
ESPERIMENTO ATLAS
INFN ED UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

MANUALE PER LAUREE
TRIENNALI E SPECIALISTICHE
PRESSO L'ESPERIMENTO ATLAS

Il testo si propone di spiegare gli aspetti più importanti degli studi di fisica affrontati dal gruppo di Bologna all'interno dell'esperimento ATLAS. Il gruppo è composto da 24 persone di cui 4 dipendenti universitari, 12 dipendenti INFN, 4 assegnisti di ricerca e 4 dottorandi. Il gruppo ha la responsabilità di parti dell'apparato dell'esperimento come la costruzione ed il mantenimento del luminometro LUCID e dei rivelatori RPC del muon detector ed è inoltre impegnato nella progettazione del nuovo sistema veloce di trigger (FTK). Nel campo della fisica, il gruppo sta affrontando l'analisi di alcuni canali quali la produzione di coppie top-antitop, la produzione di coppie di bosoni e uno studio di fattibilità sulla ricerca del bosone di Higgs, tutti argomenti descritti nel testo.

Nel primo capitolo sono spiegati alcuni argomenti fondamentali di fisica delle particelle e le linee di ricerca affrontate dal gruppo nelle quali il laureando può essere inserito. Nel secondo capitolo sono esposti i concetti base che regolano l'acceleratore LHC ed il rivelatore ATLAS necessari per una migliore comprensione delle analisi affrontate dal gruppo.

Questo documento si è ispirato a quello dei colleghi di Firenze dell'esperimento CMS scaricabile all'indirizzo http://web.infn.it/cms_firenze/ (cliccare su "CMS" primer) che ringraziamo sentitamente. La parte attinente al rivelatore ATLAS è un riassunto della tesi triennale di Fabio Di Nicolantonio che parimenti ringraziamo.

Indice

1	La fisica a LHC	1
1.1	Il Modello Standard	1
1.2	Collisioni protone-protone a LHC	4
1.3	la sezione d'urto	5
1.3.1	la sezione d'urto totale	5
1.3.2	la sezione d'urto differenziale	7
1.3.3	le variabili cinematiche	7
1.4	Ricostruzione di particelle	9
1.5	Linee di ricerca	9
1.5.1	studi di fattibilità sulla rivelazione del bosone di Higgs	10
1.5.2	Studi sulla produzione di una coppia top-antitop	11
1.5.3	studi di produzione di una coppia di bosoni Z	13
2	LHC e ATLAS	15
2.1	LHC	15
2.2	L'esperienza ATLAS	16
2.2.1	Il sistema di magneti	17
2.2.2	Inner Detector	18
2.2.3	I calorimetri	19
2.2.4	Il sistema a muoni	20
2.2.5	Il sistema di Trigger ed Acquisizione Dati	22
2.3	LUCID	23

Bibliografia

Capitolo 1

La fisica a LHC

1.1 Il Modello Standard

La fisica delle particelle e le sue interazioni sono descritte dal Modello Standard, formulato negli anni '70. Secondo questo modello i costituenti ultimi della materia sono 12 fermioni (particelle di spin $1/2$) di cui 6 *quarks* e 6 *leptoni* più le relative antiparticelle (figura 1.1). Le antiparticelle sono dello stesso tipo e della stessa massa delle corrispondenti particelle, ma con carica elettrica opposta; l'antiparticella dell'elettrone, in particolare, è chiamata positrone (e^+).

Sia i leptoni che i quarks sono divisi in tre famiglie; per quanto riguarda i leptoni, la prima famiglia è composta dall'elettrone e e dal neutrino dell'elettrone ν_e , la seconda dal muone μ e dal neutrino del muone ν_μ e la terza dal tau τ e dal neutrino del tau ν_τ . L'elettrone, il muone ed il tau hanno tutti carica elettrica negativa, mentre i tre neutrini hanno carica nulla. Il muone ed il tau hanno caratteristiche simili all'elettrone per quanto riguarda le interazioni, ma sono più pesanti e non sono stabili. I neutrini sono particelle di massa molto piccola, che possono oscillare da una famiglia all'altra e che risentono solo dell'interazione debole.

I quarks sono fermioni di 6 differenti sapori (*flavour*) u, d, c, s, t, b , con carica elettrica frazionaria $+2/3$ per i quarks u, c, t e $-1/3$ per i quarks d, s, b . La prima famiglia è composta dai quarks u e d , la seconda da c e s mentre la terza da t e b . Il quark s (*strange*) fu introdotto come costituente delle particelle "strane" scoperte nei raggi cosmici. Il comportamento di queste particelle era considerato strano in quanto decadevano con una vita media lunga, caratteristica delle interazioni deboli, pur essendo prodotte da interazioni forti. I quarks c, b, t (*charm, bottom, top*) sono stati visti agli acceleratori, l'ultimo, il più pesante top, è stato osservato per la prima volta

Three Generations
of Matter (Fermions)

	I	II	III	
mass	$2.4 \text{ MeV}/c^2$	$1.27 \text{ GeV}/c^2$	$171.2 \text{ GeV}/c^2$	0
charge	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
name	u up	c charm	t top	γ photon
Quarks	$4.8 \text{ MeV}/c^2$ $-\frac{1}{3}$ d down	$104 \text{ MeV}/c^2$ $-\frac{1}{3}$ s strange	$4.2 \text{ GeV}/c^2$ $-\frac{1}{3}$ b bottom	0 0 1 g gluon
	$< 2.2 \text{ eV}/c^2$ 0 $\frac{1}{2}$ ν_e electron neutrino	$< 0.17 \text{ MeV}/c^2$ 0 $\frac{1}{2}$ ν_μ muon neutrino	$< 15.5 \text{ MeV}/c^2$ 0 $\frac{1}{2}$ ν_τ tau neutrino	$91.2 \text{ GeV}/c^2$ 0 0 1 Z^0 Z boson
	$0.511 \text{ MeV}/c^2$ -1 $\frac{1}{2}$ e electron	$105.7 \text{ MeV}/c^2$ -1 $\frac{1}{2}$ μ muon	$1.777 \text{ GeV}/c^2$ -1 $\frac{1}{2}$ τ tau	$80.4 \text{ GeV}/c^2$ ± 1 1 W^\pm W boson
Leptons				Gauge Bosons

Figura 1.1: I costituenti fondamentali della materia nel Modello Standard. In ogni casella sono indicate le caratteristiche specifiche dei vari componenti.

al Tevatron (FermiLab, USA) nel 1995 e viene prodotto abbondantemente a LHC. Ogni quark possiede un ulteriore grado di libertà detto *colore* che può essere *rosso*, *verde* e *blu*. Avendo i quarks carica elettrica, flavour e colore risentono rispettivamente dell'interazione elettromagnetica, di quella debole e di quella forte. Al contrario dei leptoni, i quarks non sono mai stati osservati liberi, ma si uniscono ad altri quarks per formare due tipi di particelle dette *adroni*: i barioni, formati da tre quarks, come ad es. il protone ed i mesoni, formati da una coppia quark-antiquark, come ad esempio il pione (π). I protoni ed i neutroni sono composti ciascuno da 3 quarks, il protone dai quarks *uud* ed il neutrone dai quarks *ddu*. Sommando le cariche dei quarks costituenti, si ottiene la carica +1 per i protoni e nulla per i neutroni. I mesoni, particelle instabili che non costituiscono la materia ordinaria ma sono abbondantemente prodotti agli acceleratori sono composti da una coppia quark-antiquark.

Le *forze* tra le particelle elementari sono descritte da quattro interazioni fondamentali: la forza gravitazionale, la forza elettromagnetica, la forza debole e la forza forte, quest'ultima responsabile dell'interazione dei quarks all'interno degli adroni. Nella teoria dei campi queste interazioni sono descritte dallo scambio di bosoni, particelle di spin intero, che sono: il fotone per l'interazione elettromagnetica, i bosoni W^+ , W^- e Z_0 per l'interazione

debole, gli 8 gluoni per l'interazione forte ed il gravitone (di spin 2) per quella gravitazionale (vedi fig. 1.1). La forza elettromagnetica e quella debole sono state unificate nella forza elettrodebole. Il Modello Standard è la teoria che descrive le forze elettrodeboli e forte, mentre non dà una descrizione della gravità. La grandezza relativa delle varie interazioni è data approssimativamente dai seguenti rapporti:

forte	elettromagnetica	debole	gravità
1	10^{-2}	10^{-7}	10^{-39}

dove si vede che la gravitazione non gioca alcun ruolo nel campo della fisica delle particelle.

Le tipiche unità di misura usate nella fisica delle particelle sono il GeV per le energie, corrispondente a 10^9 eV ($1 \text{ GeV} = 1.602 \times 10^{-10} \text{ J}$) e il GeV/c^2 (o a volte semplicemente GeV, ponendo $c = 1$) per le masse ($1 \text{ GeV}/c^2 = 1.78 \times 10^{-27} \text{ kg}$). La massa del top, intorno ai 175 GeV, è circa 175 volte quella di un protone. Le distanze sono misurate in fm (Fermi), dove $1 \text{ fm} = 10^{-13} \text{ cm}$ e corrisponde circa alla dimensione di un protone. Un quark è puntiforme, o meglio, per ora sappiamo che se avesse una struttura avrebbe un raggio almeno mille volte più piccolo di quello di un protone.

Il Modello Standard non prevede una massa per le particelle e per i bosoni massivi W^\pm , Z , e per introdurla è stato postulato il meccanismo di Higgs, che assume l'esistenza di una nuova particella scalare. Il bosone di Higgs è l'ultimo mattone mancante alla verifica del Modello Standard e la sua ricerca è una degli scopi fondamentali a LHC. Al momento, dopo il seminario pubblico che si è tenuto al CERN il 13 dicembre del 2011, la particella di Higgs, se esiste molto probabilmente (o come si dice al 95% di livello di confidenza) è nell'intervallo di massa tra 115 e 127 GeV.

Le particelle sono rivelate negli apparati sperimentali grazie a come interagiscono con la materia. Le particelle cariche, come elettroni, muoni, tau e adroni carichi, risentono della forza elettromagnetica e tendono a ionizzare il materiale di cui è costituito l'apparato producendo un segnale elettrico nei punti del loro passaggio. Una particella neutra, ad es. un fotone (neutrone), non lascia segnale nei tracciatori, ma è identificata misurando l'energia rilasciata nel calorimetro elettromagnetico (adronico). I neutrini, invece, interagendo solo debolmente, attraversano il rivelatore senza lasciare traccia e sono rivelati indirettamente applicando la conservazione dell'energia nel piano trasverso alla direzione di collisione. Un muone ad alta energia, pur essendo instabile (decade in un elettrone e neutrino), non fa in tempo a decadere nel volume del rivelatore e appare come una traccia che attraversa tutto il rivelatore riuscendo anche a raggiungere la parte più esterna.

Questi concetti saranno spiegati meglio nella sezione sull'identificazione delle particelle.

1.2 Collisioni protone-protone a LHC

Il Large Hadron Collider è un acceleratore in cui collidono protoni aventi ciascuno un'energia di 3.5 TeV (4.0 TeV nel 2012); a energie così alte la massa del protone m_p può essere tranquillamente trascurata e energia E e quadrimpulso P diventano sinonimi. L'energia nel centro di massa \sqrt{s} è data da:

$$\sqrt{s} = (P_1 + P_2) \simeq \sqrt{2P_1 \cdot P_2} = 7(8) \text{ TeV}.$$

In realtà, essendo i protoni particelle non elementari, l'urto avviene tra i *partoni* (gluoni o quark) e dunque non tutta l'energia è disponibile nella collisione, ma solo la frazione portata dai partoni stessi. Ciascun partone possiede una frazione del quadrimpulso del protone del fascio data da

$$p_{\text{partone}} = xP_{\text{protone}}$$

dove x è detta variabile di Bjorken (compresa ovviamente tra 0 ed 1) ed esprime la frazione di quadrimpulso portata dal partone e p è il quadrimpulso del partone. L'energia disponibile $s_{\text{elementare}}$ nella collisione fra i partoni 1 e 2 è dunque data da:

$$s_{\text{elementare}} = (p_1 + p_2)^2 = (x_1P_1 + x_2P_2)^2 = (x_1^2 + x_2^2) \cdot m_p^2 + 2x_1x_2P_1 \cdot P_2,$$

$$s_{\text{elementare}} \simeq x_1x_2 \cdot s,$$

dove anche in questo caso è stata trascurata la massa del protone m_p .

Dalla precedente formula si evince che per produrre una massa di 100 GeV con un acceleratore che funziona a 7 TeV occorre in media un $x \simeq 0.14$, mentre per produrne una di 5 TeV serve $x \simeq 0.7$.

Il fatto che le collisioni non si verifichino fra particelle puntiformi complica quindi la cinematica e l'energia disponibile è dunque diversa evento per evento andando da pochi GeV nel caso di urti elastici fino a qualche TeV in quelli centrali con grande impulso trasferito. La distribuzione della quantità x dei partoni all'interno del protone è conosciuta con buona precisione essendo stata misurata in urti elettrone-protone in esperimenti di Deep Inelastic Scattering (DIS). In generale le interazioni tra due protoni ad alta energia sono in grado di risolvere la struttura interna del protone, infatti in base al principio di indeterminazione si ottiene:

$$\delta R \simeq h/Q \simeq 200 \text{ MeV} fm/Q \tag{1.1}$$

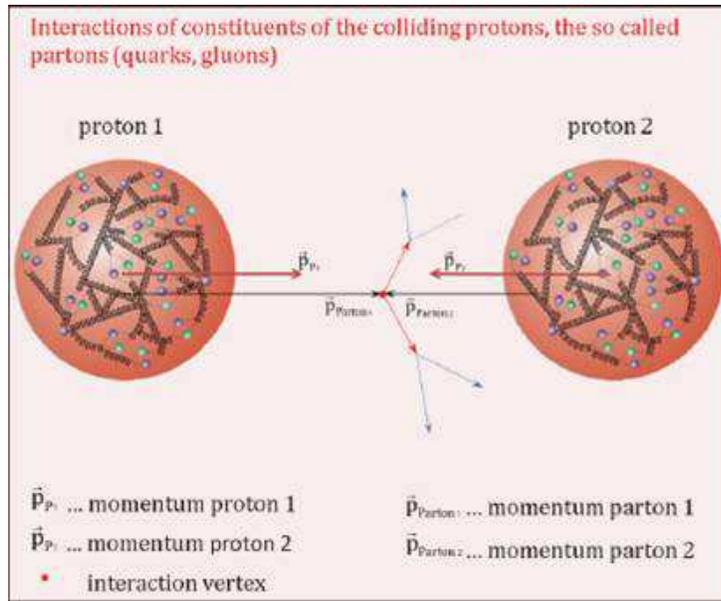


Figura 1.2: Schema di una collisione protone protone alle energie di LHC.

dove Q è l'impulso trasferito e δR è la misura della distanza che si può vedere all'interno del protone. Questa distanza è quindi inversamente proporzionale all'energia trasferita e per energie di collisione di $\simeq 100 \text{ GeV}$ (tipici eventi dove ad esempio è prodotto un mesone W, Z o un quark top) permette di vedere fino a qualche 10^{-3} fm .

A queste distanze, il protone non appare più come composto di soli 3 quarks (i quarks di valenza), ma sono viste anche le interazioni forti tra essi: i quarks possono emettere gluoni, analogamente al processo in cui gli elettroni emettono fotoni di radiazione per bremsstrahlung nell'interazione elettromagnetica. Questi a sua volta possono creare coppie quark-antiquark, analogamente all'emissione di coppie elettrone-positrone da un fotone. Il protone può essere quindi visto come contenente più gluoni e quarks, come in Fig 1.2.

1.3 la sezione d'urto

1.3.1 la sezione d'urto totale

Per capire le leggi alla base della fisica delle particelle vengono effettuate misure di sezioni d'urto.

Ad LHC i fasci che collidono sono composti da protoni; la frequenza R_{tot} (*Rate totale*) alla quale i due fasci interagiscono è data da:

$$R_{tot} = \frac{dN_{tot}}{dt} = \sigma_{tot}^{pp} \cdot L \quad (1.2)$$

dove N_{tot} è il numero totale di interazioni, σ_{tot}^{pp} è la sezione d'urto totale protone-protone ($[cm^2]$) e L è la luminosità istantanea definita come il numero di protoni collidenti per unità di tempo e di area ($[cm^{-2}s^{-1}]$). La luminosità è una caratteristica dell'acceleratore legata al numero di protoni dei fasci per unità di tempo e di superficie.

Valori tipici ad LHC sono: $\sigma_{tot}^{pp}(7 TeV) \simeq 70 mb$ (dove $1b = 10^{-24}cm^2$) e $L \simeq 3 \cdot 10^{33} cm^{-2}s^{-1}$; con tali valori si ottiene dalla formula 1.2

$$R_{tot} = 210 \times 10^6$$

interazioni al secondo. Nel 2011 il fascio di particelle di LHC era composto da $n_b \simeq 1300$ bunch pieni (vedi sezione 2.1) che percorrono l'anello ad una frequenza $f \simeq 11$ kHz, dunque il numero medio di interazioni μ ad ogni incrocio tra i bunch (*bunch crossing*) risulta

$$\mu = R_{tot}/(f \cdot n_b) \simeq 20$$

Integrando la 1.2 è possibile passare dalla frequenza di interazione al numero totale di interazione N_{tot} in un certo intervallo di tempo

$$N_{tot} = \sigma_{tot}^{pp} \cdot L_{int}$$

dove $L_{int} = \int L dt$ è la luminosità integrata nello stesso intervallo di tempo.

In analogia con la 1.2 è possibile determinare la frequenza di un qualsiasi processo R_{proc} (ad es. produzione di quark top, di coppie di bosoni, di Higgs, ...)

$$R_{proc} = \frac{dN_{proc}}{dt} = \sigma_{proc} \cdot L$$

dove N_{proc} è il numero di volte che questo processo avviene e σ_{proc} è la sua sezione d'urto che integrata in un intervallo di tempo dt dà:

$$N_{proc} = \sigma_{proc} \cdot L_{int}$$

dove L ed L_{int} hanno lo stesso significato visto precedentemente.

Ovviamente il rapporto tra σ_{proc} e σ_{tot}^{pp} dà la probabilità che avvenga il processo in esame rispetto alla totalità delle volte che i protoni hanno interagito; questo numero è molto importante perchè fa capire quanto sia più o meno raro il processo che stiamo considerando.

1.3.2 la sezione d'urto differenziale

Per avere una comprensione puntuale delle leggi teoriche alla base della fisica delle particelle è necessario misurare la sezione d'urto di un processo in ogni determinata regione cinematica

$$\sigma_{proc} = \int \int \int_{\tau} \frac{d^3\sigma_{proc}}{dp_x dp_y dp_z} dp_x dp_y dp_z$$

dove $\frac{d^3\sigma_{proc}}{dp_x dp_y dp_z} = \sigma_{proc}^{diff}$ è la sezione d'urto differenziale, $p_x p_y p_z$ sono gli impulsi calcolati rispetto agli assi xyz , $dp_x dp_y dp_z$ sono gli intervalli di impulso considerati nella misura e τ è lo spazio delle fasi determinato dal numero totale di stati possibili ai quali il processo può avvenire. La sezione d'urto differenziale come è stata precedentemente definita non è un invariante relativistico, ma può facilmente diventarlo moltiplicandola per l'Energia E del processo in esame:

$$\sigma_{proc}^{diff} = E \frac{d^3\sigma_{proc}}{dp_x dp_y dp_z}$$

Purtroppo non è possibile applicare la conservazione dell'impulso lungo l'asse z poiché la maggior parte delle particelle prodotte nella collisione rimangono all'interno del tubo a vuoto (beam pipe) e non sono né viste né misurate dal rivelatore; in aggiunta p_z non è invariante per trasformazione di Lorentz lungo l'asse z e dunque è più utile definire una differente terna di variabili che sia misurabile e Lorentz invariante.

1.3.3 le variabili cinematiche

La nuova terna è composta dall'impulso trasverso

$$p_T = \sqrt{(p_x^2 + p_y^2)}$$

che è conservato e dagli angoli θ (polare) e ϕ (azimutale). Queste nuove coordinate hanno il vantaggio di essere tutte singolarmente Lorentz invarianti e in più la produzione di particelle a LHC è simmetrica rispetto all'angolo azimutale ϕ . La maggior parte delle particelle prodotte sono emesse a basso p_T , cioè vicino alla direzione dei fasci, avendo questi processi la sezione d'urto maggiore. Gli eventi di interesse per il Modello Standard sono però quelli tipicamente con particelle finali aventi alto p_T (processi *hard*).

Al posto della variabile θ si preferisce usare la cosiddetta rapidità definita come:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}$$

che risulta anch'essa Lorentz invariante. L'elemento di spazio delle fasi $d\tau$ nelle nuove coordinate diventa:

$$d\tau = \frac{1}{2} dp_T^2 d\phi dy.$$

Per particelle relativistiche di massa nulla o trascurabile rispetto al loro impulso, la rapidità coincide con la pseudorapidità così definita:

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)$$

infatti

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \simeq \frac{1}{2} \ln \frac{E + E \cos\theta}{E - E \cos\theta} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \cos\theta}{1 - \cos\theta} = -\frac{1}{2} \ln \operatorname{tg}\theta/2 = \eta$$

Sperimentalmente si osserva che la produzione di particelle é costante rispetto alla rapidità:

$$\frac{d\sigma}{dy} = \text{cost}$$

che é un ulteriore motivo per preferirla all'angolo polare θ . In un esperimento a collider adronici si parla di direzione forward (in avanti) per indicare le regioni del rivelatore che sono vicine all'asse dei fasci e si dicono anche ad alto η ; tipicamente gli eventi di maggiore interesse sono quelli dove le particelle prodotte hanno un basso valore di rapidità ($|\eta| < 3$). Data la definizione, esiste un valore massimo di rapidità che dipende dall'energia del fascio che a LHC é $y_{max} \simeq 9.5$.

Un'altra variabile utile e spesso usata è la massa trasversa:

$$m_T^2 = m^2 + p_T^2$$

utilizzando quest'ultima definizione e la precedente formula per la rapidità è possibile ottenere l'energia E e la proiezione longitudinale dell'impulso $|p_z|$ di una particella di massa a riposo m nel seguente modo:

$$E = m_T \cosh y$$

$$p_z = m_T \sinh y$$

1.4 Ricostruzione di particelle

La maggior parte delle particelle prodotte nelle collisioni sono instabili con una vita media molto corta ($\simeq 10^{-20}$ sec) che rende impossibile la misura del loro quadrimomento con il rivelatore; in questi casi lo si ricava conoscendo i quadrimomenti delle particelle in cui decadono p_i ed imponendo la conservazione dell'energia e dell'impulso nel decadimento. Supponiamo ad esempio di avere una particella instabile di quadrimomento P non misurato che decade in 2 particelle di quadrimomenti p_1 e p_2 misurati dal rivelatore: la massa invariante (e dunque il quadrimomento) della particella decaduta è data da:

$$M^2 = P^2 = (p_1 + p_2)^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2p_1 \cdot p_2 = m_1^2 + m_2^2 + 2E_1E_2 - 2\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2 \quad (1.3)$$

dove di solito le masse m_1, m_2 sono trascurabili alle alte energie.

Dal principio di indeterminazione $\Delta E \Delta t \simeq h$, si ricava la larghezza Γ dello stato in GeV (espressa da ΔE nel principio di indeterminazione) che risulta inversamente proporzionale alla vita media (Δt). Quindi una particella instabile appare come un picco o risonanza nella distribuzione di massa invariante con valore pari alla sua massa invariante M e larghezza Γ (convoluta con la risoluzione del rivelatore); ad esempio il bosone Z ha una massa di circa 90 GeV, larghezza totale di circa 2.5 GeV e decade nel 3% dei casi in una coppia di muone-antimuone.

In presenza di particelle non rivelabili come i neutrini si cerca di ricavare la loro evidenza imponendo la conservazione dell'impulso trasverso prima della collisione (dove $\sum p_T^i = 0$) e dopo; nel caso l'impulso totale trasverso dello stato finale non sia nullo, si ipotizza la presenza di un neutrino e si definisce la quantità energia trasversa mancante (\cancel{E}_t o MET) :

$$MET = \sqrt{(-\sum p_x^i)^2 + (-\sum p_y^i)^2}$$

attribuendola all'energia trasversa del neutrino. Da un punto di vista operativo MET è valutata come la somma vettoriale nel piano trasverso dei depositi di energia rivelata dai calorimetri.

1.5 Linee di ricerca

Le analisi di fisica che si possono effettuare all'interno del gruppo possono essere sintetizzate nei seguenti punti:

- studi di fattibilità sulla rivelazione del bosone di Higgs;

- studi sulla produzione di una coppia top-antitop;
- studi di produzione di una coppia di bosoni Z ;

Per descrivere le linee di ricerca affrontate dal gruppo ci serviremo dei diagrammi di Feynman necessari per raffigurare e calcolare i processi che regolano la creazione ed il decadimento di particelle.

1.5.1 studi di fattibilità sulla rivelazione del bosone di Higgs

Un possibile processo di produzione e di decadimento del bosone di Higgs è riportato in Fig. 1.3.

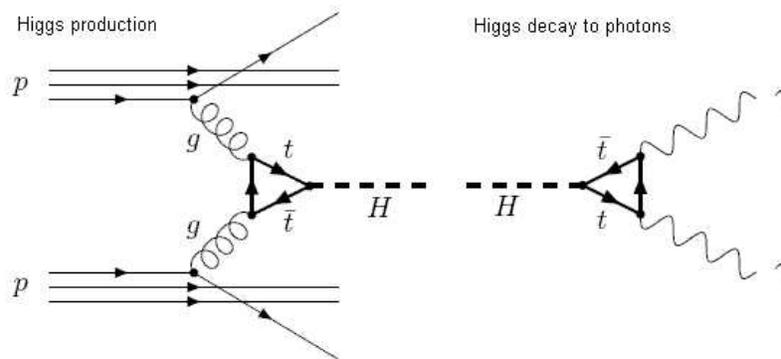


Figura 1.3: Esempio di produzione e decadimento della Higgs LHC.

Nel processo un quark di ogni protone emette per interazione forte un gluone; i due gluoni interagiscono tra loro in un processo detto fusione di gluoni che è quello che fornisce il contributo maggiore per la produzione di Higgs a LHC. Ogni gluone produce una coppia di quark top (potrebbero produrre anche quark con diverso sapore, ma il top è favorito per la sua grande massa) di cui uno in comune con un diagramma detto a triangolo; la coppia di top a questo punto crea il bosone di Higgs. Nel secondo diagramma di Feynman è riportato un particolare decadimento del bosone di Higgs. Il bosone emette una coppia di quark top in un processo a triangolo come nel caso precedente ed ogni coppia annichila producendo un bosone; in questo caso il bosone scelto è il fotone che costituisce il processo più probabile nel caso in cui la Higgs abbia una piccola massa ($\simeq 130$ GeV). Il bosone di Higgs si potrebbe dunque rivelare vedendo un picco nella massa invariante di una coppia di fotoni ad alta energia nel rivelatore.

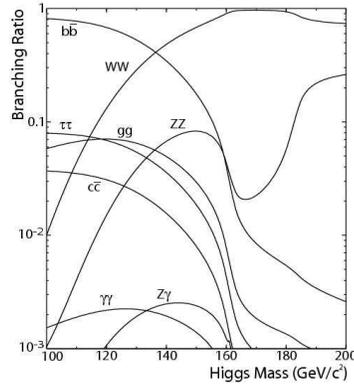


Figura 1.4: Branching Ratios del bosone di Higgs previsti dal Modello Standard in funzione della sua massa M_H .

In realtà il gruppo ATLAS di Bologna sta facendo studi su un differente canale di decadimento che coinvolge una coppia di bosoni W . A seconda della massa del bosone di Higgs (M_H), questo può decadere in due bosoni W reali (detti *on-shell*) se $M_H > 2 \times M_W$ oppure, per $M_W < M_H < 2 \times M_W$ in un bosone W reale ed uno *virtuale* (W^*). La probabilità di decadimento $H \rightarrow WW^{(*)}$ (*Branching Ratio*(BR)) è molto maggiore del $BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$ per l'intervallo di massa M_H sotto studio (Fig.1.4). I W sono rivelati nel loro canale di decadimento leptonic $W \rightarrow e\nu_e$ o $W \rightarrow \mu\nu_\mu$ e dunque lo stato finale è caratterizzato dalla presenza dei due leptoni e da grande *energia trasversa mancante* dovuta ai neutrini. Misurando il numero di eventi attesi e stimando la contaminazione del fondo è possibile avere un'evidenza sperimentale del bosone di Higgs e misurarne le sue proprietà.

1.5.2 Studi sulla produzione di una coppia top-antitop

Un'altra linea di ricerca consiste nello studio di produzione di eventi contenenti una coppia di quark top ed anti-top ($t\bar{t}$) nello stato finale che può essere prodotto ad LHC come mostrato in Fig. 1.5.

Il secondo ed il terzo diagramma sono i più probabili ad LHC poiché per produrre una coppia $t\bar{t}$ è necessario che i due partoni abbiano una frazione di energia iniziale pari a $x = 2m_t/\sqrt{s} = 0.05$; la produzione di coppie $t\bar{t}$ avviene dunque quando i partoni hanno una piccola frazione del momento dei protoni collidenti che è la regione popolata soprattutto dai gluoni presenti nei protoni. I quark top decadono immediatamente dopo la creazione ($t \simeq 10^{-25} s$) e dunque non possono essere visti dall'apparato. Per la loro rivelazione si possono usare diversi modi di decadimento; quello usato nell'analisi effettuata

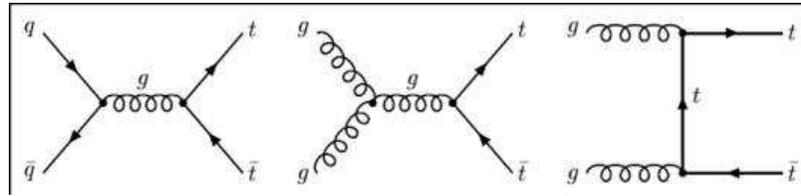


Figura 1.5: Esempi di produzione di una coppia $t\bar{t}$.

dal gruppo ATLAS di Bologna è rappresentato in Fig. 1.6. Il quark t decade in W^+b dove il bosone W^+ decade in $l^+\nu$ (l può essere l'elettrone o il muone anche se in figura è riportato il decadimento in τ attualmente non studiato). In generale i singoli quarks non possono stare liberi e dunque non sono direttamente osservabili nel rivelatore; questi subito dopo essersi formati creano coppie di quarks e antiquarks che formano particelle adroniche dando vita ad un processo detto adronizzazione (o frammentazione). Un quark appare dunque nel rivelatore come un insieme di tante particelle adroniche vicine tra loro raggruppate in stretti coni detti comunemente *jets*.

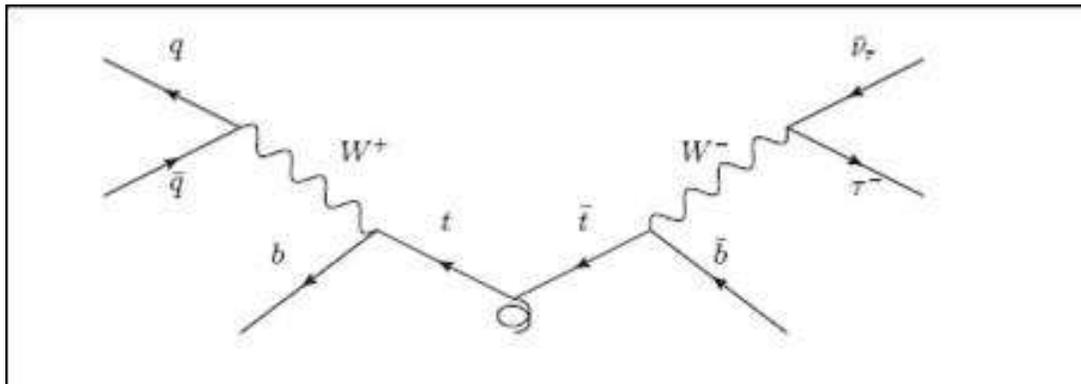


Figura 1.6: Un possibile diagramma di decadimento di una coppia $t\bar{t}$.

Nell'altro ramo del decadimento, l'antiquark \bar{t} decade in $W^-\bar{b}$ dove il bosone W^- decade in $q\bar{q}$; tutti i quarks dello stato finale adronizzano creando ognuno un jet. L'identificazione del segnale prevede dunque la ricostruzione di 4 jets nello stato finale (2 provenienti dal quark b che risultano leggermente diversi dagli altri), di un leptone (muone o elettrone) e di abbondante energia mancante sinonimo della presenza di un neutrino. L'importanza dello studio di eventi contenenti quarks top è molteplice:

- offre la possibilità di studiare una particella scoperta solo pochi anni fa e di cui c'è ancora molto da capire;
- è l'unico caso in cui si può osservare un quark libero poichè, a causa della sua brevissima vita, decade prima di adronizzare;
- la valutazione della massa invariante della coppia $t\bar{t}$ potrebbe mettere in evidenza particelle mai viste sino ad oggi (compreso il bosone di Higgs).

1.5.3 studi di produzione di una coppia di bosoni Z

Un altro processo studiato dal gruppo ATLAS di Bologna è quello di produzione di eventi contenenti coppie di bosoni Z nello stato finale come rappresentato in Fig. 1.7.

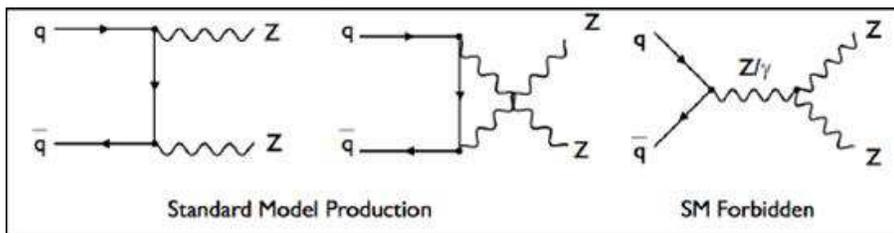


Figura 1.7: Processi più probabili per la produzione di una coppia di bosoni Z .

La produzione di coppie di Z a LHC è molto interessante perchè permette di verificare le predizioni del Modello Standard quando sono coinvolte energie molto alte (\simeq TeV). I diagrammi più probabili per la formazione di una coppia di Z nello stato finale sono i primi due della Fig. 1.7, ai quali va aggiunto un piccolo contributo (\simeq 6%) derivante da diagrammi di fusione tra gluoni. Di particolare interesse è la misura volta a verificare la presenza di coppie di Z derivanti dal terzo diagramma della Fig. 1.7 (accoppiamento di tre bosoni neutri) che non è permesso dal Modello Standard e che nel caso fosse trovato aprirebbe scenari di fisica nuovi. Le Z sono ricostruite nel loro canale di decadimento leptonic $Z \rightarrow e^+e^-$ o $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ che sebbene sia raro (copre solo lo 0.5% del totale dei decadimenti) è un canale facilmente identificabile.

Capitolo 2

LHC e ATLAS

2.1 LHC

Il *Large Hadron Collider* (LHC) è un acceleratore di particelle circolare situato in un tunnel lungo 27 km e profondo da 50 a 175 m, al confine tra Svizzera e Francia nella periferia di Ginevra presso i laboratori del CERN. LHC è un collider che accelera fasci di protoni o ioni pesanti ad energia nel centro di massa di $\sqrt{s} = 7$ TeV (8 TeV dal 2012) e luminosità istantanea $L \simeq 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ nel caso di fasci di protoni. Ogni fascio è strutturato in 3564 *bunch* (di cui nel 2011 solo 1400 pieni), separati di 25 ns l'uno dall'altro e contenenti $\simeq 10^{11}$ protoni. In figura 2.1 è mostrato il complesso di acceleratori del CERN. Il processo di accelerazione inizia da un acceleratore lineare, il LINAC 2, seguito da tre acceleratori circolari: PSB (*Proton Synchrotron Booster*), PS (*Proton Synchrotron*), SPS (*Super Proton Synchrotron*) che inietta i fasci in LHC. Nei quattro punti di interazione, dove si incrociano i fasci, sono collocati i quattro esperimenti principali:

- **ATLAS** (*A Toroidal Lhc ApparatuS*): esperimento *multipurpose*, volto ad esplorare tutta la Fisica e scoprire particelle pesanti come il bosone di Higgs e tracce di nuova fisica come l'origine della massa e dimensioni extra.
- **CMS** (*Compact Muon Spectrometer*): esperimento *multipurpose* con gli stessi scopi di ATLAS, ma con tecnologie differenti.
- **ALICE** (*A Large Ion Collider Experiment*): dedicato alle collisioni di ioni pesanti.
- **LHCb**: dedicato alla Fisica del mesone B .

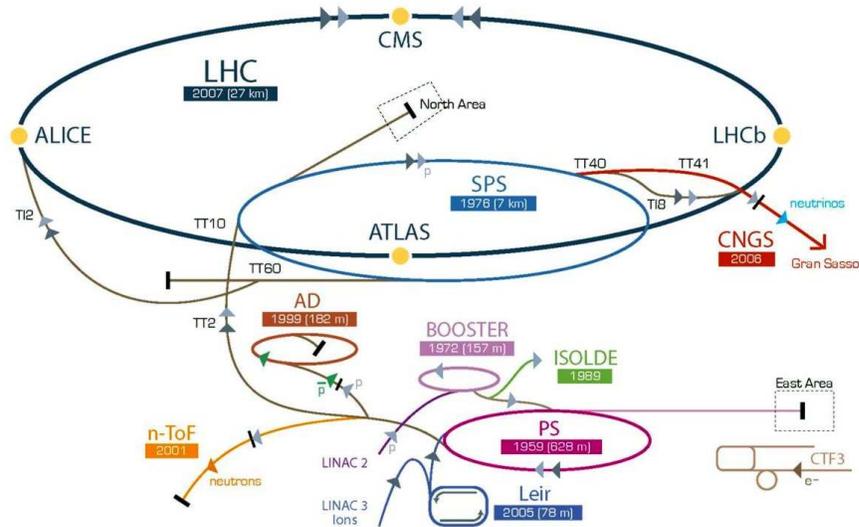


Figura 2.1: Sistema di acceleratori del CERN.

LHC è dotato di 1232 magneti di dipolo, ciascuno lungo 15 m e raffreddato con elio superfluido alla temperatura di 1.9 K. Al suo interno ogni magnete contiene cavi superconduttori, avvolti in bobine, che al passaggio della corrente elettrica generano un campo magnetico in media di 8,3 T, costringendo i fasci su una traiettoria circolare. I fasci circolano in direzioni opposte in due camere separate a vuoto ultra spinto (10^{-10} torr).

2.2 L'esperimento ATLAS

Il rivelatore ATLAS [1] è a simmetria cilindrica rispetto all'asse dei fasci, lungo 42 m e con un raggio di 11 m ed è diviso in quattro parti principali (figura 2.2):

- **Sistema di magneti** per misurare l'impulso delle particelle cariche tramite una deflessione della traiettoria;
- **Rivelatore Interno** (*Inner Detector*) per il tracciamento delle traiettorie delle particelle cariche e la misura dei vertici di interazione e dei vertici secondari;
- **Calorimetri** elettromagnetico ed adronico per la misura di elettroni, fotoni e *jet* di adroni;
- **Sistema a muoni** per l'identificazione e la misura dell'impulso dei muoni penetranti.

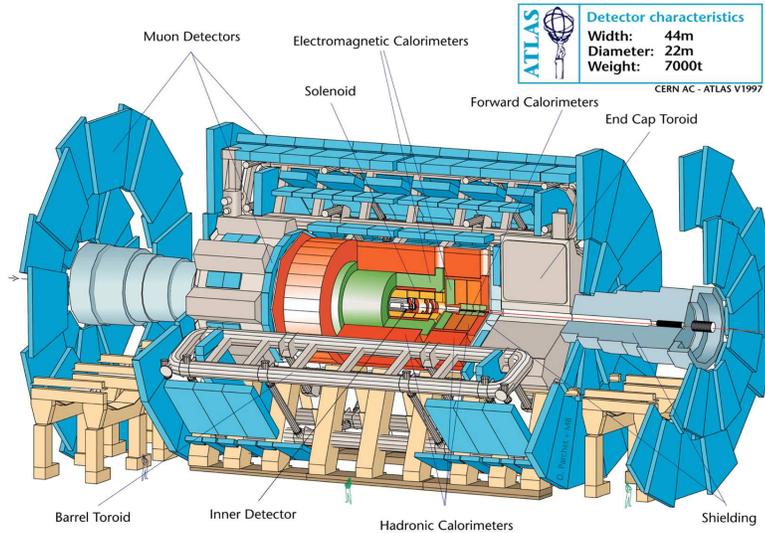


Figura 2.2: Rappresentazione dell'esperimento ATLAS.

La localizzazione di un punto è effettuata utilizzando le coordinate polari in cui l'origine delle coordinate risiede nel punto di collisione dei fasci, l'asse z è lungo la direzione del fascio (per cui il piano xy è perpendicolare ad esso), l'angolo θ indica l'angolo polare misurato a partire dalla direzione del fascio e l'angolo ϕ è quello azimutale misurato attorno all'asse z .

2.2.1 Il sistema di magneti

Il campo magnetico di ATLAS è formato da quattro sistemi di magneti superconduttori: un solenoide, un toroide centrale, due toroidi in avanti ed è finalizzato alla misura della carica e della quantità di moto delle particelle tramite la misura della curvatura delle traiettorie che esse percorrono. Il solenoide è un magnete superconduttore situato attorno alla cavità dell'*Inner Detector*. Il magnete genera un campo magnetico di 2 T ed è tenuto ad una temperatura di 4.5 K tramite un flusso di elio liquido. Il toroide centrale è costituito da 8 bobine superconduttrici in grado di generare un campo magnetico di 4 T con l'asse coincidente con l'asse dei fasci. Le bobine sono lunghe 25 m, larghe 5.5 m e anch'esse mantenute ad una temperatura di 4.5 K. I due toroidi in avanti hanno la funzione di generare un campo magnetico in prossimità dei fasci così da deflettere le particelle emesse con un piccolo angolo rispetto alla direzione del fascio.

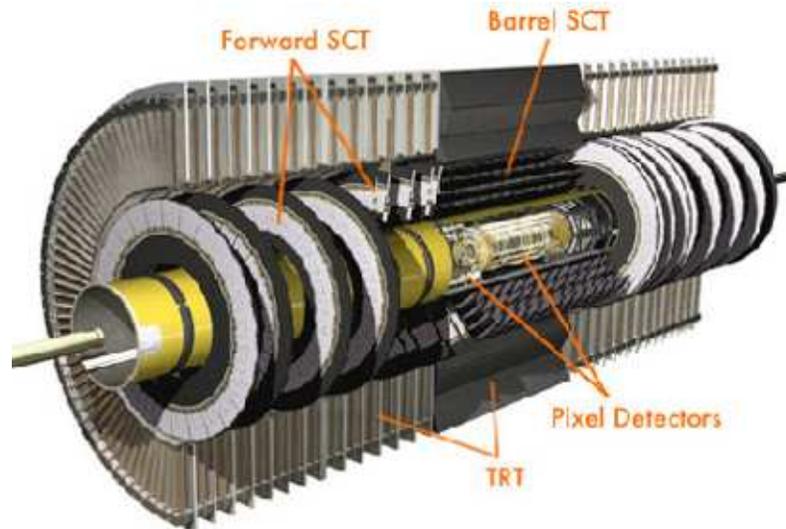


Figura 2.3: Ricostruzione tridimensionale dell'inner detector di ATLAS.

2.2.2 Inner Detector

L'*Inner Detector* (ID) occupa la cavità cilindrica delimitata dai criostati del calorimetro elettromagnetico circondando la *beam-pipe*. Ha un raggio esterno di 115 cm ed è lungo 6.2 m. È immerso in un campo magnetico parallelo all'asse del fascio con intensità di 2 T. Il rivelatore è costituito da una sezione *barrel* che si estende per 0.8 m simmetricamente al punto di interazione e da due *end-cap* identici simmetrici al punto di interazione.

La funzione dell'ID è quella di ricostruire le traiettorie delle particelle cariche che lo attraversano, misurare la loro quantità di moto e determinare la posizione dei vertici primari e secondari. Attraversandolo le particelle cariche rilasciano energia che viene raccolta dai rivelatori così da identificare i punti (*hit*) in cui sono passate. I punti vengono usati per ricostruire la traiettoria o traccia della particella. Per far ciò l'ID è composto da tre tipi diversi di rivelatori (figura 2.3): *Pixel Detector*, *Semi Conductor Tracker* (SCT), *Transition Radiation Tracker* (TRT).

Il *Pixel Detector* [2] ha una granularità molto elevata per effettuare misure di alta precisione il più possibile vicino al punto di interazione, così da poter individuare particelle dalla vita media molto breve. Il *Semi Conductor Tracker* [3] è progettato per fornire misure di precisione nella sezione intermedia dell'ID: misura la quantità di moto e posizione dei vertici. Il *Transition Radiation Tracker* occupa la parte più esterna dell'ID contribuendo alla ricostruzione delle tracce. Fornisce una misura della quantità di moto nella regione ad $|\eta| < 2.0$ e contribuisce all'identificazione degli elettroni.

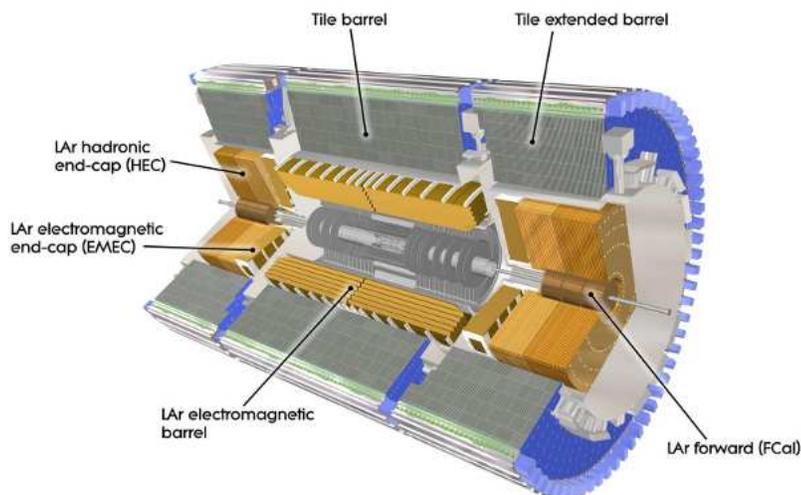


Figura 2.4: Schema dei calorimetri di ATLAS.

2.2.3 I calorimetri

Il sistema dei calorimetri di ATLAS è formato da un calorimetro elettromagnetico e da un calorimetro adronico che circondano l'*Inner Detector* (figura 2.4). Entrambi i calorimetri sono di tipo a campionamento cioè composti da strati di materiale pesante come materiale convertitore, alternati a strati di materiale attivo per la rivelazione del segnale prodotto. Il materiale attivo usato in tutti e due i calorimetri è l'Argon liquido, mentre quello convertitore è piombo per il calorimetro elettromagnetico e Ferro, Rame e Tungsteno (a seconda della posizione) per quello adronico. Quando una particella come un elettrone o un fotone ad alta energia incide su di un materiale genera uno **sciame elettromagnetico** composto da elettroni e fotoni. L'energia della particella originale viene suddivisa tra queste ultime e depositata nel materiale sotto forma di ionizzazione. Rivelandolo e misurando l'energia depositata nel mezzo si può risalire all'identificazione della particella e alla misura della sua energia. Le particelle sensibili all'interazione forte incidendo su di un materiale interagiscono con i nuclei dello stesso dando origine ad interazioni secondarie con produzione di adroni (**sciame adronico**). Come nel caso elettromagnetico misurando l'energia delle particelle secondarie è possibile risalire all'energia della particella originale.

Tipicamente un fotone o un elettrone vengono completamente assorbiti dal calorimetro elettromagnetico da cui non ne escono, mentre una particella adronica attraversa quasi indisturbata il calorimetro elettromagnetico

per poi essere assorbita in quello adronico. La quantità che caratterizza un calorimetro elettromagnetico è la **lunghezza di radiazione** X_0 del materiale, definita come la distanza media che riduce l'energia della particella incidente ad un fattore $1/e$; analoga definizione si usa per il calorimetro adronico chiamandola lunghezza di interazione λ_I . Il calorimetro elettromagnetico ha uno spessore di circa $23 X_0$ mentre il calorimetro adronico di circa $11\lambda_I$ che assicurano che tutta l'energia delle particelle incidenti sia assorbita dai calorimetri.

La risoluzione in energia di un calorimetro è parametrizzata dalla seguente relazione

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (2.1)$$

dove a è il termine di campionamento dipendente dai materiali di cui formato il calorimetro, b dipende dal rumore dei canali di lettura del segnale e c è un termine costante dipendente dall'omogeneità del calorimetro.

2.2.4 Il sistema a muoni

Uno schema dello spettrometro a muoni è mostrato in figura 2.5. Di forma cilindrica è lungo 46 m con un diametro esterno di circa 22 m. Grazie al campo magnetico generato dai magneti toroidali lo spettrometro può misurare la deflessione di muoni e misurarne l'impulso. È composto da due sistemi: camere di *trigger* per una misura rapida dell'impulso dei muoni e camere di tracciamento ad alta precisione per una misura accurata (in tempi più lunghi) dell'impulso dei muoni da pochi GeV fino a vari TeV. I muoni sono le uniche particelle provenienti dall'interazione che raggiungono lo spettrometro poiché a causa della loro elevata massa non formano sciami elettromagnetici ed attraversano i calorimetri perdendo solo una piccolissima frazione della propria energia.

Le camere di *trigger* sono divise in: *Resistive Plate Chambers* (RPC) e *Thin Gap Chambers* (TGC). Una camera RPC è formata da gas ($C_2H_2F_4$) contenuto tra due lastre parallele di bakelite distanziate tra loro di 2 mm. Quando una particella passa attraverso una camera RPC, gli elettroni primari di ionizzazione sono moltiplicati a valanga da un campo elettrico e creano un segnale che viene letto da *strip* ortogonali tra loro così da misurare sia in θ sia in ϕ . La risoluzione temporale è di 1 ns e la risoluzione spaziale di 1 cm. In totale vi sono 1116 camere RPC di *trigger*. Le TGC sono camere proporzionali multifilo estremamente sottili in grado di misurare la coordinata azimutale ϕ . Le camere per la misura della posizione delle traiettorie sono divise in *Monitor Drift Tubes* (MDT) e *Cathode Strip Chambers* (CSC). Entrambe le

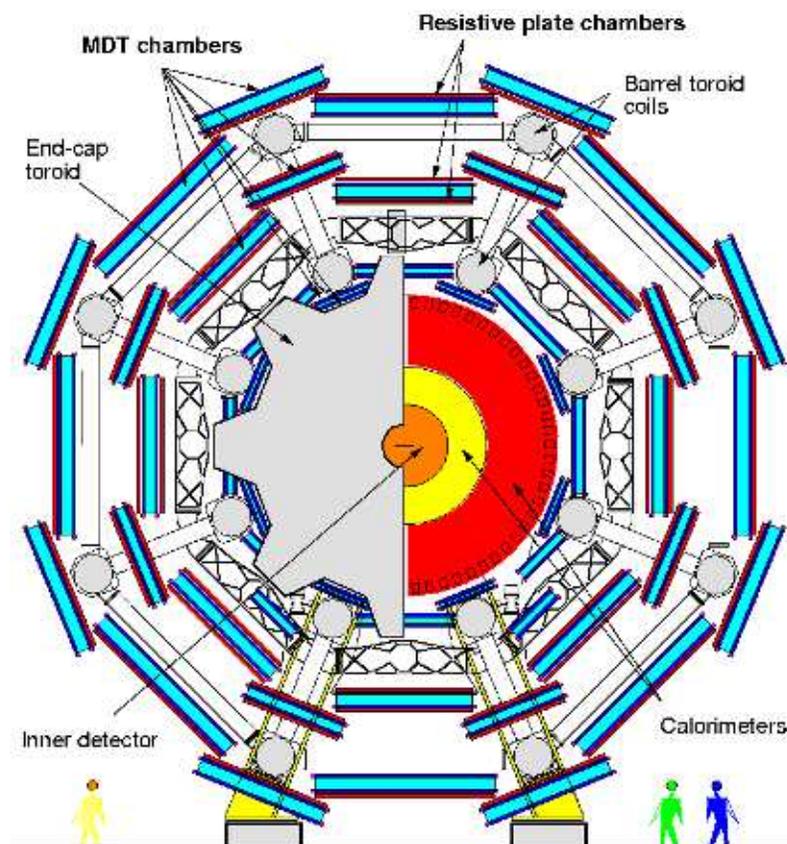


Figura 2.5: Sezione trasversale di ATLAS. In blu lo spettrometro a muoni.

camere contengono una miscela di gas che viene ionizzato al passaggio del muone ed il segnale relativo raccolto su *strip* (figura 2.6).

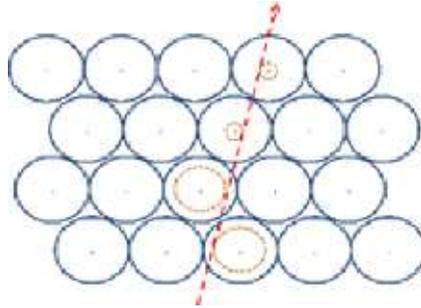


Figura 2.6: Misura della traiettoria di un muone negli MDT tramite il tempo di deriva (*drift*).

2.2.5 Il sistema di Trigger ed Acquisizione Dati

Il sistema di *trigger* seleziona gli eventi di interesse prodotti nelle interazioni p-p. Gli eventi selezionati, sotto forma di informazioni digitali, vengono poi acquisiti e memorizzati dal sistema di acquisizione dati (DAQ) per essere poi processati *offline* con i programmi di analisi dati. L'obiettivo primario del TDAQ di ATLAS è quello di separare con elevata efficienza i processi di fisica rari dalla moltitudine di eventi di fondo. Per questo sono implementati tre livelli di selezione *online*: Livello1 (L1), Livello2 (L2) e Event Filter (EF), che sfruttano algoritmi di crescente complessità e tempo di elaborazione in modo da ridurre la frequenza degli eventi selezionati fino a 200 Hz (figura 2.7).

I *trigger* di primo livello sono di tipo *hardware*, effettuano una selezione iniziale esaminando dati provenienti dai calorimetri e dallo spettrometro a muoni ad ogni *bunch-crossing* (40 MHz). Per effettuare la selezione vengono innanzitutto fatte delle richieste di *minimum bias* per scartare eventi vuoti, richieste in impulso trasverso per eliminare eventi poco interessanti e richiesta che siano eventi provenienti dalla regione di interazione. Il tempo di latenza è $2.5\mu s$.

I *trigger* di secondo livello, al contrario dei L1 sono di tipo *software*. Il loro scopo è quello di ridurre il *rate* del *trigger* di primo livello di 1.5 ordini di grandezza combinando informazioni provenienti da diversi rivelatori al fine di ottenere maggiore precisione nella ricostruzione. Il tempo di latenza è dell'ordine di circa 10 ms.

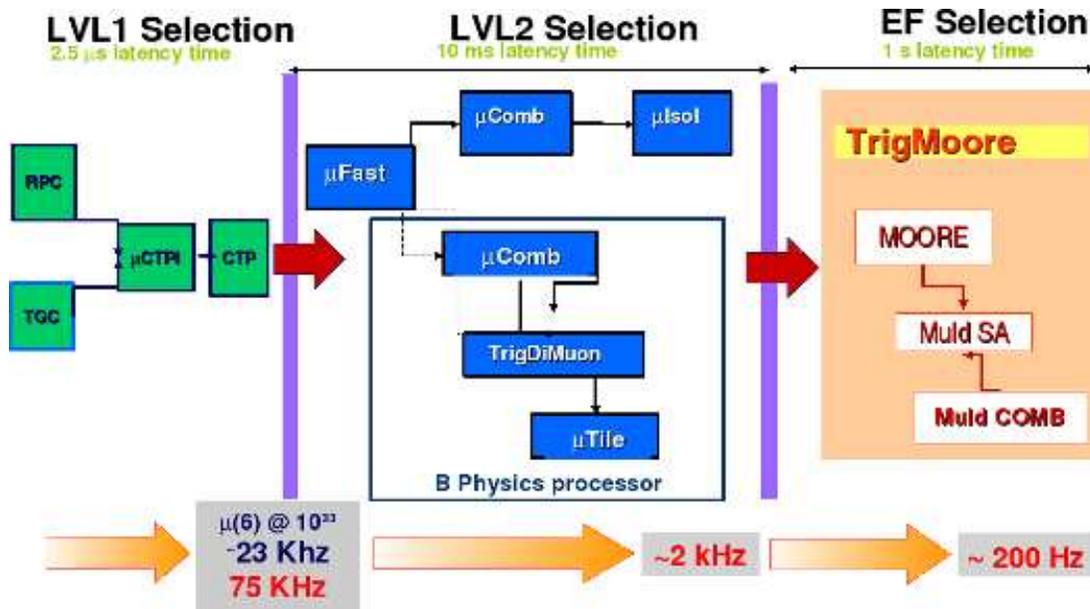


Figura 2.7: Sistema di *trigger* con i vari algoritmi utilizzati.

L'*Event Filter* è l'ultimo passo della selezione *online* degli eventi e decide quali eventi saranno archiviati dal DAQ per le analisi *offline*. Il suo scopo è quello di ridurre il *rate* del *trigger* di secondo livello di un ordine di grandezza. Usa algoritmi *offline* per confermare la selezione effettuata da L2. Il tempo di latenza è dell'ordine del secondo.

2.3 LUCID

Il LUCID [4] è un *monitor* di luminosità di ATLAS che viene fornita con una precisione del 2-4%. È composto da due moduli simmetrici posti a 17 m dal punto di interazione. Ogni modulo è formato 20 tubi di alluminio internamente riflettenti lunghi 1.5 m e con un diametro di 15 mm riempiti di un gas ad alto indice di rifrazione (C_4F_{10}) alla pressione di 1.1 bar. I tubi sono direzionati verso la regione di interazione (figura 2.8).

Quando una particella carica proveniente dall'IP entra in uno dei tubi emette fotoni per **effetto Cherenkov**; la luce Cherenkov così prodotta è raccolta da fotomoltiplicatori (PMT) posti alla fine del tubo. Il vantaggio di questo è di avere una latenza di pochi ns, al massimo 10-15 ns, così da assicurare un'accurata capacità di lettura per ogni *bunch-crossing* (che sono separati da 25 ns).

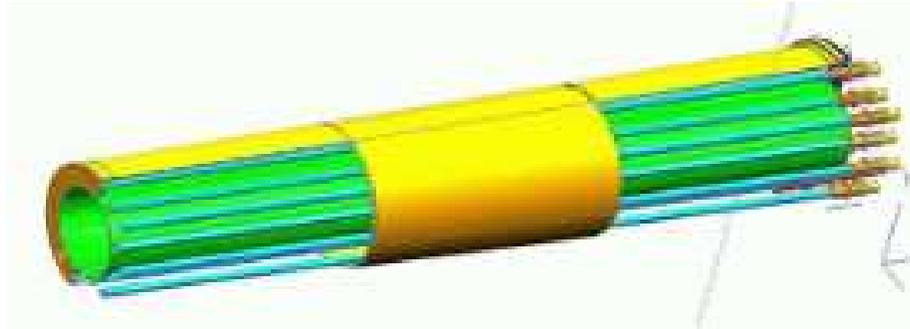


Figura 2.8: Modulo del LUCID. In giallo il modulo a forma conica con un'apertura per *beam-pipe* rappresentata in verde; i tubi Cherenkov sono in blu.

Il conteggio dei tubi toccati ad ogni *bunch-crossing* viene usato per determinare la luminosità di ogni *bunch* e di ogni periodo.

Bibliografia

- [1] ATLAS Collaboration.
ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report
Technical report, CERN/LHCC, 1999
- [2] ATLAS Collaboration.
ATLAS Pixel Detector
technical report, CERN/LHCC, 1998
- [3] Jackson, J. N.
The ATLAS Semiconductor Tracker (SCT)
Nucl. Instr. Methods **A541** (2005) 89
- [4] M. Villa
The Luminosity Monitor of the ATLAS Experiment
IEEE Nuclear Science Symposium And Medical Imaging Conference –
Orlando, 2009