_m dato dalla somma pesata di tutte le foglie e vale +1 se si tratta di un segnale o -1 se è un fondo.

Il metodo del *Decision tree* non è stabile in quanto una piccola fluttuazione nei dati può fare una forte differenza nell’albero e nel risultato.

A questo punto, quindi, interviene l’algoritmo di *boosting* che consiste nel combinare insieme più alberi di decisione creando una “foresta” di decisione.

In questo modo, la BDT si basa sulle decisioni pesate di tutti gli alberi della foresta pertanto il risultato dell’algoritmo non è una classificazione binaria S/B ma un parametro continuo confinato nell’intervallo $[-1; 1]$.

Per quanto riguarda AMS-02, l’algoritmo della BDT è utilizzato per discriminare le interazioni adroniche da quelle elettromagnetiche all’interno del calorimetro; le variabili prese in considerazione sfruttano lo sviluppo della shower sia longitudinale che laterale:

- Longitudinale
 - **L2LFrac** Frazione di energia depositata sugli ultimi due piani
 - **F2LFrac** Frazione di energia depositata sui primi due piani
 - **F2LEnedep** Energia depositata sui primi due piani (GeV)
 - **LayerCOG** Sviluppo medio longitudinale
 - **LayerSigma** Sviluppo sigma longitudinale
 - **Layer Skewness** Sviluppo della simmetria longitudinale
 - **Layer Kurtosis** Sviluppo della curtosi longitudinale
- Laterale
 - **S1S3x S1S3** x view

- **S1S3y** S1S3 y view
- **ShowerRadiusEnergy3cm** Frazione di energia depositata su un raggio di 3cm
- **ShowerRadiusEnergy5cm** Frazione di energia depositata su un raggio di 5cm
- **DifoSum** $(E_x - E_y)/(E_x + E_y)$

dove la variabile S1S3 è definita come il rapporto tra l'energia depositata nella cella più energetica e le due celle adiacenti, $E_{x,y}$ è l'energia totale depositata secondo la coordinata x , o y .

Tutte le variabili di cui sopra hanno una dipendenza dal tempo che è stata rinormalizzata errori; per ogni variabile X è stato fatto un fit gaussiano a diverse energie, il valore normalizzato è dato da

$$X_{norm} = \frac{X - \mu_X(E)}{\sigma_X(E)} \quad (4.27)$$

dove $\mu_X(E)$ e $\sigma_X(E)$ sono i parametri della gaussiana.

Questa procedura di rinormalizzazione delle variabili è stata fatta sia per protoni che per positroni; in finale la distribuzione della BDT deve fornire una classificazione tra positroni e protoni indipendentemente dall'energia.

4.7 Trigger

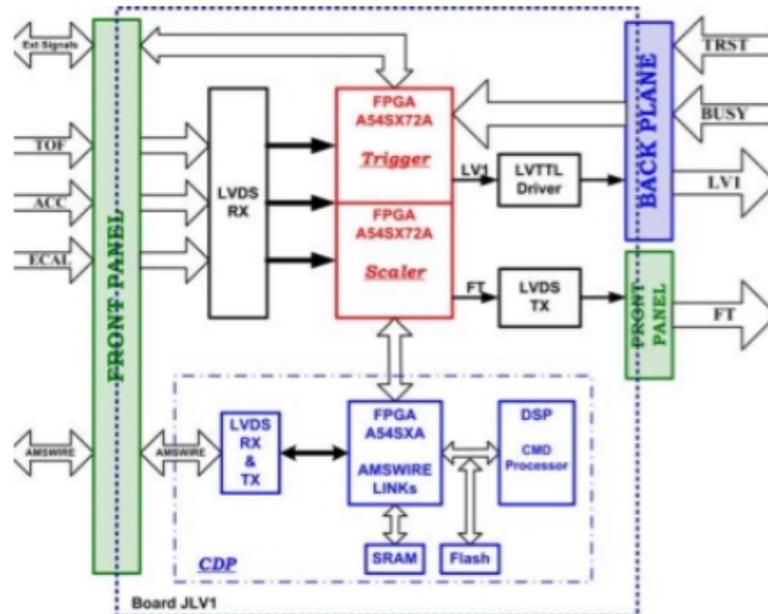


Fig. 4.12: Il diagramma a blocchi del JVL1 (AMS-02 “trigger board”). In entrata vengono accettati i segnali provenienti da ToF, ACC, ECAL e segnali esterni. I primi tre sono trasferiti al registro LVDS e poi all’unità di trigger. I segnali esterni vengono trasferiti direttamente all’unità di trigger. L’unità produce i segnali Fast Trigger (FT) e di trigger di livello 1 (LV1). Un protocollo sviluppato dall’esperimento (AMSWIRE) viene usato per le comunicazioni con gli altri moduli elettronici.

L’acquisizione dati di AMS-02 è attivata dalla coincidenza di segnali dal ToF, ACC e ECAL: il TOF dà il “Fast Trigger” dell’esperimento, il sistema di anticoincidenza fornisce un veto per le particelle esterne all’apertura del magnete e l’ECAL un trigger per elettroni e un trigger indipendente per i fotoni. Tutti questi segnali sono analizzati all’interno di una scheda elettronica dedicata denominata JVL1 che produce un segnale di *Fast Trigger* immediato e un segnale di “Level 1 trigger” dopo circa $1 \mu s$. La scheda JVL1 è composta di 3 blocchi principali, come mostrato in Figura 4.12:

1. L’unità di trigger che accetta segnali dal TOF, ECAL e ACC e genera i segnali Fast Trigger (FT) e LeVe1 (LV1). Lo stato dell’unità di trigger

può essere letto e i parametri impostati attraverso la “Common Digital Part” (CDP).

2. Gli scalers, che monitorano i segnali di input del sistema di trigger.
3. La Common Digital Part (CDP), che è l’unità che riceve i comandi e ha 4 canali AMSWIRE per la comunicazione.

Ogni 40 ns (25 MHz) i segnali provenienti da TOF, ACC e ECAL vengono campionati e inviati alla logica del Fast Trigger. Esistono 4 diversi tipi di Fast Trigger:

1. FTC è il Fast Trigger per particelle cariche e utilizza due tipi di segnali nel TOF relativi a particelle cariche, CP e CT. La logica utilizzata per generare il segnale FTC si basa sull’impiego di una LookUp Table (LUT) e sull’uso di un segnale di controllo che sceglie il segnale CP o CT. La durata del “trigger gate” è di 340 ns.
2. BZ è il Fast Trigger per gli ioni ed utilizza anch’esso il segnale BZ del TOF. La durata del trigger gate è di 340 ns.
3. FTZ è il Fast Trigger per particelle esotiche ed utilizza il segnale BZ del TOF. I segnali provenienti dai due piani superiori del TOF vengono combinati con un AND o un OR, a seconda dell’impostazione, e la larghezza del segnale risultante è estesa per 640 ns, andando a formare un segnale denominato BZ-TOP. La stessa cosa viene fatta con i due segnali inferiori, generando un segnale denominato BZ-BOTTOM. Infine, BZ-TOP e BZ-BOTTOM vengono combinati tramite un AND o un OR, a seconda del setting, per formare il segnale FTZ.
4. FTE, che utilizza i segnali dei dinodi dell’ECAL. Viene generato tramite i segnali ECAL-F o ECAL-A.

Dopo la generazione del Fast Trigger la scheda JVL1 inizia la valutazione del trigger di livello 1. Questa operazione richiede esattamente 1 μ s, durante il quale il sistema di acquisizione è occupato.

Per generare il segnale di trigger di livello 1 si utilizzano otto unità di *subtrigger* che possono essere configurate in maniera indipendente tramite apposite maschere (*mask*). Ogni unità di *subtrigger*, costituita da un AND gate con 15 input, viene combinata con le altre tramite un OR. Un fattore di *prescaling* può essere settato per ogni unità di *subtrigger* da 1:1 a 1024:1. I segnali in input nell’AND gate sono i seguenti:

1. Segnali da particelle cariche: questi segnali vengono utilizzati nella generazione del trigger per le particelle cariche. Dopo il Fast Trigger viene aperto un gate di 240 ns all'interno del quale devono essere presenti in coincidenza i segnali CP o CT da 3 o 4 piani del TOF. Questi segnali vengono poi inseriti in due look up table LUTFT0 e LUTFT1 per produrre i segnali FTCP0, FTCP1 o FTCT0, FTCT1, che vengono usati nel trigger di livello 1.
2. Segnali da particelle con Z elevato: questi segnali vengono usati nella generazione del trigger per gli ioni. Dopo il Fast Trigger viene aperto un gate di 240 ns all'interno del quale devono essere presenti in coincidenza i segnali BZ da 3 o 4 piani del TOF. Questi segnali vengono inseriti nella look up table LUT-BZ, per produrre il segnale BZ utilizzato nel trigger di livello 1.
3. Segnali dal sistema ACC: questi segnali vengono utilizzati per produrre un trigger di veto. Dopo il Fast Trigger viene aperto un gate di 240 ns all'interno del quale devono essere presenti, in coincidenza, dei segnali che vengono usati per contare il numero di hit provenienti dai rivelatori dell'ACC. Questo numero viene comparato con due soglie, per produrre i segnali ACC0 e ACC1 utilizzati nel trigger di livello 1. ACC0 indica l'assenza di un segnale dai contatori dell'ACC, mentre ACC1 indica la presenza di segnale da un numero massimo (programmabile) di rivelatori.
4. Segnali ECAL-F: questi segnali sono impiegati per il trigger *Unbiased EM*. Dopo il Fast Trigger viene aperto un gate di 240 ns, nel quale devono essere presenti, in coincidenza, il segnale ECAL-F che indica la presenza di un Fast Trigger da parte dell'ECAL. Il segnale ECAL-F viene generato quando tre PMT in 3 layers differenti superano la soglia pre-impostata. La presenza di segnale da questi 3 layer può essere richiesta per una o entrambe le viste dell'ECAL.
5. Segnali ECAL-A: questi segnali definiscono il trigger per i fotoni che non convertono all'interno del detector. Dopo il Fast Trigger viene aperto un gate di 640 ns, all'interno del quale devono essere presenti in coincidenza i segnali ECAL-A. Questi servono per fare una ricostruzione della traiettoria della particella ed eventualmente rigettare gli eventi al di fuori dell'accettazione del detector.
6. Segnali EXT-GATE: viene aperto un gate di 240 ns, all'interno del quale devono essere presenti in coincidenza dei segnali da gate esterni.

I segnali EXT-GATE sono stati utilizzati prevalentemente nella fase di *test-beam* per verificare l'efficienza del trigger.

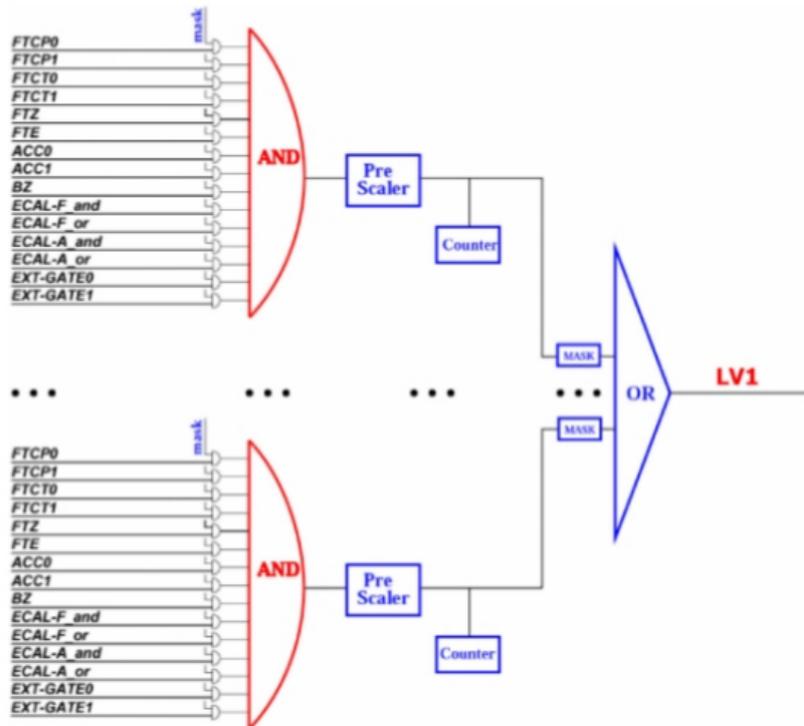


Fig. 4.13: Generazione del trigger di livello 1

Combinando i segnali descritti in precedenza sono stati definiti 7 tipi di trigger

1. *Unbiased Charged*: 3 piani su 4 con segnale corrispondente a carica $Z = 1$ nel TOF. Questo trigger viene prescalato con un fattore cento.
2. *Single Charge*: 4 piani su 4 con segnale corrispondente a carica $Z = 1$ nel TOF e nessun segnale dalle anticoincidenze.
3. *Normal Ions*: 4 piani su 4 con segnale corrispondente a carica $Z > 2$ nel TOF e al massimo 5 contatori delle anticoincidenze colpiti.
4. *Slow Ions*: 4 piani su 4 con segnale corrispondente a carica $Z > 2$ nel TOF con gate di trigger esteso fino a 640 ns.
5. *Electrons*: 4 piani su 4 con segnale corrispondente a carica $Z = 1$ nel TOF e segnale ECAL-F su entrambe le viste di ECAL.

6. *Photons*: Segnale ECAL-A.
7. *Unbiased EM*: Segnale ECAL-F su almeno una vista di ECAL. Tale trigger viene prescalato di un fattore 1000.

4.8 La catena DAQ

Il sistema di acquisizione dati (DAQ) di AMS-02 gestisce oltre 200K canali analogici appartenenti ai differenti sottorivelatori. I segnali vengono acquisiti da schede elettroniche (nodi) identificate con le lettere U per il TRD, S per il TOF e gli ACC, T per il Tracker, R per il RICH, E per il calorimetro elettromagnetico, LV1 per il modulo relativo al trigger di livello-1 seguita dalle lettere DR (Data Reduction).

Il sistema di acquisizione consiste di 300 nodi, basati su un "ADSP2187L Digital Signal Processors (DSP)". Il software per il processamento dei segnali per ogni rivelatore ha come compiti principali:

1. gestire il protocollo per la comunicazione fra i nodi;
2. garantire l'integrità dei dati;
3. organizzare la costruzione dell'evento;
4. operare una serie di routine per la calibrazione;
5. testare la funzionalità dei nodi.

La struttura ad albero è mostrata in Figura 4.14

- 264 nodi xDR, che collezionano i dati dall'elettronica di Front End;
- 28 nodi JINF, che collezionano dati dai nodi xDR;
- 8 SDR, che acquisiscono i segnali del TOF e dell'ACC;
- 2 JLV1, che collezionano segnali analogici e digitali per la produzione del trigger di livello 1;
- 4 JINJ, che acquisiscono dati dai nodi JINF, SDR e JVL1;
- 4 JMDC (i computer principali dell'esperimento), basati su processori PPC750.

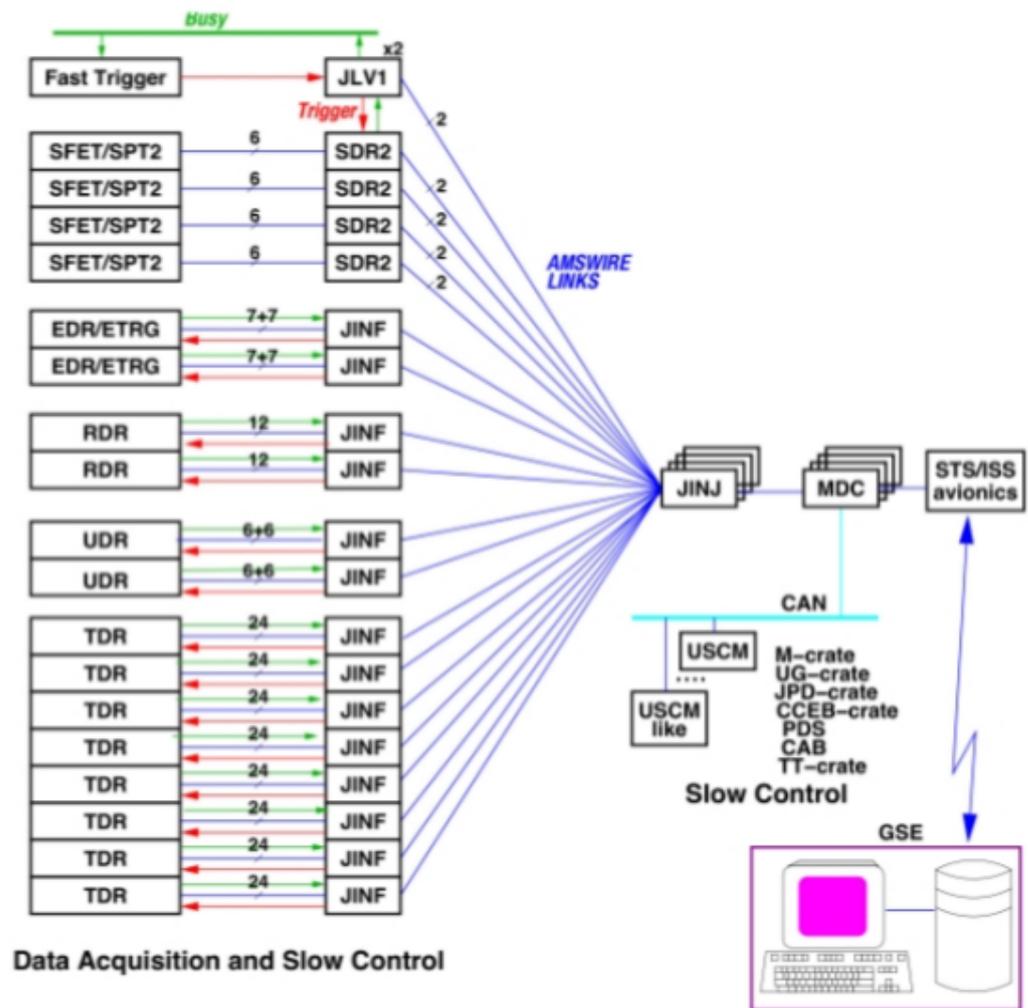


Fig. 4.14: Diagramma a blocchi del sistema di acquisizione di AMS-02

Il *data throughput* per collegamento è circa 100 Mbit/s e la gerarchia è stabilita da un protocollo di comunicazione *master/slave*

Parte III

L'analisi

CAPITOLO 5

METODO DI ANALISI

AMS-02 è stato attivato il primo giorno di volo (16 maggio 2011, ore 08.56 am EDT), poche ore dopo il lancio, per verificare la trasmissione dei dati e verificare il corretto valore delle temperature. Quattro giorni dopo (19 maggio, ore 05.46 am EDT), AMS-02 è stato installato con successo sulla Stazione Spaziale Internazionale (ISS).

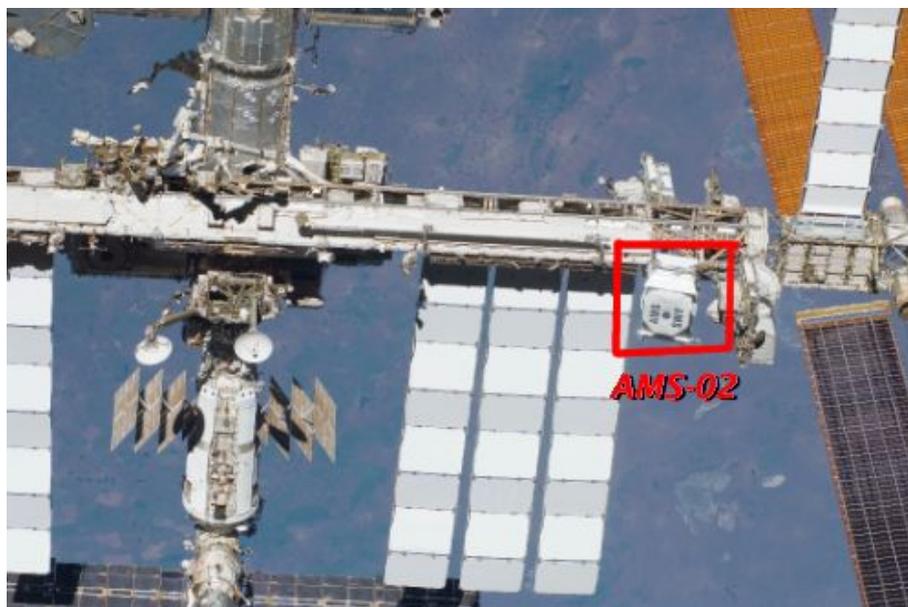


Fig. 5.1: ISS e AMS nello spazio

AMS-02 ha così iniziato a raccogliere dati sui raggi cosmici con un rate

di circa 50 milioni di eventi al giorno [67]. Inizialmente la stanza di controllo di AMS-02, denominata POCC (Payload Operation Control Center), era collocata al Johnson Space Center della NASA. A partire dal 19 giugno 2011, il POCC è stato trasferito al CERN di Ginevra. L'esperimento viene controllato dal POCC 24 ore al giorno, 7 giorni su 7, e ogni subdetector di AMS-02 ha una postazione dedicata per controllare il corretto funzionamento nello spazio e la qualità dei dati.

Giornalmente il team di AMS-02 si riunisce per un incontro dove si discute della presa dati e di eventuali problemi.

5.1 Presa dati e operazioni nello spazio

I dati di AMS vengono raggruppati in pacchetti dal computer principale di bordo. Questi pacchetti vengono trasmessi a un computer della NASA attraverso satelliti con due bande di comunicazione: la *"KU-Band"*, attraverso cui gli eventi vengono trasferiti con un rate di 10 Mbit/s, e la *"S-Band"*, attraverso cui gli eventi vengono trasferiti con un rate di 30 Kbit/s. La banda S permette anche di inviare dei comandi ad AMS-02 con un rate di 1 Kbit/s e di disporre in tempo reale degli *"housekeeping data"*, che contengono informazioni sulle temperature, sui parametri di configurazione dei computer principali e di tutte le schede elettroniche dei sottorivelatori [67]. I dati vengono, infine, trasferiti al Payload Operation Control Center (POCC) e al Science Operation Center (SOC) al CERN dove sono controllati e salvati in computer dedicati.

Nel caso ci fossero dei problemi nella trasmissione dei dati, a bordo della ISS è presente un computer denominato *"AMS laptop ISS"*, che permette di archiviare dati con una capacità massima di circa 2 mesi. I dati salvati nell'AMS laptop ISS vengono trasferiti a terra non appena una delle due bande è disponibile. L'AMS laptop ISS permette anche di inviare comandi ad AMS-02 [67].

Prendendo in considerazione il controllo della qualità dei dati e dei sensori elettronici rivelatore per rivelatore, nel TRD si utilizzano 30 computer di bordo che misurano 482 temperature, 5284 segnali elettronici e controllano valvole e radiatori in modo tale da mantenere il segnale uniforme entro l'1% [67]. Nel tracker il controllo dei dati avviene grazie a 212 computer di bordo, che misurano 196608 segnali elettronici, le 20 posizioni dei lasers per l'allineamento, 142 temperature e controllano i radiatori [67]. Nel calorimetro i computer di bordo sono 32 e gestiscono circa 2916 segnali elettronici. Sei computer vengono utilizzati per controllare 492 sensori di temperature e 242 radiatori globali [67].

All'interno del POCC ogni sottorivelatore ha una propria postazione dedicata, tre computer vengono dedicati al controllo della qualità dei dati, e un "LEAD" coordina le operazioni, monitora la presa dati, gestisce le comunicazioni con la NASA e l'invio dei comandi ad AMS-02.

Le principali operazioni del POCC possono essere riassunte di seguito [67]:

- Monitorare le operazioni giornaliere e discutere con i centri di controllo della NASA
- Monitorare tutti i computer di bordo di AMS-02 per assicurarsi che l'esperimento stia funzionando correttamente e coordinare le attività fra ISS e AMS
- Mandare comandi ad AMS in caso si verificassero eventuali problemi
- Monitorare il funzionamento del computer principale dell'acquisizione dati e del trigger di livello 1 di AMS
- Gestire il computer AMS laptop e il flusso di dati fra AMS e il POCC
- Controllare tutte le temperature dei subdetector
- Controllare le calibrazioni dei subdetector, monitorare le prestazioni e segnalare eventuali problemi
- Controllare la temperatura della ISS, abilitare o disabilitare i radiatori e valutare l'eventuale spostamento dei radiatori della ISS e dei pannelli solari

Durante il primo anno di operazioni tutti i subdetector hanno funzionato correttamente con le prestazioni attese dalle misure a terra. Il rate di acquisizione varia fra circa 200 Hz e 1600 Hz con un tempo vivo tra il 65% e il 98% [67]. Durante i primi 18 mesi AMS-02 ha collezionato circa 25 miliardi di eventi.

Al POCC sono solitamente presenti 5 persone che controllano 5 postazioni: LEAD, "DATA", che controlla il trasferimento dati dalla NASA al

CERN, "THERMAL", che controlla tutte le temperature dei subdetector, "TEE", che controlla tracker e TRD, e "PM", che controlla RICH, ECAL e TOF.

5.2 Selezione dei run e dei trigger di buona qualità

Da quando è partito AMS-02 ha acquisito 2.5×10^9 eventi in circa un anno e mezzo di presa dati che va dal 20 maggio 2011 al 21 dicembre 2012; tuttavia essi non sono tutti utili ai fini dell'analisi per il raggiungimento degli obiettivi di questa tesi.

La presa dati di AMS-02 viene suddivisa in sessioni, denominate **run**, della durata di circa 30 minuti ciascuno.

L'obiettivo principale dell'analisi e dei tagli è quello di migliorare la qualità del segnale rigettando il fondo e i segnali mal ricostruiti.

Prima di ciascun run di fisica viene effettuato un run di calibrazione dei pedestalli di tutti i canali ADC¹: definendo B il rapporto fra i canali anomali² e i canali totali in un run, si richiede, per definire un run di buona qualità, che B sia minore di 3.3×10^{-2} , prima del run 1322757369³, e minore di 4.47×10^{-2} dopo il Run 1322757369. Questo cambio di valore è dovuto al fatto che un alimentatore ha cessato di funzionare a dicembre 2012.

¹Analog to Digital Converter

²**bad strip**

³Il nome del run corrisponde al tempo Unix nel quale è stato preso il primo evento

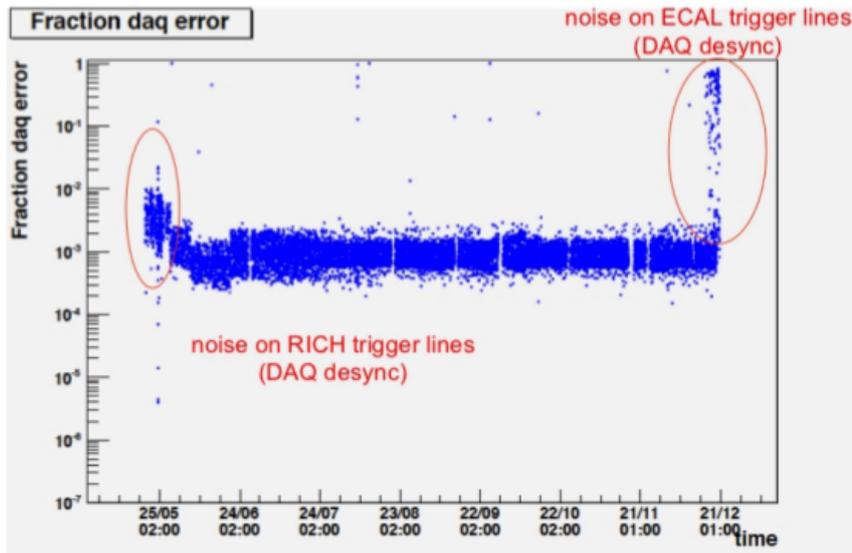


Fig. 5.2: Frazione di eventi con errori di acquisizione in funzione del numero di run. Ogni punto nel grafico rappresenta un run

Dopo aver definito i buoni run l'analisi punta alla realizzazione di una catena di tagli che garantisca la massima efficienza del segnale (gli eventi studiati devono sopravvivere ai tagli) e una massima reiezione di segnali di fondo o di eventi mal ricostruiti in quanto contaminano la misura.

Il principale fondo per i positroni è costituito dai protoni che hanno la stessa carica ma il cui flusso è circa 4 ordini di grandezza più intenso. La reiezione dei protoni viene fatta con il TRD e l'ECAL.

Affinchè gli eventi buoni siano analizzati occorre che siano verificate le seguenti proprietà:

- L'evento triggerato non deve avere errori di acquisizione. Durante l'acquisizione dati ci possono essere degli errori dovuti, ad esempio, a rumore che aumenta la lunghezza dell'evento oppure a una desincronizzazione nella catena di acquisizione dati. In Figura 5.2 si riporta il rapporto fra eventi con errori di acquisizione ed eventi totali in un run. Si nota che a parte la fase iniziale di presa dati, il tasso di errori è stato pari a qualche per mille.
- L'evento triggerato non deve presentare errori nelle schede elettroniche xDR: durante l'acquisizione dati si sono verificati problemi con le xDR. Questi errori sono dovuti essenzialmente alla dimensione troppo elevata dell'evento e a *bit flips*. In Figura 5.3 viene mostrato il rapporto fra eventi con errori e gli eventi totali in ogni run.

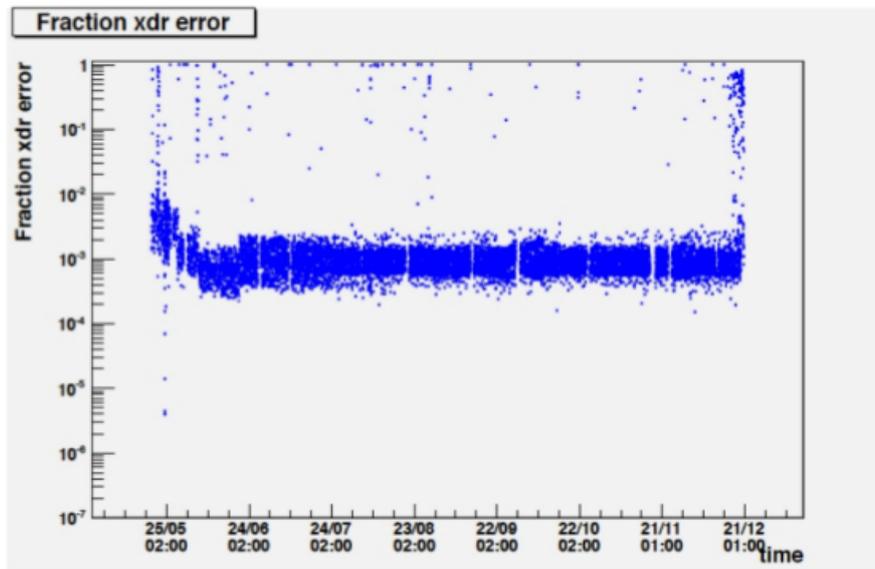


Fig. 5.3: Frazione di eventi con errori nelle schede elettroniche in funzione del numero di run. Ogni punto nel grafico rappresenta un run

- L'evento triggerato non deve avere errori di ricostruzione: alcuni eventi possono essere ricostruiti con errori dovuti a rumore nel tracker o problemi di CPU. Controllando lo stato dell'evento è possibile determinare se questo abbia errori di ricostruzione o meno ed escluderlo dall'analisi.
- L'evento triggerato non deve essere acquisito durante il passaggio della ISS nella "South Atlantic Anomaly". La South Atlantic Anomaly è un'area della superficie terrestre dove la parte inferiore delle fasce di Van Allen è più vicina alla superficie del pianeta: in questa area, a parità di altezza rispetto al livello del mare, l'intensità delle radiazioni è più elevata rispetto a quella del resto della superficie terrestre. Le fasce di Van Allen sono un toro di particelle cariche intrappolate in orbita attorno alla Terra dal campo magnetico terrestre, e sono simmetriche rispetto all'asse del campo magnetico della Terra. Quest'ultimo è inclinato di circa 11° rispetto all'asse di rotazione della Terra e la parte più interna delle fasce di Van Allen, a causa di tale inclinazione del campo magnetico, è più vicina alla superficie terrestre sopra l'Oceano Atlantico meridionale e più lontana sopra l'Oceano Pacifico settentrionale. Le coordinate geografiche della South Atlantic Anomaly sono state definite come il contorno della regione in cui il rate di

particelle, nei primi due piani del TOF, supera 2×10^4 Hz. Gli eventi triggerati all'interno di tale contorno vengono così esclusi dall'analisi.

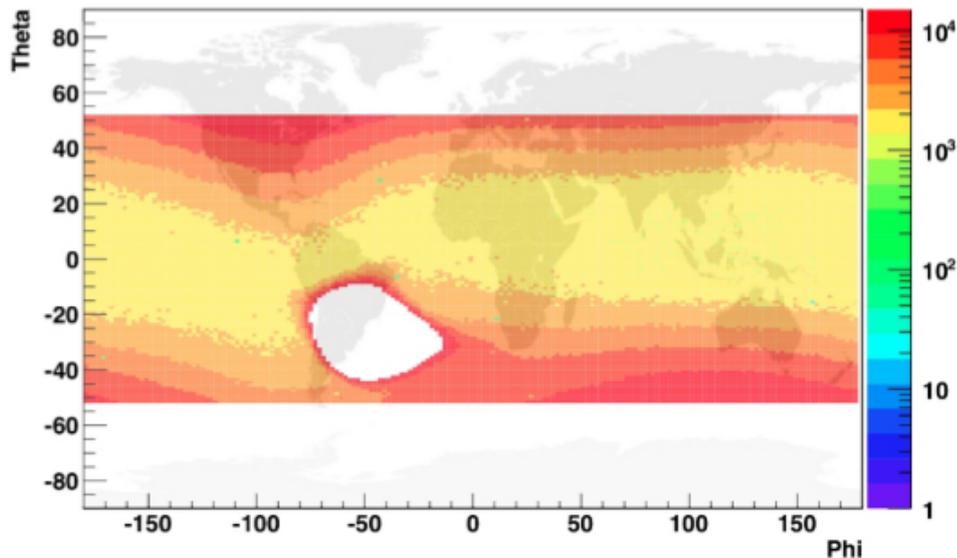


Fig. 5.4: Rate di particelle nei primi due piani del TOF. La scala è in Hz. La regione bianca delimita la South Atlantic Anomaly come illustrato nel testo.

La selezione a questo punto si scinde in due parti: in una prima parte è stato creato un campione di eventi preselezionati esente da eventi spurri, nella seconda parte, invece, sono stati individuati i tagli che meglio aumentano l'efficienza dei positroni/elettroni e la reiezione dei protoni.

5.3 Pulizia del campione

Questa parte di analisi prescinde l'individuazione del tipo di particella - quindi non vi è alcuna distinzione tra protoni o elettroni - ed è mirata all'eliminazione di tutti quegli eventi che risultano corrotti o inutilizzabili ai fini della nostra ricerca.

La prima importante selezione è che l'evento in questione deve essere un **evento AMS** ovvero che presenta una sola traccia nel TRD, una sola nel Tracker, una sola nel ToF e almeno una shower elettromagnetica nel calorimetro. Può capitare, infatti, che una particella interagisca con i piani del TRD o del Tracker dando vita a raggi cosmici secondari che, a loro volta, generano nuove tracce.

Una volta selezionati gli eventi che presentano una sola traccia per ognuno dei componenti, è importante farne il matching ovvero sincerarsi che esse combacino tra loro entro un intervallo prestabilito delle coordinate spaziali e degli angoli.

L'intervallo scelto per questo lavoro è di 3 cm per le coordinate spaziali e 2° per gli angoli.

In realtà una particella può avere anche più di una traccia nel tracker, nel TRD o nel ToF o anche in più parti contemporaneamente ed essere comunque classificabile come evento buono; dal momento che le altre tracce possono essere associate a particelle secondarie nate dall'interazione delle primarie con i piani del rivelatore, la particella primaria può ancora viaggiare attraverso il rivelatore e lasciare una traccia principale. Tuttavia nel lavoro di questa tesi si è scelto di restringere i tagli per avere un campione più pulito anche al prezzo di una statistica più bassa.

A ogni modo la maggior parte degli eventi presenta una sola traccia o due, solo pochi ne presentano più di due. Eventi con cinque o più tracce sono quasi assenti.

Un altro fattore che determina la contaminazione del campione è quello della **confusione di carica** ovvero una errata ricostruzione della rigidità da parte del tracker. Questi eventi possono essere generati da deflessioni anomale del rivelatore o, soprattutto ad alte rigidità, per effetti di spillover.

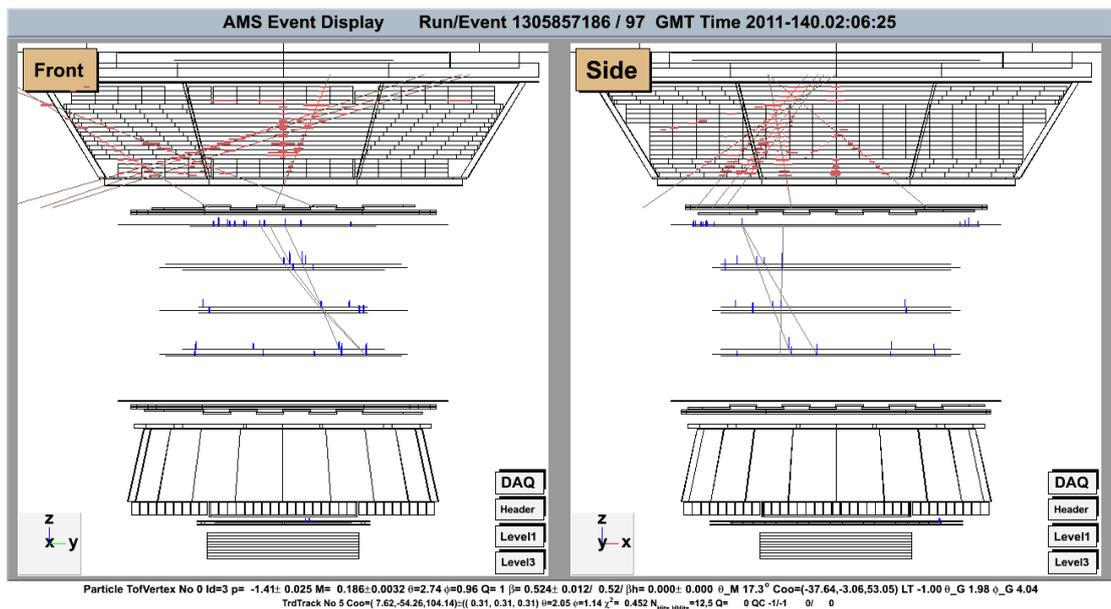


Fig. 5.5: Visualizzazione laterale e frontale di un evento evidentemente corrotto che presenta sei tracce nel TRD e 3 nel tracker

5.3.1 Selezione della Livetime

Il tempo vivo (o *livetime*) è la frazione di tempo in cui l'arrivo di una particella genera un trigger. Nella regione corrispondente all'area del Sud Atlantico si hanno valori molto più bassi della live time; questo è dovuto al fatto che in quella zona il campo magnetico terrestre è assai più debole e quindi si ha un maggiore flusso di particelle intrappolate. La figura 5.6 mostra che per un valore della livetime di 0.65 è stato fatto un taglio.

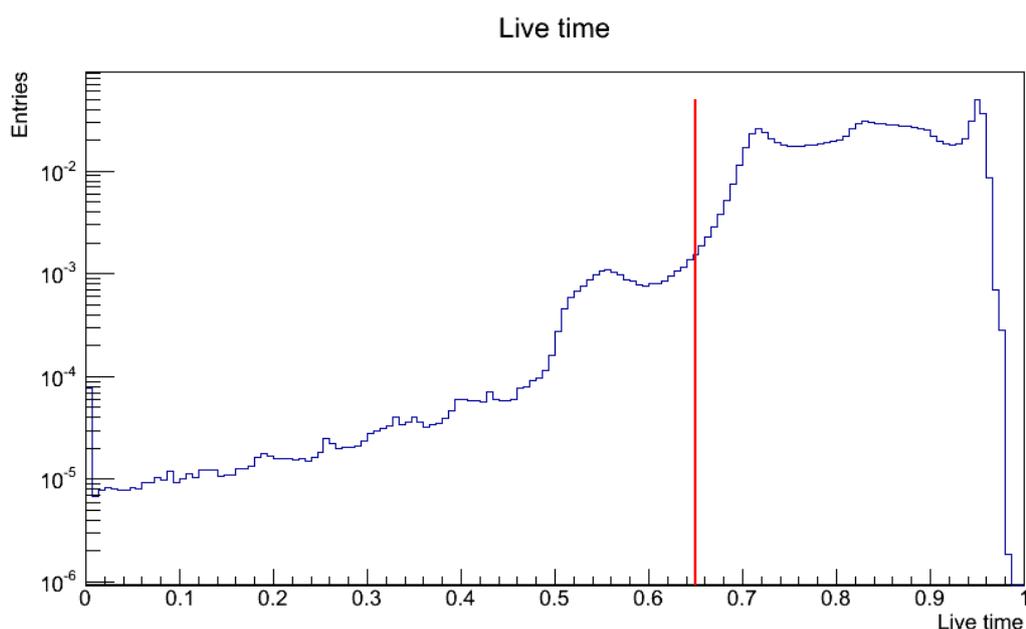


Fig. 5.6: Distribuzione della livetime

5.3.2 Selezione con il Tracker

La selezione inizia richiedendo una sola traccia ricostruita nel tracker. Questa richiesta è essenziale per andare ulteriormente a ridurre l'importanza di fondi non controllabili, come una particella prodotta dal protone durante l'attraversamento del detector, che può determinare una ricostruzione errata della rigidità.

Dopo aver considerato gli eventi a una sola traccia, seguono le seguenti selezioni:

- $\chi^2 < 10$: una buona traccia nel Tracker deve soddisfare dei criteri di "qualità" come il taglio del χ^2 .

- **Rigidità:** La rigidità di una particella può essere misurata sia usando solamente i piani interni del tracker (R_i : *inner rigidy*) sia usando tutti e nove i piani (R_f : *full-span rigidity*). La differenza tra l'uso di un metodo piuttosto che di un altro è sottile tuttavia esistente: l'inner tracker ha una maggiore accettazione geometrica e ha anche il vantaggio di essere indipendente dall'allineamento dei piani esterni, tuttavia la Maximum Detectable Rigidity (MDR) - ovvero il valore della rigidità la cui incertezza è del 100% (*i.e.* $\Delta R/R = 1$) - ha un valore più basso. Poichè in questa tesi si è fatto uno studio a energie fino a ~ 300 GeV è stato necessario usare tutti i piani; tuttavia le due rigidità, che ci si aspetta essere uguali, possono avere segno opposto; questo problema può derivare da un'errata interpolazione dei piani L1 e L9 con i piani interni.

In figura 5.8 sono plottate le misure di sagitta per *inner tracker* e *full span*. I punti nei quadranti discordanti sono quelli che presentano carica confusa e, quindi, scartati dall'analisi.

- **Carica:** Dal momento che l'analisi sarà finalizzata allo studio dei positroni, si è interessati solo a eventi la cui carica ha modulo 1; essendo la carica data come variabile *float*, l'intervallo scelto è $[0.8 < Q_{trk} < 1.3]$.
- **Tracker Likelihood:** Uno dei problemi più importanti che il tracker deve essere in grado di risolvere è quello della confusione di carica quindi è stata fatta un'analisi sulla likelihood.

Attraverso le rigidità generate, è stata applicata una procedura di rinormalizzazione al fine di ottenere una PDF (Probability Density Function) in grado descrivere il segno della carica di ogni evento; attraverso l'energia misurata e la traiettoria nel tracker, si studiano le seguenti funzioni:

$$L_{Good} = \text{Log}(\prod_i P_i^{Good})$$

$$L_{Wrong} = \text{Log}(\prod_i P_i^{Wrong})$$

dove le P_i sono funzioni di probabilità stimate dal Monte Carlo mentre *Good* e *Wrong* si riferiscono a carica con il segno giusto o sbagliato rispettivamente.

A questo punto la Likelihood del tracker è il rapporto

$$TrkLH = \frac{L_{Wrong}}{L_{Wrong} + L_{Good}}$$

ed è definita nell'intervallo $[0, 1]$ dove a 1 abbiamo gli eventi "buoni" e a 0 gli eventi "confusi". Il valore scelto sul quale effettuare il taglio è 0.5 (valore oltre il quale $\langle P_i^{Good} \rangle$ è maggiore di P_i^{Wrong}).

Nelle figure 5.10, 5.11, 5.12 possiamo vedere l'andamento della Likelihood del tracker sia per tutti i valori di energia, sia suddivisa per alti e bassi momenti.

Nella figura 5.13 invece, si può vedere l'andamento della likelihood in funzione del logaritmo del rapporto Energia-Rigidità; dal logaritmo di questo rapporto, infatti, verrà fatto il taglio nel calorimetro per selezionare adroni e leptoni.

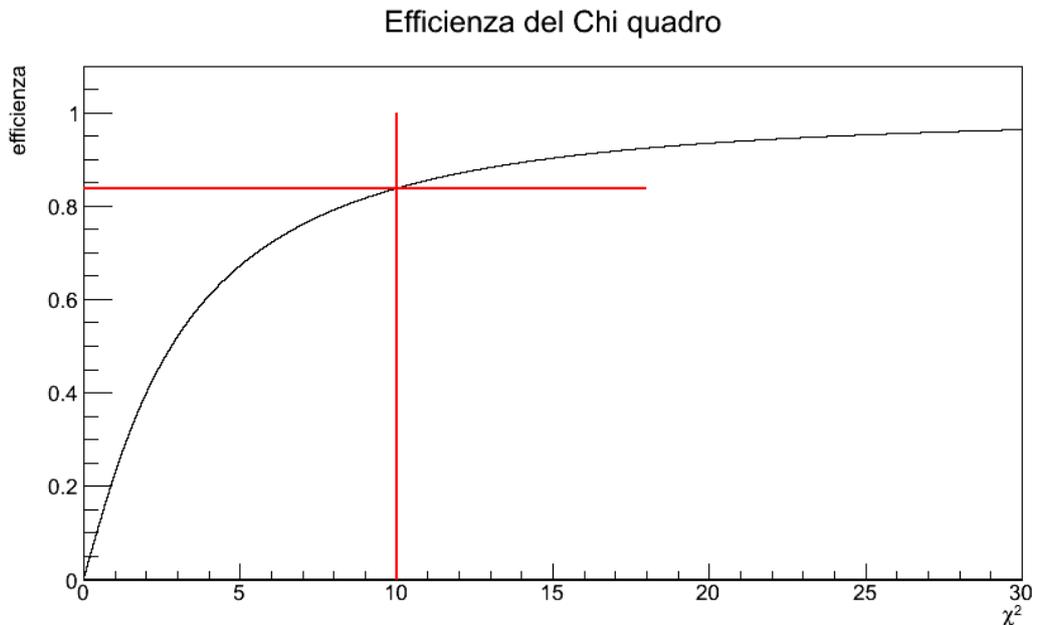


Fig. 5.7: Misura dell'efficienza del χ^2 . Le linee rosse indicano il valore del χ^2 per il quale è stato fatto il taglio e il valore corrispondente dell'efficienza (per tutti i valori di rigidità)

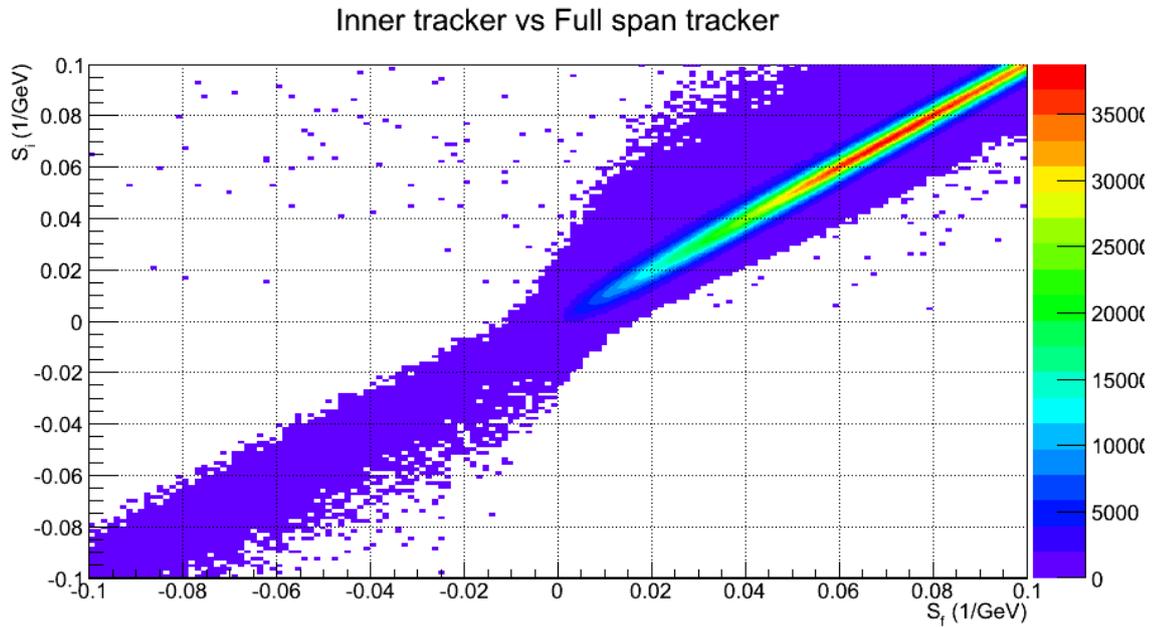


Fig. 5.8: Misure di Sagitta ($S = 1/Rigidity$) di inner tracker e full span tracker. Gli eventi presenti nel secondo e nel quarto quadrante sono stati scartati.

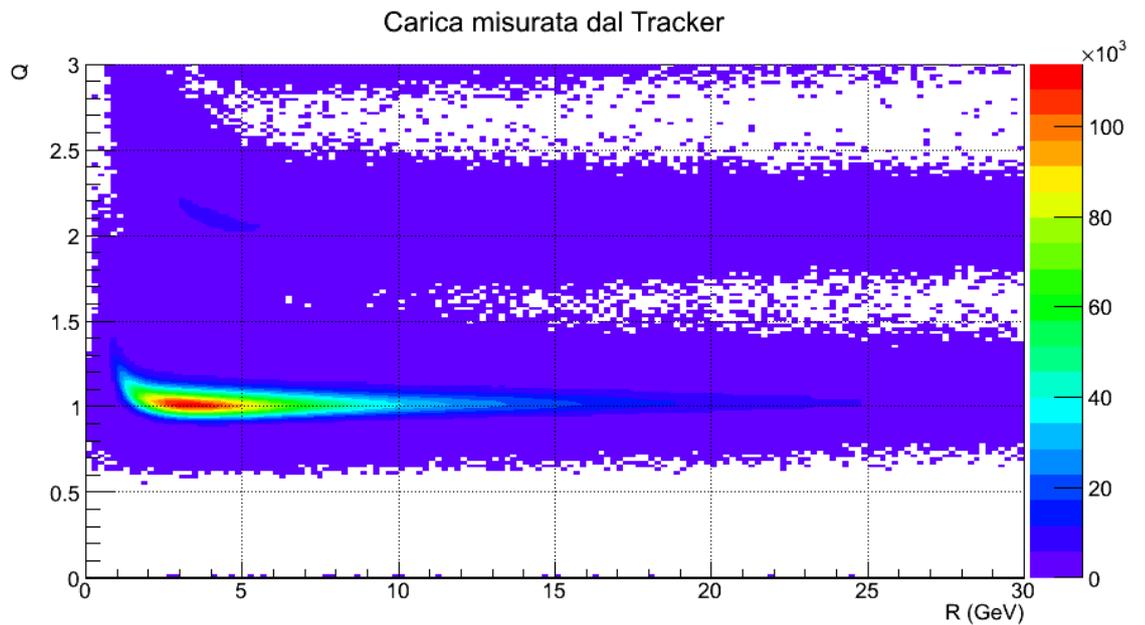


Fig. 5.9: Distribuzione della carica misurata dal Tracker in funzione della rigidità

Trk Likelihood di elettroni e positroni in tutti i range di energia

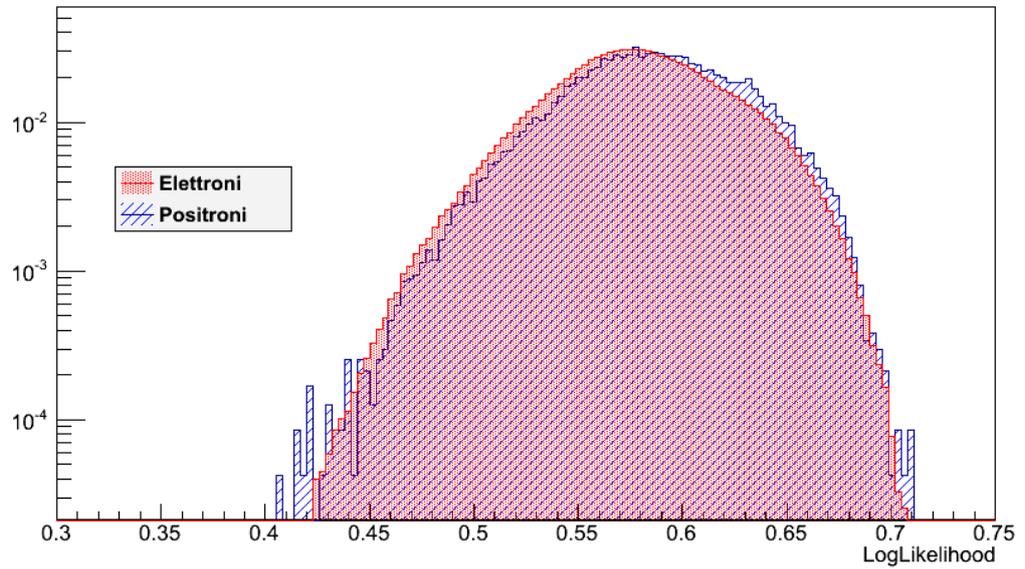


Fig. 5.10: TRK-LogLikelihood per tutte le energie. Gli eventi sono normalizzati alla stessa area

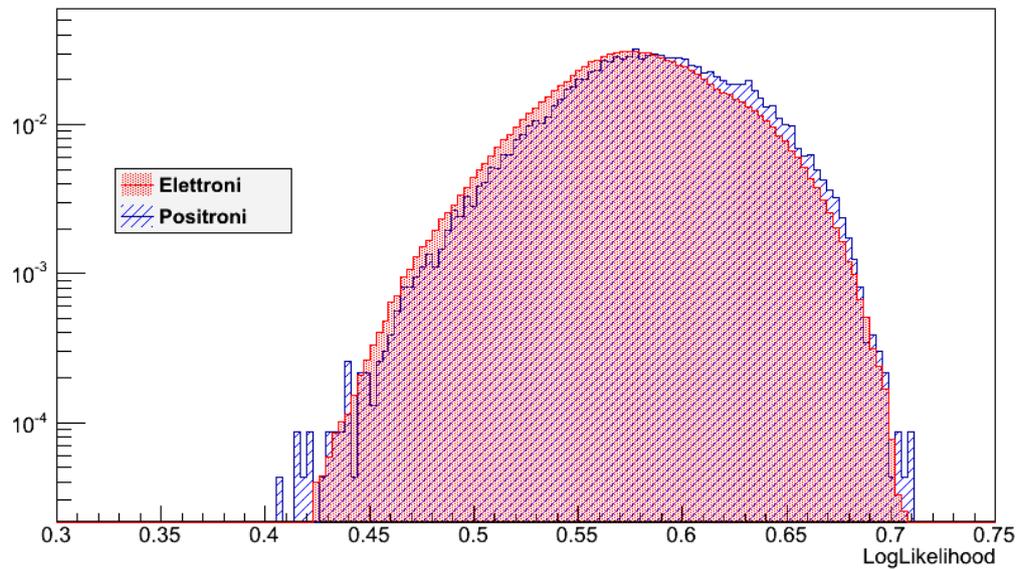
Trk Likelihood di elettroni e positroni $0 < E < 60$ GeV

Fig. 5.11: TRK-LogLikelihood per tutte basse energie. Gli eventi sono normalizzati alla stessa area

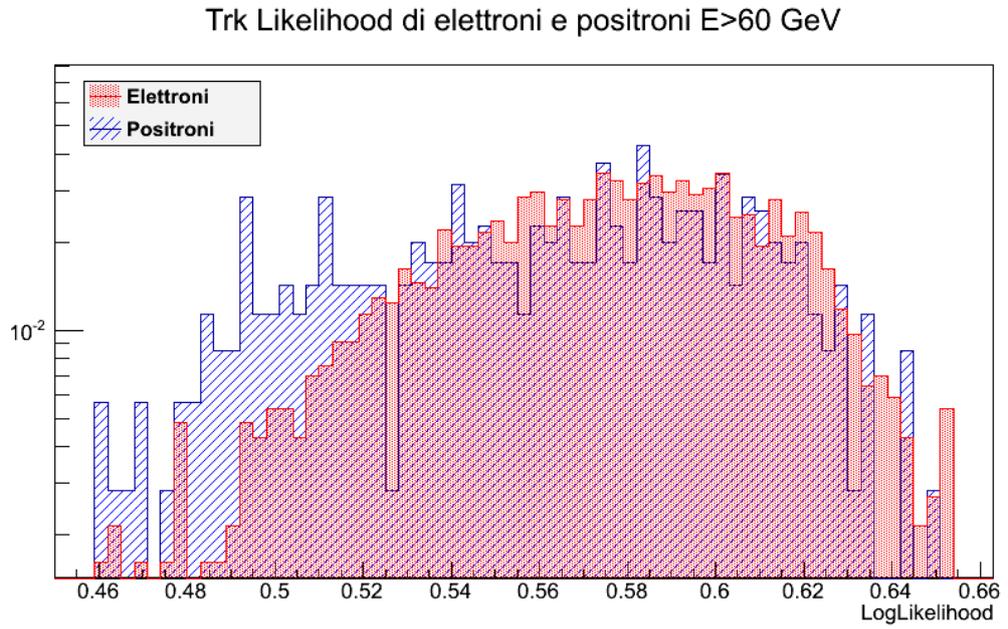


Fig. 5.12: TRK-LogLikelihood per tutte alte energie. Gli eventi sono normalizzati alla stessa area

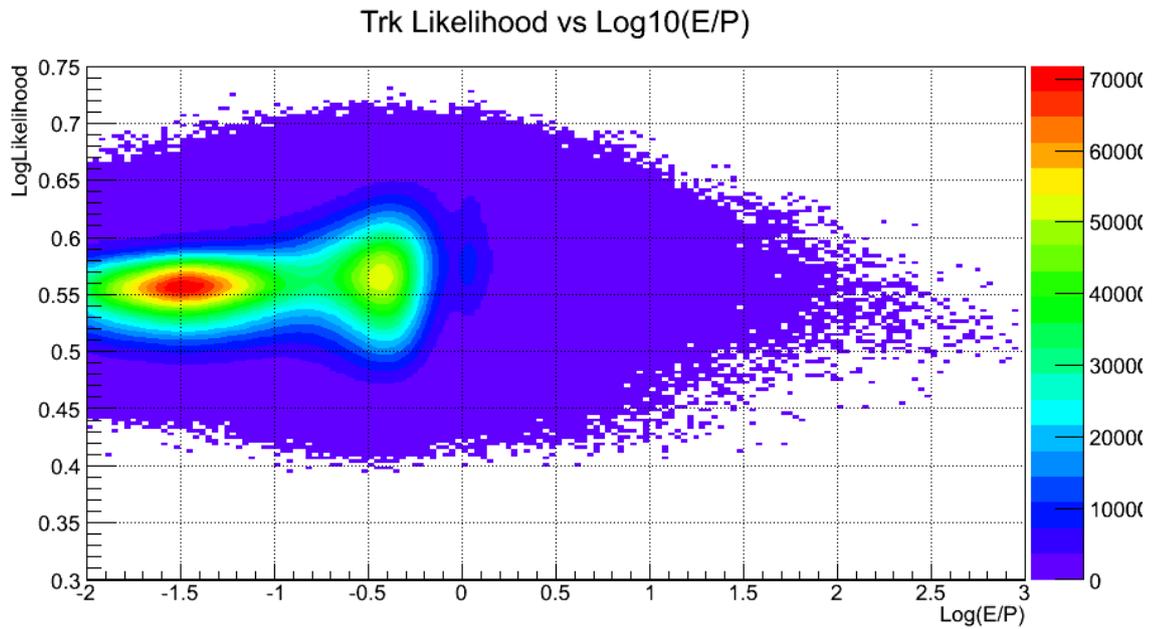


Fig. 5.13: TRK-LogLikelihood vs $\text{Log}(E/P)$

5.3.3 Selezione con il ToF

Per ogni rivelatore del TOF, è stato studiato il *matching*, per garantire il riscontro geometrico fra la coordinata longitudinale e trasversale del TOF e la traccia ricostruita dal tracker.

Per gli eventi che mostravano un *match*, poi, sono state operate le seguenti selezioni:

- **Carica:** Dal momento che la carica può essere misurata anche dal ToF, è stata fatta la stessa selezione operata nel tracker per poi richiedere un confronto e selezionare via gli eventi che non rispondono alla congiunzione dei due ($Q_{ToF} = 1$ AND $Q_{trk} = 1$);
- **BetaH:** BetaH è uno dei tanti algoritmi di AMS per calcolare la velocità; questo è quello sviluppato per ultimo e considerato il più preciso. Il taglio è stato fatto di modo da assicurarsi che l'evento presenti almeno una velocità fisica.

Dalla figura 5.15 è evidente che quasi tutti i beta giacciono nel range $0.8 \div 1.2$.

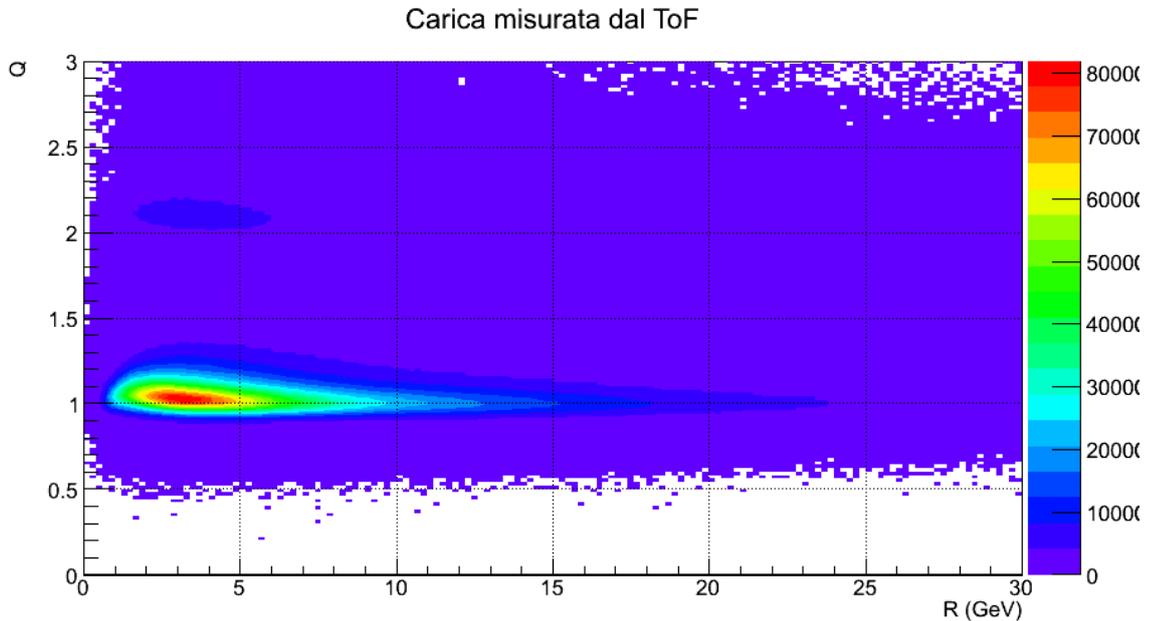


Fig. 5.14: Distribuzione della carica misurata dal ToF in funzione della rigidità

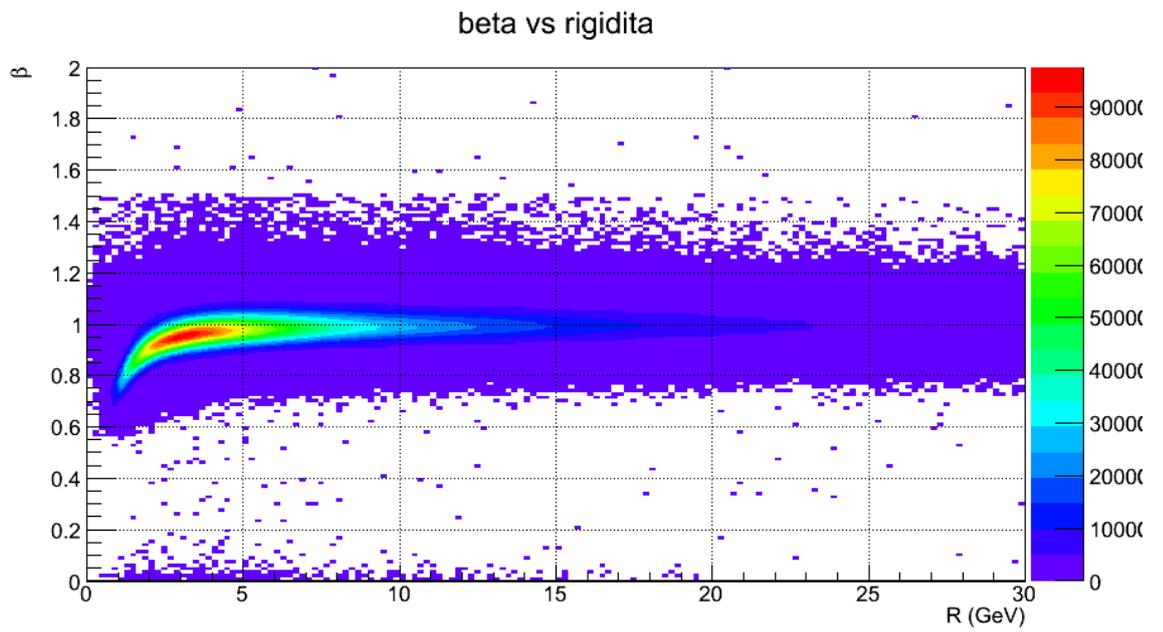


Fig. 5.15: Distribuzione di β vs rigidità.

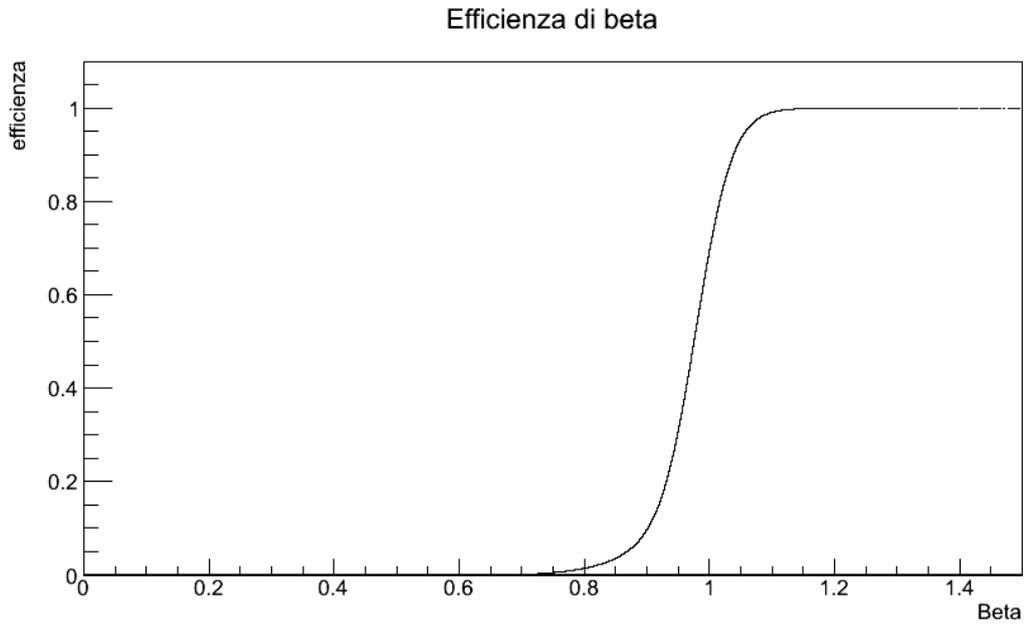


Fig. 5.16: Efficienza di β definita come la percentuale di eventi aventi un valore di β inferiore a quello indicato sulle ascisse.

Nella tabella 5.1 sono stati riassunti i tagli effettuati con le relative efficienze.

	All R	$R < 20$	$20 < R < 100$	$R > 100$	
Livetime > 0.7	9.00%	8.88%	0.11%	0.007%	t. e.
Eventi AMS	9.02%	8.89%	0.11%	0.007%	t. e.
ACC < 5	96.65%	96.61%	99.35%	100%	AMS e.
Matching TRD-Trk-ToF	22.16%	21.16%	95.18%	100%	AMS e.
TRK-LH > 0.5	85.42%	85.31%	93.38%	93.2%	AMS e.
Coincidenza R_f e R_i	100%	100%	21.78%	12.45%	AMS e.
$R > 1.3R_{cut}$	15.04%	13.87%	100%	100%	AMS e.
$0.01 < \chi^2 < 10$	57.68%	57.52%	69.38%	72.88%	AMS e.
$ Q = 1$	71.19%	70.15%	76.54%	76.27%	AMS e.
$0.8 < 1/\beta < 1.2$	70.39%	69.98%	99.89%	100%	AMS e.
Eventi analizzati	0,65%				t. e.

Tabella 5.1: Tabella riassuntiva dei tagli fatti per la preselezione degli eventi. La nota "t. e." dice che le percentuali si riferiscono a tutti gli eventi mentre "AMS e". si riferiscono solo agli eventi AMS.

Dalla tabella risulta evidente il taglio dei contatori di anticoincidenze è piuttosto conservativo specialmente ad alte energie.

Un taglio molto stringente a basse energie è quello del matching; questo perché, affinché una particella sia considerata di tipo AMS, è richiesto che essa posseda una sola traccia nelle varie parti del rivelatore ma un evento che presenta più di una traccia in uno dei componenti dei rivelatori non è necessariamente un cattivo evento; come spiegato in precedenza, una particella può produrre fotoni attraverso Bremsstrahlung che a loro volta producono leptoni ognuno con una traccia associata. Tuttavia il modus operandi seguito in questo lavoro di tesi è stato quello di definire i tagli di modo da pagarne in statistica ma avere maggiore certezza in quanto a bontà dell'evento.

Il taglio di β elimina le particelle *hadron-like* lente o con una cattiva ricostruzione di beta associata. Si può vedere che queste particelle costituiscono una non trascurabile percentuale degli eventi AMS in quanto una buona parte di esse è composta da particelle secondarie prodotte dall'interazione

dei raggi cosmici primari con il campo magnetico terrestre. Questi eventi verranno poi eliminati dal taglio geomagnetico.

5.4 Analisi sul campione

Fatta la preselezione, si fa un'analisi sul campione per separare gli elettroni dai positroni e ridurre il più possibile il fondo di protoni; le parti di AMS usate per questo studio sono il TRD detector e il calorimetro. In queste due parti, infatti, le particelle rilasciano la loro energia in maniera diversa sia che si tratti di adroni che di leptoni. Attraverso lo studio delle energie, è stato calcolato un algoritmo in grado di separare le particelle in base alla loro natura.

5.4.1 Selezione nel TRD

Il principio di analisi alla base del TRD è quello di studiare l'energia depositata sui piani dai fotoni di transizione; usando i segmenti delle tracce e il fattore γ di Lorentz è stato definito l'algoritmo K-Likelihood discriminatore di leptoni-adroni per le particelle che entrano nel rivelatore attraverso l'uso della radiazione di transizione emessa sui piani del TRD.

In figura 5.17 viene mostrato l'andamento della Likelihood per particelle con rigidità positiva e negativa. Dal momento che il campione preso in analisi è composto da soli eventi del campione, le impurezze sono quasi del tutto assenti quindi è ragionevole pensare che i picchi secondari di ciascun andamento (quello a sinistra a ~ 0.4 per i positivi e a destra ~ 1.1 per i negativi) indichino la presenza di antiprotoni (per il grafico rosso) e positroni (per il grafico blu).

Il valore per il quale è stato effettuato il taglio è 0.9; per questo valore viene soppresso poco più del 3% degli eventi negativi e quasi l'80% di quelli positivi.

Questo ci dice che la likelihood del TRD è un buono strumento per una prima selezione $p - e$.

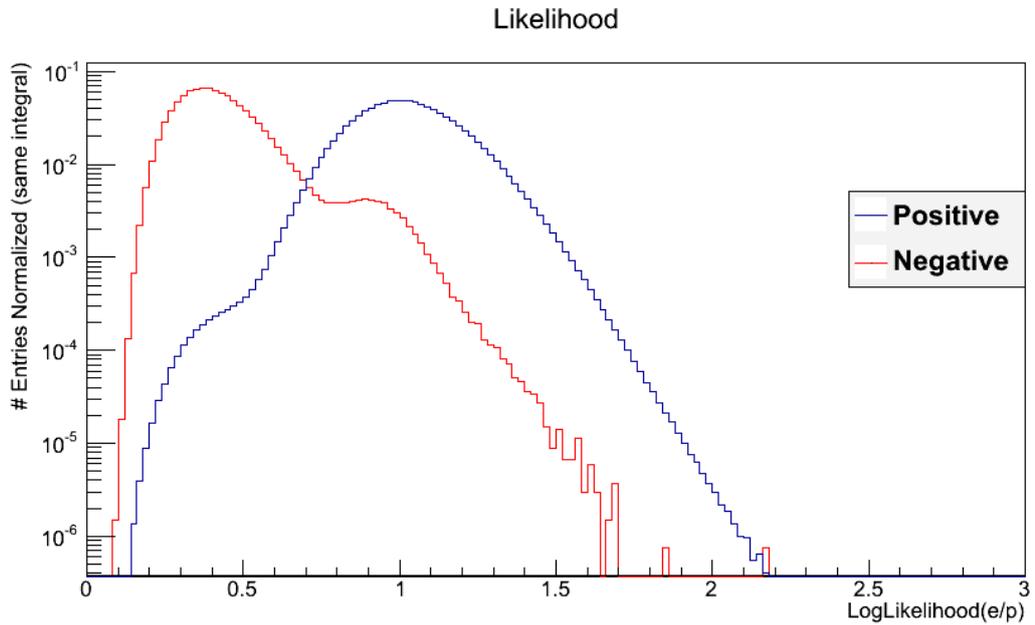


Fig. 5.17: Andamento osservato della LogLikelihood(e/p) per particelle positive (blu) e negative (rosso)

Lo stesso ragionamento lo si può fare sull'energia depositata sui piani del TRD. Analogamente alla likelihood, anche l'energia depositata sui piani ha uno spettro diverso per adroni e leptoni: la radiazione di transizione prodotta dagli elettroni è ben assorbita dagli *straw tubes* mentre i protoni hanno una probabilità più bassa di rilasciare radiazione e perdono energia più che altro per ionizzazione producendo, quindi, segnali più bassi.

Poiché gli eventi del campione sono stati selezionati di modo che almeno dodici di venti piani del TRD risultassero "colpiti" è stato ragionevole calcolare l'energia media sui dieci piani con il maggior deposito per ogni evento. Chiamo questa energia media \bar{E}_{TRD} il cui andamento lo si può osservare in figura 5.18; anche in questo caso l'unica selezione fatta è sul segno della rigidità la differenza, però, è che brutalmente non si riesce a vedere la componente di positroni nell'istogramma blu di rigidità positive mentre si vede la spalla degli antiprotoni in quello rosso.

Poiché gli eventi negativi sono soprattutto elettroni, la lunga coda che si vede nel grafico ad alta energia corrisponde alla radiazione di transizione.

Il valore per il quale è stato effettuato il taglio è 5.5 keV; per questo valore viene soppresso circa l'8% di eventi negativi e l'87% di positivi.

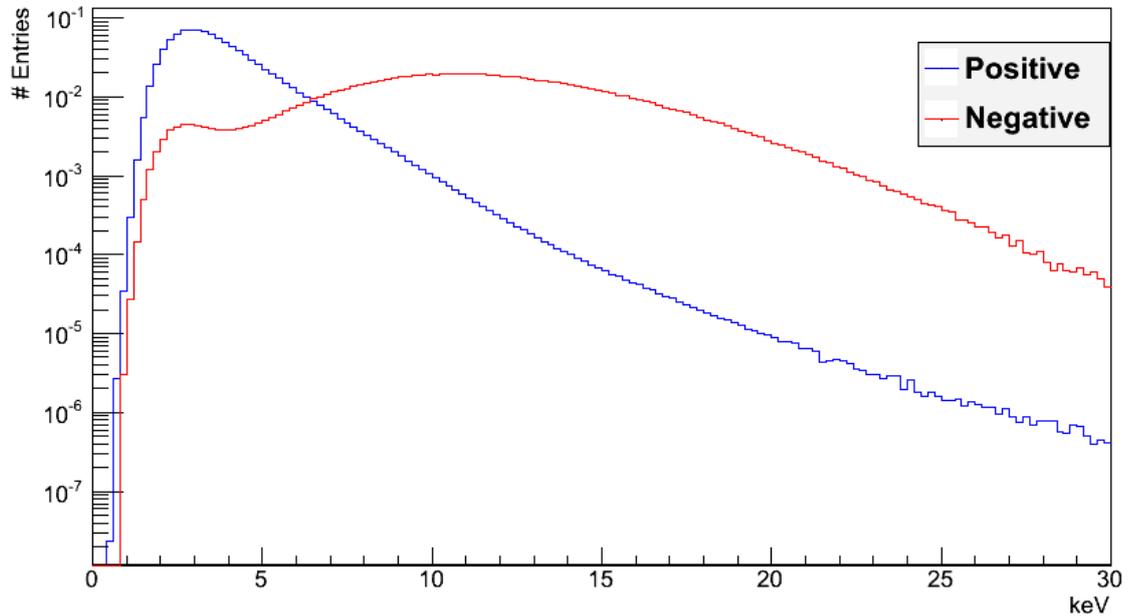


Fig. 5.18: Andamento dell'energia media sui dieci piani con il più alto rilascio energetico

La coniugazione dei due tagli nel TRD è stata chiamata *TRDcut* e fornisce una selezione dei protoni di circa il 92%.

5.4.2 Selezione nel calorimetro

Le selezioni nel calorimetro sono attinenti all'energia della shower prodotta nel calorimetro elettromagnetico.

Attraverso l'energia depositata è possibile stimare la natura della particella; elettroni e positroni ultrarelativistici dovrebbero rilasciare un'energia uguale in modulo alla loro rigidità ma per risoluzione del Tracker, perdite nel calorimetro e migrazioni di rigidità dovute alle interazioni nel rivelatore, esse possono essere rese diverse.

Nel calorimetro sono stati selezionati eventi che hanno l'energia della shower pari almeno al 90% della rigidità.

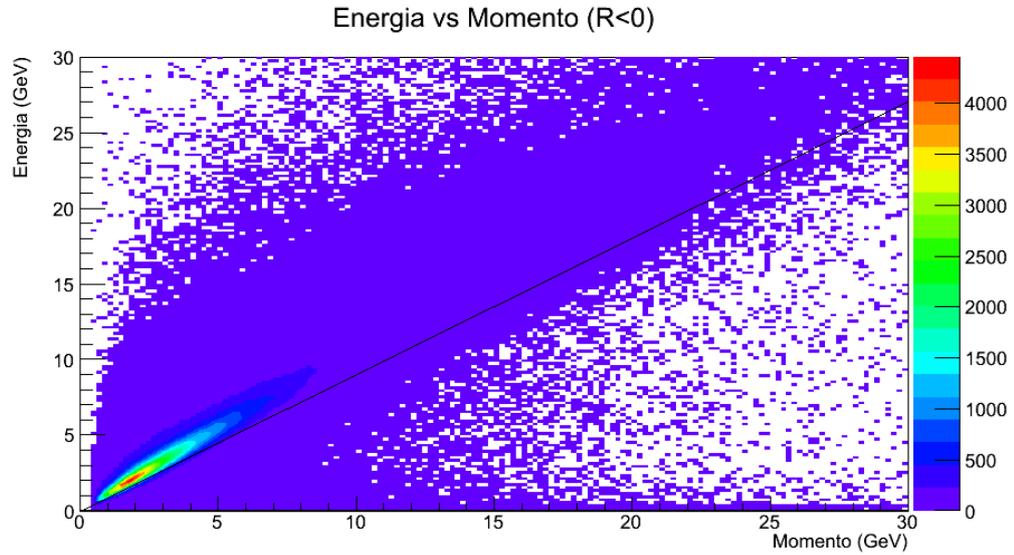


Fig. 5.19: Energia della shower nel calorimetro vs rigidità misurata dal tracker per eventi negativi. La linea nera indica il valore per il quale l'energia della shower è pari al 90% della rigidità

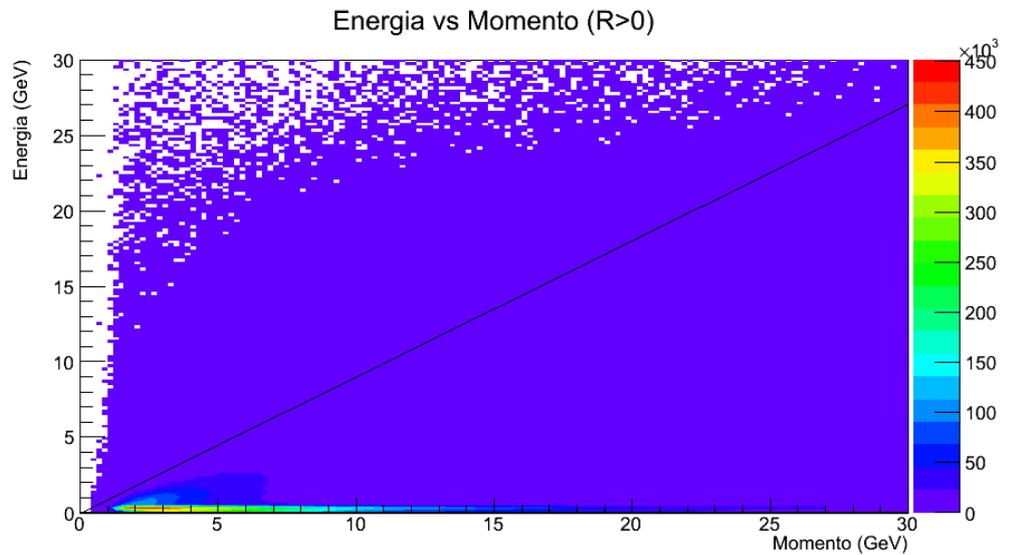


Fig. 5.20: Energia della shower nel calorimetro vs rigidità misurata dal tracker per eventi positivi. La linea nera indica il valore per il quale l'energia della shower è pari al 90% della rigidità

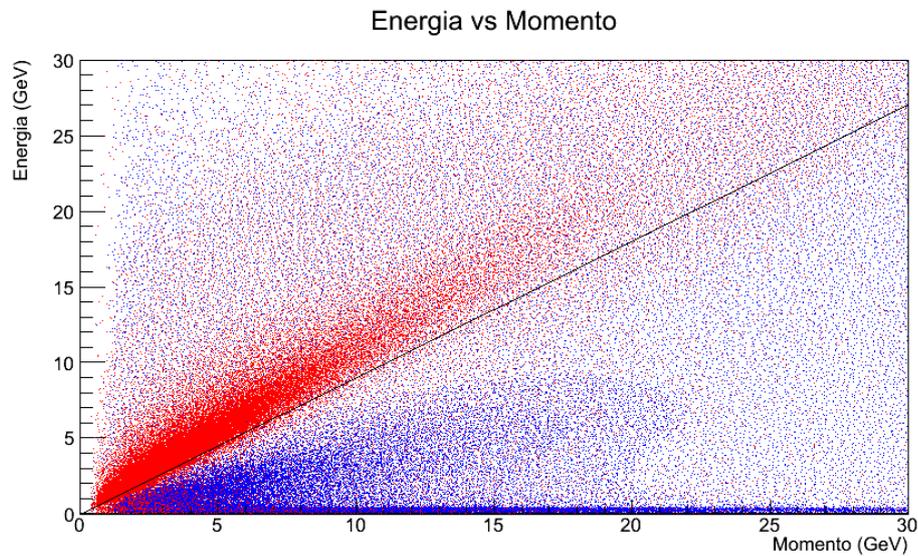


Fig. 5.21: Energia della shower nel calorimetro vs rigidità misurata dal tracker per tutti gli eventi. La linea nera indica il valore per il quale l'energia della shower è pari al 90% della rigidità. Gli eventi in rosso sono quelli negativi, in blu quelli positivi.

La selezione dei protoni attraverso lo studio dell'energia della shower è del 98%.

Lo studio sull'energia della shower può essere condotto in maniera simile attraverso il rapporto tra l'energia e la rigidità; quest'ultimo metodo risulta più efficiente non solo nella distinzione tra adroni e leptoni ma anche tra particelle e antiparticelle nonché nella stima della confusione di carica.

Nella figura 5.22 si distinguono chiaramente i due picchi degli adroni e dei leptoni. Le frecce segnano la distinzione del tipo di particelle. Per $|E/p| > 0.9$ sono selezionati i leptoni. $E/p < -0.9$ per gli elettroni e $E/p > 0.9$ per i positroni.

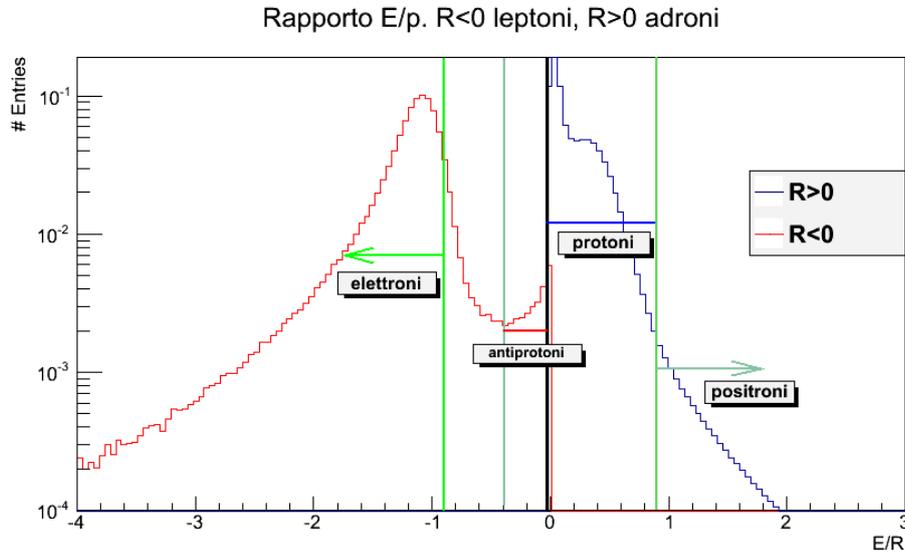


Fig. 5.22: Distribuzione del rapporto E/p per particelle del campione

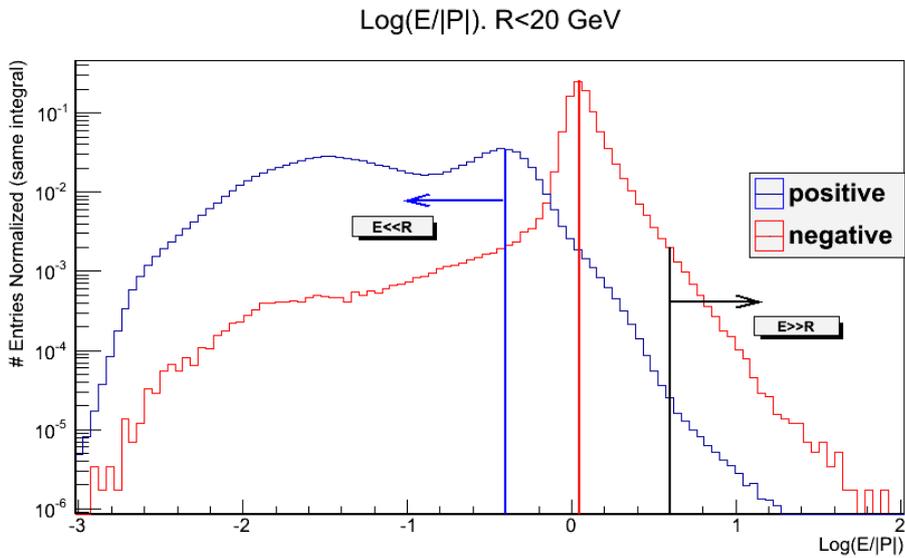


Fig. 5.23: $\text{Log}(E/p)$. La curva blu è per gli eventi a rigidità positiva mentre la rossa è per i negativi. È possibile distinguere tre regimi di misura: elettroni, protoni, protoni con carica confusa. I valori a sinistra della riga blu ($\text{Log}(E/|R|) < 0.4$) corrispondono principalmente a protoni; i valori nella prossimità della riga rossa sono quelli per i quali energia e rigidità hanno valori simili quindi sono principalmente elettroni; quelli a destra della riga nera ($\text{Log}(E/|R|) > 0.6$) sono probabilmente particella confuse per le quali $|R| > E/4$.

Un altro strumento utile per la selezione di e^+ , e^- è l'utilizzo della Boosted Decision Trees (BDT); questo metodo di analisi è stato sviluppato da Atlas e, attraverso la combinazione delle variabili dell'energia della shower e la morfologia dell'evento, discrimina i cluster nel calorimetro prodotti da elettroni da quelli prodotti da altri processi (vedi § 4.6.1).

La funzione è sviluppata in modo tale da avere un picco a +1 se si tratta di un segnale (elettroni) o a -1 se si tratta di fondo (protoni). Sempre limitandoci a una mera selezione di rigidità, gli eventi mostrano l'andamento presentato in figura 5.24. Gli eventi positivi costituiscono quasi interamente il fondo mentre quelli rossi quasi tutti il segnale. Il picco di segnale blu indica la componente di positroni mentre il picco di fondo rosso indica la presenza di antiprotoni.

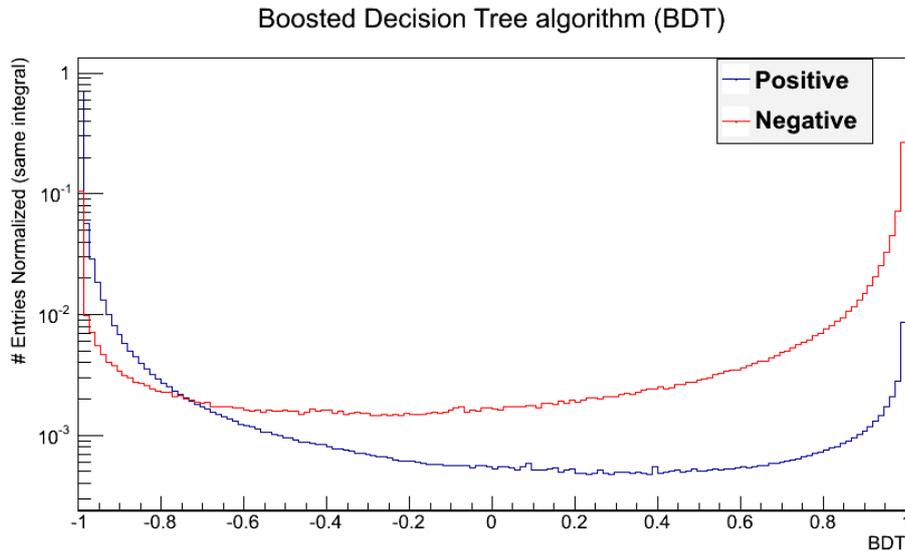


Fig. 5.24: Studio della BDT. Il taglio è stato fatto a 0.9

La coniugazione dei due tagli nel calorimetro prende il nome di **CALcut**.

Riassumendo, quindi, i tagli effettuati per la separazione elettrone-positrone sono:

	Likelihood (e/p)	E_{TRD}	E/p	BDT
Elettroni	< 0.9	> 0.5	< -0.9	> 0.6
Positroni	< 0.9	> 0.5	> 0.9	> 0.6

Per avere un'idea più qualitativa sull'effetto dei tagli, di seguito vengono riportati i grafici in cui vengono confrontate le precedenti misure prima e dopo il taglio.

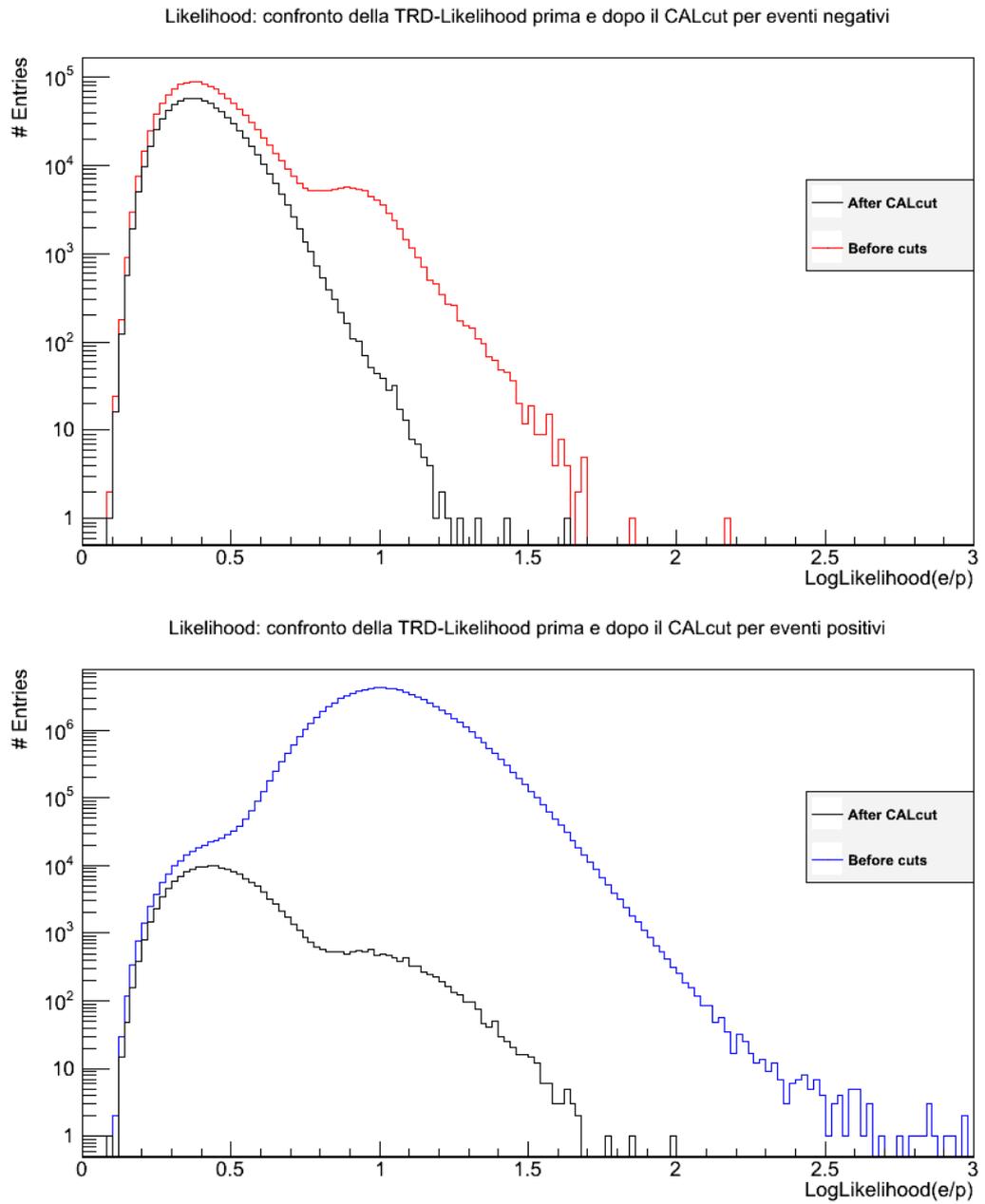


Fig. 5.25: Confronto della likelihood per eventi negativi (in alto) e positivi (in basso) prima e dopo il taglio nel calorimetro

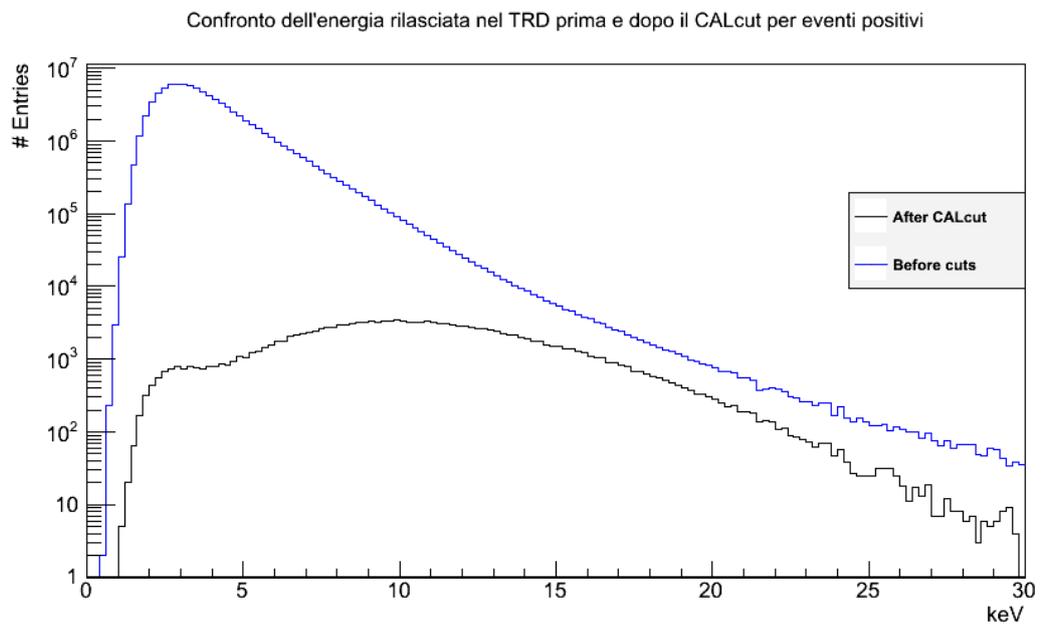
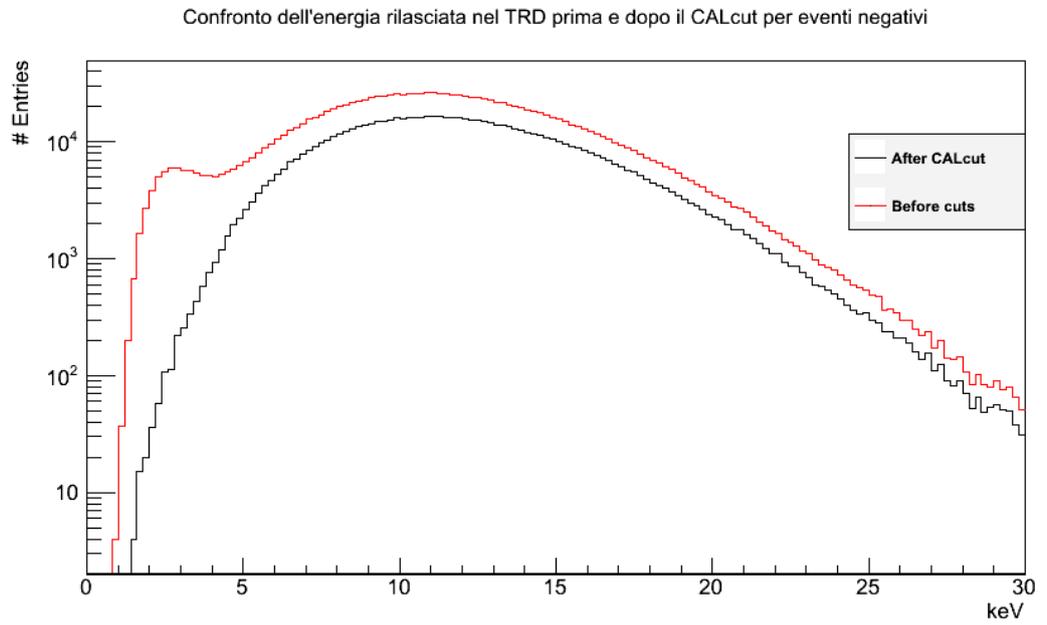


Fig. 5.26: Confronto dell'energia rilasciata nel TRD per eventi negativi (in alto) e positivi (in basso) prima e dopo il taglio nel calorimetro

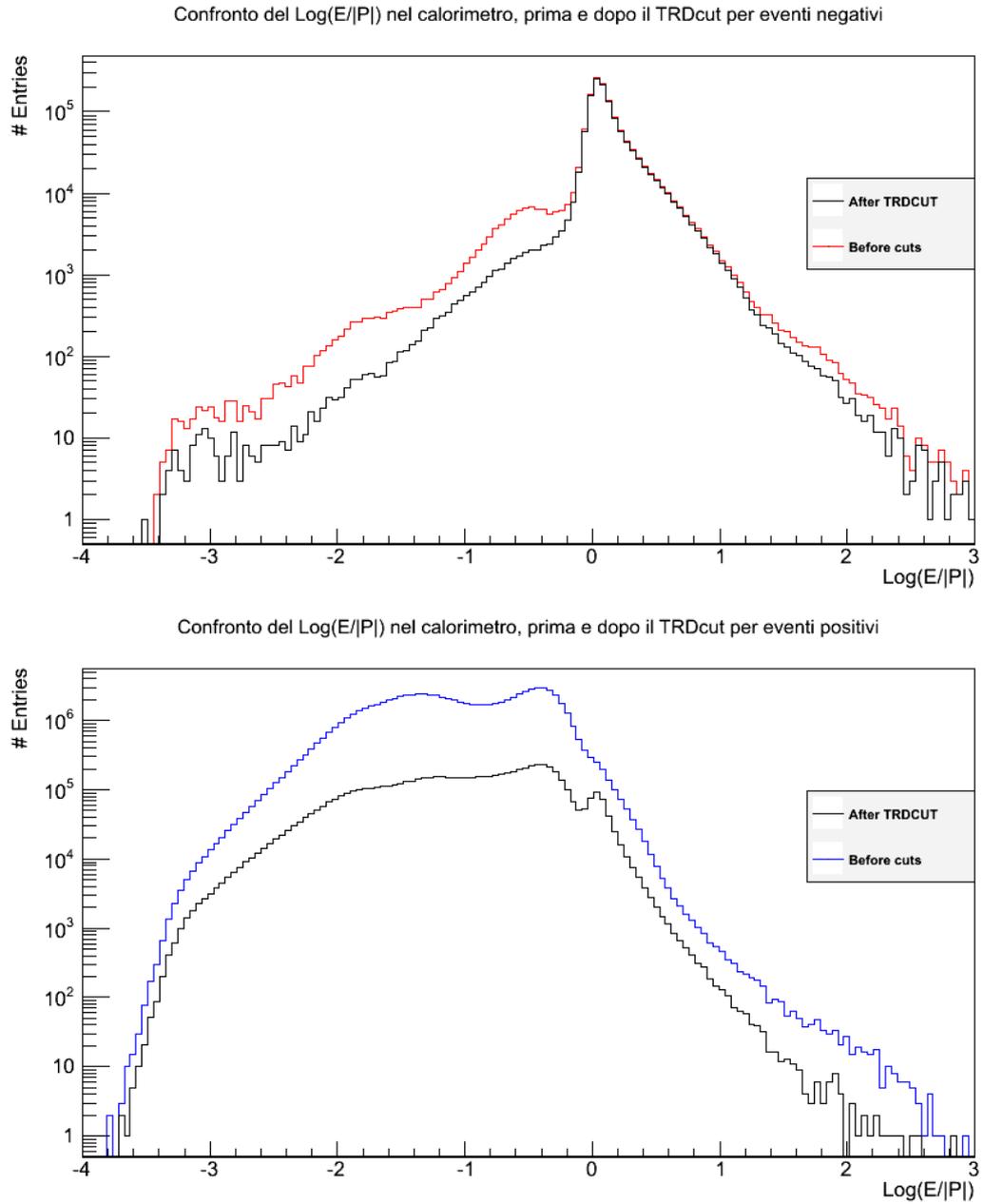


Fig. 5.27: Confronto del logaritmo del rapporto Energia misurata dal calorimetro / Rigidità per eventi negativi (in alto) e positivi (in basso) prima e dopo il taglio nel TRD

Nelle figure precedenti si può vedere che, anche se la componente di eventi positivi è fortemente soppressa, i tagli nel calorimetro e nel TRD da soli non sono sufficienti per una buona selezione di e^+ , e^- mentre è

necessaria una loro comparazione per eliminare quasi del tutto il fondo di protoni.

CAPITOLO 6

RISULTATI

Dopo aver individuato i valori per i quali effettuare dei tagli con una maggiore efficienza di e^+ , e^- e reiezione di p , \bar{p} si combinano insieme CALcut e TRDcut per avere un campione puro di leptoni.

L'individuazione del numero di elettroni, protoni, positroni e antiprotoni dipende dalle efficienze a seguito dei tagli.

Ipotizzando che le coppie $p\text{-}\bar{p}$ e e^+e^- si comportino allo stesso modo a seguito di un taglio e che gli eventi con rigidità positiva siano composti solo di protoni e positroni mentre quelli con rigidità negativa siano composti solo da antiprotoni ed elettroni, chiamiamo ϵ_h le efficienze di $p\text{-}\bar{p}$ e ϵ_l quelle di e^+e^- .

Si chiamino, inoltre, n gli eventi con rigidità negativa e p quelli con rigidità positiva.

Con le lettere C e T in apice indico i CALcut e TRDcut rispettivamente e con CT entrambi; essendo i rivelatori statisticamente indipendenti, dovrà essere $\epsilon^{CT} = \epsilon^C \epsilon^T$ per il teorema delle probabilità composte.

I numeri di protoni, elettroni, antiprotoni e positroni (rispettivamente $N_p, N_{e^-}, N_{\bar{p}}, N_{e^+}$) si trovano risolvendo il seguente sistema:

$$\left\{ \begin{array}{l} n = N_{\bar{p}} + N_{e^-} \\ p = N_p + N_{e^+} \\ n^C = N_{\bar{p}}\epsilon_h^C + N_{e^-}\epsilon_l^C \\ p^C = N_p\epsilon_h^C + N_{e^+}\epsilon_l^C \\ n^T = N_{\bar{p}}\epsilon_h^T + N_{e^-}\epsilon_l^T \\ p^T = N_p\epsilon_h^T + N_{e^+}\epsilon_l^T \\ n^{CT} = N_{\bar{p}}\epsilon_h^{CT} + N_{e^-}\epsilon_l^{CT} \\ p^{CT} = N_p\epsilon_h^{CT} + N_{e^+}\epsilon_l^{CT} \end{array} \right. \quad (6.1)$$

da cui, esplicitando:

$$\begin{cases} N_{e^+} = \frac{p(n^T p^C - n^C p^T + np^{CT} + n^C p^T + \beta) - 2np^C p^T}{2\beta} \\ N_p = \frac{2np^C p^T + p(n^{CT} p - n^T p^C - np^{CT} - n^C p^T + \beta)}{2\beta} \\ N_{e^-} = \frac{p(2n^C n^T - nn^{CT}) + n(np^{CT} - n^T p^C - n^C p^T + \beta)}{2\beta} \\ N_{\bar{p}} = \frac{nn^{CT} p - 2n^C n^T p + nn^T p^C - n^2 p^{CT} + nn^C p^T + n\beta}{2\beta} \end{cases} \quad (6.2)$$

$$\begin{cases} \epsilon_l^C = \frac{1}{2(n^T - p^T)} (n^{CT} + n^T p^C - p^{CT} - n^C p^T + \delta) \\ \epsilon_l^T = \frac{1}{2(n^C - p^C)} (n^{CT} - n^T p^C - p^{CT} + n^C p^T + \delta) \\ \epsilon_h^C = \frac{1}{2(n^T - p^T)} (-n^{CT} - n^T p^C + p^{CT} + n^C p^T + \delta) \\ \epsilon_h^T = \frac{1}{2(n^C - p^C)} (-n^{CT} + n^T p^C + p^{CT} - n^C p^T + \delta) \end{cases} \quad (6.3)$$

dove

$$\beta = \sqrt{(n^{CT} p - n^T p^C - np^{CT} + n^C p^T)^2 + 4(n^C p - np^C)(n^T p^{CT} - n^{CT} p^T)}$$

$$\delta = \sqrt{(n^{CT} - n^T p^C - p^{CT} + n^C p^T)^2 + 4(n^C - p^C)(n^T p^{CT} - n^{CT} p^T)}$$

Gli spettri dei flussi di elettroni e positroni possono essere visti in figura 6.1.

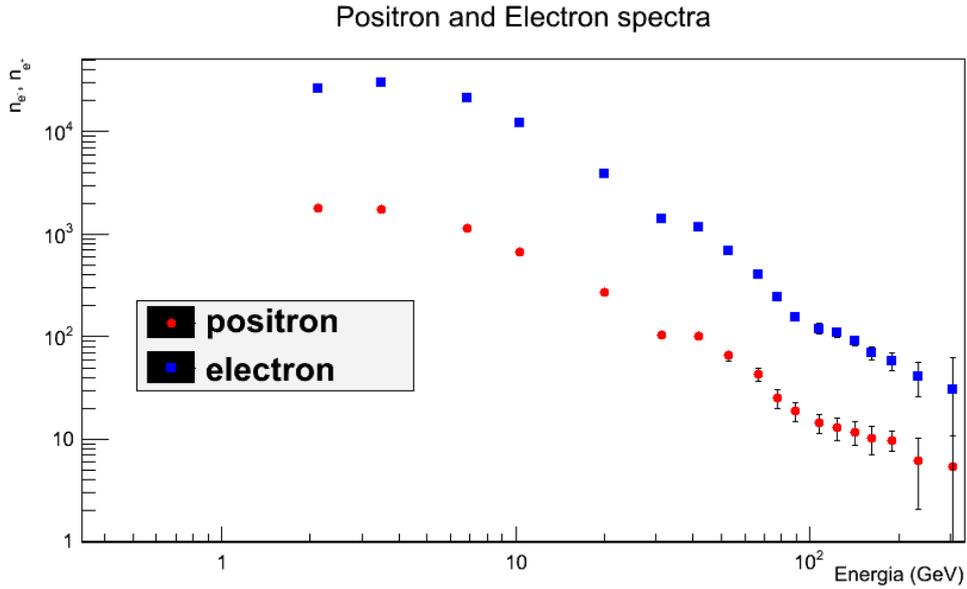


Fig. 6.1: Spettro del flusso dei positroni e degli elettroni

La frazione di positroni $\epsilon = e^+/(e^+ + e^-)$ in funzione dell'energia è mostrata nella figura 6.2; quello che si vede è una prima decrescita della

frazione dei positroni al di sotto dei 10 GeV come ci si aspetta a causa della produzione delle particelle secondarie nel mezzo interstellare. Quello che non ci si aspettava è oltre i 10 GeV contrariamente alla produzione di positroni secondari.

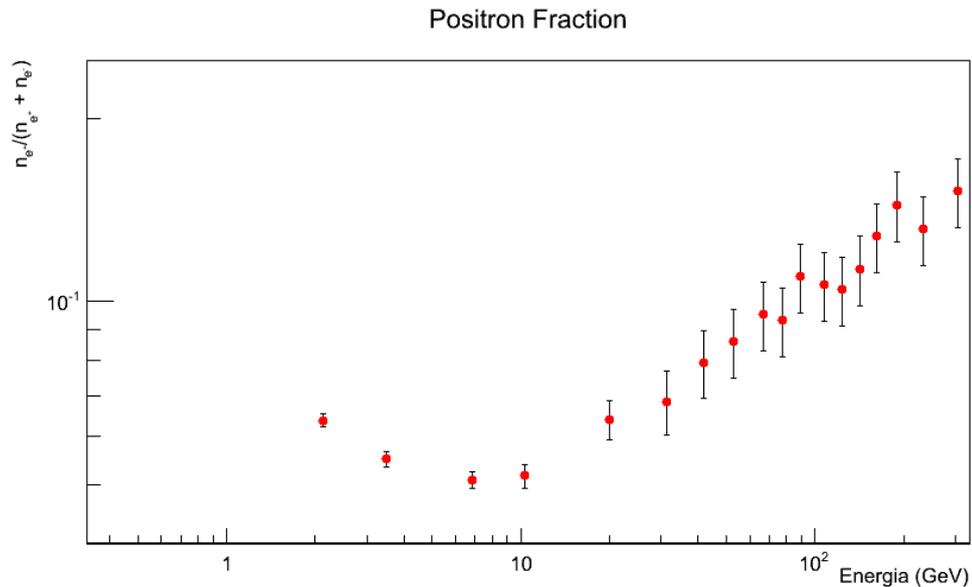


Fig. 6.2: Frazione di positroni

Il numero di elettroni primari prodotti per esempio nei resti di supernovae supera di un fattore 10 (o più) quello dei secondari a seconda dell'energia. Gli elettroni primari hanno uno spettro tipicamente più piatto rispetto a positroni secondari di un indice pari a circa $0.3 \div 0.5$; anche se le perdite di energia rendono gli spettri ancor più ripidi, l'effetto non dipende dal segno della carica pertanto la frazione di positroni dovrebbe decrescere all'aumentare dell'energia approssimativamente come il rapporto degli spettri di origine.

Questo comportamento non è facilmente spiegabile a meno di prendere in considerazione una nuova astrofisica.

Energia (GeV)	e^+	σ_{e^+}	e^-	σ_{e^-}
1.00 - 1.21	784.758	20.112761	8916.49	74.6841
1.97 - 2.28	1818.57	34.246614	26713.3	135.391
3.30 - 3.70	1759.71	38.302872	30212.1	151.241
6.56 - 7.16	1154.17	29.275493	21522.8	146.4331
09.95 - 10.73	673.039	25.233862	12348.2	69.6464
19.37 - 20.54	269.101	15.219518	3935.48	53.3627
30.45 - 32.10	105.366	10.130834	1431.39	26.2331
40.00 - 43.39	100.857	10.186865	1167.59	24.5981
50.87 - 54.98	65.4189	7.175641	694.546	17.6373
64.03 - 69.00	43.0301	6.244373	408.956	16.3506
74.30 - 80.00	25.1763	5.0684158	244.516	13.5193
86.00 - 92.50	18.9849	4.0885287	153.179	12.4591
100.0 - 115.1	14.3823	2.93756	120.323	14.7239
115.1 - 132.1	12.87977	3.0600565	110.065	11.587
132.1 - 151.5	11.72045	3.070962	91.674	10.5179
151.5 - 173.5	10.3396	3.228028	70.2125	10.006
173.5 - 206.0	9.8654	2.256255	58.4379	11.1587
206.0 - 260.0	6.19308	4.0940501	40.8631	14.9041
260.0 - 350.0	5.49098	5.348489	30.5638	31.7517

Tabella 6.1: Bin della frazione di positroni in funzione dell'energia misurata dal calorimetro. L'ampiezza dei bin è una funzione logaritmica in base 10 dell'energia.

6.1 I risultati di AMS-02

Nell'aprile del 2013 la collaborazione di AMS-02 ha pubblicato un articolo [1] nel quale mostra il suo primo risultato circa la frazione di positroni fino a un'energia di 350 GeV.

Ciò che si osserva dal loro risultato è una decrescita della frazione di positroni al di sotto dei 10 GeV come ci si aspetta dalla produzione secondaria di raggi cosmici con il mezzo interstellare e poi una rapida risalita fino a 350 GeV.

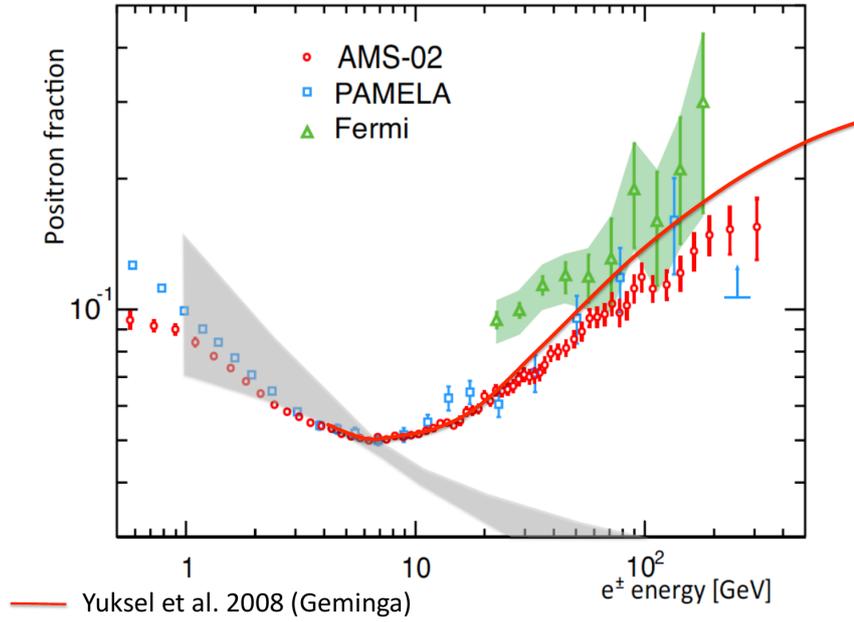


Fig. 6.3: Frazione di positroni misurata da AMS-02 confrontata con quelle misurate da PAMELA e Fermi-LAT. Gli errori più piccoli di AMS-02 derivano dalla somma quadratica degli errori statistico e sistematico.

Lo stesso risultato è stato osservato in altri esperimenti passati ([2] [3], [4] [5] [6] [7]) ma AMS-02 presenta una statistica molto più alta in grado di dare una maggiore accuratezza dello spettro di positroni specialmente per energie più alte dei 100 GeV.

Il risultato suggerisce una sorgente “nuova” che contribuisce al flusso dei raggi cosmici primari e questo viene spiegato attraverso un modello teorico minimale; siano Φ_{e^\pm} i flussi di e^+ e e^- dati dalla somma dello spettro individuale delle particelle più il contributo di una sorgente comune di elettroni e positroni:

$$\Phi_{e^+} = C_{e^+} E^{-\gamma_{e^+}} + C_S E^{-\gamma_S} e^{-E/E_S} \quad (6.4)$$

$$\Phi_{e^-} = C_{e^-} E^{-\gamma_{e^-}} + C_S E^{-\gamma_S} e^{-E/E_S} \quad (6.5)$$

dove i coefficienti C_{e^\pm} corrispondono ai pesi degli spettri dei positroni ed elettroni mentre C_S è il peso dello spettro della sorgente; γ_{e^\pm} e γ_S invece sono gli indici spettrali mentre E_S è un’energia di cutoff per lo spettro della sorgente.

Da questa parametrizzazione la frazione di positroni dipende da cinque parametri; un fit sui dati nel range di energia 1-350 GeV ha portato ai

seguenti risultati:

$$\begin{aligned}\gamma_{e^-} - \gamma_S &= 0.66 \pm 0.05 \\ \gamma_{e^-} - \gamma_{e^+} &= -0.63 \pm 0.03 \\ C_{e^+}/C_{e^-} &= 0.091 \pm 0.001 \\ C_S/C_{e^-} &= 0.0078 \pm 0.0012\end{aligned}$$

Da questi valori si vede che il peso del flusso di positroni è circa il 10% di quello degli elettroni e che il peso della sorgente è meno dell'1% sempre rispetto a quello degli elettroni.

Infine si trova anche che l'energia di cutoff della sorgente è $E_S = 760_{-280}^{+1000}$ GeV.

L'accordo tra i dati e questo modello teorico indica che il modello non è sensibile agli effetti di modulazione solare verificatisi durante il periodo di presa dati; infatti facendo un fit nei range di energia 0.8-350 GeV e 6.0-350 GeV non si riscontrano cambiamenti nel risultato o nella qualità del fit stesso.

I risultati mostrano anche che la pendenza della curva della frazione di positroni decresce di un ordine di magnitudine dai 20 ai 250 GeV.

Al di sopra dei 250 GeV è ancora presto per trarre conclusioni in quanto è richiesta più statistica ma AMS-02 continua a prendere dati; a ogni modo i risultati ottenuti sono sufficienti per suggerire l'esistenza di nuovi fenomeni fisici come la presenza di nuove sorgenti astrofisiche.

6.2 Spettro degli elettroni e dei positroni nei Raggi Cosmici

A questo punto è utile definire le predizioni teoriche come "meccanismo standard" e studiare come questo si distingue a alte energie dalle osservazioni sperimentali.

Si suppone che i raggi cosmici siano accelerati da sorgenti astrofisiche come i residui di Supernovae (SNR) il cui spettro è

$$Q_{CR}(E) \propto E^{-\alpha} \quad (6.6)$$

che, come visto dalla 1.14, questa legge di potenza deriva dalla diffusione delle onde d'urto.

Lo spettro dei raggi cosmici osservati sulla Terra è

$$n_{CR}(E) \propto N_{CR}(E)\tau_{esc}(E) \quad (6.7)$$

dove $\tau_{esc}(E) \propto E^{-\delta}$ è il tempo necessario per uscire dalla Galassia ed è stimato dal rapporto dei flussi di Boro e Carbonio (Φ_B/Φ_C); δ è stato stimato essere per gli elettroni $0.3 \div 0.6$ [51].

In questo meccanismo standard i positroni sono soltanto presenti nei raggi cosmici secondari prodotti nell'interazione con il mezzo interstellare. Pertanto lo spettro dei positroni è

$$n_{e^+}(E) \propto Q_{e^+}(E)\tau_e(E) \propto E^{-\alpha-\delta}\tau_e(E) \quad (6.8)$$

dove $Q_{e^+}(E) \propto n_{CR}(E)n_Hc\sigma$ è il fattore di iniezione, n_H è la densità del gas mediata sul volume della Galassia, σ è la sezione d'urto del processo d'interazione, τ_e è il minimo tra τ_{esc} e τ_{loss} che a sua volta è il tempo impiegato a perdere energia. Tali perdite possono avvenire o tramite Compton inverso oppure elettroni e positroni perdono energia per radiazione di sincrotrone con

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{4\alpha^2}{3m_e^2} \langle B^2 \rangle \left(\frac{E}{m_e} \right)^2$$

Nel range di energie a cui siamo interessati ($E \sim \left(\frac{B}{10^9 G}\right)^{-1} 10^{19} eV$) questo processo domina sul Compton inverso.

La perdita di energia è data da

$$\frac{dE}{dt} = -b_0 E^2 \quad (6.9)$$

con

$$b_0 = \left(\frac{4}{3} \frac{\sigma_T c}{m_e} \right) \left(\frac{B^2}{8\pi} \right)$$

dove σ_T è la sezione d'urto di Thompson.

Integrando la 6.9 si ottiene

$$E(t) = \frac{E_0}{1 + b_0 E_0 t} \quad (6.10)$$

dove E_0 è l'energia al tempo 0.

Nelle regioni energetiche a noi interessate, le perdite di energia sono dominanti sulle fughe dalla galassia quindi $\tau_e \approx \tau_{loss}$ che dalla 6.10 si trova essere (per un elettrone con un'energia pari a $E_0 = 1$ TeV):

$$\tau_{loss}(E) = \frac{1}{b_0 E} \sim 2 \times 10^5 \text{ yr} \left(\frac{\text{TeV}}{E} \right) \quad (6.11)$$

inserendo questo risultato nella 6.8, segue che lo spettro dei positroni è

$$n_{e^+}(E) \propto E^{-\alpha-\delta-1} \quad (6.12)$$

Per quanto riguarda gli elettroni, invece, lo spettro di iniezione nelle SNR è parametrizzato come:

$$Q_{e^-}(E) \propto Q_{CR}(E) \propto E^{-\alpha} \quad (6.13)$$

quindi lo spettro è

$$n_{e^-}(E) \propto E^{-\alpha-1} \quad (6.14)$$

Ci si attende dunque che il rapporto $n_{e^+}/n_{e^-} \propto E^{-\delta}$ tende a decrescere con l'energia contrariamente a quanto indicato dalla misura.

Consideriamo, dunque, i flussi di elettroni e positroni come la somma dei loro flussi "standard" generati da una sorgente che accelera solo elettroni più un contributo di una sorgente extra che accelera ugualmente elettroni e positroni il cui spettro è $N_s \propto E^{-\alpha_s} e^{-E/E_s}$ dove E_s è l'energia di cutoff per la sorgente e studiamo il contributo della sorgente extra.

6.3 Sorgenti astrofisiche

Alcuni autori - in particolare Blasi e Serpico - hanno avanzato l'ipotesi che il flusso di leptoni possa essere spiegato con la presenza di sorgenti astrofisiche a oggi poco conosciute che fornissero una sorgente per i flussi di positroni primari in grado di raggiungere l'atmosfera terrestre.

6.3.1 Pulsar wind nebulae

L'idea che le pulsar potessero essere associate alla produzione di coppie e^+e^- è piuttosto vecchia ([52]) e la ragione sta principalmente nella loro natura; le pulsar sono stelle di neutroni ruotanti con una velocità angolare ω circondate da un plasma comovente chiamato *magnetosfera* che raggiunge una distanza nota come raggio di luce $r_L = c/\omega$ [53].

A loro volta gli elettroni che vengono strappati via dalla rotazione perdono energia man mano che si allontanano dalla stella emettendo dei fotoni sufficientemente energetici da creare coppie elettrone-positrone all'interno del campo magnetico della stella di neutroni che formano un vento magnetico.

Le pulsar, infatti, nascono dal collasso di una stella massiva pertanto giacciono all'interno della materia espulsa che a sua volta è circondata da onde d'urto che si propagano nel mezzo interstellare. Quando il vento magnetico relativistico incontra la materia espulsa che si espande non relativisticamente si forma un sistema di onde shock nel quale quella più esterna si propaga nella materia mentre l'onda di ritorno si propaga verso

la stella; l'ultima onda è chiamata "shock terminale" dove il vento viene rallentato e la sua energia viene dissipata e convertita in un fluido caldo, relativistico e magnetico che poi brilla sottoforma di Pulsar Wind Nebula (PWN).

In questo shock terminale una buona mole di energia di questo fluido viene convertita in coppie e^+e^- che irradiano uno spettro di fotoni che si estende dalle frequenze radio fino a diversi TeV.

A questo punto però ci si domanda se il segnale osservato dei leptoni carichi può essere attribuito alle PWN. Dall'osservazione di diverse PWN si osserva che lo spettro della radiazione richiede uno spettro di elettroni e positroni che segue l'andamento di una legge di potenza frammentata la cui rottura corrisponde a un fattore di Lorentz di $10^5 \div 10^6$ [51] ovvero a energie di circa 100 GeV. Questa legge di potenza ha un indice pari a circa -1.5 al di sotto della rottura per poi attenuarsi a circa -2.0.

In generale si può concludere che le pulsar hanno abbastanza energia rotazionale da spiegare il comportamento dei leptoni nei raggi cosmici in quanto circa il 40% di questa energia viene rilasciata sottoforma di positroni carichi negli shock terminali delle PWN.

Dalle osservazioni di Fermi-LAT ne viene che le pulsar sono gli oggetti più abbondanti nella galassia splendenti in una banda energetica così alta [7].

Si può notare dalla figura 6.4 che pulsar di diverse età possono creare uno spettro di energie di cutoff tale da fornire una struttura non triviale ad alte energie dello spettro dove le pulsar più giovani danno un contributo maggiore rispetto a quelle più vecchie.

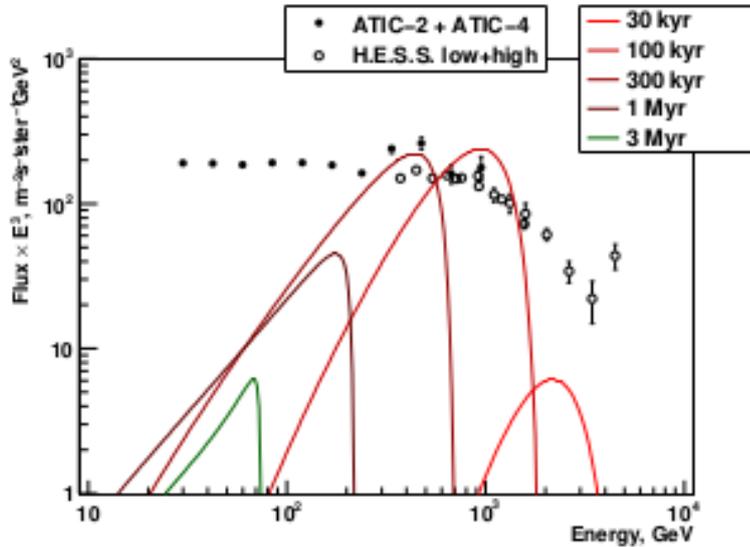


Fig. 6.4: Spettri di elettroni per pulsar con diverse età. I parametri sono: $r = 1 \text{ kpc}$, $\alpha = 1.3$, $E_s = 1 \text{ TeV}$ [46]

Secondo questo modello, quindi, ad alte energie una buona componente del flusso è data dal contributo di pulsar che generano tanti elettroni quanti positroni primari.

6.3.2 Supernovae remnants

Solitamente si tende a trascurare la produzione di raggi cosmici secondari dai resti delle Supernovae (SNR) perchè la probabilità d'interazione con i primari è molto bassa. Per esempio per una sezione d'urto di 30 mb si trova che la probabilità d'interazione è circa $10^{-2.5}$ in un mezzo interstellare con densità di 1 particella per cm^3 e per una vita media di circa 10^5 anni.

Tuttavia questo argomento non tiene conto che lo spettro risultante dalla produzione di positroni dell'interazione con il mezzo interstellare è più ripido di quello dovuto alla sorgente a causa degli effetti di diffusione (approssimativamente $E^{-2.7}$ contro $E^{-2.2}$). Ci si aspetta, però, che a energie sufficientemente alte i termini di produzione dovuti alla sorgente possano offrire un contributo significativo riguardo lo spettro dei secondari come già notato e discusso in [54] e [55].

Più recentemente è stato notato ([56]) che la produzione di raggi secondari avviene nelle stesse regioni in cui i raggi cosmici vengono accelerati.

Assumendo che il coefficiente di diffusione D delle particelle relativistiche nei pressi degli shock delle SNR cresca con l'energia, allora la regione nella quale le particelle vengono accelerate diventa via via più grande al crescere dell'energia. Se allo stesso tempo la massima energia raggiungibile non è limitata soltanto dal tempo di diffusione $t_{diff} \sim D/\nu^2$ (con ν è la velocità dello shock) allora si può ottenere un rapporto secondari/primari crescente con l'energia che possa fittare i dati attuali della frazione di positroni; inoltre che E_{max} avesse un comportamento non triviale è stato ipotizzato tempo fa ([57]) dal momento che la stima semplice di valori tipici del mezzo interstellare per il coefficiente di diffusione produrrebbe energie molto più basse, pertanto tale comportamento è necessario per consentire alle particelle di raggiungere energie nella regione del ginocchio tramite accelerazione diffusiva da shock.

La frazione di elettroni e positroni secondari che sono accelerati, cresce con l'energia quindi la fine dello spettro è più dura dello spettro d'iniezione.

BIBLIOGRAFIA

- [1] AMS-02 collaboration *First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station: Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5–350 GeV*, Phys. Rev. Lett., PRL 110, 141102 (2013)
- [2] R. Golden et al., *Astrophys. J.* 457, L103 (1996).
- [3] M. Boezio et al., *Adv. Space Res.* 27, 669 (2001).
- [4] J. J. Beatty et al., *Phys. Rev. Lett.* 93, 241102 (2004); M. A. DuVernois et al., *Astrophys. J.* 559, 296 (2001).
- [5] M. Aguilar et al., *Phys. Lett. B* 646, 145 (2007).
- [6] P. Picozza, in [2(b)]. The value in the highest energy bin is the 90% C.L. lower limit. We are grateful to Professor Picozza for providing us with accurate information on the PAMELA experiment. Note: (i) The data are obtained directly from the absolute fluxes of electrons and positrons, obtained independently. (ii) The reported errors contain not only statistical errors, but also a portion of the systematics. (iii) The data shown have been collected between June 2006 and January 2010. They represent an average of the solar modulation. O. Adriani, G. C. Barbarino, G. A. Bazilevskaya, R. Bellotti, M. Boezio, E. A. Bogomolov, L. Bonechi, M. Bongi, V. Bonvicini, and S. Borisov, *Astropart. Phys.* 34, 1 (2010); O. Adriani et al., *Nature (London)* 458, 607 (2009).
- [7] Fermi-LAT Collaboration, *Fermi Large Area Telescope First Source Catalog*, *Astrophys. J. Suppl.* 188, 405-436 (2010). [arXiv:1002.2280]

- [8] M. Aguila *et al.* 2013 *Phys. Rev. PRL* **110**, 141102
- [9] F. Mandl & G. Shaw *Quantum field theory* John Wiley and Sons
- [10] D. Perkins *Particle Astrophysics* Oxford
- [11] M. Hermele *Notes on 2nd Quantization for Physics* 7450, Spring 2010
- [12] Burcham and Jobes *Nuclear and Particle Physics* Pearson Education
- [13] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, and R. P. Hudson, *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*, *Phys.Rev.Lett.*105:1413.1415 (1957)
- [14] T.D. Lee, R. Oehm e C. N. Yang, *Remarks on possible noninvariance under time reversal and charge conjugation*, *Phys. Rev.*, 106, 1367 (1957)
- [15] J. H. Christenson *et. al.*, *Phys. Rev. D* **13**, 138 (1964)
- [16] F. Halzen and A.D. Martin, *Quarks and leptons: an introductory course in modern particle physics*, Casa Ed. John Wiley & sons, 1984
- [17] Y. Nir, *CP violation in B Decays*, (1990) hep-ph/9904271
- [18] D. E. Groom *et al.* [Particle Data Group Collaboration], "Review of particle physics," *Eur. Phys. J. C* **15** (2000) 1
- [19] N. Jarosik *et al.*, *Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP1) Observations: Sky Maps, Systematic Errors, and Basic Results*, arXiv:1001.4744. (2011)
- [20] Jonathan L. Feng, *Dark Matter Candidates from Particle Physics and Methods of Detection*, airXiv:1003.0904v2 (2010)
- [21] Ya. B. Zeldovich, *Adv. Astron. Astrophys.* 3, 241 (1965); H.Y. Chiu, *Phys. Rev. Lett.* 17, 712 (1966); G. Steigman, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 29, 313 (1979); R.J. Scherrer and M.S. Turner, *Phys. Rev. D* 33, 1585 (1986)
- [22] Jan Weenink, *Baryogenesis*, 2009
- [23] Dennis V. Perepelitsa, *Sakharov Conditions for Baryogenesis*, 2008
- [24] M.Yu. Khlopov, *et al*, *Astropart. Phys.* 12 (2000) 367
- [25] F. Bernardeau, C. Grojean, J.Dalibard, *particle physics and cosmology the fabric of spacetime*, Elviesier (2007)

- [26] Gianfranco Bertone, *Particle Dark Matter: Observational, Models and Searches*, Cambridge University Press (2010)
- [27] P.F. Smith and J.D. Lewin, *Dark matter detection*, Phys. Rep. 187 (1990) 203
- [28] Matarrese S., Colpi M., Gorini V., Moschella U., *Dark Matter and Dark Energy: A Challenge for Modern Cosmology*, Springer, 2011
- [29] Marco Cirelli, *PAMELA, ATIC and Dark Matter, or seeing dark matter in cosmic rays?*
- [30] Yu.A. Golubkov and M.Yu. Khlopov, astro-ph/0005419
- [31] The AMS Collaboration *AMS on ISS Construction of a particle physics detector on the International Space Station*
- [32] T. Mahmoud *The ALICE Transition Radiation Detector. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A502:127-132, 2003
- [33] V. A. Mitsou *The ATLAS Transition Radiation Tracker*, 2003
- [34] Joseph Burger, Simonetta Gentile *The Performance of the AMS-02 TRD*, The 28th International Cosmic Ray Conference
- [35] S. Haino et al *Measurements of Primary and Atmospheric Cosmic-Ray Spectra with the BESS-TeV Spectrometer*, astro-ph/040374, 2004
- [36] B. Dolgoshein *Transition radiation detectors. Nuclear Instruments and Methods in physics research*, A326:434-469, 1993
- [37] V. L. Ginzburg, V. N. Tsytoich *Transition radiation and transition scattering*, Adam Hilger, 1990
- [38] X. Artru, G. B. Yodh, G. Mennessier *Practical theory of multilayered transition radiation detector*, Physical Review D. 12 (5), Settembre 1975
- [39] V. Vagelli *Identification of positrons and electrons in the cosmic radiation with the electromagnetic calorimeter ECAL for the AMS-02 experiment* Tesi di laurea magistrale, 2011
- [40] V. Zambrano *Ricerca di antideutoni nello spazio e discriminazione dal fondo di antiprotoni con l'esperimento AMS-02*, Tesi di laurea specialistica, 2006

- [41] F. Bucci *Sviluppo di un rivelatore a radiazione di transizione per l'identificazione di particelle nell'esperimento AMS*, Tesi di laurea, 2005
- [42] N. Masi *The AMS-02 Experiment and the Dark Matter Search*, Tesi di dottorato, 2013
- [43] Syrovatskii S. I. 1959 *Soviet Astronomy* **3** 22
- [44] Moskalenko I. and Strong A. 1998 *ApJ* **493** 262
- [45] O. Adriani *et al.*, Preprint arXiv:0810.4995
- [46] A. D. Panov 2013 *J. Phys.: Conf. Ser.* **409**
- [47] Shen C S 1970 *ApJ* **162** L181
- [48] Malyshev D, Cholis I and Gelfand J 2009 *Phys. Rev. D* **80** 063005
- [49] Blasi P. and Amato E. 2010 Positrons from pulsar winds (*Preprint arXiv:1007.4745*)
- [50] Ramaty R. and Lingenfelter R. 1979 *Nature* **278** 127
- [51] Pasquale D. Serpico, *Astrophysical models for the origin of the positron "excess"*, arXiv:1108.4827v1 (2011)
- [52] J. Arons, *Particle acceleration by pulsars*, Proceedings of the Symposium "Origin of cosmic rays", Bologna, Italy, June 11-14, 1980. Dordrecht, D. Reidel Publishing Co., 1981, p. 175
- [53] S.L. Shapiro S.A. Teukolsky, *Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars: The Physics of Compact Objects*, WileyInterscience (1983)
- [54] E. G. Berezhko and H. J. Volk, *Galactic gamma-ray background radiation from supernova remnants*, *Astrophys. J.* **540**, 923 (2000) [astro-ph/0004353]
- [55] P. Blasi and P. D. Serpico, *High-energy antiprotons from old supernova remnants*, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 081103 (2009) [arXiv:0904.0871]
- [56] P. Blasi, *The origin of the positron excess in cosmic rays*, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 051104 (2009) [arXiv:0903.2794]
- [57] A.R. Bell, *Turbulent amplification of magnetic field and diffusive shock acceleration of cosmic rays on*. *Not. Roy. Astron. Soc.* **353**, 550 (2004)

- [58] Lingenfelter R. and Ramaty R. 1990 *Proc. of 16th Intern. Cosmic Ray Conf.* p 501
- [59] Ellison C. D., Jones C. F. and Ramaty R. 1990 *Proc. of 21st Intern. Cosmic Ray Conf.* vol 4 p 68
- [60] Zirakashvili V. N. and Aharonian F. A. 2011 *Phys. Rev. D.* **84** 083010
- [61] Zirakashvili V. and VSPTuskin 2011 *Proc. of 32nd Int. Cosmic Ray Conf.* vol 6 (Beijing, China) p 163
- [62] Green D. A. 2009 *Bulletin of the Astronomical Society of India***37** 45 (Preprint arXiv:0905.3699)
- [63] Aharonian F., Akhperjanian A. G., Bazer-Bachi A. R., et al (HESS collaboration) 2006 *A&A* **448** L43
- [64] Baltz E. A., Edsjo J., Freese K., Gondolo P., 2001, *Phys. Rev. D*, **65**, 063511
- [65] He, Xiao-Gang 2009 *Mod. Phys. Lett. A* **24** 2139
- [66] Hai-Jun Yanga, Byron P. Roe, Ji Zhu *Studies of boosted decision trees for MiniBooNE particle identification* Nuclear instrument and methods in physics research, 2005
- [67] *The AMS Payload Operation Control Center (POCC) and Science Operation Center (SOC)*, AMS-02 note