
La scoperta del bosone di Higgs

Aleandro Nisati

Istituto Nazionale di Fisica Nucleare - sezione Roma 1

Quattro Luglio 2012. Questa data segna una tappa fondamentale nella comprensione della natura del nostro universo. Al CERN di Ginevra è annunciata la scoperta di una nuova particella, candidata ad essere il bosone di Higgs previsto dal Modello Standard delle particelle elementari e delle loro interazioni. Alla base di questo straordinario successo c'è lo sforzo di oltre seimila scienziati impegnati in due esperimenti estremamente sofisticati, e la macchina acceleratrice con la più elevata energia mai realizzata finora, lo strumento di ricerca più avanzato ad oggi costruito dall'uomo: il Large Hadron Collider.

Il modello teorico attuale delle particelle elementari, i cui fondamenti poggiano su un vasto insieme di risultati sperimentali e di elaborazioni teoriche, va sotto il nome di *Modello Standard*. In questo modello gli elementi fondamentali della materia sono organizzati in due gruppi, ciascuno costituito da tre coppie di particelle: i *quark* (*up* e *down*, *charm* e *strange*, *top* e *bottom* (o *beauty*)) ed i *leptoni* (*elettrone* e *neutrino-e*, *muone* e *neutrino-mu*, *tau* e *neutrino-tau*). Per ciascuna di queste particelle esiste la corrispondente *antiparticella* (particella di antimateria). Le antiparticelle sono raggruppate in modo del tutto simile alle par-

ticelle. A partire da questi oggetti elementari si può "costruire" la struttura della materia a noi nota, in modo analogo a quanto succede con gli atomi che si organizzano a formare molecole. Così come due atomi di idrogeno ed uno di ossigeno si combinano a formare una molecola d'acqua, due *quark up* ed uno *down* si combinano a formare un protone, mentre un *quark up* e due *down* danno luogo ad un neutrone. I *quark* sono soggetti all'interazione *elettromagnetica* (in quanto dotati di carica elettrica) ed alle interazioni nucleari *forte* e *debole*. In meccanica quantistica, che costituisce la base del Modello Standard, le interazioni fisiche tra due particelle sono trasmesse (o mediate) attraverso una classe di quattro tipi di particelle (in questa discussione ignoriamo volutamente l'interazione gravitazionale), denominati γ , W^\pm , Z^0 e g . Il fotone, γ , è il mediatore dell'interazione elettromagnetica, mentre i bosoni W^\pm e Z^0 sono i mediatori dell'interazione nucleare debole (esempio: il decadimento beta del neutrone). I gluoni g , sono i mediatori dell'interazione nucleare forte (esempio: la forza che tiene insieme i *quark* a formare il protone o il neutrone), e ve ne sono di otto tipi. L'appartenenza di una particella alla famiglia dei fermioni o dei bosoni dipende unicamente da una proprietà quantistica denominata *spin*. Oggetti con *spin* semintero sono fermioni (seguono cioè la statistica di Fermi-Dirac), mentre i bosoni sono caratterizzati dall'aver *spin* intero (compreso lo zero, e seguono la statistica di Bose-

Einstein). I bosoni γ , W^\pm , Z^0 e g hanno spin 1 (per questa ragione sono anche denominati bosoni vettori), mentre i *quark* hanno spin 1/2. Un Modello Standard costituito solo da fermioni e bosoni vettori prevede che tutte queste particelle, ed in particolare i bosoni W^\pm , Z^0 , siano privi di massa, in forte contrasto con i dati sperimentali sulla base dei quali i bosoni W^\pm , Z^0 , hanno una massa di 80-90 giga-elettronvolt (GeV; la massa del protone è di circa 1 GeV). Questo problema è superato con l'introduzione di un nuovo campo di forze, detto campo di Higgs. L'interazione di questo campo con quelli associati ai bosoni W^\pm , Z^0 (meccanismo di Higgs) conferisce massa a questi stessi bosoni rispettando le proprietà di invarianza della teoria, e porta alla comparsa di una nuova particella, di spin nullo: il bosone di Higgs. Questa è l'unica particella con spin 0 del Modello Standard, la cui massa m_H non è, comunque, prevista. Misure indirette ottenute da esperimenti di bassa energia hanno indicato valori dell'ordine del centinaio di GeV per questa particella.

Le prime formulazioni del meccanismo di Higgs risalgono al 1964 ad opera dei fisici teorici P.W. Higgs, F. Englert, R. Brout, G.S. Guralnik, C.R. Hagen e T. Kibble. Le formulazioni proposte da questi scienziati sono state ispirate soprattutto da lavori sulla superconduttività di P.W. Anderson, Y. Nambu e dell'italiano Jona Lasinio.

Il bosone di Higgs può essere prodotto in collisioni di particelle. Ad ogni modo, data la massa attesa e le modeste sezioni d'urto di produzione previste, sono necessari acceleratori di grande energia e alta luminosità istantanea. Ricerche dirette effettuate al collisore Large Electron Positron (LEP), che ha realizzato collisioni tra elettroni ed antielettroni del CERN, hanno consentito di porre il limite $m_H > 114$ GeV.

Il Large Hadron Collider

Il Large Hadron Collider (LHC) è un acceleratore di particelle inaugurato nell'Ottobre del 2008 al CERN (*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*) di Ginevra. Il collisore LHC si trova in un tunnel circolare lungo 27 km, posto a circa 100 m sotto la superficie terrestre, a cavallo del confine franco-svizzero, tra la catena montuosa del Giura ed il lago Lemano. Il tunnel fu costruito

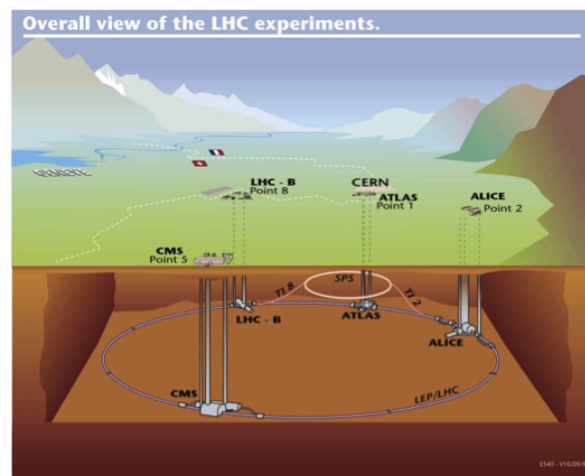


Figura 1: Il Large Hadron Collider è collocato in un tunnel circolare sotterraneo ad una profondità di circa 100 metri. Lungo l'anello sono disposti quattro apparati sperimentali realizzati per lo studio delle collisioni che si producono tra i protoni accelerati da questa macchina.

negli anni '80 del secolo scorso, per ospitare un altro acceleratore: il LEP (Large Electron Positron collider) che, realizzando collisioni tra elettroni e positroni fino ad un'energia di circa 209 GeV nel centro di massa, ha permesso studi di alta precisione del Modello Standard. In LHC, protoni con energia di 450 GeV sono stati accelerati fino a raggiungere un'energia di 4 TeV (2012). Facendo circolare nella macchina acceleratrice fasci contrapposti, si sono realizzate collisioni con energia nel centro di massa fino a 8 TeV. L'energia di progetto del Large Hadron Collider è 14 TeV. I protoni di ciascun fascio sono organizzati in 1404 pacchetti, i *bunch*, distanti tra loro circa 15 m; il progetto prevede la possibilità di raddoppiare i *bunch* portando la separazione a circa 7.5 m. Ogni *bunch* contiene circa 1.5×10^{11} protoni in uno spazio di 7.6 cm lungo la direzione del fascio, e con dimensioni trasversali dell'ordine di alcune decine di micrometri, appena le dimensioni di un capello umano sottile.

I fasci accelerati dai campi elettrici, prodotti in opportune cavità a radiofrequenza, sono mantenuti su un'orbita circolare da 1232 magneti dipolari lunghi ognuno circa 15 m e capaci di produrre all'interno della camera a vuoto dove viaggiano i fasci un campo magnetico fino a 8 Tesla (più di centomila volte il campo magnetico terrestre) prodotto da bobine superconduttrici capaci di contenere una corrente di circa 10 kA. Per



Figura 2: Per mantenere i protoni su un'orbita circolare prestabilita, i due fasci di protoni circolanti in senso opposto sono curvati da dipoli magnetici superconduttori disposti lungo l'anello. In quattro punti prestabiliti questi fasci vengono fatti incontrare e collidere.

poter funzionare correttamente, queste bobine sono mantenute ad una temperatura di 1.9 K da un imponente sistema di criogenia. Va fatto notare che la temperatura dello spazio intergalattico è di circa 3.3 K.

Quattro esperimenti sono posti lungo l'anello, a studiare le collisioni prodotte dall'acceleratore: due esperimenti disegnati per gli studi più generali (ATLAS e CMS), uno dedicato allo studio della produzione di particelle con *quark beauty* (LHCb) ed infine un esperimento dedicato allo studio di collisioni di ioni pesanti (ALICE – LHC può essere utilizzato per realizzare anche collisioni tra nuclei pesanti, come quelli del piombo). Durante le fasi operative del 2012, LHC ha prodotto in media 400 milioni di collisioni tra protoni per secondo, ad una energia nel centro di massa 8 TeV. Sono stati raccolti dagli esperimenti ATLAS e CMS i dati più interessanti relativi ad un campione di 1 milione di miliardi di collisioni. Infine, un campione 4 volte più piccolo è stato prodotto nel 2011, con collisioni a 7 TeV. Questi dati costituiscono il campione su cui è stata condotta la ricerca del bosone di Higgs.

Gli esperimenti ATLAS e CMS

Con una lunghezza complessiva di circa 44 metri, un diametro di 25 metri ed una massa di circa 7.000 tonnellate, il rivelatore ATLAS è il più grande apparato sperimentale mai realizzato. CMS

invece si presenta come un rivelatore più compatto, con una lunghezza di 22 metri ed un diametro di 15 metri. Al contrario, la sua massa complessiva è di circa 14.500 tonnellate. A ciascuno di questi due esperimenti collaborano attualmente circa 3.000 fisici. La struttura di base di questi apparati sperimentali è molto simile, ed è caratteristica dei moderni esperimenti presso gli acceleratori di particelle. In prossimità del punto di collisione tra protoni, sia ATLAS che CMS dispongono di un rivelatore centrale (*Inner Detector*) per la misura delle particelle elettricamente cariche che si producono in seguito all'urto. Questo rivelatore, di forma cilindrica, con una lunghezza di circa 6 metri e con un diametro di poco più di 2 metri, è immerso in un campo magnetico solenoide di intensità 2 T per ATLAS e 3.8 T per CMS (il magnete di questo apparato è il più grande solenoide superconduttore mai costruito). La curvatura delle traiettorie delle particelle cariche misurata con questo strumento permette di risalire alla quantità di moto da queste posseduta. Mentre la scelta tecnologica per l'*Inner Detector* di CMS è andata nella direzione di un apparato basato unicamente su tecnologie a semiconduttore (*silicon microstrip* e *pixel*), ATLAS ha limitato questo tipo di dispositivi alla parte più interna del rivelatore, utilizzando per la parte più esterna tubi a deriva di piccolo diametro.

Attorno all'*Inner Detector* è disposto il calorimetro. In ATLAS questo apparato contiene al suo interno anche il solenoide centrale, mentre nel caso di CMS questo apparato si trova all'interno di questo magnete di grandi dimensioni. Il calorimetro è organizzato in un primo strato, quello più interno, detto calorimetro elettromagnetico, dedicato alla misura dei fotoni, degli elettroni e dei positroni che si producono nella collisione dei fasci e che vengono assorbiti quando attraversano questo dispositivo. Di seguito a questo troviamo il calorimetro adronico, con la duplice funzione di misurare l'energia posseduta dagli adroni e di impedirne la propagazione nella parte esterna dell'intero apparato tramite l'assorbimento grazie ai materiali di cui è costituito. Le soluzioni tecnologiche adottate da ATLAS e CMS, soprattutto per quello che riguarda il calorimetro elettromagnetico, sono radicalmente diverse. In ATLAS si è optato per un calorimetro

eterogeneo costituito da strati di piombo ed argon liquido (mantenuto ad una temperatura di 89 K da un apposito criostato), mentre in CMS si è preferito un calorimetro omogeneo basato su cristalli di tungstato di piombo che, oltre all'elevata precisione di misura necessaria, consente anche la necessaria compattezza richiesta dal solenoide centrale dell'esperimento.

La parte più esterna di ATLAS e CMS è costituita da rivelatori per l'identificazione e la misura della quantità di moto dei muoni, che rappresentano le uniche particelle cariche in grado di attraversare l'intero apparato senza essere assorbite. In ATLAS questo sistema è basato su un insieme di tre magneti superconduttori toroidali in aria, uno disposto al centro e due di lato posti all'interno del primo, a coprire il più possibile la regione attorno al punto nominale di collisione tra i fasci. Questi magneti producono un campo magnetico di circa 0.5 – 1 Tesla, ed al loro interno ed intorno ad essi sono disposti dei rivelatori a gas caratterizzati da una elevata precisione di misura della traiettoria descritta dal muone che li attraversa, meno di 100 μm per ogni punto ricostruito. Questo complesso sistema, organizzato in tre stazioni di misura, realizza lo spettrometro per muoni di ATLAS, e consente la misura di muoni di 50 GeV di impulso con una risoluzione di circa 1.5 GeV. Questa misura è ulteriormente migliorata combinandola con quella effettuata per la stessa particella dallo spettrometro interno. Una figura schematica dell'apparato sperimentale ATLAS è visibile in figura 3.

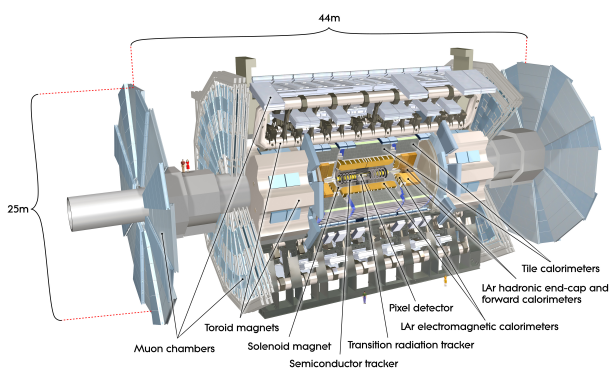


Figura 3: Struttura interna dell'apparato sperimentale ATLAS, che ne mostra i principali componenti. Le dimensioni complessive del rivelatore sono 25 m in diametro e 44 m in lunghezza. La massa totale è approssimativamente di 7000 tonnellate.

L'approccio adottato da CMS è complementare: le stazioni di misura sono quattro, anch'esse basate su rivelatori a deriva, e sono interposte all'interno ed all'esterno del giogo di ritorno in ferro del grande solenoide centrale. L'identificazione del muone viene compiuta grazie a queste stazioni di misura, e la sua ricostruzione è effettuata combinando le misure che queste forniscono con quelle dello spettrometro centrale che, grazie all'elevata intensità del campo magnetico presente al suo interno, misura un muone di 50 GeV di impulso con una risoluzione di circa 0.5 GeV. È opportuno ricordare che sia per lo spettrometro per muoni di CMS che per quello di ATLAS si usano rivelatori denominati RPC (*Resistive Plate Chambers*), ideati e sviluppati dall'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare. Questi rivelatori svolgono un ruolo di primaria importanza per il sistema di trigger di entrambi gli esperimenti, necessario ad un primo e rapido riconoscimento "in tempo reale" degli eventi di interesse, i cui dati sono memorizzati in supporti permanenti (dischi rigidi e/o nastri magnetici).

La scoperta del bosone di Higgs

Il bosone di Higgs previsto dal Modello Standard decade in coppie di fermioni o bosoni elementari (nei casi in cui questo è cinematicamente permesso). La probabilità con cui il decadimento avviene è direttamente legata all'accoppiamento di queste particelle con il bosone stesso, ed a sua volta questo è proporzionale alla massa dei fermioni o al quadrato della massa dei bosoni vettori W e Z . Come conseguenza, il bosone di Higgs decade prevalentemente in coppie *beauty-antibeauty* per masse fino a circa 130 GeV. A partire da questo valore in poi, i decadimenti in coppie di bosoni WW e ZZ diventano dominanti. Nella regione di massa tra 110 e 150 GeV un altro canale di decadimento di grande importanza è quello costituito da una coppia tau-antitau ($\tau^+\tau^-$). Ad ogni modo è fondamentale anche tenere conto di quali stati finali possono essere ricostruiti sperimentalmente in modo completo ed accurato, e di quali offrono la più bassa contaminazione da fondo fisico. Il fondo fisico è rappresentato da processi noti, descritti dal Modello Standard, la cui ricostruzione simula, e quindi disturba, quella degli eventi di segnale di

cui si è alla ricerca. Tra tutti questi, due sono i canali più interessanti per la ricerca del bosone di Higgs a bassa massa: il decadimento $H \rightarrow \gamma\gamma$ ed il decadimento $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4$ leptoni (per leptone intendiamo qui l'elettrone/antielettrone o il muone/antimuone). Il primo è un decadimento raro (è previsto che circa lo 0.2% dei bosoni di Higgs di 120 GeV di massa decadano in due fotoni) la cui frequenza, combinata con l'eccezionale risoluzione in massa che è possibile raggiungere con stati di due fotoni, fa di questo canale il processo più interessante nella regione di massa attorno a 120 GeV. Sebbene il processo $H \rightarrow ZZ^*$ abbia un rapporto di diramazione di circa un fattore 5-20 volte più grande di quello in due fotoni, la sua ricostruzione nel canale a quattro leptoni riduce questo rapporto di un fattore circa 300. Tuttavia questo canale offre una contaminazione da fondo fisico molto bassa (con un rapporto di circa 1), contrariamente a quello del processo $H \rightarrow \gamma\gamma$ (caratterizzato da un rapporto dell'ordine di 0.01). Per masse del bosone di Higgs superiori a 180 GeV il decadimento $H \rightarrow ZZ^*$ rappresenta il processo più importante fino a masse di circa 700 GeV. Il decadimento $H \rightarrow b\bar{b}$, sebbene più frequente nella regione a bassa massa, oltre ad esibire una risoluzione più modesta di quella caratteristica dei due canali già descritti, è limitato dalla grande produzione di getti adronici che possono essere scambiati come oggetti che originano da *quark* (o *antiquark*) *beauty*. Questo rende a tutt'oggi possibile la ricerca diretta del bosone di Higgs solo nei processi di produzione associata, quelli cioè in cui questo scalare è prodotto in associazione (cioè nello stesso evento) per esempio ad un bosone vettore (W o Z) o ad una coppia *top-antitop*. Infine, il canale $H \rightarrow W^+W^-$: sebbene esso sia caratterizzato da una frequenza di produzione elevata, la sua ricostruzione sperimentale nei canali leptonici (che hanno il miglior rapporto segnale/fondo) non permette la misura della massa invariante a causa dei due neutrini presenti in questi stati finali (che non possono essere misurati individualmente, ma solo nella componente trasversa della quantità di moto associata a questa coppia). Tuttavia le misure tramite questo canale rimangono un capitolo fondamentale per la ricerca e lo studio del bosone di Higgs, in quanto permettono di osservare un ulteriore processo

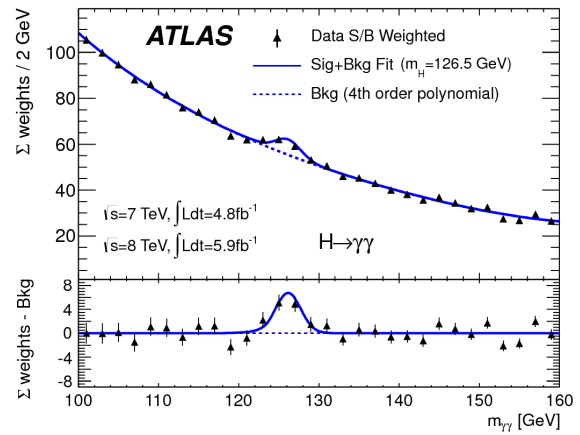


Figura 4: Distribuzione della massa invariante $m_{\gamma\gamma}$ nell'analisi del decadimento $H \rightarrow \gamma\gamma$ ottenuta con i dati dell'esperimento ATLAS raccolti nel 2011 (energia nel centro di massa 7 TeV) e nella prima parte del 2012 (energia nel centro di massa 8 TeV). I dati (triangoli con barre di errore – ove visibili) sono interpolati da una funzione di Bernstein del quarto ordine (linea blu punteggiata) e da questa stessa funzione più un segnale rappresentato da una funzione simile ad una gaussiana con valor medio fissato a $m = 126.5$ GeV (linea blu continua). In basso è possibile vedere la stessa distribuzione sottraendo ai dati ed alle due curve l'interpolazione con la funzione di Bernstein.

indipendente che contribuisce a identificare la natura della particella che lo produce. Simili conclusioni possono essere tratte per il canale $H \rightarrow \tau^+\tau^-$.

La ricostruzione dei canali a grande risoluzione di massa è concettualmente semplice: si tratta di misurare l'impulso nello spazio di fotoni e leptoni (e^\pm e μ^\pm) e di combinare tra loro la coppia di fotoni (o il quartetto di leptoni) secondo semplici e ben note relazioni di cinematica relativistica, allo scopo di ricostruire la massa invariante. In figura 4 si mostra la distribuzione della massa invariante $m_{\gamma\gamma}$ della coppia $\gamma\gamma$ in eventi selezionati con la richiesta di due fotoni con alto impulso trasverso, misurata con l'esperimento ATLAS.

Come è possibile notare, questa distribuzione presenta un andamento che, nell'intervallo da 100 a 150 GeV, decresce rapidamente al crescere del valore della massa invariante, tranne in una piccola regione di massa attorno a 126 GeV. È possibile descrivere con una curva continua e monotona decrescente l'andamento di questa distribuzione in funzione di $m_{\gamma\gamma}$, tranne appunto in questa regione. Questa funzione descrive

l'andamento della distribuzione di $m_{\gamma\gamma}$ prodotta da processi descritti dal Modello Standard, che rappresentano il fondo fisico. La discrepanza visibile in questa regione tra i dati osservati e il livello atteso da quanto misurato subito prima e subito dopo di essa, può essere imputata 1) ad una fluttuazione statistica del fondo che da sola può spiegare questa anomalia, oppure 2) alla presenza di una nuova risonanza con massa intorno a 126 GeV. La probabilità che si verifichi la fluttuazione ipotizzata in 1) è stata calcolata e risulta essere 1.7×10^{-9} , ovvero 5.9 deviazioni standard. Si ritiene nella comunità dei fisici delle particelle elementari che un fenomeno sia imputabile alla manifestazione di un nuovo processo fisico quando la probabilità che esso sia spiegabile come fluttuazione statistica di processi già noti sia uguale o più piccola di 3×10^{-7} (equivalente a 5 deviazioni standard). Questo ci permette di concludere che siamo in presenza di una risonanza fisica, per la quale un buon candidato è proprio il bosone di Higgs. L'inserto in basso presente nella figura 4 mostra la distribuzione dei dati avendo sottratto il fondo fisico atteso. In questo modo è possibile evidenziare in modo esplicito l'eccesso di eventi collocato intorno a 126 GeV. L'esperimento CMS ha fornito risultati del tutto simili a quelli qui presentati.

Uno studio molto simile è stato compiuto selezionando eventi con quattro leptoni di alto impulso trasverso, la cui massa invariante ottenuta con i dati raccolti con l'apparato CMS è mostrata in figura 5.

In questa figura è possibile osservare tre componenti fondamentali. La prima è rappresentata dal picco dovuto a decadimenti rari del bosone Z in quattro leptoni, e quindi con massa invariante intorno alla massa di questa particella, circa 91 GeV. La seconda componente è rappresentata dalla produzione eventi $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\text{-leptoni}$, che domina il contributo atteso nella regione di massa $m_Z - 2m_Z$. Con atteso s'intende il contributo che ci aspettiamo in questa regione dalla teoria, ignorando il contributo del bosone di Higgs con massa all'interno di questo intervallo di valori. Di nuovo, i dati mostrano chiaramente la presenza di un contributo aggiuntivo collocato intorno al valore di massa di 125 GeV. Questo contributo è confrontato con quanto previsto dalla teoria includendo quanto previsto per un bosone

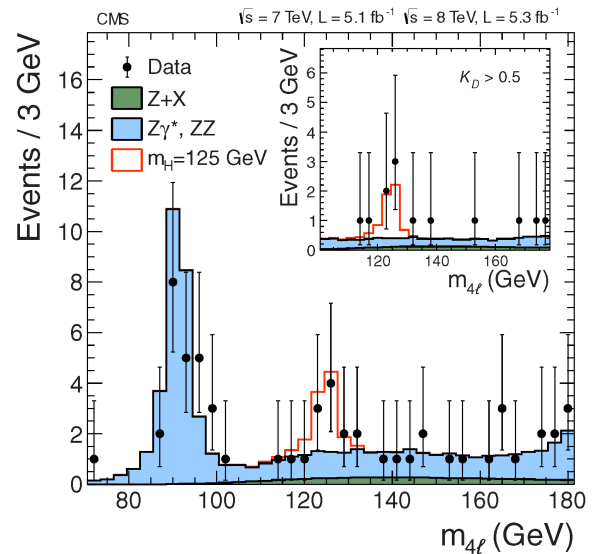


Figura 5: Distribuzione della massa invariante m_{4l} nell'analisi $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\text{ leptoni}$ ottenuta con i dati dell'esperimento CMS raccolti nel 2011 (energia nel centro di massa 7 TeV) e nella prima parte del 2012 (energia nel centro di massa 8 TeV). I dati rappresentati da cerchi neri con barre di errore sono confrontati con le previsioni della teoria, rappresentate dall'istogramma di color celeste. L'istogramma rappresentato dalla linea rossa mostra per lo stesso campione di dati la previsione della teoria per un bosone di Higgs di massa $m_H = 125\text{ GeV}$, sovrapposto alle previsioni del fondo fisico. L'inserto all'interno della figura mostra la regione nella quale si evidenzia l'eccesso per un'analisi dei dati più selettiva.

di Higgs con massa 125 GeV. La probabilità che questo eccesso di eventi sia causato da una fluttuazione statistica del fondo è circa 1.3×10^{-9} , ben oltre 3 deviazioni standard. La figura mostra la ricostruzione grafica al computer di un evento con quattro muoni che ha superato i criteri di selezione per processi $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\text{-leptoni}$. Risultati del tutto analoghi sono stati mostrati dall'esperimento ATLAS. In figura 6 è mostrato un evento candidato $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\text{-muoni}$.

I risultati raccolti con l'analisi dei dati per i due processi qui discussi ci permettono di formulare due importanti conclusioni:

1. sia nel canale $H \rightarrow \gamma\gamma$ che nel canale $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\text{-leptoni}$ si osserva un eccesso di eventi in una stretta regione di massa, la stessa per entrambi i canali (attorno a $m_H = 125\text{-}126\text{ GeV}$);

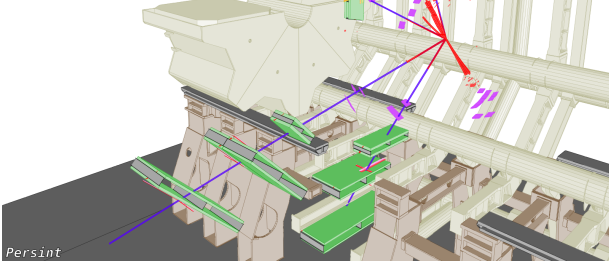


Figura 6: Ricostruzione grafica di un evento con quattro muoni che ha superato i criteri di selezione per processi $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\text{-muoni}$. I muoni sono identificati dai rivelatori dello spettrometro esterno (evidenziati dal colore verde) e ricostruiti usando le misure di questo spettrometro e di quello interno basato sul solenoide centrale, fino a ricostruire le tracce appartenenti a queste particelle evidenziate dalle linee di color viola. Queste tracce vengono combinate a determinare la massa invariante.

2. tale eccesso non può essere spiegato da una fluttuazione statistica del fondo fisico: siamo quindi in presenza di una nuova risonanza, compatibile con il bosone di Higgs previsto dal Modello Standard.

Le analisi dei dati presentate da ATLAS e CMS sono state completate dallo studio nel canale $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$; anche questo studio ha mostrato un eccesso di eventi spiegabile dalla produzione di un bosone di Higgs di massa compatibile con quanto trovato nei due canali principali. La collaborazione CMS ha aggiunto anche i risultati nel canale $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ e $H \rightarrow b\bar{b}$, sebbene non ci sia sensibilità di rilievo in questi processi con i dati disponibili al momento in cui questi risultati sono stati pubblicati (Luglio 2012).

Trovato il bosone di Higgs, abbiamo completato le nostre ricerche? Questa è la domanda che ora ci si pone e alla quale, spesso, si tende a dare una risposta affermativa. Tuttavia questo è profondamente scorretto. Con i dati disponibili al momento della stesura di questo articolo (corrispondenti al primo run di LHC), possiamo stabilire con grande confidenza che siamo in presenza di una particella che si comporta proprio come un bosone di Higgs. Qualora questo sia il

bosone di Higgs previsto dal Modello Standard è tutta un'altra questione. Il Modello Standard, una volta assegnata la massa a questa particella, è in grado di prevedere con precisione le proprietà fisiche di questa particella: in particolare i valori dei suoi accoppiamenti con le particelle fondamentali. Lo spin è imposto dal modello ($s=0$). Questi accoppiamenti sono sensibili alla presenza in natura di fermioni o bosoni elementari non previsti dalla teoria standard (ma da altri tipi di teorie), e che quindi acquisterebbero valori che si discosterebbero da quelli attesi. Di conseguenza, la misura accurata di come questo bosone interagisce con le altre particelle elementari note è non solo di fondamentale importanza per stabilirne la natura, ma soprattutto rappresenta una finestra, un passaggio verso un universo a noi tuttora sconosciuto.

Per confermare o escludere le previsioni del Modello Standard occorreranno molti più dati di quelli ad oggi disponibili, e probabilmente sarà importante approvare un'estensione del progetto LHC con la quale potremo raccogliere una maggiore quantità di dati (ad energie della macchina prossime a quella di progetto) che consentiranno misure di straordinaria precisione e che potranno far chiarezza sulla natura di questo bosone, fino ad indicare la strada da percorrere in fisica delle particelle nei decenni a seguire.



Aleandro Nisati: Laureato all'Università di Roma La Sapienza nel 1987, è primo ricercatore presso la sezione di Roma dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare. Ha collaborato a vari esperimenti di Fisica di alte energie al CERN, tra i quali UA1, WA92 e L3. Ha partecipato alla progettazione e alla realizzazione dell'esperimento ATLAS a LHC lavorando particolarmente al trigger muonico di alto livello e al coordinamento delle analisi di fisica finalizzate alla ricerca del bosone di Higgs.

