

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica

**Impatto dell'invecchiamento delle camere
DT di CMS sul canale $H \rightarrow 4\mu$**

Relatore:
Prof. Sylvie Braibant

Presentata da:
Davide Soverini

Correlatore:
Dott. Francesca Romana Cavallo

Sessione III
Anno Accademico 2014/2015

Sommario

Nei prossimi anni sia il Large Hadron Collider al CERN che i relativi esperimenti saranno oggetto di programmi di upgrade. Per i rivelatori una delle motivazioni dell'upgrade è l'invecchiamento che inevitabilmente ne peggiorerebbe le prestazioni in mancanza di interventi. Si sono studiati gli effetti dell'invecchiamento del rivelatore di muoni a grande angolo di CMS sulla ricostruzione di eventi $H \rightarrow 4\mu$: un canale centrale nel programma futuro di fisica delle alte energie e la cui identificazione è affidata essenzialmente al rivelatore di muoni. Benchè la ridondanza, insita nel progetto del rivelatore, riduca l'impatto dell'inefficienza locale sui risultati finali, si è osservato dalla simulazione che, mentre il 30% di hit persi si traduce nella perdita dell'8% di eventi $H \rightarrow 4\mu$, il 30% di camere non funzionanti causa una perdita di eventi che può arrivare al 27%. Poichè la disattivazione di un'intera camera può essere l'effetto del danneggiamento dell'elettronica di lettura, la quale è attualmente situata nella caverna sperimentale ed esposta quindi alle radiazioni, questi risultati potrebbero indicare la necessità di prevedere nel programma di upgrade la sostituzione dell'elettronica con nuovi dispositivi da collocarsi fuori della caverna, al riparo dalle radiazioni.

Indice

Introduzione	1
1 LHC	3
1.1 LHC	3
1.2 CMS	5
1.2.1 Magnete	6
1.2.2 Tracker	6
1.2.3 Calorimetro elettromagnetico (ECAL)	7
1.2.4 Calorimetro adronico (HCAL)	8
1.2.5 Rivelatori di muoni	8
1.2.6 Trigger and Data Acquisition	12
1.3 Upgrade	14
2 Modello Standard e Meccanismo di Higgs	15
2.1 Modello Standard	15
2.2 Meccanismo di Higgs	17
2.2.1 $H \Rightarrow ZZ^* \Rightarrow 4\text{Leptons}$	17
3 Invecchiamento delle camere DT	18
3.1 Introduzione	18
3.2 Strategia di analisi	21
3.2.1 Campioni simulati	21
3.2.2 Algoritmi di ricostruzione	22
3.2.3 Previsioni attraverso il calcolo combinatorio	23
3.3 Simulazione della perdita di efficienza di singolo hit	27
3.4 Simulazione di camere non funzionanti	34
3.5 Perdita di efficienza di singolo hit del canale $H(1000) \rightarrow 2\mu$	42
3.6 Confronto e discussione	49
Conclusioni	50

Introduzione

Negli ultimi 20 anni l'obiettivo principale della fisica delle alte energie è stata la ricerca della conferma sperimentale della previsione del Modello Standard riguardo l'esistenza del bosone di Higgs, scoperto nel 2012 al Cern di Ginevra. Vista la bassa sezione d'urto per la produzione di questa particella, la sua osservazione ha richiesto la raccolta e l'analisi di un gran numero di collisioni protone-protone all'energia di 7-8 TeV nel centro di massa.

Dopo due anni di manutenzione e sviluppo, l'acceleratore di protoni, il Large Hadron Collider, o LHC, ripartirà a Maggio 2015 con l'energia di 13 TeV nel centro di massa. Inoltre la luminosità, cioè il numero di eventi prodotti nell'unità di tempo, aumenterà gradualmente fino a raggiungere quasi un fattore 10 nel 2017. L'alta luminosità e l'alta energia aumentano la probabilità di osservare eventi rari o imprevisti e l'accuratezza delle misure delle proprietà del bosone di Higgs, in quanto aumentano sia le sezioni d'urto che la statistica a disposizione per le analisi.

D'altra parte l'alta energia e l'alta luminosità pongono sfide tecnologiche al rivelatore e ai sistemi di trigger e di acquisizione dati, che devono essere in grado di funzionare ad altissime frequenze e devono avere una risoluzione spaziale e temporale adeguata a gestire il Pile Up, cioè la sovrapposizione nello spazio e nel tempo di molti eventi indipendenti. Un'altro problema connesso all'alta luminosità è il crescente livello di radiazione, continuato nel tempo, che può determinare o accelerare l'invecchiamento di alcune parti del rivelatore.

Le camere DT (Drift Tubes) sono le camere per muoni a grande angolo dell'esperimento CMS (Compact Muon Solenoid). La loro collocazione nella regione esterna del rivelatore è tale che la molteplicità di tracce attese non supererà neanche in futuro le sue capacità di rivelazione.

Tuttavia, qualche forma di invecchiamento, sia dovuta alle radiazioni, sia al naturale degrado nel tempo di componenti e materiali, non può essere esclusa. Considerate l'entità degli investimenti, sia finanziari che di impegno di migliaia di scienziati, è necessario evitare di fermare la presa dati per procedere a eventuali riparazioni o anche solo di perdere, non rivelandoli, una parte degli eventi prodotti. Si preferisce procedere preventivamente a interventi di "upgrade", cioè di sostituzione delle parti a rischio con altre nuove e tecnologicamente più avanzate. Gli interventi di upgrade sono programmati durante i

”long shutdown”, cioè i periodi in cui è previsto l’arresto di LHC.

L’upgrade dei DT è ipotizzato per il Long Shutdown 3, cioè nel 2022. Questa tesi è un contributo al processo decisionale sulle strategie da adottare per l’upgrade dei DT. Usando simulazioni di MonteCarlo ho cercato infatti di stimare quale sarebbe l’impatto di vari scenari di invecchiamento dei DT sullo studio di un canale di fisica interamente basato sulla rivelazione dei muoni, cioè il decadimento $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$.

Capitolo 1

LHC

1.1 LHC

Il Large Hadron Collider (LHC) [1, 2] è il più potente acceleratore di particelle al mondo. Dal 2008 è una parte fondamentale del CERN, indispensabile per lo studio di particelle ad alta energia. Esso è costituito da un anello lungo 27 km nel quale sono posti magneti superconduttori che permettono di curvare le traiettorie delle particelle cariche che vi circolano in modo da far loro percorrere molte orbite. Grazie a ciò, attraverso successive fasi di accelerazioni, si possono raggiungere velocità prossime a quelle della luce. L'acceleratore è situato al confine tra Francia e Svizzera in una galleria tra i 50 e i 150 metri di profondità come mostrato in figura 1.1.1.

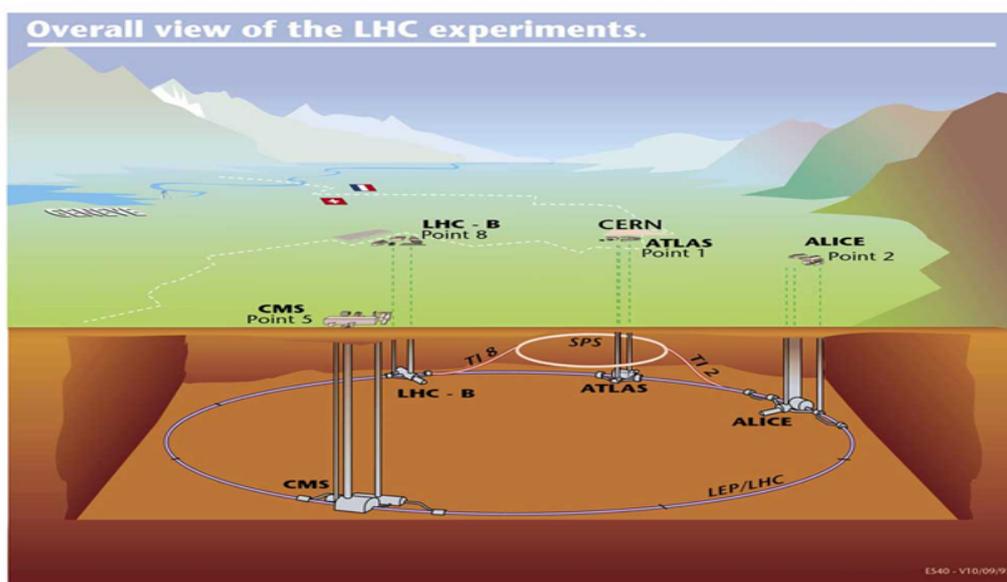


Figura 1.1.1. Posizione geografica dell'acceleratore LHC

La macchina accelera due fasci di protoni o ioni pesanti, i quali circolano all'interno di tubi a vuoto lungo l'anello in direzioni opposte, per poi farli collidere con una frequenza di 20 o 40 MHz (intervallo di collisione di 50 o 25 ns). Le collisioni avvengono in punti precisi, nei quali sono situati i quattro rivelatori che prendono il nome dai relativi esperimenti: ATLAS, CMS, LHCb e ALICE. Per mantenere i protoni in orbita a tali livelli di energia il campo magnetico deve essere molto intenso.

I 1624 magneti superconduttori presenti su tutto l'anello sono fatti da una lega di niobio e titanio e sono tenuti a una temperatura di 1.9 K (-271.25 °C) da elio superfluido (la temperatura attuale della radiazione cosmica di fondo è di 2.73 K, quindi LHC è il punto più freddo dell'universo). In queste condizioni la corrente che circola nei magneti è di circa 11700 A e produce un campo magnetico di circa 8.3 T. Di questi 1624 magneti 1232 sono dipolari e sono i responsabili dell'incurvamento dei fasci mentre gli altri 392 sono quadripolari e sono usati per mantenere i fasci focalizzati.

I protoni sono creati dalla ionizzazione di atomi di idrogeno e prima di essere iniettati dentro LHC sono accelerati fino a un'energia di 450 GeV, attraverso vari passaggi. Nel 2012, dentro LHC, ogni fascio era accelerato fino a un'energia di 4 TeV in modo che, al momento dell'urto, l'energia di centro di massa \sqrt{s} fosse di 8 TeV.

Un'altra peculiarità del LHC è l'alta luminosità. Per luminosità intendiamo il numero di eventi che si realizzano per unità di superficie trasversa ai fasci e unità di tempo: un'alta luminosità permette di rivelare eventi con sezioni d'urto molto basse e quindi estremamente rari. Il livello di luminosità nel 2012 era di $7.5 * 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$.

A primavera del 2015, dopo due anni di pausa per revisionare e migliorare gli apparati, LHC ripartirà con un'energia prossima a quella del progetto originale, ossia di 13 TeV nel centro di massa e la luminosità aumenterà gradualmente fino a superare i $10^{34} cm^{-2} s^{-1}$.

1.2 CMS

Il Compact Muon Solenoid (CMS) [3] è uno dei quattro rivelatori per gli esperimenti di LHC, il cui schema è mostrato in figura 1.2.1.

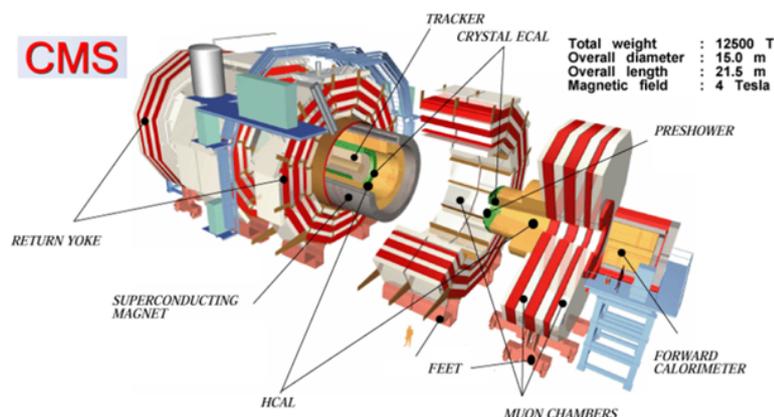


Figura 1.2.1. Schema illustrativo del rivelatore CMS

CMS ha come obiettivi principali lo studio delle particelle del Modello Standard (SM), tra cui il bosone di Higgs, la ricerca della supersimmetria e di qualunque altro segnale "oltre il Modello Standard". CMS ha forma cilindrica ed è lungo complessivamente 21.6 m con un diametro di 14.6 m. E' composto di diverse parti che si succedono dall'interno all'esterno in strati cilindrici come mostrato in figura 1.2.2: un magnete superconduttore, un sistema di tracker, un calorimetro elettromagnetico (ECAL), un calorimetro adronico (HCAL), un sistema di rivelazione per muoni, un sistema di trigger e acquisizione dati.

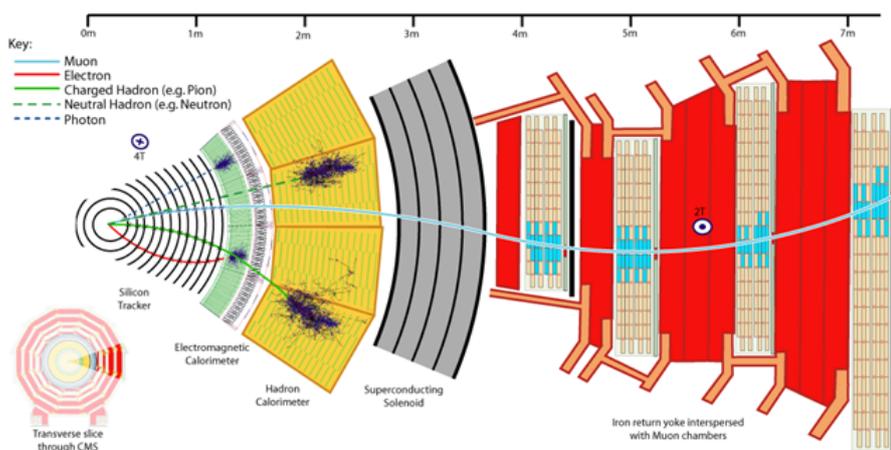


Figura 1.2.2.

Sezione longitudinale dell'apparato CMS

1.2.1 Magnete

Il magnete di CMS [4] è un solenoide superconduttore lungo 13 m con un diametro interno di 5.9 m, dal peso di 12 tonnellate, capace di generare un campo magnetico di 4 T. Come i magneti di LHC, è formato da una lega di niobio e titanio ed è posto a una temperatura di circa 4 K. Il magnete è impostato per generare un campo magnetico da 3.8 T, valore più basso di quello massimo consentito, per aumentare la longevità dell'apparato, ma, allo stesso tempo, non abbassare troppo le prestazioni.

Il campo magnetico curva le particelle cariche che escono dal punto d'interazione dei fasci e, dalla curvatura, si ricava il valore del momento trasverso. Il campo è molto intenso perché, data l'alta energia delle collisioni, le particelle create hanno momenti trasversi elevati.



Figura 1.2.3. Fotografia di CMS durante la costruzione.

Il magnete è circondato da un giogo di ferro il quale, oltre ad avere una funzione di sostegno, raccoglie il flusso del campo magnetico di ritorno, utilizzato per la misura del momento dei muoni. La figura 1.2.3 mostra CMS durante la fase di costruzione.

1.2.2 Tracker

Il tracker [5] è un apparato in grado di registrare, per poi ricostruirli, i percorsi seguiti dalle particelle cariche misurando alcuni punti lungo le loro traiettorie. In tale modo si calcola la curvatura della traiettoria nel campo magnetico e, di conseguenza, l'impulso della particella. Essendo la parte più interna del rivelatore, è costantemente bombardato dalle particelle prodotte negli urti p-p o dai successivi decadimenti.

Il tracker ricostruisce i percorsi di adroni, elettroni e muoni provenienti dal vertice primario e anche le tracce provenienti dal decadimento di particelle di breve vita media, tracce che formano dunque vertici secondari. Il tracker inoltre deve interagire il meno possibile con le particelle per non ostacolare le funzioni dei sottorivelatori più esterni. Per questo motivo deve essere poco denso.

Il tracker di CMS utilizza un sistema di rivelazione basato su pixel e microstrip [6, 7]. I rivelatori a pixel, il cui schema è mostrato in figura 1.2.4, sono posti vicino al tubo del fascio per rivelare i vertici secondari prodotti dai decadimenti delle particelle di breve vita media. Sono costituiti interamente di silicio e sono stati posizionati a strati cilindrici distanti 4.4, 7.3, 10.2 cm dal fascio. Sapendo quali pixel sono attraversati siamo in grado di ricostruire tridimensionalmente la traiettoria della particella.

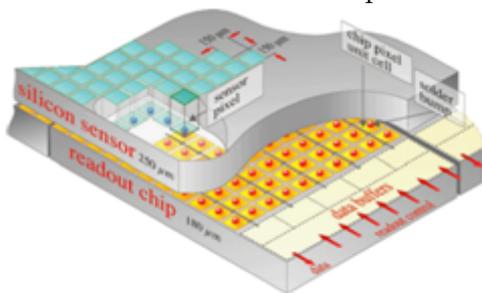


Figura 1.2.4. Schema del rivelatore a pixel

Le microstrip sono la parte esterna del Tracker. Sono costituite da dieci strati cilindrici e quattro tappi in silicio. Microstrip e pixel funzionano con il meccanismo dei semiconduttori: quando una particella carica passa attraverso il rivelatore, crea coppie elettrone-lacuna urtando contro gli atomi. Attraverso un campo elettrico applicato, elettroni e lacune si muovono e creano un piccolo impulso di corrente, che è poi amplificato, in modo da essere rivelabile.

1.2.3 Calorimetro elettromagnetico (ECAL)

Per ricostruire completamente gli eventi che si verificano nel LHC, CMS deve identificare le particelle emergenti e misurarne l'energia. Il calorimetro elettromagnetico [8] si occupa di identificare gli elettroni e i fotoni e misurarne l'energia attraverso lo sviluppo e l'assorbimento di sciami elettromagnetici. Esso è fatto in modo tale da funzionare con alti valori del campo magnetico, resistere ad alte radiazioni e operare a intervalli di 25 ns tra un evento e un altro. E' costruito con cristalli di tungstato di piombo che, con qualche traccia di ossigeno, è trasparente e "scintilla" quando gli elettroni e i fotoni dello sciame lo attraversano. La luce prodotta è proporzionale all'energia della particella iniziale. Fotorivelatori particolari convertono il segnale luminoso in segnale elettrico.

ECAL è composto da uno strato cilindrico e due tappi ed è posto tra il tracker e il calorimetro adronico. La parte cilindrica è formata da 61200 cristalli raggruppati in 36

supermoduli di 1700 cristalli ciascuno, mentre i tappi sono formati da circa 7500 cristalli ciascuno.

1.2.4 Calorimetro adronico (HCAL)

Il calorimetro adronico (HCAL) [9] misura l'energia degli adroni, particelle costituite da quark e gluoni che generano sciami adronici. Inoltre fornisce la misura indiretta di particelle neutre non interagenti come, ad esempio, i neutrini. Processi di supersimmetria e altri modelli oltre il Modello Standard prevedono la creazione di particelle di questo tipo. Per individuarle, HCAL deve essere ermetico, cioè deve catturare, per quanto possibile, tutte le particelle note e rivelabili create in CMS: in questo modo, appena vediamo uno squilibrio nella quantità di moto ed/o energia, possiamo dedurre che è stata creata una particella non interagente. A tal proposito gli strati di HCAL sono stati costruiti in maniera sfalsata in modo che non vi siano lacune attraverso cui una particella possa sfuggire non rivelata.

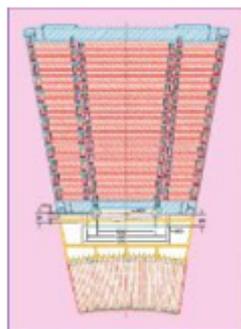


Figura 1.2.5: Sezione di un modulo di HCAL

HCAL è un calorimetro a campionamento, come mostrato in figura 1.2.5, cioè costituito da strati di materiale assorbente alternati a strati attivi di rivelazione. In quest'ultimi si produce un impulso di luce quando una particella li attraversa, impulso che viene raccolto da fibre ottiche e amplificato. Quando un adrone attraversa sciamando più strati in profondità di HCAL, la quantità totale di luce ci fornisce il valore dell'energia della particella.

HCAL deve essere molto denso, infatti deve assorbire adroni di alta energia prodotti da LHC, ma nello stesso tempo non può occupare molto spazio in quanto è collocato all'interno del magnete. Anche HCAL presenta una parte cilindrica intorno al fascio, suddivisa in 36 strati e due tappi di 18 strati ciascuno.

1.2.5 Rivelatori di muoni

La rivelazione dei muoni è uno dei compiti più importanti di CMS [10]. I muoni sono particelle con la stessa carica e le stesse proprietà degli elettroni, ma duecento volte più

pesanti. Essi sono prodotti dal decadimento di altre particelle: per esempio un decadimento caratteristico del bosone di Higgs è quello in 4 muoni. Conoscendo l'impulso dei muoni si risale alla massa e all'impulso della particella che li ha creati.

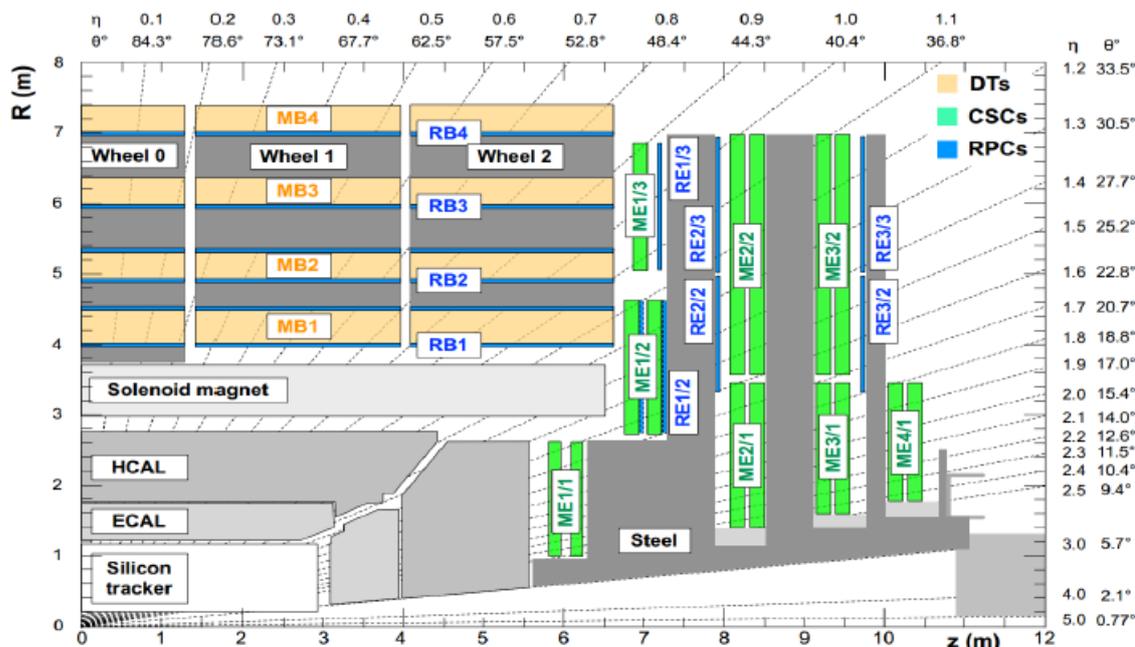


Figura 1.2.6. Sezione longitudinale del rivelatore di muoni.

Al contrario delle altre particelle cariche, i muoni sono in grado di attraversare diversi metri di ferro senza interagire e non vengono fermati dai vari calorimetri di CMS. Per questo le camere dei rivelatori di muoni sono poste all'esterno dell'apparato, come è mostrato in figura 1.2.6: infatti i muoni sono gli unici che possono raggiungerle e vengono così identificati.

Le camere sono poste al di fuori del solenoide e sono inserite nel giogo di ferro. Combinando i dati del tracker e quelli del rivelatore di muoni si traccia l'intera traiettoria del muone e si misura quindi con precisione l'impulso.

In totale ci sono 1630 camere a muoni: le 250 camere con tubi a drift (DT) e le 468 camere con strisce catodiche (CSC) sono responsabili del tracciamento della traiettoria dei muoni, mentre le 912 camere a piastre resistive (RPC) contribuiscono a un sistema di trigger ridondante, che decide velocemente se registrare i dati o meno. Le DT e parte delle RPC sono disposte in cilindri concentrici alla linea del fascio (regione barrel) mentre le CSC e le altre RPC costituiscono i tappi e ricoprono le estremità del cilindro. Visto che occupa un vasto volume e che non può essere accessibile quando LHC è in funzione, altri requisiti richiesti, oltre alla risoluzione, all'efficienza e alla ermeticità, sono i costi

contenuti e la robustezza.

Camere DT

Nella regione barrel [11] la frequenza dei muoni creati dalle collisioni è più basso che nella regione in avanti e il campo magnetico al di fuori del ferro è quasi costante con una intensità di 0.4 T. Per misurare la curvatura della traiettoria dei muoni dall'interno all'esterno del rivelatore, le camere sono disposte in quattro gusci o stazioni, a diversi valori della distanza radiale dalla linea del fascio, come si vede in figura 1.2.7. Le camere DT coprono una regione con $|\eta| < 1.2$ dove η è la pseudo-rapidità, una variabile che è in relazione con l'angolo polare θ : $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$ (quindi la regione dei DT è $34^\circ < \theta < 146^\circ$).

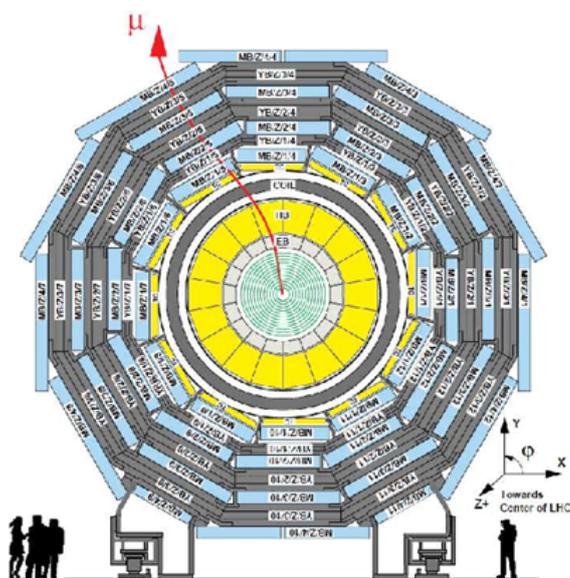


Figura 1.2.7. Sezione trasversale di CMS che mostra la disposizione dei DT.

Lungo la direzione del fascio, coincidente con l'asse z , le camere DT sono suddivise in 5 "ruote" (Wheel), con la $W0$ centrata su $z = 0$, le $W1$ e $W2$ nella direzione $+z$ e le $W-1$ e $W-2$ nella direzione $-z$. Ogni ruota è poi divisa in dodici settori angolari. Infine, come già accennato, le camere DT si raggruppano in quattro stazioni di diverso raggio, chiamate MB1, MB2, MB3, MB4 da "Muon Barrel". Ogni stazione consiste in otto strati di tubi che misurano la posizione nel piano di curvatura e quattro strati ortogonali agli altri per le misure sul piano longitudinale, quest'ultimi non sono presenti nelle MB4. L'elemento base del sistema DT è la cella di drift, la cui struttura è mostrata in figura 1.2.8. Essa è un tubo di sezione rettangolare di 42×13 mm con al centro un filo di acciaio inossidabile placcato d'oro del diametro di 50 micron che funge da anodo, al quale è applicato un potenziale di +3600 V.

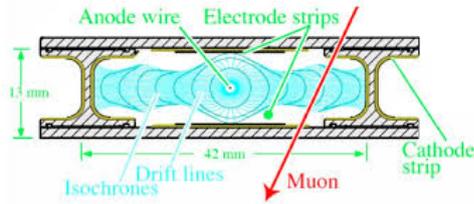


Figura 1.2.8. Struttura della cella di drift.

La cella fa uso di quattro catodi per creare un campo di deriva: due nelle pareti laterali del tubo e due sopra e sotto i fili nei piani che separano gli strati, alle tensioni di -1800 V e $+1200\text{ V}$ rispettivamente. In queste condizioni la miscela di gas presente nella cella ($85\% \text{ Ar}$, $15\% \text{ CO}_2$) permette una velocità di deriva di saturazione di $55\ \mu\text{m/ns}$, da cui il massimo tempo di deriva di circa 380 ns .

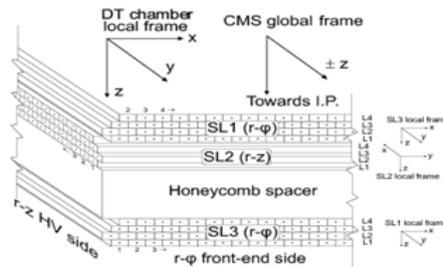


Figura 1.2.9. Struttura di una camera DT.

Quattro strati sfalsati di celle parallele formano un superstrato. Come mostrato in figura 1.2.9, una camera consiste in due superstrati, con fili paralleli alla linea del fascio, grazie ai quali si misureranno le coordinate sul piano $r-\phi$. Come detto, le MB1, 2 e 3 hanno anche un superstrato ortogonale, disposto tra gli altri due, che permette di misurare le coordinate sul piano $r-z$.

CSC

Le Cathode Strip Chambers (CSC) [11] sono installate nei tappi, in cui la frequenza dei muoni da collisione e il rumore di fondo sono molto alti. Inoltre il campo magnetico è intenso e non omogeneo. Per questo motivo sono state scelte le CSC, la cui struttura è mostrata in figura 1.2.10. Esse hanno un rapido tempo di risposta e sono in grado di operare in campi magnetici intensi. Ogni tappo ha quattro stazioni (la quarta aggiunta nel LS1), separate da dischi di acciaio, poste lungo la direzione del fascio. Le CSC coprono la regione $0.9 < |\eta| < 2.4$. Ogni CSC è suddivisa in sei strati, ognuno dei quali misura la posizione del muone.

Le strisce catodiche percorrono la camera all'esterno radialmente, garantendo una misura molto precisa della coordinata angolare ϕ . I fili, di diametro di $50\ \mu\text{m}$, permettono invece la misura nella direzione radiale. Ogni CSC contiene ottanta strisce catodiche e

tutte usano una miscela di gas formata dal 50 % da CO_2 40 % da Ar e 10 % da CF_2 . Gli anodi delle camere operano a 3.6 kV.

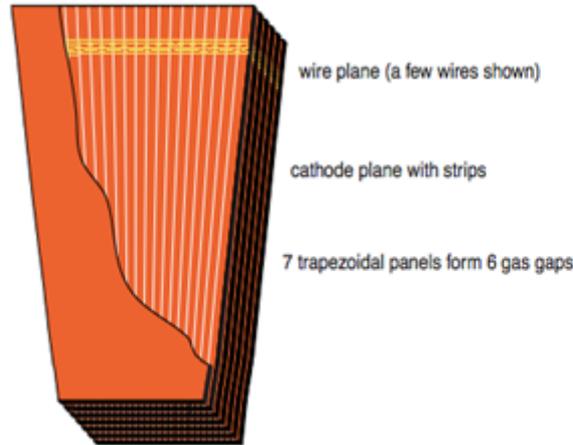


Figura 1.2.10. Struttura di una CSC

RPC

Oltre ad avere degli ottimi rivelatori di posizione il sistema di rivelazione dei muoni di CMS possiede un ottimo sistema di trigger con un'eccellente risoluzione temporale che consente di determinare con precisione il tempo di attraversamento delle camere anche ad alta luminosità e alta frequenza di collisione. Al trigger contribuiscono in particolare le RPC (Resistive Plate Chamber) [11]. Le RPC sono presenti sia nella regione cilindrica sia nei tappi e ricoprono la zona $|\eta| < 1.6$. Le RPC sono camere a doppio gap che operano a valanga per assicurare un funzionamento affidabile ad alte frequenze. Ogni gap è costituito da 2 strati resistivi di bakelite separati da un volume di gas. Una particella carica che attraversa una RPC ionizza il gas nei due gap e, sotto l'effetto dell'intenso campo elettrico, la carica ionizzata produce una valanga e una carica immagine, la quale viene campionata dalle strisce di lettura. Le RPC sono assemblate in stazioni corrispondenti e contigue alle DT e alle CSC. Nella regione cilindrica sono presenti quattro stazioni, mentre nei tappi solo tre.

1.2.6 Trigger and Data Acquisition

Quando LHC funziona a 40 MHz, avvengono circa un miliardo di interazioni protone-protone al secondo all'interno del rivelatore CMS [12]. Infatti ad ogni incrocio dei fasci si verificano (a seconda della luminosità istantanea) alcune decine di urti. Non siamo in grado di analizzare la mole di dati che escono da tutte queste interazioni, e anche se potessimo, sarebbe meno probabile trovare un evento interessante visto che avremmo molte più informazioni relative a eventi fisici già conosciuti. Di conseguenza abbiamo

bisogno di un trigger che selezioni gli eventi potenzialmente interessanti in modo da ridurre la frequenza a poche centinaia di eventi al secondo, da memorizzare su disco per le successive analisi. Poichè le collisioni protone-protone si susseguono ogni 25 nanosecondi, particelle generate in collisioni diverse possono essere presenti contemporaneamente nel rivelatore, creando così ambiguità. La soluzione consiste nell'operare il trigger in tempi fissi e noti, mentre i dati vengono processati continuamente. In tal modo ad ogni trigger è associata l'identificazione della collisione a cui il trigger si riferisce. Questa procedura, basata sull'uso di "clock" molto precisi, richiede un'ottima risoluzione temporale e un'ottima sincronizzazione.

Il primo livello di trigger è un processo estremamente rapido e totalmente hardware che cerca dei basilari segnali degli eventi interessanti, come particelle ad alta energia che indicano decadimenti particolari. Così facendo si selezionano circa centomila eventi sul miliardo generato ogni secondo. Successivamente trigger di livello superiori analizzano via software i dati degli eventi passati dal trigger di livello 1 e, mantenendo la sincronizzazione delle diverse parti del rivelatore, ricreano l'evento completo e decidono se inviarlo a una batteria di computer per l'acquisizione. I trigger di alto livello eseguono analisi più lunghe e dettagliate in meno di un decimo di secondo: per prima cosa trovano le corrispondenze tra gli hit delle camere a muoni e quelli dei rivelatori interni, poi eseguono test complessi come cercare firme specifiche di determinati processi (per esempio individuano fotoni di alta energia). In definitiva vengono selezionati cento eventi al secondo dai centomila selezionati dal livello 1 del trigger.

1.3 Upgrade

Attualmente LHC è spento: siamo infatti in una fase di Long Shutdown (LS1) [13] in cui l'acceleratore viene controllato e migliorato (vedi sezione 1.1) per ripartire in primavera 2015 con più alte energie e più alta luminosità. Gli esperimenti, nel frattempo, analizzano i dati raccolti fino al 2012 e migliorano i rivelatori per adeguarli alle nuove condizioni. Sono previsti altri arresti nel 2018 (LS2) e nel 2022 (LS3).

Dopo LS1 l'energia del centro di massa salirà a 13 TeV, il tempo tra due collisioni scenderà a 25 ns e il picco di luminosità raggiungerà il valore di $1.6 * 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$ (nel 2012 era $7.7 * 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$).

Dopo LS2 il valore della luminosità salirà a $2 * 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$ fornendo una luminosità integrata fino ad LS3 di oltre $300 fb^{-1}$.

Dopo LS3, si parla di High Luminosity LHC, in breve HL-LHC: il valore della luminosità sarà tra $5 * 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$ a $1 * 10^{35} cm^{-2} s^{-1}$ in modo da fornire una luminosità integrata di $250 fb^{-1}$ per anno per i 10 anni successivi.

Per sfruttare tali luminosità si dovranno apportare diverse modifiche al rivelatore come l'aggiunta di nuove camere a muoni nelle regione $1.6 < |\eta| < 2.4$, che presenta le condizioni più critiche (campo magnetico non omogeneo e alto livello di fondo) e l'aggiunta di un Track Trigger per aumentare la capacità di filtro del trigger di livello 1.

In generale l'upgrade del rivelatore è reso necessario, da un lato, dal fatto che il rivelatore originale fu progettato per un ambiente sperimentale più semplice di quello di HL-LHC e non funzionerebbe in modo adeguato ad altissima luminosità. Dall'altro, il tempo, l'uso, le radiazioni (le quali aumentano con la luminosità) ne determinano un "invecchiamento" che ne ridurrebbe le prestazioni in ogni caso, cioè anche nelle stesse condizioni di luminosità di Run 1.

E' questo il caso dei Drift Tubes, che pur trovandosi in una regione angolare dove la molteplicità di tracce non raggiungerà mai livelli problematici per la rivelazione, ricostruzione e identificazione dei muoni, potrebbero tuttavia perdere efficienza a causa della radiazione accumulata o dell'invecchiamento dei componenti.

L'argomento di questa tesi è lo studio di quanto l'analisi fisica risentirebbe di tale eventuale diminuzione di efficienza. Per questo studio abbiamo scelto il canale $gg \rightarrow H \rightarrow 4\mu$ in quanto particolarmente affetto dall'efficienza del rivelatore di muoni: infatti la perdita di anche uno soltanto dei 4 μ pregiudica la ricostruzione dell'intero evento.

Nel prossimo capitolo introduciamo il bosone di Higgs dal punto di vista teorico.

Capitolo 2

Modello Standard e Meccanismo di Higgs

2.1 Modello Standard

Con la scoperta e lo studio delle caratteristiche degli elettroni, protoni e neutroni si pensava di aver scoperto tutte le particelle elementari che costituiscono il nostro universo. Ma con le scoperte del π^+ e del π^- negli anni Quaranta e successivamente di moltissime altre particelle, si capì che non era vero. Si cercò quindi di trovare una teoria che le spiegasse e, al tempo stesso, chiarisse la natura delle forze che permettono loro di interagire. A tale teoria fu dato il nome di Modello Standard [14]: essa descrive tutte le particelle fondamentali e tre delle quattro forze ad esse associate: interazione forte, interazione elettromagnetica e interazione debole (queste ultime due unificate nell'interazione elettrodebole). Basato sulla teoria quantistica dei campi, è una teoria di gauge non abeliana, rinormalizzabile e coerente con la meccanica quantistica e la relatività ristretta. Tuttavia tale teoria non è completa: essa non spiega la forza gravitazionale, per la quale non esiste ancora ad oggi una teoria quantistica coerente, non prevede l'esistenza della materia oscura, che costituisce gran parte dell'universo e non prevede massa per i neutrini. Nonostante ciò, le previsioni del modello standard sono state largamente verificate sperimentalmente. Le particelle si suddividono in due gruppi in base al valore dello spin intrinseco: fermioni (spin semintero) e bosoni (spin intero). I fermioni si suddividono inoltre in quark e leptoni.

Bosoni

Nome	Simbolo	Carica elettrica	Massa	Spin	Forza mediata
fotone	γ	0	0	1	elettromagnetica
bosone W	W^{+-}	± 1	80.4 GeV	1	debole
bosone Z	Z^0	0	91.2 GeV	1	debole
gluone	G	0	0	1	forte
bosone di Higgs	H^0	0	~ 125.3 GeV	0	-

Tabella 2.1.1. Bosoni e relative caratteristiche.

Leptoni

Nome	Simbolo	Carica elettrica	Massa	Spin
elettrone	e^-	-1	0.511 MeV	$\frac{1}{2}$
neutrino elettronico	ν_e	0	< 2 eV	$\frac{1}{2}$
muone	μ^-	-1	106 MeV	$\frac{1}{2}$
neutrino muonico	ν_μ	0	< 2 eV	$\frac{1}{2}$
tau	τ^-	-1	1.78 GeV	$\frac{1}{2}$
neutrino tauonico	ν_τ	0	< 0.2 eV	$\frac{1}{2}$

Tabella 2.1.2. Leptoni e relative caratteristiche.

Quark

Nome	Simbolo	Carica elettrica	Massa	Spin
up	u	$\frac{2}{3}$	~ 3 MeV	$\frac{1}{2}$
down	d	$-\frac{1}{3}$	~ 6 MeV	$\frac{1}{2}$
charm	c	$\frac{2}{3}$	~ 1.3 GeV	$\frac{1}{2}$
strange	s	$-\frac{1}{3}$	~ 100 MeV	$\frac{1}{2}$
top	t	$\frac{2}{3}$	~ 173 GeV	$\frac{1}{2}$
bottom	b	$-\frac{1}{3}$	~ 4.2 GeV	$\frac{1}{2}$

Tabella 2.1.3. Quark e relative caratteristiche.

Nelle tabelle 2.1.1, 2.1.2 e 2.1.3 non sono state prese in considerazione le relative antiparticelle.

Il Modello Standard include tre generazioni di fermioni: sei quark e sei leptoni. Al momento della sua formulazione le generazioni erano soltanto due. In seguito, le scoperte del leptone τ e del quark bottom (1974-1977) e poi del quark top (1995) hanno esteso e confermato il Modello Standard. La recente scoperta del bosone di Higgs, punto fondamentale per la spiegazione non quantitativa delle masse dei fermioni e dei bosoni, è stata l'ultima necessaria conferma sperimentale della teoria.

2.2 Meccanismo di Higgs

Il meccanismo di Higgs, proposto dal fisico scozzese Peter Higgs su un'idea di Philip Anderson, è un meccanismo teorico che conferisce massa ai bosoni di gauge W e Z e, nella sua formulazione più generale, anche a tutte le particelle elementari. L'ipotesi brillante fu quella di dare la massa ad un bosone vettore mediante l'accoppiamento con un campo scalare complesso, detto campo di Higgs, previsto dalla teoria che descrive la rottura spontanea della simmetria elettrodebole. Il bosone di Higgs possiede massa, il cui valore però non viene dato dalla teoria. Ipotizzato nel 1964, il meccanismo di Higgs è stato validato nel 2012 dalla sua rivelazione sperimentale a LHC in urti p-p all'energia nel centro di massa di 8 TeV. La massa misurata sperimentalmente è di $125.03^{+0.26}_{-0.27}$ (stat) $^{+0.13}_{-0.15}$ (sys) GeV/c^2 in accordo con le previsioni effettuate al LEP e al Fermilab.

2.2.1 $H \Rightarrow ZZ^* \Rightarrow 4\text{Leptons}$

A LHC il bosone di Higgs viene creato per lo più dalla fusione gluone-gluone. Il decadimento $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\text{Leptoni}$ è considerato uno dei migliori canali di ricerca per il bosone Higgs, in quanto si tratta di una topologia molto chiara che si distingue molto bene dal fondo. Il caso in cui il leptone sia un tau non viene analizzato poiché esso comprende topologie con neutrini non rivelabili.

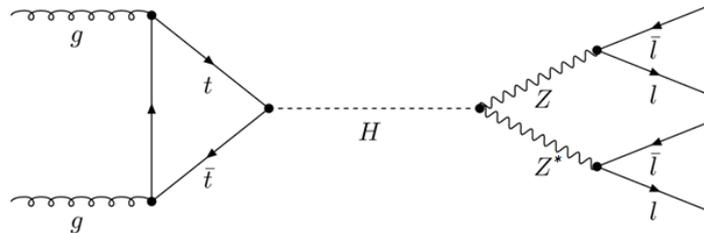


Figura 2.2.1. Diagramma di Feynman per la produzione e il decadimento del bosone di Higgs in 4 leptoni.

In figura 2.2.1 abbiamo riportato il diagramma di Feynman di questo canale di decadimento. In particolare il canale con 4 μ è ideale per CMS, che già nel suo nome dichiara l'importanza attribuita nel suo progetto alla rivelazione dei muoni.

Il trigger usato per questi eventi richiede una coppia di μ con alto momento trasverso. La ricostruzione offline richiede due coppie $\mu^+\mu^-$ di cui una compatibile con la massa della Z (la seconda Z deve essere virtuale, essendo la massa del bosone di Higgs minore del doppio della massa della Z). Il segnale dell'esistenza del bosone di Higgs appare come un picco nella massa invariante dei 4 μ .

Nel 2012 sia ATLAS che CMS hanno scoperto il bosone di Higgs, oltre che nel canale $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ ($l = e, \mu$), anche nel canale $H \rightarrow \gamma\gamma$. Il canale $H \rightarrow 4l$ sarà comunque centrale per lo studio delle proprietà del bosone di Higgs negli anni futuri.

Capitolo 3

Invecchiamento delle camere DT

3.1 Introduzione

Come già accennato nella sezione 1.3, andando verso i regimi di HL-LHC, si dovranno sostituire e migliorare parte dell'elettronica e dei rivelatori. Questo per due motivi: il primo è che l'alta luminosità può richiedere al rivelatore livelli di performance (in termini di risoluzione spaziale, temporale, e di energia) non consentiti dal progetto originale. Il secondo è l'invecchiamento dell'elettronica e dei rivelatori, invecchiamento a cui contribuiscono fattori intrinseci legati al deterioramento nel tempo di componenti e materiali, ma anche fattori esterni legati alle radiazioni prodotte dall'alta luminosità.

Nel caso dei DT, come accennato in sezione 1.3, non ci aspettiamo che la molteplicità di muoni a grande angolo superi, anche in futuro, la loro capacità attuale di rivelazione. Inoltre i test effettuati finora sulle camere indicano una notevole longevità. Tuttavia non è immediato prevedere come il grande aumento di radiazioni dovute al fondo possa accelerare l'invecchiamento.

Le sorgenti del fondo che interessano i DT sono principalmente due: il cosiddetto "gas di neutroni" e il fondo adronico non contenuto dai calorimetri.

Il "gas di neutroni" è formato da neutroni termici prodotti da interazioni secondarie nel rivelatore. In modo del tutto asincrono rispetto alle collisioni e con tempi ordini di grandezza più lunghi, questo gas diffonde all'esterno del rivelatore occupando lo spazio tra il rivelatore e la caverna. Lo spazio più ampio è quello tra il rivelatore e il soffitto, quindi le camere più esposte al gas di neutroni sono quelle dei settori superiori (dal 2 al 6) delle stazioni esterne (MB4). Con una frequenza proporzionale alla densità del gas, alcuni neutroni tornano a penetrare casualmente nel rivelatore e, tramite interazioni nucleari, producono cariche elettriche e quindi segnali isolati.

Questo fondo è stato misurato con i dati 2012 e i risultati, mostrati in figura 3.1.1, confermano le previsioni: la distribuzione spaziale del fondo nelle MB4 della ruota 2 si concentra nei settori superiori.

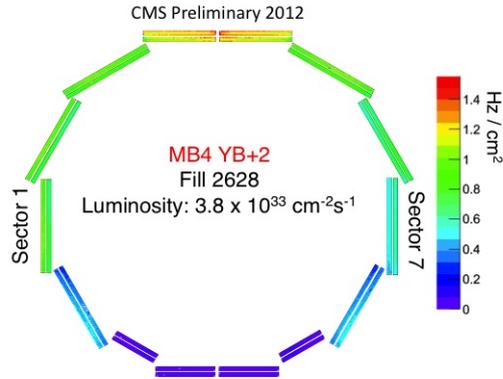


Figura 3.1.1: Frequenza del fondo dovuta al gas di neutroni nelle camere MB4.

Il fondo adronico è causato da "punch through" (cioè adroni che interagiscono nel calorimetro), "shower leaks" (cioè sciame adronici non completamente contenuti nel calorimetro) e decadimenti in volo (cioè adroni che decadono in muoni capaci di raggiungere le camere a μ).

Le probabilità di tutti questi processi aumenta con la molteplicità di tracce. Quindi, all'aumentare delle luminosità, essi tendono a interessare le stazioni interne (MB1, contigue ai calorimetri) delle regioni in avanti, cioè delle ruote +2 e -2.

Anche questo fondo è stato misurato con i dati 2012 e i risultati sono mostrati in figura 3.1.2: nelle stazioni MB1 la distribuzione spaziale del fondo è concentrata nelle ruote +2 e -2 e, in particolare, aumenta in corrispondenza dello spazio tra il calorimetro a grande angolo e quello in avanti.

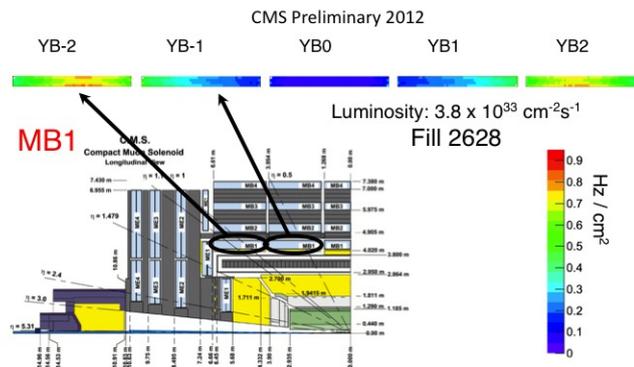


Figura 3.1.2: Frequenza del fondo dovuta all'alta molteplicità nelle camere MB1.

Da un punto di vista fenomenologico ci aspettiamo che l'invecchiamento possa manifestarsi in due modi:

- 1) Una riduzione di efficienza di rivelazione dei singoli hit. Questa potrebbe essere la manifestazione di un degrado dei componenti interni alle camere. Per esempio, qualsiasi fattore (come depositi di carica spaziale o deformazioni geometriche) abbia l'effetto di modificare il campo elettrico all'interno dei tubi a drift, potrebbe causare una perdita di efficienza. Al decrescere del numero di hits, e quindi di punti misurati lungo la traccia, diminuisce anche l'efficienza per la ricostruzione di segmenti di traccia e di tracce intere.
- 2) Un certo numero di camere che smettono completamente di funzionare. Questo è l'effetto che si produrrebbe tipicamente in caso di guasto all'elettronica di lettura di una camera. Si noti a questo proposito che l'elettronica di lettura è attualmente adiacente alla camera corrispondente nella caverna, esposta quindi alle radiazioni che potrebbero effettivamente causarne il deterioramento.

3.2 Strategia di analisi

3.2.1 Campioni simulati

Per investigare i due diversi scenari descritti in precedenza abbiamo utilizzato campioni di eventi simulati, appositamente prodotti con la simulazione ufficiale e dettagliata di CMS: CMSSW [15]. Abbiamo utilizzato 5 campioni di 45000 eventi $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ ciascuno, prodotti in collisioni p-p a 14 TeV: un campione di riferimento, due campioni con ridotte efficienze di singolo hit e due con insiemi di camere non funzionanti. Queste ultime sono state localizzate nelle regioni del rivelatore più esposte alla radiazione (vedi paragrafo 3.1), cioè le MB4 dei settori superiori, esposte al gas di neutroni, e le MB1 delle ruote esterne, esposte al fondo adronico.

L'analisi è stata condotta utilizzando il software ROOT[16]: dapprima, a partire dai campioni simulati, sono state prodotte le "ROOT-ple", cioè file in cui vengono salvate evento per evento le informazioni essenziali e rilevanti per l'analisi successiva. La produzione dei plot e dei risultati finali viene quindi fatta con delle "macro", cioè programmi in C++, interfacciati a ROOT, che ho personalmente contribuito a sviluppare.

I campioni sono listati in tabella 3.2.1.

	Scenario di invecchiamento
1° campione	nessuno (campione di riferimento)
2° campione	efficienza di singolo hit 70%, applicato a tutte le camere DT
3° campione	efficienza di singolo hit 40%, applicato a tutte le camere DT
4° campione	73 camere morte (le MB1 delle ruote $\pm 1,2$ e i settori 2-6 di tutte le MB4)
5° campione	135 camere morte (le 73 precedenti e le MB2, MB3, MB4 delle ruote ± 2)

Tabella 3.2.1. Lista dei campioni analizzati per eventi $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$.

Inoltre, per indagare intervalli di più alto momento trasverso dei muoni, abbiamo studiato 3 campioni di 45000 eventi $H \rightarrow 2\mu$ ciascuno, in cui al bosone di Higgs è stata assegnata una massa di 1000 GeV. I campioni (uno di riferimento e due con ridotte efficienze di singolo hit) sono listati in tabella 3.2.2.

	scenario di invecchiamento
1° campione	nessuno (campione di riferimento)
2° campione	efficienza di singolo hit 70% applicato a tutte le camere DT
3° campione	efficienza di singolo hit 40% applicato a tutte le camere DT

Tabella 3.2.2. Lista dei campioni analizzati per eventi $H \rightarrow 2\mu$.

3.2.2 Algoritmi di ricostruzione

Per comprendere come i vari scenari di invecchiamento possono influenzare i risultati di fisica, dobbiamo in primo luogo spiegare come avviene la ricostruzione delle tracce a partire dai singoli hit.

Come già accennato nella sezione 1.2.5, ogni camera DT è formata da otto più quattro strati di celle parallele che permettono una misura di posizione sui piani $r-\phi$ e $r-z$. La ricostruzione inizia fittando gli hit all'interno di ciascuna camera: se almeno 3 hit vengono trovati allineati (con opportune richieste sul χ^2 del fit) si produce un "segmento di traccia".

La ricostruzione dell'intera traccia del muone parte dai segmenti prodotti nella prima fase di ricostruzione che vengono usati come "seed", cioè come punti di partenza per fittare la traccia completa attraverso il rivelatore.

Esistono diversi algoritmi di ricostruzione [17], usati per diverse applicazioni successive. Per la nostra analisi, l'aspetto fondamentale è il numero minimo di segmenti richiesti per avviare il fit: è evidente infatti che maggiore è questo numero, maggiore sarà la perdita di efficienza di ricostruzione dei muoni all'aumentare dell'inefficienza locale dei DT.

In tabella 3.2.1 sono riportati gli algoritmi principali e il numero di segmenti da essi richiesto.

Algoritmo	segmenti richiesti
Stand-Alone	2
Global	2
Tracker	1
Particle Flow	1

Tabella 3.2.1. Numero di segmenti richiesto dagli algoritmi di ricostruzione utilizzati.

I muoni Stand-Alone sono ricostruiti utilizzando unicamente le informazioni del rivelatore di muoni e richiedono almeno due segmenti ricostruiti per avviare un fit.

L'algoritmo Global utilizza come input le tracce dei muoni Stand-Alone e le tracce date dal Tracker interno e cerca una loro corrispondenza. Il risultato di tale operazione è una traccia che attraversa tutto l'apparato partendo dal vertice d'interazione. Il muone ricostruito con questo algoritmo è chiamato muone Global.

Gli algoritmi Tracker e Particle Flow sono invece meno selettivi rispetto agli altri due algoritmi: essi infatti fittano la traccia del muone partendo anche da un solo segmento ricostruito dalle camere a muoni, combinandolo con le tracce ricostruite dal Tracker e con le informazioni dei calorimetri.

Infine è opportuno menzionare che per alcune analisi vengono utilizzati muoni che passano una selezione con tagli di qualità piuttosto stretti, che richiedono, tra l'altro, l'uso di due segmenti nel risultato finale del fit e non solo come "seed". I muoni selezionati in

questo metodo sono chiamati muoni Tight.

3.2.3 Previsioni attraverso il calcolo combinatorio

Le informazioni riportate schematicamente nel paragrafo precedente ci permettono di applicare il calcolo combinatorio per stimare l'effetto dell'inefficienza locale (cioè l'inefficienza per singolo hit o per singolo segmento) sull'efficienza complessiva di ricostruzione dei muoni.

Come primo passo determiniamo la probabilità di ricostruire un segmento in funzione della probabilità di rivelare un singolo hit: come già accennato precedentemente un segmento viene ricostruito se almeno 3 strati nella stessa proiezione presentano un hit.

Utilizzando la formula della distribuzione binomiale, per la probabilità di ricostruire un segmento nella proiezione $r-\phi$, dove abbiamo otto strati di tubi, avremo:

$$P(k) = \frac{n!}{(n-k)!} * p^k * q^{1-k}$$

dove $k \geq 3$ è il numero di hit richiesto per ottenere un segmento, $n=8$ è il numero massimo di hit possibili per segmento, p , variabile da 0 a 1, è la probabilità di singolo hit e $q = (1-p)$. Sommando su k da 3 a 8, si ottiene la distribuzione mostrata in figura 3.2.1. e in tabella 3.2.2.

prob. di singolo hit	prob. di segmento	prob. di singolo hit	prob. di segmento
1.00	1.0000	0.45	0.7799
0.95	1.0000	0.40	0.6846
0.90	0.9999	0.35	0.5722
0.85	0.9998	0.30	0.4482
0.80	0.9988	0.25	0.3215
0.75	0.9958	0.20	0.2031
0.70	0.9887	0.15	0.1052
0.65	0.9747	0.10	0.0381
0.60	0.9502	0.05	0.0058
0.55	0.9115	0.00	0.0000
0.50	0.8555	-	-

Tabella 3.2.2. Alcuni valori della probabilità di segmento in funzione della probabilità di singolo hit se un segmento è formato almeno di 3 hit e gli hit sono al massimo 8.

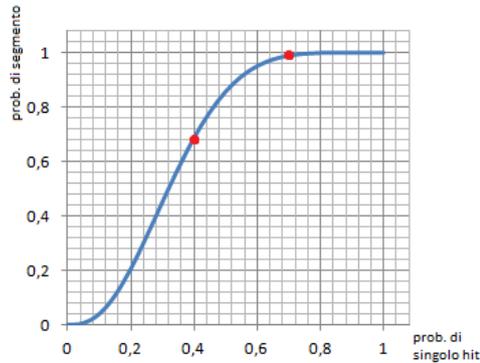


Figura 3.2.1. Probabilità di ricostruire un segmento in funzione della probabilità di singolo hit se un segmento è formato almeno di 3 hit e gli hit sono al massimo 8.

Nella figura 3.2.1 sono stati indicati in rosso i valori che prendiamo in considerazione per il nostro studio.

Come si nota dalla tabella 3.2.2, un calo di efficienza di singolo hit al 70% comporta un 98.87% di probabilità di ottenere un segmento, mentre un calo di efficienza di singolo hit al 40% comporta un 68.46% di probabilità di ottenere un segmento. Nel primo caso l'effetto è molto piccolo (poco più di 1%), mentre nel caso peggiore l'effetto non è trascurabile.

Sempre attraverso il calcolo combinatorio si può determinare la probabilità di ricostruire un muone Stand-Alone in funzione della probabilità del segmento ricordando che si richiedono almeno due segmenti sui quattro possibili provenienti dalle 4 stazioni DT.

Mostriamo in tabella 3.2.3 i valori delle probabilità e in figura 3.2.2 la distribuzione relativa.

prob. di segmento	prob. di muone	prob. di segmento	prob. di muone
1.00	1.0000	0.50	0.6875
0.9887	1.0000	0.45	0.6090
0.95	0.9995	0.40	0.5248
0.90	0.9963	0.35	0.4370
0.85	0.9880	0.30	0.3483
0.80	0.9728	0.25	0.2617
0.75	0.9492	0.20	0.1808
0.70	0.9163	0.15	0.1095
0.6846	0.9042	0.10	0.0523
0.65	0.8735	0.05	0.0140
0.60	0.8208	0.00	0.0000
0.55	0.7585	-	-

Tabella 3.2.3. Alcuni valori della probabilità di muone in funzione della probabilità di segmento quando si richiedono almeno 2 segmenti sui 4 possibili.

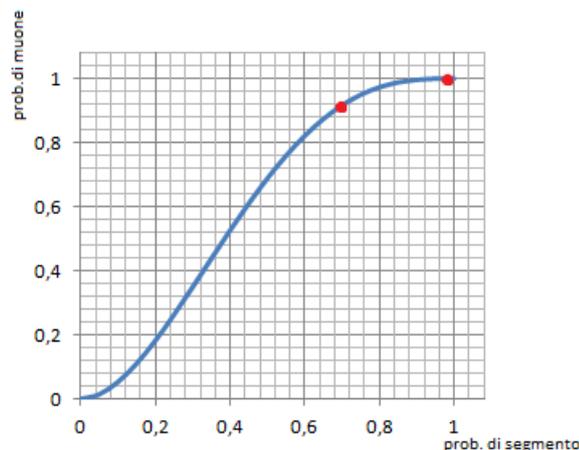


Figura 3.2.2: Probabilità di ricostruire un muone in funzione della probabilità di un segmento quando si richiedono almeno 2 segmenti sui 4 possibili.

Nella figura 3.2.2 sono stati indicati in rosso i valori che prendiamo in considerazione per il nostro studio, determinati precedentemente. Si osserva che per il caso di efficienza di singolo hit al 70% non si ha un nessun effetto sulla ricostruzione dei muoni, mentre nel caso del 40% si hanno il 10% in meno di muoni ricostruiti, effetto non trascurabile. Passiamo ora a calcolare la probabilità di ottenere simultaneamente quattro muoni, e quindi l'evento con Higgs, in funzione della probabilità di singolo muone e riportiamo la distribuzione relativa in tabella 3.2.4 e in figura 3.2.3

prob. di muone	prob. di H	prob. di muone	prob. di H
1.00	1.0000	0.50	0.0625
0.95	0.8145	0.45	0.0410
0.9042	0.6684	0.40	0.0256
0.90	0.6561	0.35	0.0150
0.85	0.5220	0.30	0.0081
0.80	0.4096	0.25	0.0039
0.75	0.3164	0.20	0.0016
0.70	0.2401	0.15	0.0005
0.65	0.1785	0.10	0.0001
0.60	0.1296	0.05	0.0000
0.55	0.0915	0.00	0.0000

Tabella 3.2.4. Alcuni valori della probabilità di ricostruire un evento con Higgs in funzione della probabilità di ricostruire un muone.

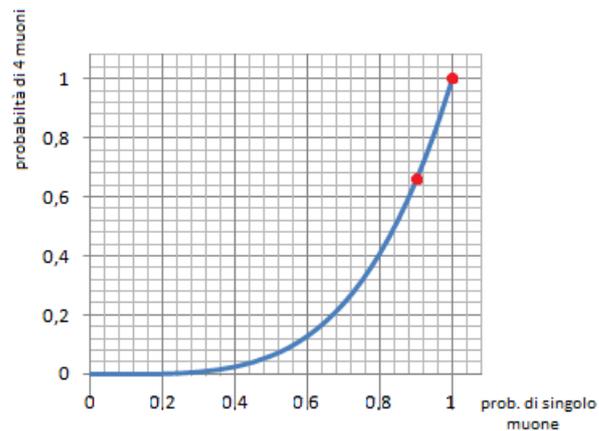


Figura 3.2.3. Probabilità di ricostruire un evento con Higgs in funzione della probabilità di ricostruire un muone.

Nella figura 3.2.3 sono stati indicati in rosso i valori presi in considerazione per questo studio. Notiamo che nel caso di efficienza di singolo hit al 70%, non si ha nessuna ripercussione sull'efficienza di ricostruzione degli eventi, mentre nel caso di riduzione di efficienza al 40% il bosone di Higgs viene ricostruito nel 67% dei casi.

Passiamo ora a confrontare queste previsioni qualitative con i risultati dell'analisi della simulazione completa dei vari scenari. Ci aspettiamo che le inefficienze osservate nella simulazione completa siano superiori a queste previsioni in quanto altri fattori concorrono alla perdita di segnali, soprattutto gli spazi vuoti tra le camere.

3.3 Simulazione della perdita di efficienza di singolo hit

In questo paragrafo studieremo gli effetti sulla ricostruzione di $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ dello scenario in cui l'efficienza delle camere è ridotta al 70% e al 40%. Confronteremo i risultati con quelli ottenuti nello scenario di riferimento in cui non c'è nessun invecchiamento. Le grandezze che abbiamo confrontato sono:

- Efficienza di ricostruzione dei muoni con i vari algoritmi.
- Efficienza di ricostruzione degli eventi $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$.
- Risoluzione in momento dei muoni.
- Risoluzione in massa dello Z1.
- Risoluzione in massa dell'Higgs.

Riportiamo in figura 3.3.1 il numero di muoni ricostruiti con i vari algoritmi nei 3 diversi scenari.

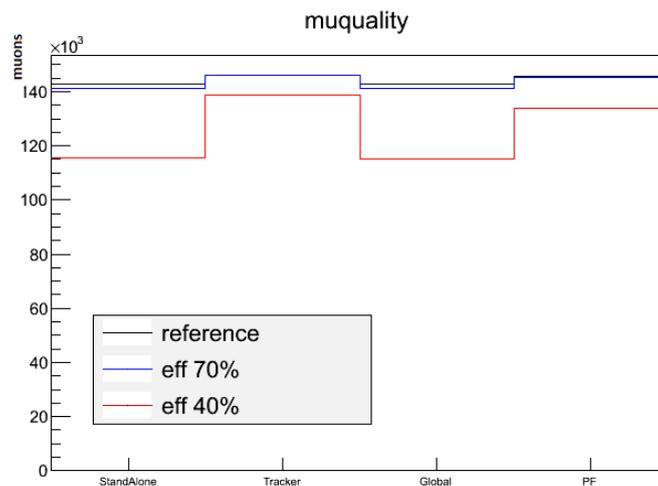


Figura 3.3.1. Numero di muoni ricostruiti con i diversi algoritmi di ricostruzione.

Come ci si aspettava, il numero di muoni ricostruiti dipende sia dallo scenario che dall'algoritmo utilizzato: gli effetti dell'invecchiamento sono maggiori per gli algoritmi che richiedono 2 segmenti di traccia nei DT, cioè i muoni Stand-Alone e i muoni Global. In ogni caso, come previsto in base al calcolo combinatorio, la perdita di muoni nello scenario 70% è molto lieve.

Per tradurre questo risultato in termini di efficienza, abbiamo confrontato il numero di muoni ricostruiti con il numero di muoni generati.

Per ogni muone generato abbiamo cercato il muone ricostruito più vicino in angolo, cioè quello con la minore distanza angolare d :

$$d = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \text{ dove: } \Delta\eta = \eta_{reco} - \eta_{gen}, \Delta\phi = \phi_{reco} - \phi_{gen}$$

se $d < 0.1$ consideriamo il muone ricostruito.

L'efficienza per i quattro algoritmi e per i tre scenari sono mostrati in figura 3.3.2. Si noti che qui l'efficienza è calcolata su tutto l'intervallo $|\eta| < 2.4$, coperto dal rivelatore, includendo cioè anche le regioni in avanti: l'effetto è dunque quello che si può attendere complessivamente per la ricostruzione degli eventi $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$.

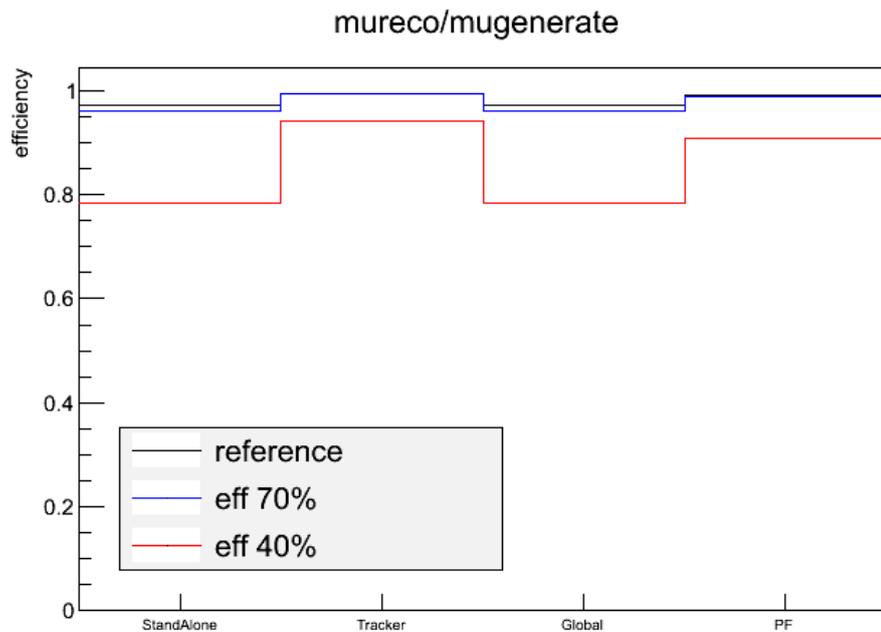


Figura 3.3.2. Efficienza di ricostruzione dei muoni per i 4 algoritmi.

In figura 3.3.3 mostriamo il rapporto tra le efficienze dei due scenari d'invecchiamento e quella dello scenario di riferimento. Da qui si osserva direttamente la perdita d'efficienza dovuta dall'invecchiamento: per lo scenario 70% essa è al massimo del 2%, mentre per lo scenario 40% è il 19% per gli algoritmi con due segmenti.

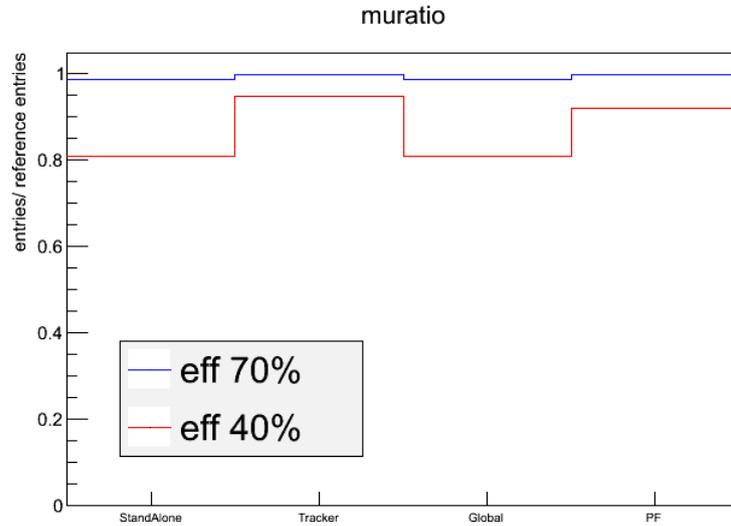


Figura 3.3.3. Rapporto tra le efficienze dei 2 scenari d'invecchiamento e quella dello scenario di riferimento per i 4 algoritmi.

Nel seguito riportiamo soltanto i risultati relativi ai muoni Global, in quanto i muoni Stand-Alone e i muoni Tracker non vengono usati per le analisi fisiche, mentre i muoni Particle Flow, per le ragioni viste in precedenza, consentono in ogni scenario efficienze più alte.

Studiamo ora la distribuzione in η dei muoni ricostruiti: essa è mostrata in figura 3.3.4.

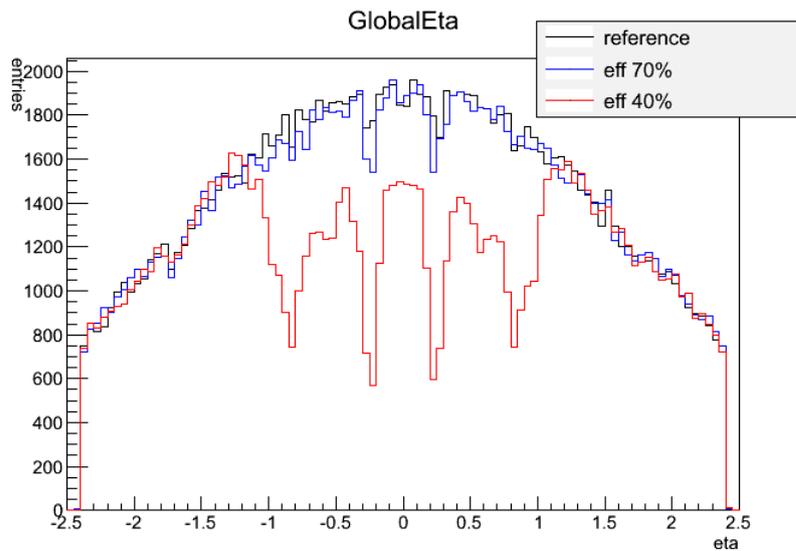


Figura 3.3.4. Numero dei muoni Global in funzione della pseudo-rapidità η .

L'effetto dell'invecchiamento è ben visibile nella regione $-1.2 < \eta < 1.2$, che è quella coperta dai DT. Prevedibilmente le perdite sono più marcate nello scenario 40% e, in entrambi gli scenari, nelle regioni $0.2 < |\eta| < 0.3$ e $0.8 < |\eta| < 0.9$ che corrispondono allo spazio vuoto rispettivamente tra le ruote 0 e ± 1 , e ± 1 e ± 2 .

La figura 3.3.5 mostra l'efficienza della ricostruzione Global in funzione di η . L'efficienza è definita rispetto ai muoni generati applicando l'associazione geometrica spiegata in precedenza.

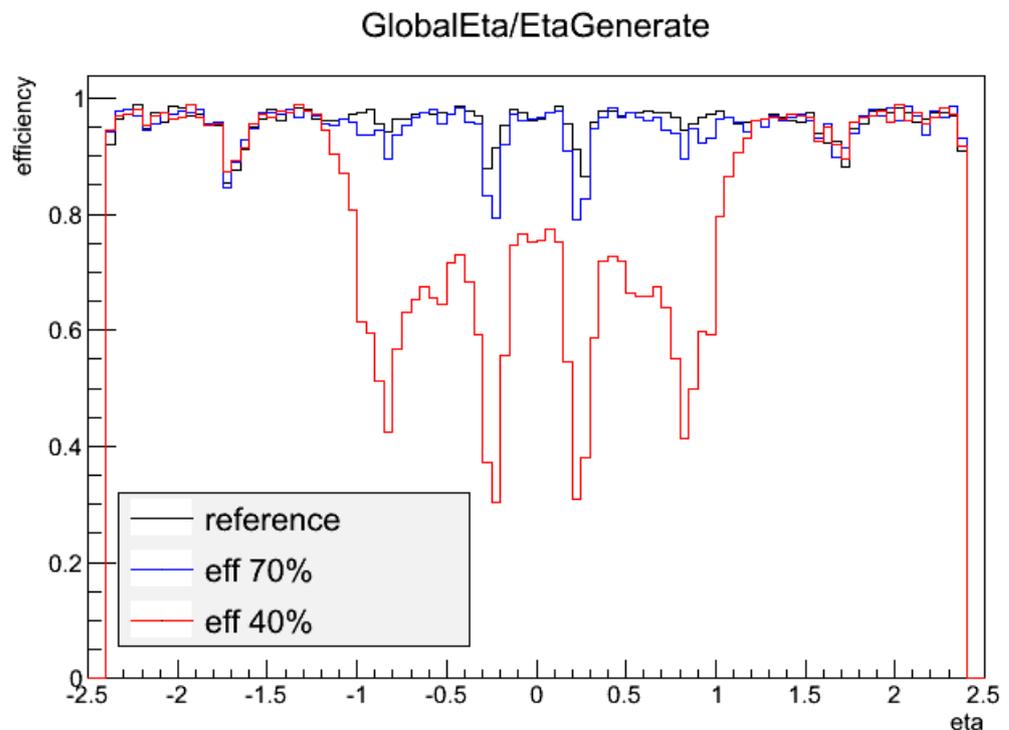


Figura 3.3.5. Efficienza di ricostruzione dei muoni Global in funzione della pseudo-rapidità η .

Un'altro controllo che è necessario fare è la distribuzione in ϕ dei muoni ricostruiti. In figura 3.3.6 mostriamo tale distribuzione limitatamente all'intervallo $-1.2 < |\eta| < 1.2$ coperto dai DT.

Come si può osservare dalla figura 3.3.6.a la perdita di efficienza di singolo hit preserva la simmetria cilindrica che è propria delle collisioni: infatti tutte e tre le distribuzioni sono piatte. Questo era aspettato dal momento che le perdita di efficienza di singolo hit è simulata in modo uniforme in tutto il rivelatore. La figura 3.3.6.b mostra lo stesso risultato in termini di perdita d'efficienza.

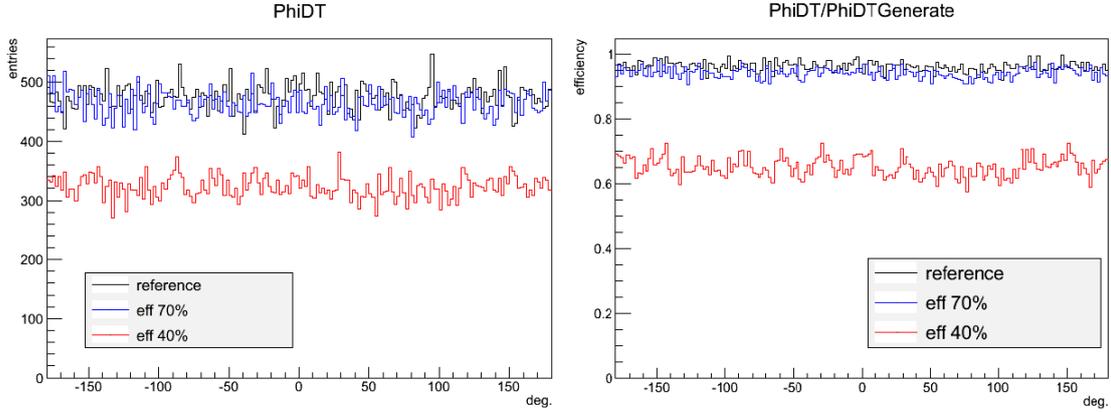


Figura 3.3.6. a) Numero di muoni Global ricostruiti in funzione dell'angolo ϕ ,
 b) Efficienza di ricostruzione dei muoni Global in funzione dell'angolo ϕ .

Si noti che l'efficienza negli scenari con l'invecchiamento è più bassa di quella mostrata in figura 3.3.2 perchè, in questo caso, essa è calcolata limitatamente alla regione dei DT.

Analizziamo ora la risoluzione in momento dei muoni, cioè la distribuzione della variabile $(Pt_{reco} - Pt_{gen})/Pt_{gen}$, dove Pt_{reco} indica il momento trasverso del muone ricostruito mentre Pt_{gen} indica il momento trasverso del muone generato (l'associazione è fatta, come al solito, entro un cono di apertura $\Delta\eta\Delta\phi = 0.1$). La distribuzione risultante è approssimativamente gaussiana e centrata sull'origine, come si può vedere dalla figura 3.3.7.

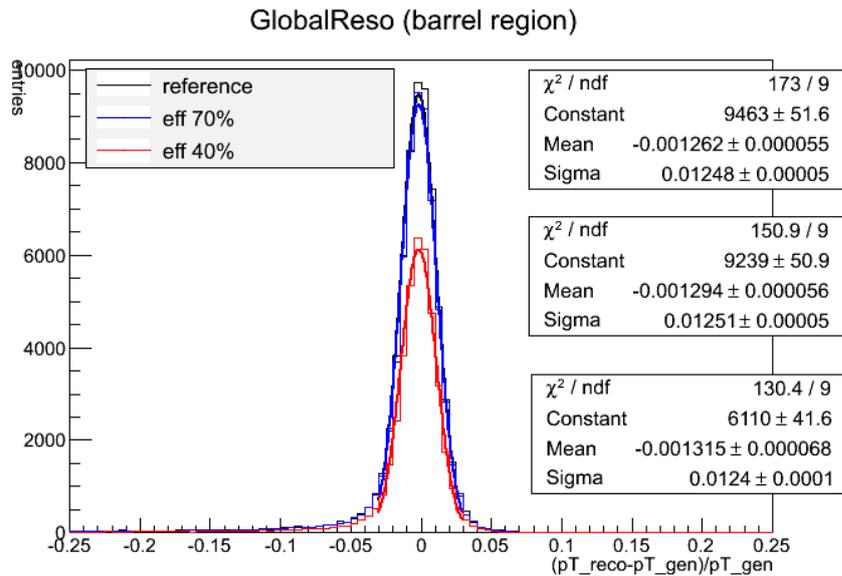


Figura 3.3.7. Distribuzione della variabile $(Pt_{reco} - Pt_{gen})/Pt_{gen}$.

Le tre distribuzioni sono state quindi fittate con delle gaussiane. L'effetto dell'invecchiamento sulla larghezza della distribuzione, cioè sulla risoluzione in momento, non è apprezzabile. Le sigma dei tre fit sono infatti compatibili entro gli errori. L'unico effetto visibile è, come aspettato, sull'integrale della distribuzione che coincide con il numero totale di muoni ed è dunque più piccolo nello scenario 40%.

Passiamo ora ad analizzare la distribuzione in massa ricostruita della Z reale.

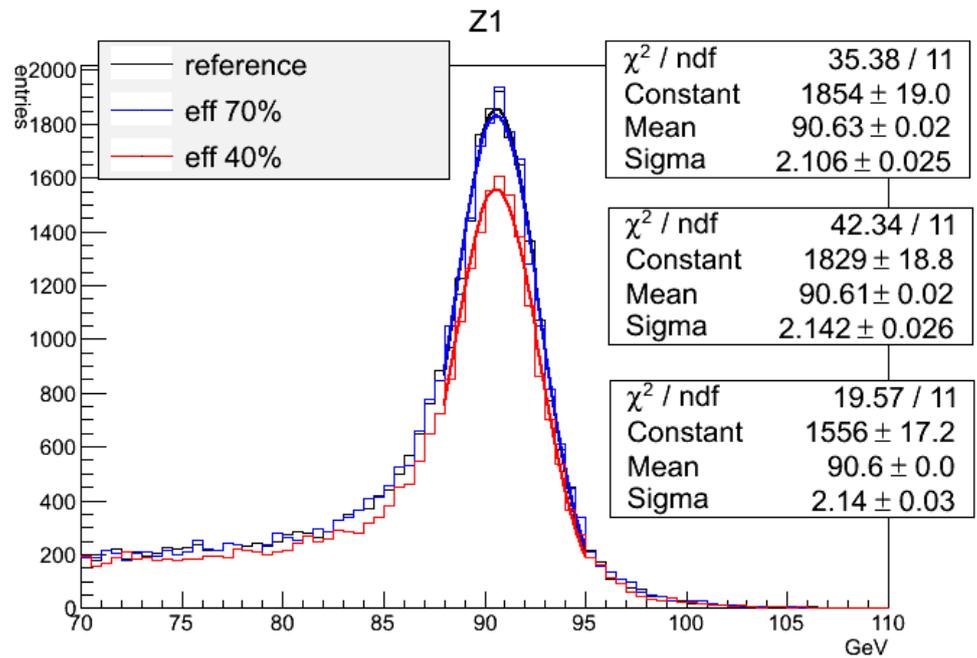


Figura 3.3.8. Distribuzione in massa della Z reale ricostruita.

La ricostruzione della Z reale procede calcolando la massa invariante di tutte le coppie possibili di muoni ricostruiti e scegliendo la coppia che ha la massa più vicina alla massa nominale della Z (91.2 GeV).

Come mostrato in figura 3.3.8, anche in questo caso abbiamo fittato il picco con una gaussiana e i risultati mostrano che, mentre il numero di Z ricostruite (integrale della distribuzione) è sensibilmente più basso nello scenario 40%, la risoluzione in massa (σ della gaussiana) è nei tre scenari compatibile entro gli errori.

Osserviamo infine la distribuzione in massa dei 4 muoni ricostruiti, cioè la massa del candidato Higgs mostrata in figura 3.3.9.

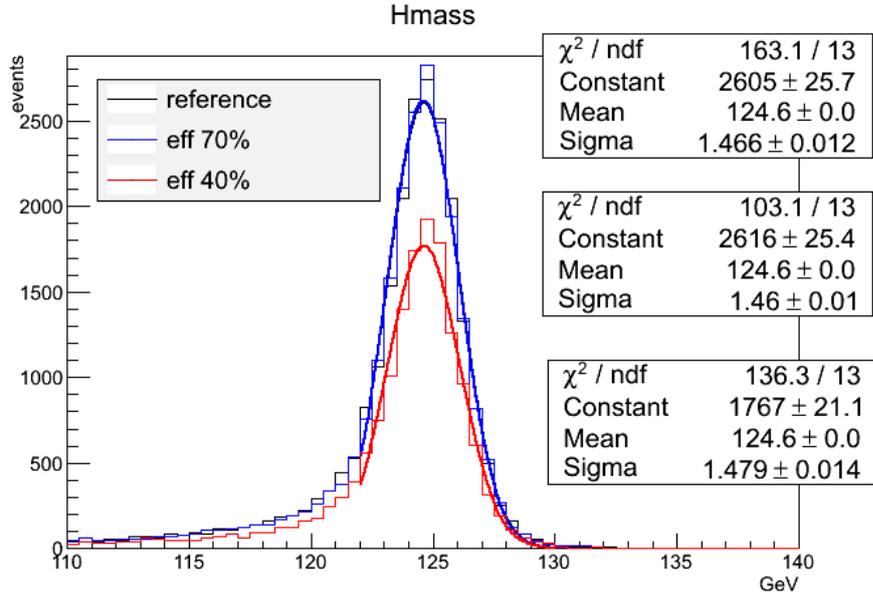


Figura 3.3.9. Distribuzione in massa invariante dei 4 muoni ricostruiti.

Anche in questo caso l'unica differenza è nel numero di eventi ricostruiti nello scenario 40%, mentre la larghezza della distribuzione, ossia la risoluzione in massa, è sostanzialmente invariata.

scenario	efficienza singolo muone	efficienza Higgs
reference	0.9616	0.8443
efficienza di singolo hit 70%	0.9500	0.7995
efficienza di singolo hit 40%	0.7748	0.3235

Tabella 3.3.1. Efficienze muoni Global e Higgs ricostruiti con muoni Global.

La tabella 3.3.1 riassume i risultati per le efficienze di ricostruzione dei muoni Global e di ricostruzione del bosone di Higgs usando muoni Global. Si osservi che, come aspettato, tutte le efficienze, inclusa quella del campione di riferimento, sono complessivamente inferiori a quelle previste dal solo calcolo combinatorio, anche se il comportamento è qualitativamente compatibile.

Da questa prima parte dell'analisi desumiamo che se le camere DT perdessero fino al 30% della loro efficienza, non sarebbero da aspettarsi effetti superiori al $\sim 5\%$ sulla ricostruzione di eventi $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$. Questa è una conseguenza della "ridondanza" del rivelatore, cioè del fatto che esso è costituito da un numero di strati molto superiore al minimo necessario per ricostruire una traccia, come già osservato nella sezione 3.2.

Naturalmente, quando l'efficienza di singolo hit scende a valori che pregiudicano la ricostruzione dei muoni, la richiesta di 4 muoni ricostruiti amplifica la perdita d'efficienza per la ricostruzione degli eventi con Higgs.

3.4 Simulazione di camere non funzionanti

In questo paragrafo studieremo gli effetti sulla ricostruzione di eventi $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ degli scenari in cui alcune camere sono totalmente non funzionanti, in cui cioè l'efficienza di rivelare un hit è considerata zero in alcune camere e uno nelle altre.

Come accennato precedentemente, abbiamo analizzato due scenari di questo tipo: il primo in cui 73 camere non funzionano (le 48 camere MB1 delle ruote ± 1 , ± 2 e le 25 camere superiori delle MB4 di tutte le ruote), il secondo in cui 135 camere non funzionano (le 96 camere che formano le ruote ± 2 , le 24 camere MB1 delle ruote ± 1 e le 15 camere superiori delle MB4 delle ruote ± 1 e 0). Abbiamo scelto queste camere in quanto esse hanno la maggior probabilità di subire danni: infatti come spiegato nel paragrafo 3.1, queste sono le camere che ad alta luminosità riceveranno più radiazione, sia dovuta al fondo adronico, sia dovuta al gas di neutroni.

Confronteremo i risultati con quelli ottenuti nello scenario di riferimento in cui non c'è nessun invecchiamento.

Le grandezze che abbiamo confrontato sono:

- Efficienza di ricostruzione dei muoni con i vari algoritmi.
- Efficienza di ricostruzione degli eventi $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$.
- Risoluzione in momento dei muoni.
- Risoluzione in massa della Z1.
- Risoluzione in massa dell'Higgs.

Riportiamo in figura 3.4.1 il numero di muoni ricostruiti con i vari algoritmi nei 3 diversi scenari.

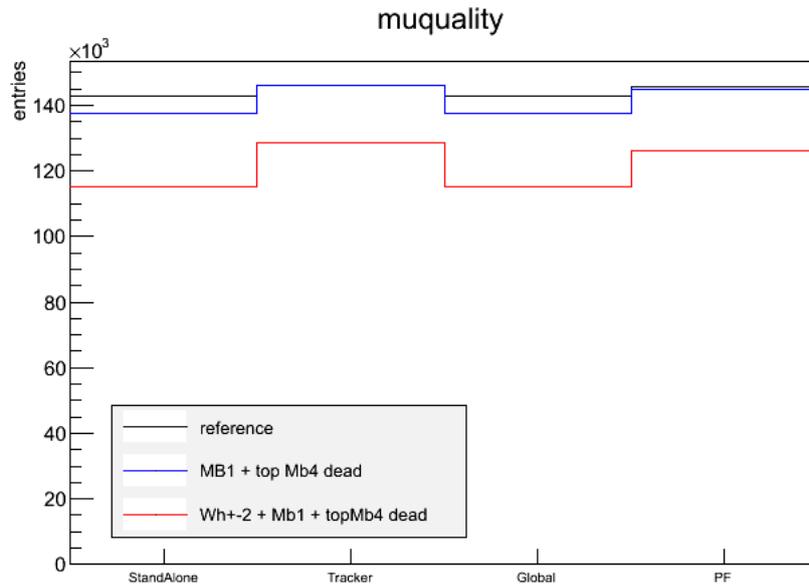


Figura 3.4.1. Numero di muoni ricostruiti con i diversi algoritmi di ricostuzione. Prevedibilmente, anche qui il numero di muoni ricostruiti con quei metodi che richiedono almeno un segmento è maggiore rispetto al numero dei muoni ricostruiti con i metodi che richiedono almeno due segmenti, cioè muoni Global e Stand-Alone. Questi sono anche gli algoritmi che registrano maggiori perdite di efficienza dovute all'invecchiamento, come mostrato in figura 3.4.2.

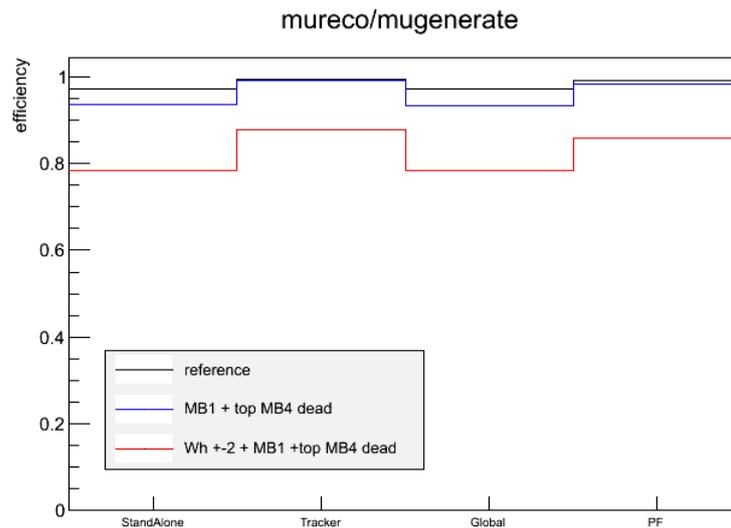


Figura 3.4.2. Efficienza di ricostruzione dei muoni per i 4 algoritmi.

In figura 3.4.3 mostriamo il rapporto tra le efficienze dei due scenari d'invecchiamento e quella dello scenario di riferimento. Da qui si osserva direttamente la perdita d'efficien-

za dovuta dall'invecchiamento: per lo scenario con 73 camere inattive essa è al massimo del 4%, mentre per lo scenario con 135 camere inattive è il 19% per gli algoritmi che richiedono due segmenti.

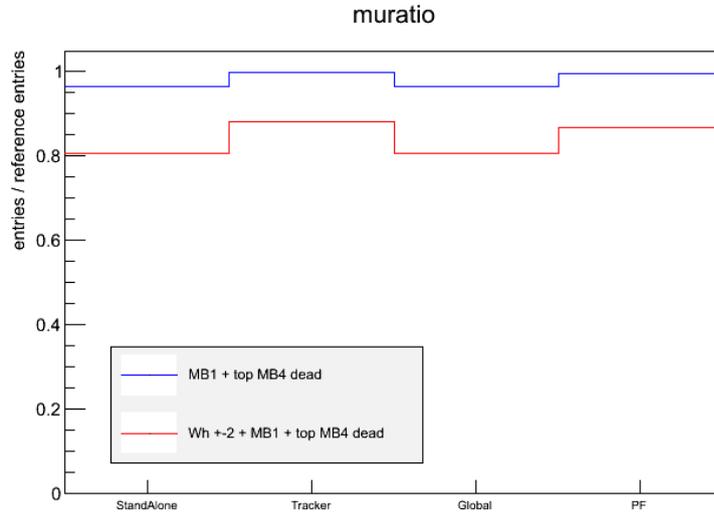


Figura 3.4.3. Rapporto tra le efficienze dei 2 scenari d'invecchiamento e quella dello scenario di riferimento per i 4 algoritmi.

Anche in questo caso nel seguito riportiamo soltanto i risultati relativi ai muoni Global, in quanto i muoni Stand-Alone e i muoni Tracker non vengono usati per le analisi fisiche, mentre i muoni Particle Flow consentono in ogni scenario efficienze più alte.

Studiamo ora la distribuzione in η dei muoni ricostruiti: essa è mostrata in figura 3.4.4.

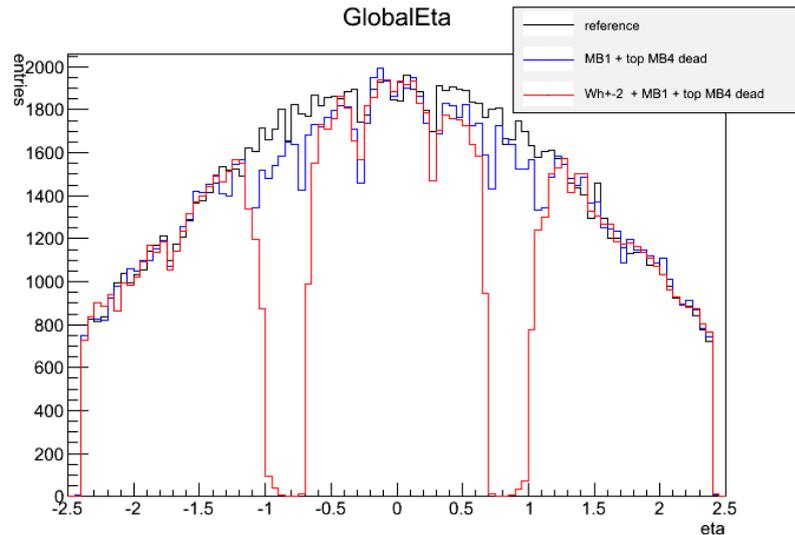


Figura 3.4.4. Numero dei muoni Global in funzione della pseudo-rapidità η .

Essa appare completamente diversa dalla figura 3.3.4. Anche qui la perdita di muoni ricostruiti è limitata alla regione dei DT, ma essa appare superiore rispetto agli scenari della figura 3.3.4, in particolare per lo scenario peggiore l'efficienza scende a 0 per $0.7 < |\eta| < 1$, che corrisponde alle ruote ± 2 disattivate.

La figura 3.4.5 mostra l'efficienza in funzione di η riferita ai muoni generati.

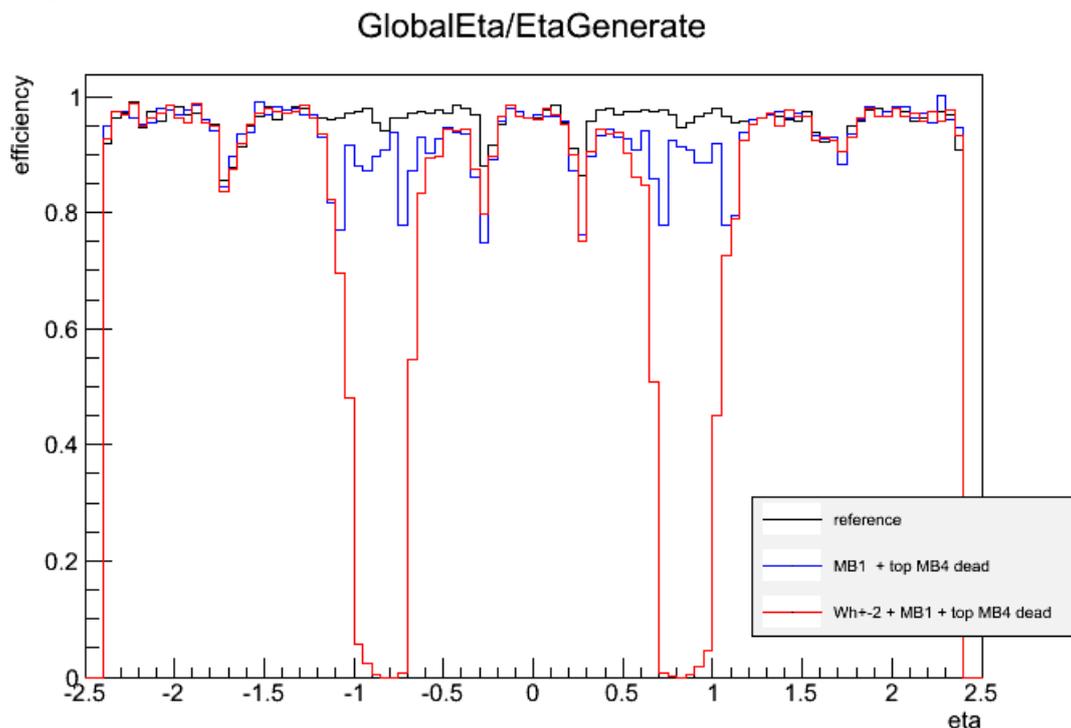


Figura 3.4.5. Efficienza di ricostruzione dei muoni Global in funzione della pseudo-rapidità η .

Nell'intervallo angolare corrispondente alla ruota centrale gli unici effetti sono dovuti alla disattivazione delle MB4 superiori: questo non introduce significative perdite di efficienza e l'efficienza stessa si mantiene piatta.

All'aumentare di η , si osservano invece gli effetti della disattivazione delle MB1. Infine nello scenario peggiore l'efficienza scende a 0, come visto sopra, in corrispondenza delle ruote ± 2 .

Negli scenari che stiamo analizzando, la distribuzione in ϕ mostra gli effetti della disattivazione delle MB4 superiori. Si nota infatti in figura 3.4.6 che il numero di muoni ricostruiti diminuisce nella regione $\phi > 0$, che corrisponde ai settori superiori.

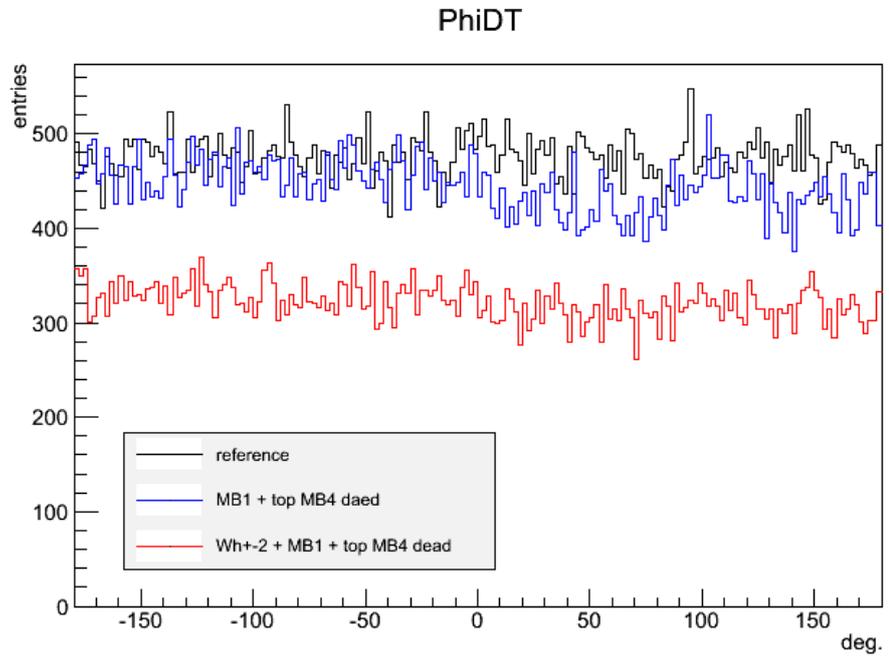


Figura 3.4.6. Numero di muoni ricostruiti in funzione dell'angolo ϕ .

Per quantificare questo effetto analizziamo l'efficienza di ricostruzione dei muoni Global in funzione di ϕ , mostrata in figura 3.4.7.

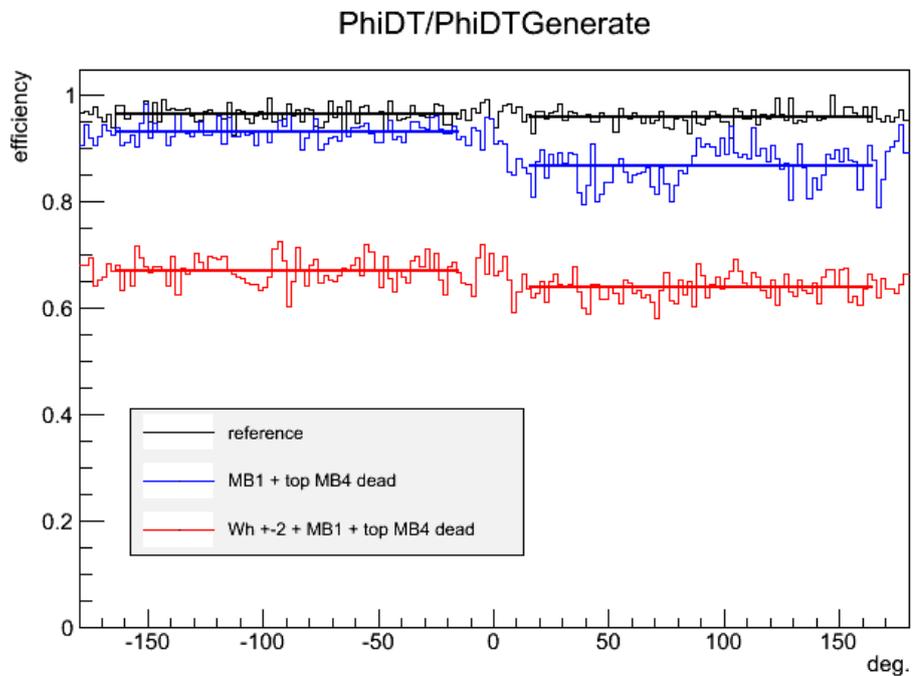


Figura 3.4.7. Efficienza di muoni ricostruiti in funzione dell'angolo ϕ .

I punti relativi ai settori superiori e ai settori inferiori sono stati fittati separatamente con una costante nei tre scenari. I risultati sono riportati in tabella 3.4.1.

scenario	efficienza settori inferiori	efficienza settori superiori
reference	0.96 ± 0.11	0.96 ± 0.11
73 camere morte	0.93 ± 0.11	0.86 ± 0.11
135 camere morte	0.67 ± 0.09	0.64 ± 0.09

Tabella 3.4.1. Efficienza media di ricostruzione dei muoni Global nei vari scenari per i settori superiori e i settori inferiori separatamente.

Mentre nello scenario di riferimento non ci sono differenze tra il settore superiore e quello inferiore, tra i due scenari d'invecchiamento quello intermedio mostra l'effetto maggiore: infatti nello scenario peggiore, l'effetto che domina è quello delle ruote ± 2 mancanti.

Anche per gli scenari con camere non funzionanti abbiamo analizzato la risoluzione in momento dei muoni Global, attraverso la distribuzione della variabile $(Pt_{reco} - Pt_{gen})/Pt_{gen}$.

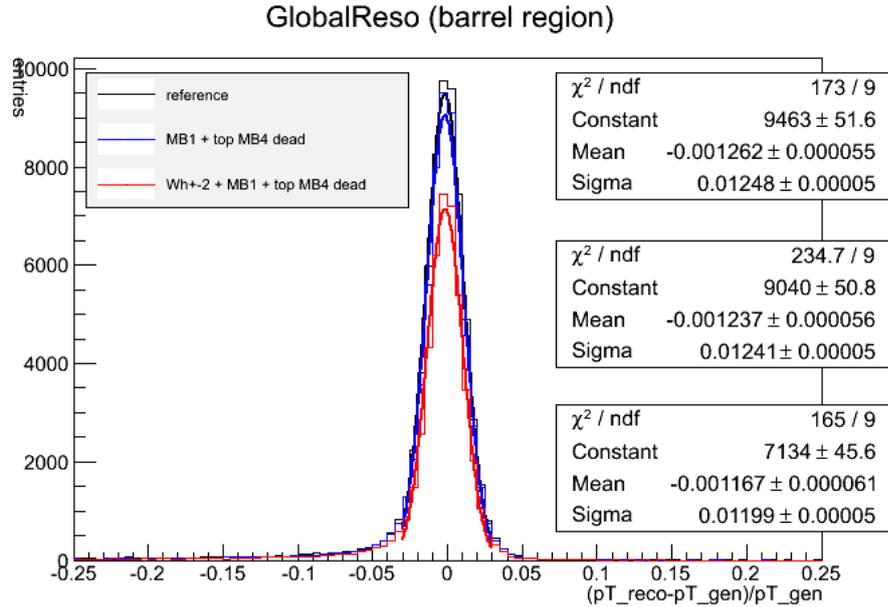


Figura 3.4.8. Distribuzione della variabile $(Pt_{reco} - Pt_{gen})/Pt_{gen}$.

Come si nota dalla figura 3.4.8 le distribuzioni sono simili, tranne che per il valore del picco, il quale riflette la diminuzione d'efficienza. Fittando ogni distribuzione con una gaussiana e osservando i relativi parametri si osserva che la sigma non aumenta al peggiorare dell'invecchiamento (si tenga conto che i valori del χ^2 per grado di libertà indicano che gli errori associati ai parametri della gaussiana sono sottostimati).

Analizziamo ora la distribuzione di massa della Z reale, definita come nella sezione 3.3 e mostrata in figura 3.4.9.

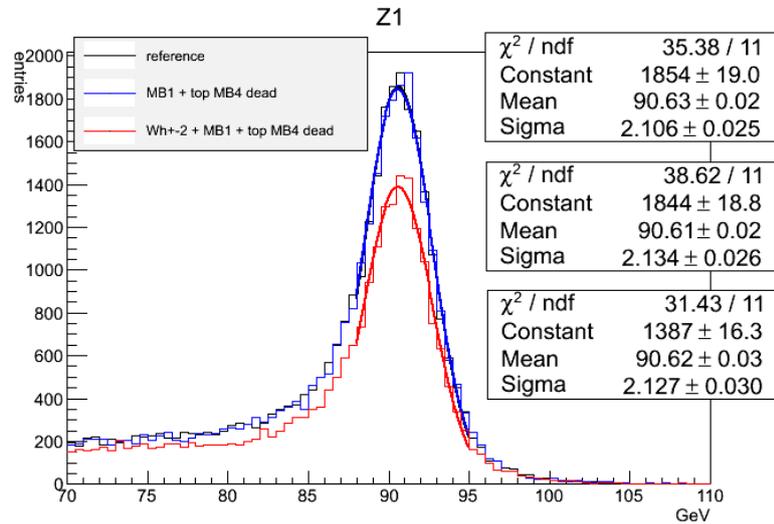


Figura 3.4.9. Distribuzione in massa della Z reale ricostruita.

Anche in questo caso l'effetto maggiore è quello della perdita d'efficienza visibile nel valore del picco dello scenario peggiore. Le larghezze sono compatibili entro gli errori (in questo caso essi sono meno sottostimati rispetto a quelli in figura 3.4.9). Analizziamo infine la distribuzione in massa dell'Higgs ricostruito, mostrata in figura 3.4.10. Valgono le stesse osservazioni fatte a proposito della risoluzione in momento e in massa della Z reale, ovvero la risoluzione non sembra peggiorare con l'invecchiamento e l'unico effetto osservabile è la perdita d'efficienza nello scenario peggiore.

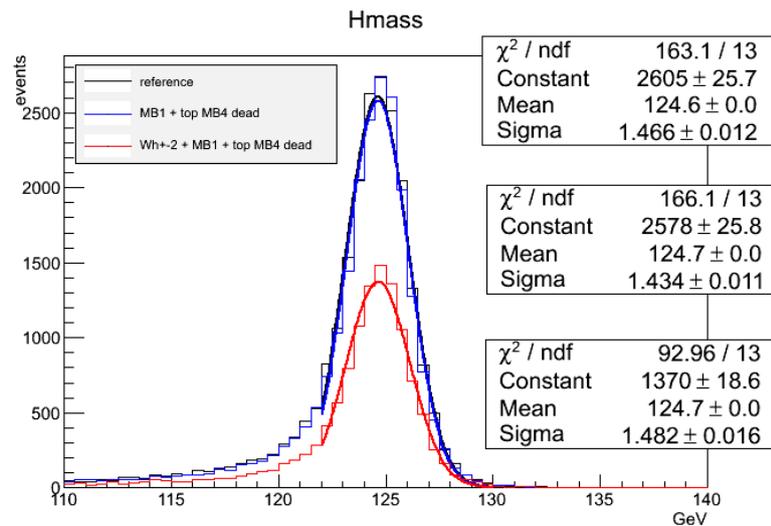


Figura 3.4.10. Distribuzione in massa invariante dei 4 muoni ricostruiti.

La tabella 3.4.2 riassume le efficienze di ricostruzione del singolo muone e degli eventi con Higgs.

scenario	efficienza singolo muone	efficienza Higgs
reference	0.9616	0.8443
73 camere inattive	0.9247	0.7080
135 camere inattive	0.7760	0.3317

Tabella 3.4.2. Efficienze muoni Global e Higgs ricostruiti con muoni Global. In questo caso la perdita del 30% delle camere (scenario con 73 camere disattivate) comporta una perdita di circa 16% di eventi con Higgs, superiore quindi a quella che si registra con una perdita del 30% degli hit (cfr. tabella 3.3.1).

3.5 Perdita di efficienza di singolo hit del canale $H(1000) \rightarrow 2\mu$

Come anticipato nel paragrafo 3.2.1, allo scopo di investigare l'effetto dell'invecchiamento dei DT su canali di fisica che comportano muoni di momento più alto rispetto a quelli usati nei paragrafi precedenti, abbiamo analizzato un campione di eventi simulati $H(1000) \rightarrow 2\mu$.

La massa dell'Higgs più grande di un fattore 10 e la presenza di soli 2 muoni nello stato finale rendono la distribuzione in momento di questi ultimi decisamente più dura rispetto ai muoni del canale $H(125) \rightarrow 4\mu$, come si osserva confrontando le figure 3.5.1 e 3.5.2.

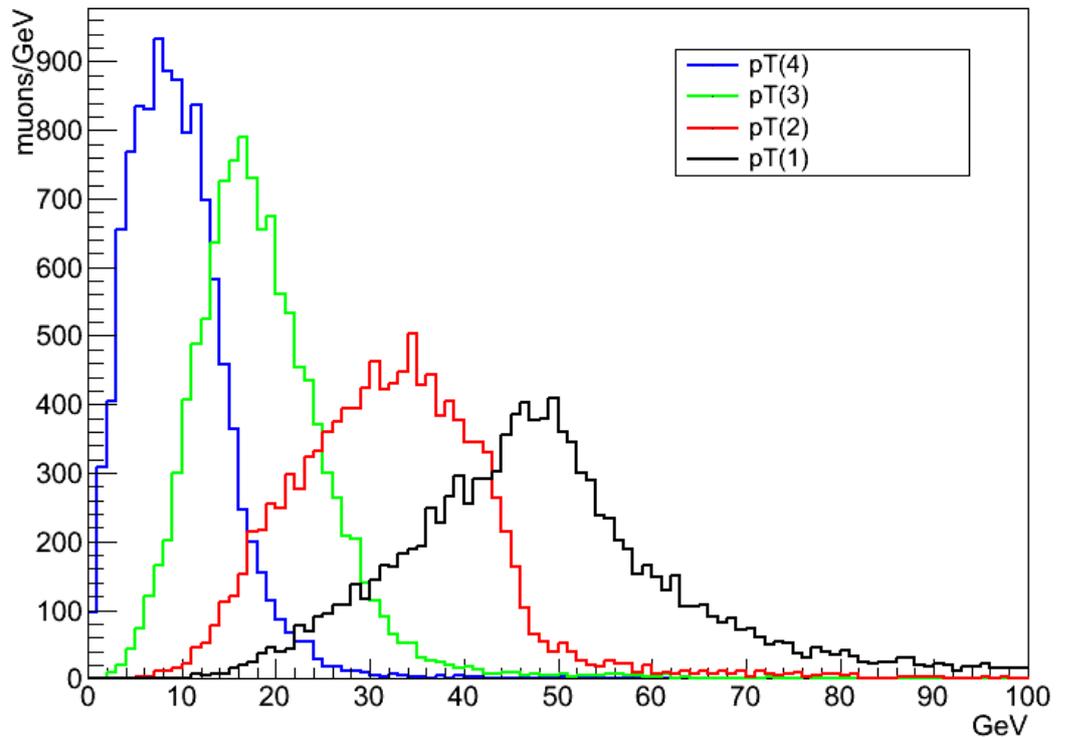


Figura 3.5.1. Distribuzione in momento dei 4 muoni del canale $H(125) \rightarrow 4\mu$.

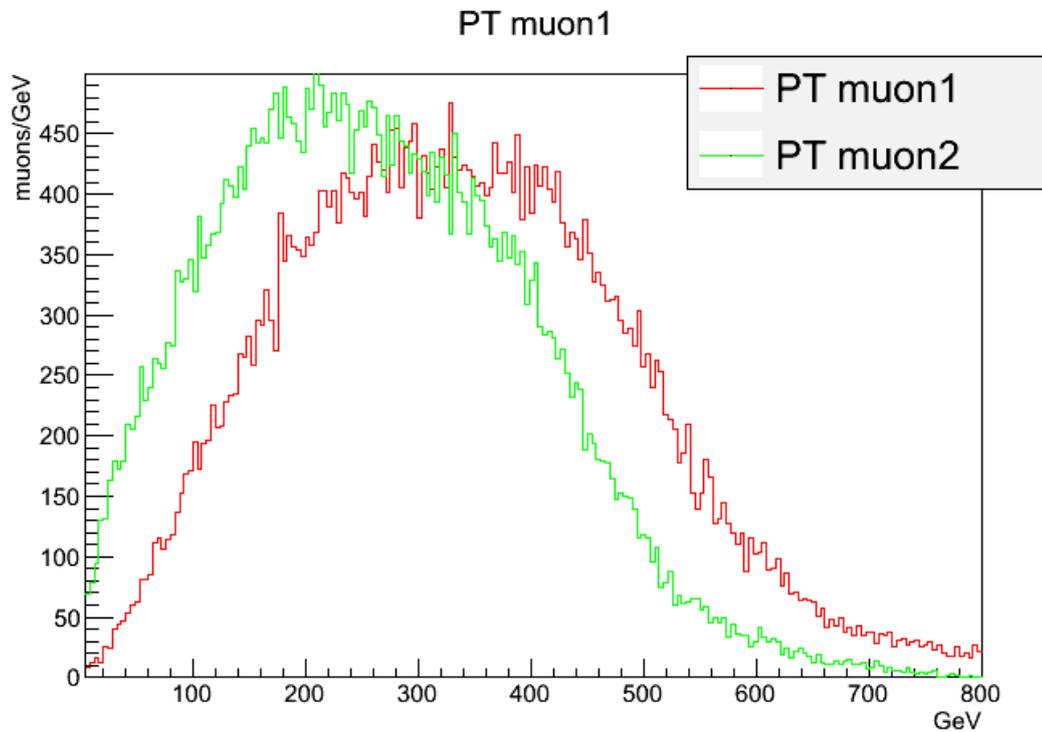


Figura 3.5.2. Distribuzione in momento dei 2 muoni del canale $H(1000) \rightarrow 2\mu$.

All'aumentare del momento, il rivelatore di muoni acquista più peso nella misura del momento stesso: infatti, quando la curvatura è molto piccola, essa è tendenzialmente mal misurata dal solo rivelatore di tracce, mentre gli hit esterni migliorano la risoluzione, aumentando il braccio di leva del fit.

Inoltre, in linea di principio, tracce poco curve hanno una più alta probabilità di sfuggire alla rivelazione passando attraverso lo spazio vuoto tra due settori.

Per queste ragioni abbiamo controllato l'effetto dell'invecchiamento dei DT, negli stessi scenari del paragrafo 3.3, sia sull'efficienza di ricostruzione che sulla risoluzione in momento di questi muoni energetici.

Il primo controllo, come nelle altre analisi, riguarda il numero di muoni ricostruiti, come mostrato in figura 3.5.3.

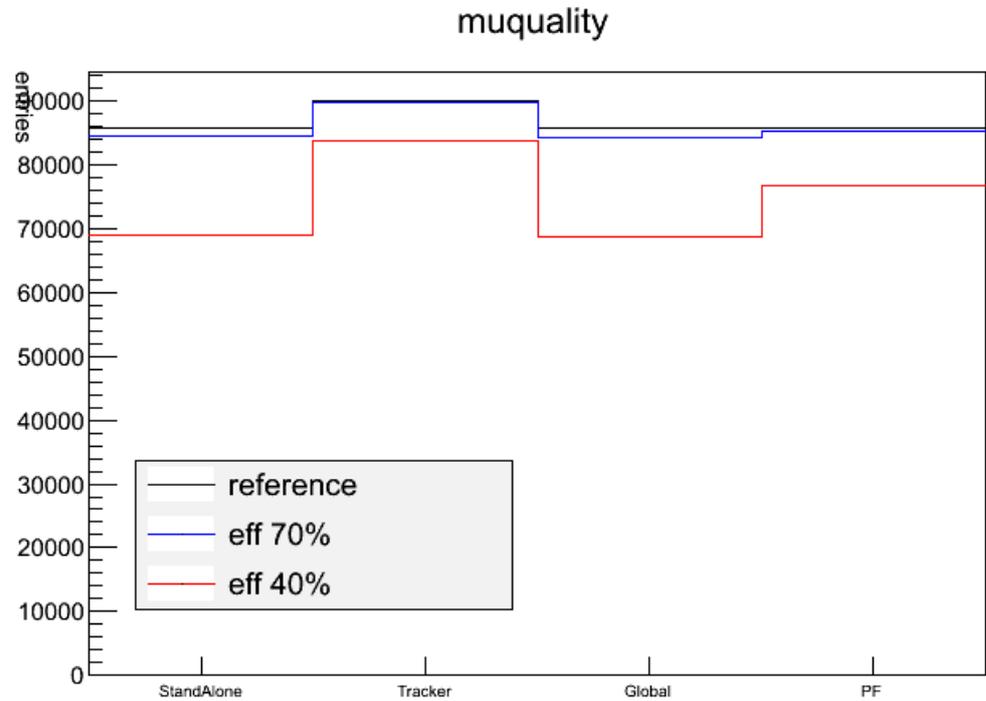


Figura 3.5.3. Numero di muoni ricostruiti per i vari metodi di ricostruzione.

Per la discussione qualitativa di questo grafico, rimandiamo alle discussioni già svolte nei paragrafi 3.3 e 3.4.

Per un confronto quantitativo con il caso $H(125) \rightarrow 4\mu$, osserviamo invece in figura 3.5.4 le efficienze di ricostruzione ottenute nei 2 casi.

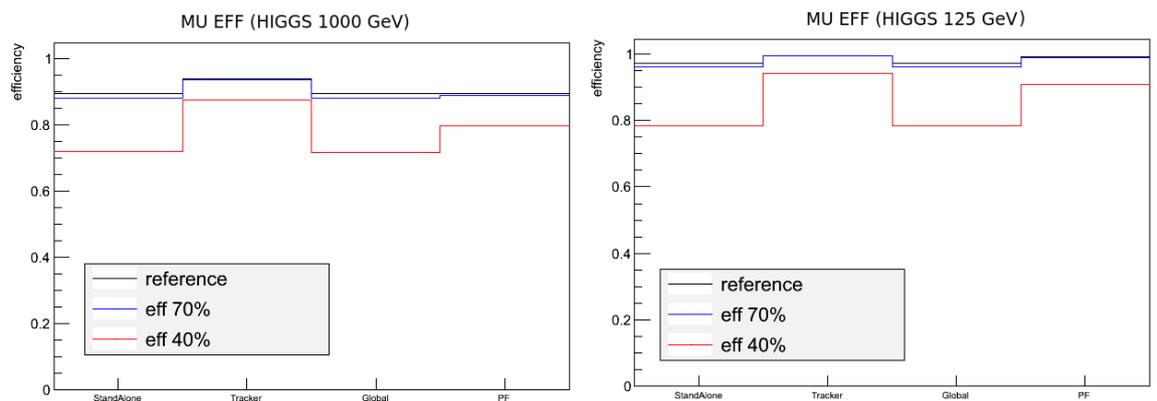


Figura 3.5.4. Confronto tra le efficienze di ricostruzione dei muoni nei due canali esaminati: a sinistra $H(1000) \rightarrow 2\mu$, a destra $H(125) \rightarrow 4\mu$.

L'efficienza, in generale, è più bassa che nel caso $H(125) \rightarrow 4\mu$, ma l'effetto dell'invecchiamento è confrontabile. Questa conclusione si può verificare osservando la figura 3.5.5, che riporta il rapporto tra gli scenari d'invecchiamento e lo scenario di riferimento per i 2 canali.

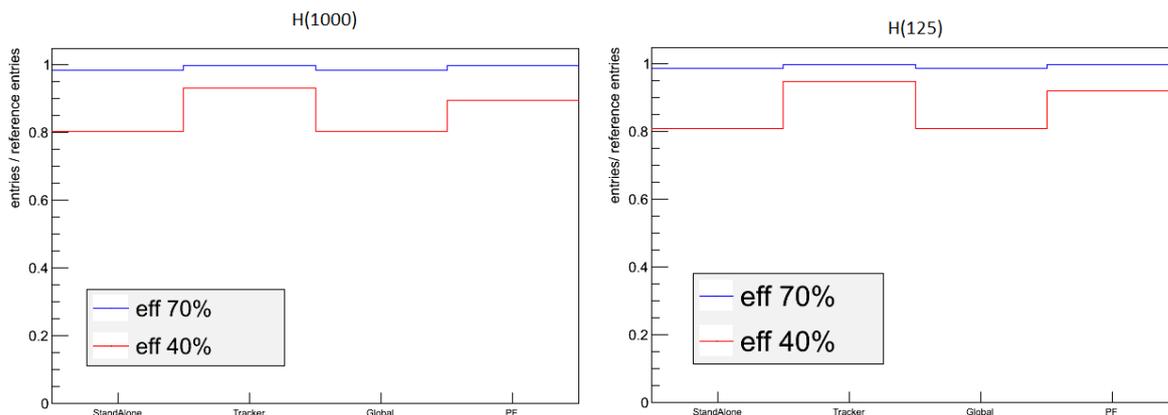


Figura 3.5.5. Rapporto tra le efficienze negli scenari d'invecchiamento e nello scenario di riferimento per i due canali esaminati: a sinistra $H(1000) \rightarrow 2\mu$, a destra $H(125) \rightarrow 4\mu$.

La ragione della minore efficienza di ricostruzione per i muoni prodotti da $H(1000)$ rispetto a quelli prodotti da $H(125)$ non può che risiedere nel diverso spettro d'impulso. Infatti muoni più energetici, seguendo traiettorie meno curvate, risentono maggiormente degli spazi vuoti tra le ruote e tra i settori.

Abbiamo quindi verificato l'efficienza in funzione della direzione: mentre l'efficienza in funzione di η non presenta differenze di rilievo rispetto agli studi precedenti, l'efficienza in funzione di ϕ evidenzia le perdite in corrispondenza degli spazi tra i settori, come si nota in figura 3.5.6.

La struttura dei settori in questo grafico è già visibile nel campione di riferimento, ma si accentua con l'invecchiamento: mentre, infatti, l'efficienza scende in corrispondenza degli spazi vuoti, nel centro del settore essa è più alta rispetto al canale $H(125)$, poichè i muoni energetici sono più penetranti.

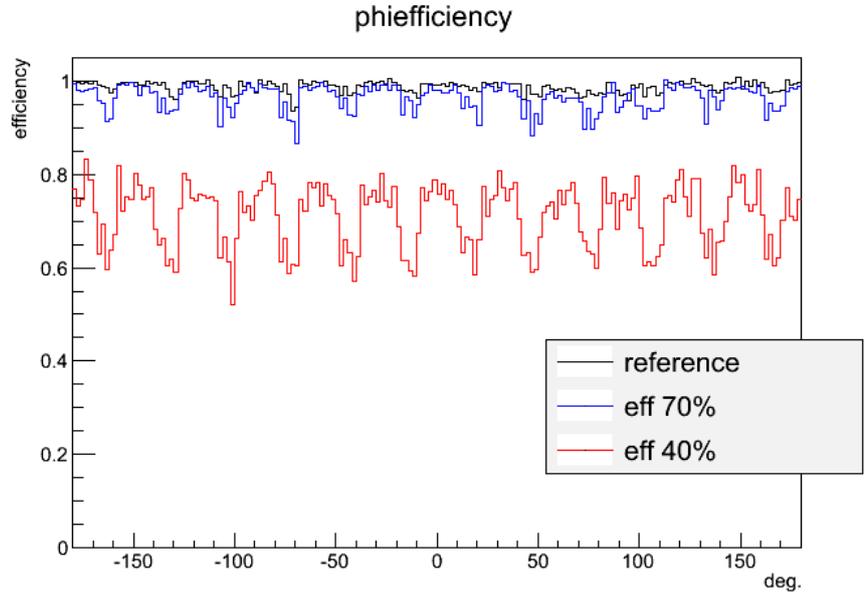


Figura 3.5.6. Efficienza di ricostruzione dei muoni Global in funzione di ϕ .

Analizziamo ora la risoluzione in momento dei muoni ricostruiti, osservando la distribuzione della variabile $(Pt_{reco} - Pt_{gen})/Pt_{gen}$, mostrata in figura 3.5.7.

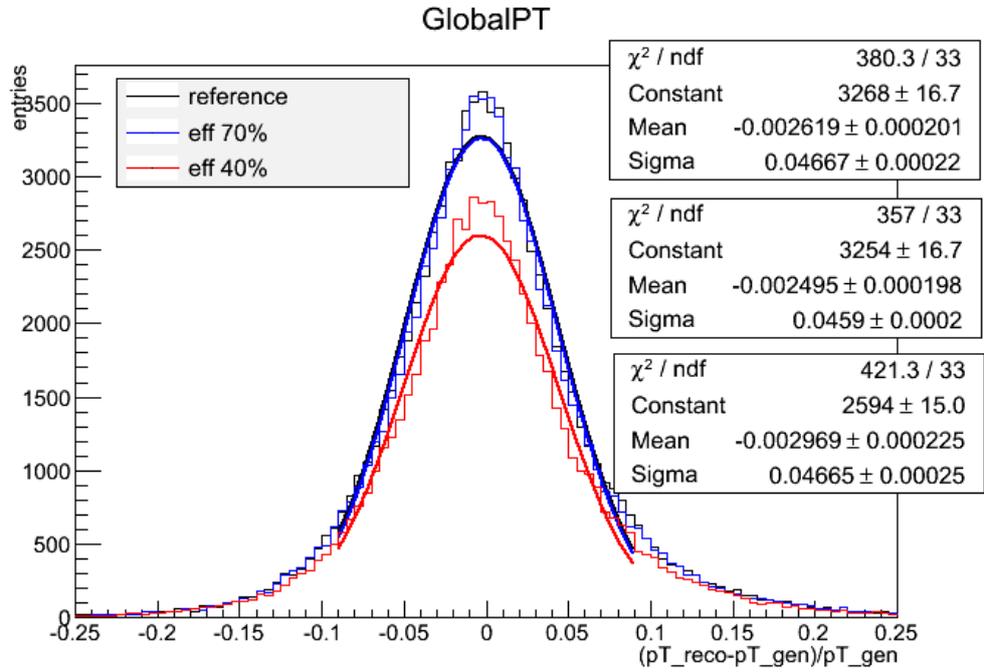


Figura 3.5.7. Distribuzione della variabile $(Pt_{reco} - Pt_{gen})/Pt_{gen}$.

Non diversamente dai casi precedenti l'unico effetto osservabile dell'invecchiamento è sull'integrale, cioè sull'efficienza, nello scenario 40%. Dal confronto con l'analogia figura 3.3.7, per il canale $H(125) \rightarrow 4\mu$, si osserva che, anche nel campione di riferimento, la risoluzione peggiora di un fattore ~ 4 a causa dello spettro più duro (minore curvatura).

Passiamo infine ad analizzare la distribuzione in massa dei due muoni ricostruiti.

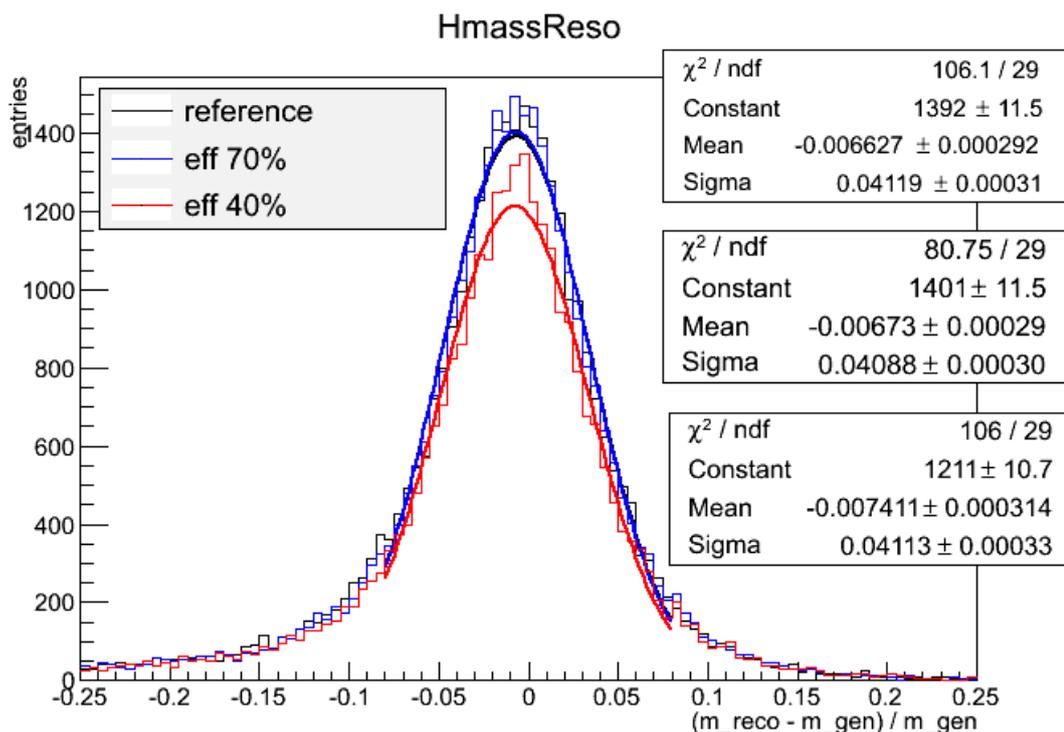


Figura 3.5.8. Distribuzione della variabile $(m_{reco} - m_{gen})/m_{gen}$.

In figura 3.5.8 mostriamo la distribuzione della variabile $(m_{reco} - m_{gen})/m_{gen}$, dove m_{reco} e m_{gen} sono le masse invarianti dei due muoni, rispettivamente ricostruita e generata. In questo caso abbiamo scelto questa variabile al posto della semplice massa ricostruita che abbiamo usato per $H(125) \rightarrow 4\mu$ perchè, all'aumentare della massa del Higgs, la larghezza intrinseca aumenta al punto da nascondere gli effetti della risoluzione. Ancora una volta non osserviamo alcun effetto dell'invecchiamento sulla risoluzione. La risoluzione in massa ottenuta in questo caso, $\sim 4.1\%$, è quasi 4 volte quella ottenuta nel caso $H(125)(1.47 \text{ GeV}/125 \text{ GeV} = 1.2\%)$.

La tabella 3.5.1 riassume le efficienze di ricostruzione del singolo muone e degli eventi $H(1000) \rightarrow 2\mu$.

scenario	eff. singolo muone	eff. due muoni
reference	0.9329	0.8796
efficienza di singolo hit 70%	0.9177	0.8492
efficienza di singolo hit 40%	0.7475	0.5307

Tabella 3.5.1. Efficienza di ricostruzione di singolo muone Global e di $H(1000) \rightarrow 2\mu$.

3.6 Confronto e discussione

Non abbiamo osservato effetti sulla risoluzione in momento e in massa in nessuno scenario d'invecchiamento.

Abbiamo osservato effetti sull'efficienza quando si usano algoritmi di ricostruzione che richiedono almeno due segmenti nel rivelatore di muoni per avviare il fit.

In molte analisi 2012 sono stati applicati tagli di qualità ai muoni ricostruiti, il più frequente e significativo dei quali consiste nel richiedere che almeno due camere del rivelatore di muoni contribuiscano effettivamente al fit finale. Muoni selezionati di questo tipo sono chiamati "Muoni Tight".

Ci aspettiamo che all'aumentare della luminosità e del "Pile Up", quindi del fondo da rifiutare, tagli di qualità di questo tipo diventino più necessari e eventualmente più stretti. Concludiamo dunque questa indagine, confrontando l'efficienza di ricostruzione di muoni Tight in eventi $H(125) \rightarrow 4\mu$ nei due scenari di invecchiamento meno estremi e più realistici: la perdita del 30% degli hit e la perdita di 73/250 camere ($\sim 29\%$ delle camere). La figura 3.6.1 mostra l'efficienza di ricostruire muoni Tight in funzione di η .

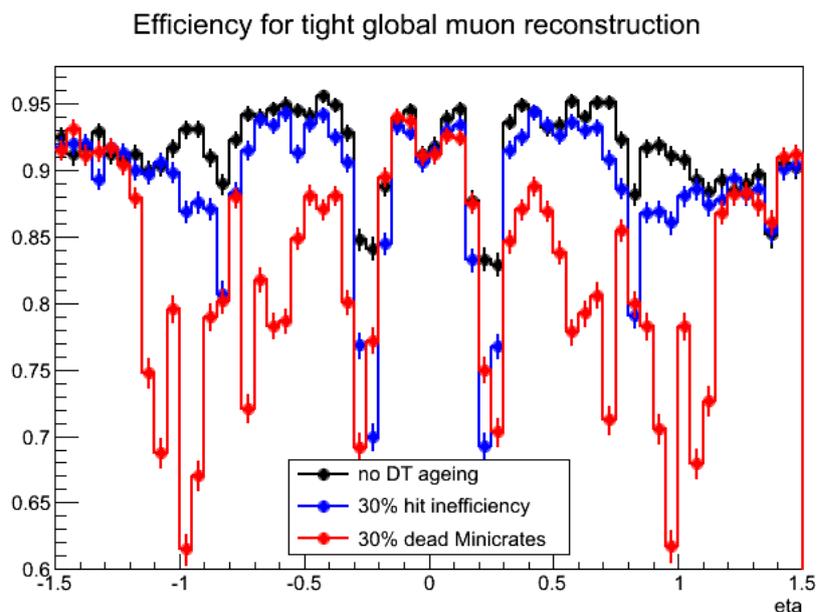


Figura 3.6.1. Efficienza di ricostruzione dei muoni Tight in funzione di η .

Si nota dal confronto che lo scenario con $\sim 30\%$ di camere inattive ha sull'efficienza ripercussioni assai peggiori rispetto allo scenario con 30% di hit persi.

Questo risultato è confermato dalla distribuzione in massa invariante, mostrata in figura 3.6.2, da cui si desume un $\sim 8\%$ di eventi persi nel caso di efficienza di singolo hit al 70% e un $\sim 27\%$ nel caso di 73 camere inattive.

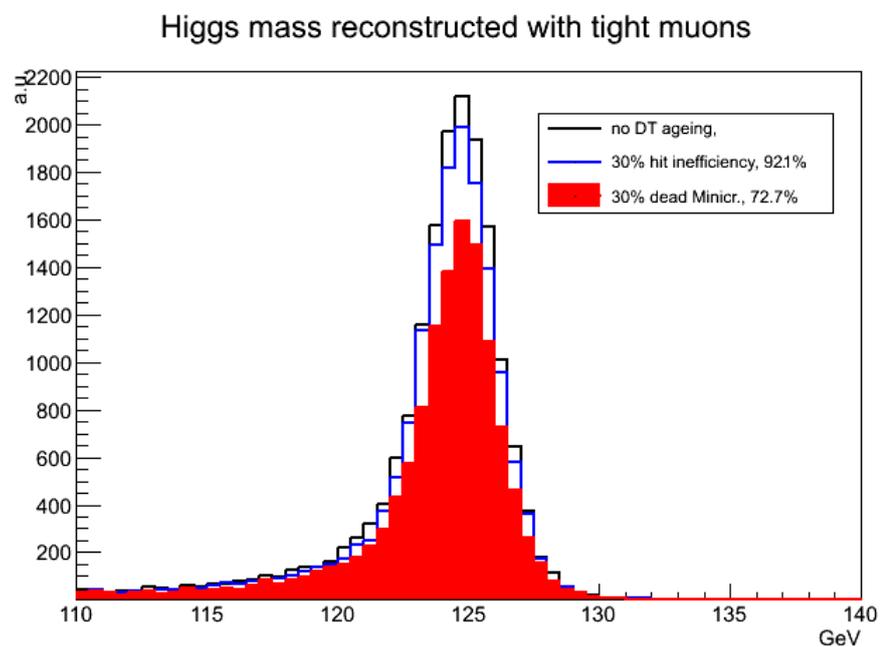


Figura 3.6.2. Distribuzione di massa invariante dell'Higgs ricostruito con muoni Tight.

Conclusioni

Abbiamo studiato gli effetti dell'invecchiamento dei DT sulla ricostruzione di due canali di fisica che includono nello stato finale muoni con diverso spettro d'impulso. Non abbiamo osservato effetti sulla risoluzione in momento trasverso e in massa invariante.

Gli effetti sull'efficienza diventano rilevanti solo per scenari d'invecchiamento estremo. Questo risultato è spiegato qualitativamente dalla ridondanza del rivelatore, come mostrato in figura 3.2.1: infatti tre hit sono sufficienti a ricostruire un segmento nel piano $r-\phi$, dove otto strati di tubi forniscono potenzialmente otto punti misurati per camera. Analogamente due segmenti sono sufficienti a ricostruire un muone, mentre quattro stazioni forniscono potenzialmente quattro segmenti, come mostrato in figura 3.2.2.

Dal confronto tra i risultati ottenuti negli scenari con ridotta efficienza di singolo hit e gli scenari con camere inattive, risulta comunque che questi ultimi causano, in proporzione, una maggiore perdita di efficienza. Abbiamo visto infatti che il 30% di hit persi si traduce nella perdita dell'8% di eventi $H \rightarrow 4\mu$, mentre con un 30% di camere perse la perdita di eventi può arrivare al 27%.

Tenendo conto che l'elettronica di lettura viene facilmente danneggiata dalle radiazioni e che un danno di questo tipo causa di fatto la perdita dei dati di un'intera camera, i risultati ottenuti sembrano consigliare per l'upgrade di fase 2 la sostituzione dell'elettronica attuale con una versione tecnologicamente più avanzata che potrà essere installata lontano dal rivelatore e al riparo dalle radiazioni.

Bibliografia

- [1] The LHC Study Group. *The Large Hadron Collider: conceptual design*. CERN-AC-95-05 (1995).
- [2] *LHC design report*. CERN 2004-003 (2004).
- [3] The CMS Collaboration. *The CMS experiment at CERN LHC*. JINST 3 (2008).
- [4] The CMS Collaboration. *The Magnet Project Technical Design Report*. CERN/LHCC 97/10 (1997).
- [5] <http://cms.web.cern.ch/news/tracker-detector>.
- [6] <http://cms.web.cern.ch/news/silicon-pixels>.
- [7] <http://cms.web.cern.ch/news/silicon-strips>.
- [8] <http://cms.web.cern.ch/news/electromagnetic-calorimeter>.
- [9] <http://cms.web.cern.ch/news/hadron-calorimeter>.
- [10] <http://cms.web.cern.ch/news/muon-detectors>.
- [11] The CMS Collaboration. *The performance of the CMS muon detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV at LHC*. JINST 8, 2013.
- [12] <http://cms.web.cern.ch/news/triggering-and-data-acquisition>.
- [13] The CMS Collaboration. *Technical proposal for the upgrade of the CMS detector through 2020*. Number CERN-LHCC-2011-006. LHCC-P-004. 2011.
- [14] S. Braibant G. Giacomelli M. Spurio. *Particles and Fundamental Interactions: An Introduction to Particle Physics*. 2012.
- [15] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/WorkBookCMSSWFramework>.
- [16] <https://root.cern.ch/drupal/>.
- [17] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/WorkBookMuonAnalysis>.