Il tassello mancante
– la particella di Higgs –

Maria Fidecaro,
CERN, Ginevra, Svizzera

e

Simonetta Gentile,
Università La Sapienza, Roma, Italia

Riassunto

Risultato di ricerche sperimentali e teoriche che si estendono su più di mezzo secolo, il Modello Standard descrive tutte le particelle subatomiche conosciute in un vasto spettro di masse, mentre le differenti forze sono mediate da bosoni di gauge. La teoria prevede che tali bosoni abbiano massa nulla, ma questo non può essere il caso per la forza debole. Una possibile soluzione del problema è data dalla particella di Higgs. Qust'ultima, tuttavia, non è stata ancora osservata ed è pertanto considerata il tassello mancante di un mosaico altrimenti perfetto. Di qui nasce la formidabile spinta a realizzare gli esperimenti in corso di preparazione nei laboratori dell' Organizzazione Europea per la Ricerca Nucleare (CERN). La nota che segue è intesa a dare una descrizione succinta di tali esperimenti dopo aver ricordato idee e dati sperimentali che sono all'origine del Modello Standard.

1 marzo 2008

Indice

1 Introduzione

Nei laboratori del CERN (Organizzazione Europea per la Ricerca Nucleare) situati nei pressi di Ginevra, a cavallo della frontiera fra Francia e Svizzera, ci si appresta ad osservare i risultati delle collisioni fra protoni con un'energia totale di 14 TeV nel centro di massa. Tale energia, mai prima d'ora disponibile in laboratorio, è maggiore di un fattore circa 2000 rispetto a quella delle collisioni studiate 50 anni fa con i fasci del primo protosincrotrone del CERN e corrisponde, come ordine di grandezza, al limite superiore dello spettro dei raggi cosmici.

Da anni squadre di fisici, ingegneri e tecnici hanno pianificato e realizzato le strutture necessarie allo studio di queste collisioni [1]. Lo scopo principale di tale ciclopico sforzo è quello di rivelare la particella di Higgs, così chiamata dal nome di un professore scozzese, Peter Higgs, che fra altri ne ha ipotizzato l'esistenza circa 40 anni fa [2–4]. Se è vero che quando si esplora una regione sconosciuta si possono trovano risposte a questioni forse neanche poste, resta legittimo domandarsi cosa ha di speciale la particella di Higgs per giustificare un tale investimento di lavoro. Il fatto è che essa sembra essere il tassello mancante, l'ultimo del mosaico che in più di un secolo, pezzo dopo pezzo, è stato messo insieme per descrivere il mondo subatomico che fa da substrato all'universo in cui viviamo [5]. È anche un tassello essenziale per tenere insieme il tutto, o almeno così ci sembra, e per questo Leo Lederman l'ha chiamata la particella di Dio, the God's particle [1].

Il mosaico, conosciuto come il Modello Standard (Standard Model, SM) della fisica delle particelle [1,6], rappresenta il mondo subatomico a partire da 12 elementi di materia (particelle) e da altrettanti di antimateria (antiparticelle), sulla base delle forze conosciute all'eccezione della forza di gravità, trascurabile. Le forze (elettromagnetica, nucleare debole e nucleare forte) sono trasmesse attraverso lo scambio di particelle 'portanti' (fotoni, bosoni $W^{\pm}$ e Z, gluoni) come specificato in Tabella 1 (parte superiore), in un raggio d'azione (range) inversamente proporzionale alla massa della particella 'portante', infinito per la forza elettromagnetica e $\approx 10^{-3}$ fm per la forza debole. I gluoni pur avendo massa nulla danno luogo ad effetti di 'imprigionamento' (confinement) che limitano il range della forza nucleare forte a ≈ 1 fm.

Le particelle 'portanti' sono tutte bosoni con spin $= 1$, altrimenti particelle e antiparticelle sono fermioni con spin $= 1/2$. Come indicato in Tabella 1 (parte inferiore), le particelle si distinguono in leptoni (sei) e quarks (sei), suddivisi in tre 'generazioni' o 'famiglie' in base alla massa (gerarchia di massa). La stessa classificazione vale per le antiparticelle. I leptoni interagiscono solo attraverso la forza elettromagnetica, se sono carichi, e la forza nucleare debole, mentre i quarks interagiscono anche attraverso la forza nucleare forte.

Quarks e antiquarks non sono liberi, ma 'imprigionati' (confined) in insiemi chiamati adroni, suddivisi in barioni e mesoni. I barioni comprendono tre quarks (caso dei protoni e dei neutroni) o tre antiquarks (caso degli antiprotoni e degli antineutroni), mentre i mesoni includono un quark e un antiquark. Una lista parziale, ma rappresentativa, degli uni e degli altri è riportata in Tabella 2. Alcuni di tali insiemi, quali il protone o il pione, sono stati considerati inizialmente come particelle elementari e solo successivamente hanno mostrato di avere una struttura complessa, a differenza delle particelle elementari di Tabella 1 che ancora oggi sono considerate come puntiformi e senza struttura.

Tanti nomi e rappresentazioni ci fanno l'effetto di un quadro astratto, pur toccandoci molto più da vicino di quello che possiamo pensare, ma lasciano intuire una costruzione guidata da principi di simmetria, come è infatti il Modello Standard. In questa nota è sembrato opportuno fornire solo qualche chiave d'accesso, le forze e le simmetrie in giuoco (sez. 2), la rottura spontanea della simmetria e il bosone di Higgs (sez. 3), gli esperimenti destinati a rivelarlo (sez. 4), rinviando per approfondire ai riferimenti bibliografici, scelti per lo più fra quelli destinati ai 'non esperti'.

2 Le forze e le simmetrie

Alla fine degli anni 20 il mondo subatomico era fatto ancora solo di protoni, elettroni e fotoni, ma i tasselli successivi cominciavano a trovare il loro posto, agli elettroni di carica negativa si opponevano i positroni di eguale massa e carica positiva, ai protoni si opponevono i neutroni, di massa eguale (o quasi) e di spin isotopico opposto – Heisenberg aveva introdotto questa variabile per trovare una chiave di simmetria che rendesse conto delle osservazioni sperimentali rappresentando protone e neutrone come i due stati di una sola particella, il nucleone.

La storia dei passi successivi, delle intuizioni e delle ipotesi teoriche, dei suggerimenti e delle

Forza	Portante
Elettromagnetica	Fotone
Nucleare debole	$\mathrm{W}^{\pm}$, Z
Nucleare forte	Gluone

Leptoni		Quarks	
(Q= -1) Elettrone e^-	(Q= 0) neutrino-e ν_{e}	(Q= $+2/3$) Up u	(Q= $-1/3$) Down d
Muone μ^-	neutrino-mu ν_μ	Charm c	Strange s
Tau τ^-	neutrino-tau ν_τ	Top t	Bottom b

Tabella 1: Il Modello Standard descrive le particelle elementari del mondo subatomico e le forze conosciute all'eccezione della forza di gravità. Le forze sono elencate in alto, insieme alle particelle 'portanti' (carriers). Le altre particelle, leptoni e quarks, con diversa carica elettrica Q, sono raggruppate in basso, su tre livelli, corrispondenti a tre 'famiglie'. La materia ordinaria contiene principalmente particelle della famiglia 'elettrone'. L'unità di misura per Q è la carica elettrica del positrone, l'antiparticella dell'elettrone.

Adroni			
Mesoni		Barioni	
π/ρ	$u\bar{d}/\bar{u}d/u\bar{u}-d\bar{d}$	p, n	$uud,\ udd$
η/ϕ	$(u\bar{u}-d\bar{d}+s\bar{s})$	$\Delta^{++},\ \Delta^{--}$	$uuu,\ ddd$
$K^0,\ K^0$	$d\bar{s},\ \bar{d}s$	Λ^0	uds
$K^+,\ K^-$	$u\bar{s},\ \bar{u}s$	Λ_c	udc
$D^0,\ D^0$	$c\bar{u},\ \bar{c}u$	Σ^0	uds
$D^+,\ D^-$	$c\bar{d},\ \bar{c}d$	$\Sigma^+,\ \Sigma^-$	$uus,\ dds$
$B^0,\ B_s^0$	$d\bar{b},\ s\bar{b}$	Ξ^0	$usss$
$B^+,\ B^-$	$u\bar{b},\ \bar{u}b$	Ξ^-	dss
J/ψ	$c\bar{c}$	Ω^-	sss

Tabella 2: Gli adroni sono sistemi di quarks e antiquarks e si suddividono in mesoni e barioni. I mesoni sono composti di un quark e un antiquark, i barioni sono composti di tre quarks (o tre antiquarks).

conferme che hanno dato gli esperimenti, è affascinante e istruttiva [5] ma ci porterebbe lontano. Quanto alle forze apparve sempre più necessario di supporre i fenomeni subatomici come il risultato della forza elettromagnetica e di forze nucleari (deboli e forti), diverse fra loro e dalla forza elettromagnetica.

Per quest'ultima, da tempo si era introdotto il concetto di campo e data una formulazione sistematica e coerente (Maxwell 1861) concludendo che la luce è una perturbazione elettromagnetica, un insieme di onde, che si propaga attraverso il campo. Le equazioni che avevano sintetizzato l'unificazione dei campi elettrico e magnetico, sono poi state, nelle loro successive riformulazioni, la sorgente di sviluppi fecondi anche per altri tipi di forze. Con l'introduzione dei potenziali, in particolare, sono emerse certe proprietà di invarianza sia di tipo globale (rispetto all'inclusione di un potenziale elettrostatico costante) sia di tipo locale (rispetto all'inclusione di potenziali, uno scalare e uno vettoriale, legati punto per punto dalla condizione di Lorenz – ogni cambiamento locale nel potenziale elettrostatico (scalare) può essere compensata da un cambiamento nel potenziale magnetico (vettoriale) in modo che i campi elettrico e magnetico restino costanti).

Vale la pena ricordare alcune delle tappe percorse. Anzitutto, c'è stata l'enunciazione della teoria della relatività ristretta (Einstein 1905) che ha fissato la legge di trasformazione delle coordinate spazio-temporali quando si passa da un sistema di riferimento a un altro in moto uniforme rispetto al primo. I fenomeni fisici sono allora descritti da equazioni, in particolare le equazioni di Maxwell, invarianti (simmetriche) quanto alla forma, rispetto al sistema di riferimento. Si tratta di una simmetria 'globale' poiché la legge di trasformazione delle coordinate (trasformazioni di Lorentz) è la stessa per tutti i punti dello spazio-tempo.

Viceversa, una volta ammessa tale simmetria, partendo dalle leggi della elettrostatica e della conservazione della carica è possibile ottenere le equazioni di Maxwell tramite le trasformazioni di Lorentz. Uno sviluppo analogo, ma sfruttando una simmetria 'locale', ha condotto alla moderna teoria del campo gravitazionale (Einstein 1916). Infatti, la teoria della relatività generale è stata formulata a partire dalla legge di gravitazione universale di Newton e della conservazione dell'energia utilizzando trasformazioni 'locali' di coordinate, cioè diverse da punto a punto dello spazio-tempo. Il grande successo di tale teoria è stato all'origine della proposta (Weyl 1920), rapidamente abbandonata, di unificare il campo elettromagnetico con quello gravitazionale ipotizzando che la norma dei vettori fosse invariante rispetto a una trasformazione di scala ('gauge' - gauge è in inglese il calibro con il quale si misurano le dimensioni di un pezzo meccanico) [7].

Un altro importante passo fu l'introduzione della quantizzazione, dai quanti di luce, da considerarsi vere particelle (fotoni) alla meccanica quantistica, e alla descrizione dei campi elettromagnetici come una sovrapposizione di oscillatori armonici, poi all'origine della elettrodinamica quantistica (QED) e della quantizzazione dei campi. Tutte le particelle furono allora descritte come un'onda o un campo. Si osservò una nuova simmetria globale, rispetto alla fase dell'onda. Il passaggio a leggi di trasformazione locali, collegate da un punto all'altro dal potenziale elettromagnetico, consentì poi di formulare la QED, che risulta quindi essere una teoria di gauge.

Gli esperimenti talora hanno preceduto, talora seguito i progressi teorici. Questi ultimi per lunghi anni sono stati limitati dagli 'infiniti'. Di fatto i calcoli dettagliati arrivavano spesso a un'impasse dando valori infinitamente grandi e senza significato fisico. Per la forza elettromagnetica si poté seguire un processo di 'rinormalizzazione' che permise di predire i risultati sperimentali con grande precisione.

Per le forze nucleari, debole e forte, il progresso fu molto più lento. La prima teoria delle interazioni deboli, costruita sul modello della QED (Fermi 1934) poté spiegare molte delle caratteristiche delle interazioni deboli ma mancava di simmetria locale. (Questo restò vero anche nella versione moderna che va sotto il nome di V-A.) Tentativi simili furono fatti per le interazioni forti, ma restarono a lungo allo stato di descrizione fenomenologica.

Una svolta decisiva si ebbe con la scoperta di una nuova classe di simmetrie 'locali' (Yang e Mills 1954). Il punto di partenza fu la simmetria (globale) rispetto allo spin isotopico – la regola che stabilisce che le interazioni forti restano invarianti quando un protone è scambiato con un neutrone. Fu dimostrato che questa simmetria poteva diventare 'locale' se si fossero aggiunti sei nuovi campi, vettoriali e con raggio d'azione infinito.

All'inizio la teoria sembrò ben lontana dalla realtà fisica che avrebbe dovuto descrivere e, in particolare, implicava l'esistenza di 'fotoni' di massa zero e di spin uno, dotati di carica (positiva e negativa).

A tali 'fotoni' era difficile dare un significato a meno di assegnare loro una massa opportuna. Inoltre i metodi che avevano condotto alla rinormalizzazione nel caso della QED non permettevano più di eliminare gli 'infiniti'. Di fatto Yang e Mills avevano preparato la tela su cui andranno ad appoggiarsi i tasselli del Modello Standard, ma dovevano passare molti anni prima che se ne potesse mostrare tutta l'utilità.

Intanto gli sperimentatori mettevano in evidenza l'esistenza, nella radiazione cosmica e nei fasci provenienti dagli acceleratori, di un nugolo di particelle talora molto diverse in massa, talora di massa molto vicina e differenti per qualche numero quantico, come succede degli elettroni in un atomo. Le caselle delle Tabelle 1 - 2 si andavano riempiendo e per gli adroni si profilava un disegno. Questo ha condotto a introdurre i 'quarks' come la base fisica per un sistema di classificazione (la 'eightfold way', Gell-Mann 1964). Seguì la verifica sperimentale che gli adroni sono infatti composti di quarks.

3 La rottura della simmetria

In questo nuovo contesto come situare la teoria di Yang-Mills? È qui che interviene il cosiddetto meccanismo di Higgs, suggerito da Peter Higgs [2] e, indipendentemente, da Robert Brout e Francois Englert [3] e da Thomas Kibble et al. [4]. Fu trovato che si poteva assegnare una massa ai campi di Yang-Mills pur mantenendo una simmetria di gauge esatta. L'idea fu di includere nella teoria un ulteriore campo che avesse la proprietà di non annullarsi nel vuoto, tale che l'energia associata fosse minimale per un campo maggiore di zero che invade in modo uniforme tutto lo spazio (un po' come in passato l'etere per l'elettromagnetismo).

L'effetto del campo di Higgs è di fornire un sistema di riferimento nel quale l'orientazione dello spin isotopico può essere determinata. Tale tipo di processo, chiamato 'rottura spontanea' della simmetria, è ben conosciuto in altri domini della fisica. Per esempio nella teoria del ferromagnetismo nessuna direzione è privilegiata nello spazio, tuttavia quando il materiale si magnetizza c'è una direzione privilegiata, la direzione di magnetizzazione.

La particella corrispondente al campo di Higgs è un bosone di spin zero, la particella di Higgs. La sua inclusione forza alcune particelle come il fotone a restare senza massa, ma dà una massa alle altre in proporzione al loro accoppiamento con il vuoto [8]. Come fu dimostrato da Gerhard t'Hooft e Martinus Veltman [9–11] appunto le teorie nelle quali la massa dei campi alla Yang-Mills è attribuita al campo di Higgs sono 'rinormalizzabili' – l'intensità della forza può ridursi a distanze piccole, eliminando quegli 'infiniti' che avevano bloccato in passato lo sviluppo della teoria delle interazioni forti [12]. Inoltre una teoria alla Yang-Mills era capace di riprodurre le simmetrie di Gell-Mann ed altri risultati sperimentali.

Malgrado che la teoria di Yang-Mills fosse iniziata con le interazioni forti, la sua prima applicazione compreso il meccanismo di Higgs fu una teoria delle interazioni deboli che abbracciava anche l'elettromagnetismo, un modello che postulava l'invarianza locale rispetto allo spin isotopico 'debole' (le coppie di leptoni come (ν_ee) sono doppietti di spin isotopico I=1/2). Il modello prediceva l'esistenza dello Z^0, una particella identica al fotone in tutto eccetto la massa, e l'esistenza delle correnti neutre. Entrambe le predizioni trovarono conferma sperimentale al CERN, dove dapprima furono scoperte le correnti neutre (Gargamelle 1973), poi lo Z^0 (UA1, UA2 1983).

Quanto alle interazioni forti, nuovi dati sperimentali indicavano una situazione complessa. Per darne una descrizione adequata si dovette assumere che il quark portasse una carica analoga alla carica elettrica ('colore') con tre valori possibili (rosso, verde e blu), triplicando così il numero di quarks distinti. La teoria, modellata direttamente sulla QED, fu chiamata Cromodinamica Quantistica (QCD, Quantum Chromodynamics). Si tratta di una teoria di Yang-Mills nella quale la simmetria di gauge si riferisce a trasformazioni locali del colore. I campi necessari, analoghi a quelli della QED ma in numero otto volte più grande, danno origine alla forza nucleare forte, con particelle portanti chiamate gluoni.

Dall'inizio degli anni 90 si poteva concludere che il quadro di Tabella 1 poggia su solide basi sperimentali e teoriche. I successivi risultati sperimentali finora hanno sempre confermato tale conclusione. I tasselli del mosaico sono ormai tutti al loro posto, con una eccezione: in nessun esperimento è stata osservata la particella di Higgs.

4 Alla ricerca della particella di Higgs

4.1 Prime indicazioni

Nella formulazione più semplice del Modello Standard la sola quantità non specificata è la massa della particella di Higgs, viceversa altri modelli contengono diversi parametri arbitrari. Ipotizzando una data massa è possibile prevedere le proprietà di questa particella con i suoi modi di decadimento e conseguentemente progettare gli esperimenti per la sua rivelazione.

La ricerca della particella di Higgs è stata perseguita fin dalla fine degli anni 70 a energie sempre più elevate (vedere Ref. [13] per i risultati ottenuti prima degli anni 90). All'epoca vi erano indicazioni che tale particella avesse una massa più elevata delle altre fino ad allora note, forse con l'eccezione del quark t. Occorreva, quindi, per produrla in laboratorio, concentrare in un volume molto piccolo una grande quantità di energia, come è realizzabile con collisioni di particelle elementari di alta energia. Gli acceleratori di particelle che possono portare a tali collisioni sono del tipo elettrone-positrone, e^+e^-, come lo SLC (SLAC Linear Collider in USA, con 50 GeV per fascio) e il LEP (Large Electron Positron Collider al CERN, con 100 GeV per fascio), oppure del tipo antiprotone-protone, $\bar{p}p$, come il Tevatron a Fermilab con 1 TeV per fascio, o protone-protone, pp, come lo LHC al CERN con 7 TeV per fascio. Al momento, solo gli esperimenti al Tevatron sono in fase di raccolta dati, mentre fra qualche mese è prevista l'entrata in funzione degli esperimenti al LHC.

L'energia massima nel centro di massa raggiunta dal LEP è stata di 206 GeV. Gli esperimenti hanno raccolto nelle collisioni elettrone-positrone alcuni 'eventi' (insiemi di particelle prodotte in una collisione) con tipologie analoghe a quelle associate alla particella di Higgs. Due esempi sono gli eventi di Fig. 1 studiati dalle Collaborazioni ALEPH (a) e L3 (b), [14, 15]. La ricerca di questa particella si è spinta fino a una massa limite determinata dalla energia disponibile nel centro di massa della collisione permettendo di concludere che se la particella di Higgs esiste, la sua massa è superiore a 114 GeV (con un livello di confidenza del 95 %) [16]. Evidenze indirette della esistenza della particella di Higgs e alcune sue proprietà come la massa si possono ottenere sfruttando effetti quantistici, senza che essa, o i suoi decadimenti, vengano osservati direttamente. Si tratta tuttavia di effetti 'virtuali' molto piccoli che possono essere individuati solo in esperimenti di grande precisione.

Le misure di precisione effettuate al LEP e al Tevatron su W e Z (le particelle che portano la forza elettrodebole) suggeriscono [17] che la massa della particella di Higgs è inferiore a 285 GeV (con un livello di confidenza del 95 % , $M_H = 129^{+74}_{-49}$ GeV).

4.2 Gli esperimenti al collisionatore LHC

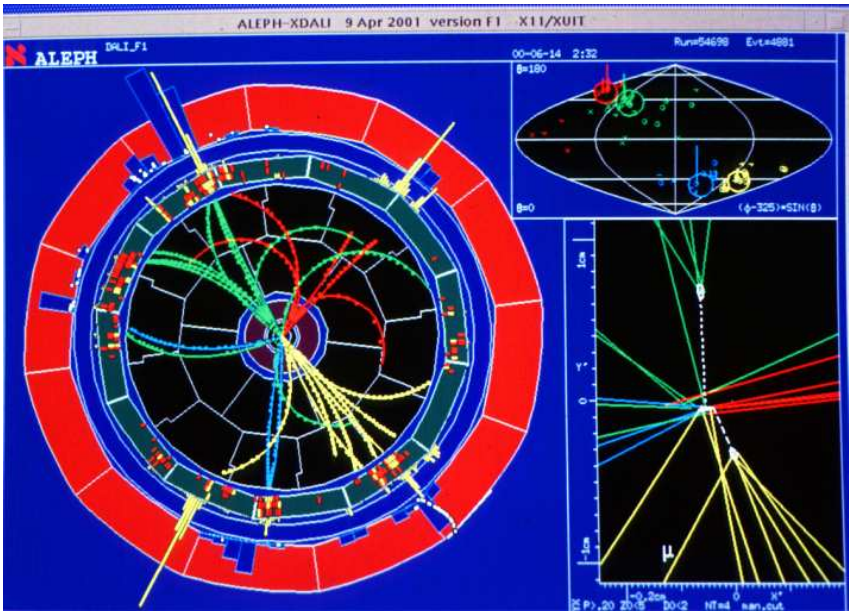
Il collisionatore per adroni LHC che è in costruzione al CERN sarà caratterizzato da energie nel centro di massa molto più elevate di quelle disponibili al LEP. Due degli esperimenti in corso di installazione, ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) e CMS (Compact Muon Solenoid), pur avendo finalità multiple, hanno come scopo primario la ricerca della particella di Higgs.

Nel progetto del LHC, ogni pacchetto (bunch) di particelle, lungo 7.5 cm, contiene 100 miliardi di particelle che circolano in direzioni opposte e sono accelerate all'interno di un anello di 27 km, fino a raggiungere l'energia di 7 TeV. In Fig. 2) sono illusrate le varie fasi di accelerazione. I pacchetti sono 'guidati' a incrociarsi nelle zone che sono al centro degli apparati sperimentali (40 milioni di volte al secondo). A ogni incrocio, in una frazione di nanosecondo si succedono in media 25 collisioni protone-protone, originando circa mille particelle nei rivelatori. Complessivamente si avrà un miliardo di collisioni al secondo, e si parlerà di una luminosità di $10^{34}\ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ — cioè anche una collisione di un tipo mille milioni di volte più raro che una qualunque 'normale' collisione fra protoni potrebbe prodursi una volta per secondo.

Tale luminosità, necessaria data la rarità dei fenomeni che si desidera osservare, implica notevoli difficoltà dal punto di vista sperimentale. Infatti ogni evento che possa essere connesso con la particella di Higgs, o in generale con nuova fisica, sarà in media accompagnato da altre 25 collisioni circa simultanee. Inoltre, nelle collisioni protone-protone il numero di getti di particelle (jets) prodotti è superiore di molti ordini di grandezza a quello dei processi che si vogliono studiare. Per questi si devono individuare dei marchi sperimentali che possano identificarli, come stati finali che involvono uno o più leptoni, o fotoni, o energia mancante nella direzione trasversa all'asse della collisione, o vertici secondari.

Nelle collisioni fra due protoni alle energie considerate la particella di Higgs può essere prodotta

(a)



(b)

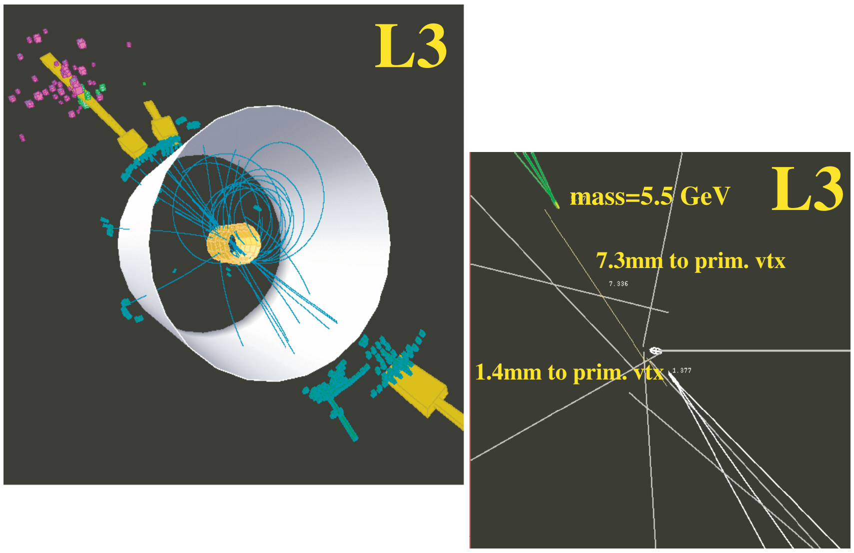


Figura 1: Ricerca di particelle di Higgs al LEP. Nelle collisioni elettrone-positrone la particella di Higgs può essere prodotta in associazione con uno Z, $e^+e^- \rightarrow H + Z$, e decadere, come lo Z, in due getti di particelle che si allontanano dal luogo della collisione, in direzione opposta. Ne risulta una distribuzione di tracce (evento) del tipo di quelle 'fotografate' in un pugno di casi negli esperimenti al LEP, come ALEPH e L3, che hanno concluso la raccolta dei dati nell'anno 2000. (a) Un evento nel rivelatore ALEPH [14], visto (a sinistra) lungo l'asse della collisione, (a destra, in basso) in un ingrandimento intorno al punto della collisione al centro, (a destra, in alto) in una mappa che dà la distribuzione spaziale dei quattro getti. I getti in verde e in giallo sono attribuiti alla particella di Higgs, e rappresentano la frammentazione di un quark b e un antiquark $\bar{b}$. I getti in rosso e in blu sono prodotti nel decadimento dello Z in una coppia quark-antiquark.(CERN-EX-0103015) (b) Un evento nel rivelatore L3 [15]. A differenza di (a) lo Z decade in $\nu\bar{\nu}$ e può essere identificato attraverso una misura di energia mancante. (CERN-EX-0106015)

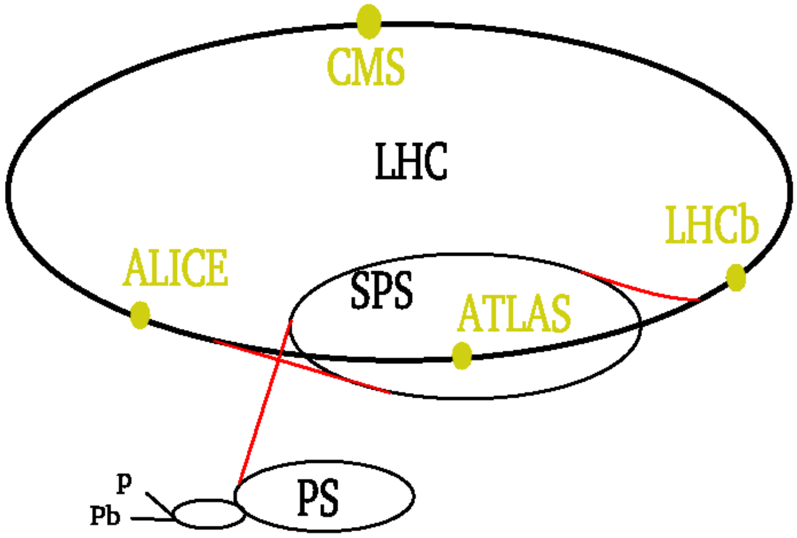


Figura 2: La catena di acceleratori del grande collisionatore di adroni LHC (Large Hadron Collider). L'insieme dei pre-acceleratori consiste di acceleratori lineari per protoni (p) e ioni di piombo (Pb), del Booster del PS (PSB, non indicato), del Sincrotrone a protoni (Proton Synchrotron, PS), del SPS (Super Proton Synchrotron). Gli esperimenti in corso di installazione sono ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus), CMS (Compact Muon Solenoid), LHCb (LHC-beauty), ALICE (A Large Ion Collider Experiment), TOTEM (Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation), LHCf (LHC-forward).

in differenti modi schematizzati in Fig. 3, a sinistra, per esempio per fusione di due gluoni (a) o per irraggiamento (bremsstrahlung) da W o Z, a loro volta prodotti nella annichilazione quark-antiquark, (c). Le frequenze di produzione sono riportate in Fig. 3, a destra.

Una volta creata, la particella di Higgs vive per un tempo molto breve. La sua esistenza effimera può essere stabilita solo misurando le particelle, come fotoni, quarks b, leptoni μ o τ, bosoni W o Z, che nascono a seguito della sua disintegrazione, secondo differenti modi di decadimento, e raggiungono i rivelatori. Alcuni dei modi di decadimento sono schematizzati in Fig. 4a, a sinistra, mentre i rapporti di decadimento nei vari canali sono riportati in Fig. 4a, a destra (i decadimenti in particelle di massa più alta sono i più probabili). L'identificazione di un particolare decadimento può essere resa più difficile per la presenza di altre particelle prodotte nella stessa collisione, come in Fig. 4b .

Ogni esperimento è costituito da rivelatori, disposti in strati cilindrici concentrici intorno alla regione dove avvengono le collisioni. Tali rivelatori sono di diversi tipi, adatti ognuno a rivelare un differente tipo di particelle e a misurarne individualmente le masse, i momenti, le energie, le cariche, gli spin. Il disegno schematico di ATLAS è dato in Fig. 5a e quello di CMS in Fig. 5b.

Le dimensioni dell'apparato sperimentale aumentano con l'energia delle particelle da misurare. Così ATLAS con una lunghezza di 46 m, un diametro di 25 m e un peso di 7000 tonnellate è il più grande rivelatore mai costruito per un collisionatore. CMS è più compatto, con una lunghezza di 24 m e un diametro di 15 m, ma un peso di 12000 tonnellate. La costruzione e la messa in opera di questi apparecchi ha richiesto importanti investimenti in personale e in denaro. Le collaborazioni di ATLAS e CMS sono costituite ognuna di più di 150 università e istituzioni con circa 2000 collaboratori provenienti da 35 paesi.

Ogni apparato può essere suddiviso in quattro sezioni: il rivelatore interno (Inner Detector), i calorimetri, lo spettrometro per i mesoni μ e il sistema di magneti. Ognuno di questi a sua volta è costituito di strati multipli. il rivelatore interno registra con precisione la traccia lasciata da una particella, i calorimetri misurano l'energia delle particelle che possono essere completamente assorbite, mentre il rivelatore di muoni permette di misurare queste particelle capaci di attraversare un grande spessore di materia. Infine il sistema di magneti curva la traiettoria delle particelle cariche permettendo di misurarne il momento.

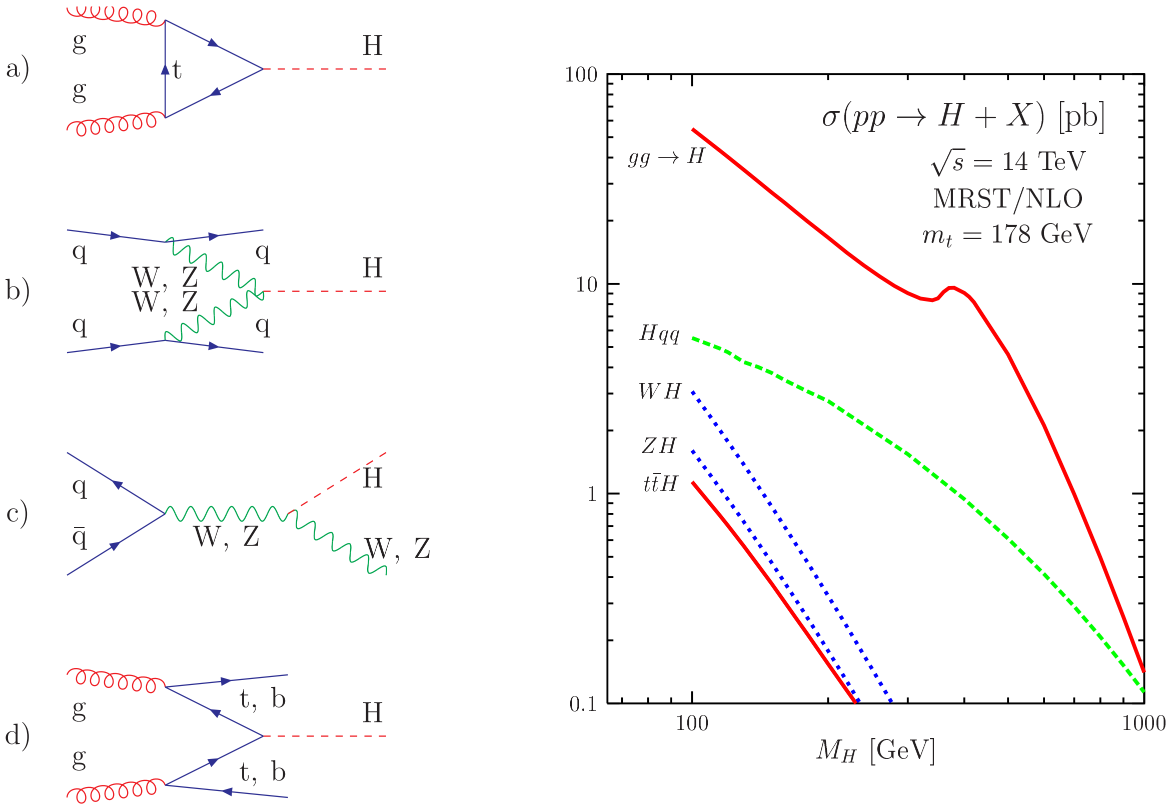
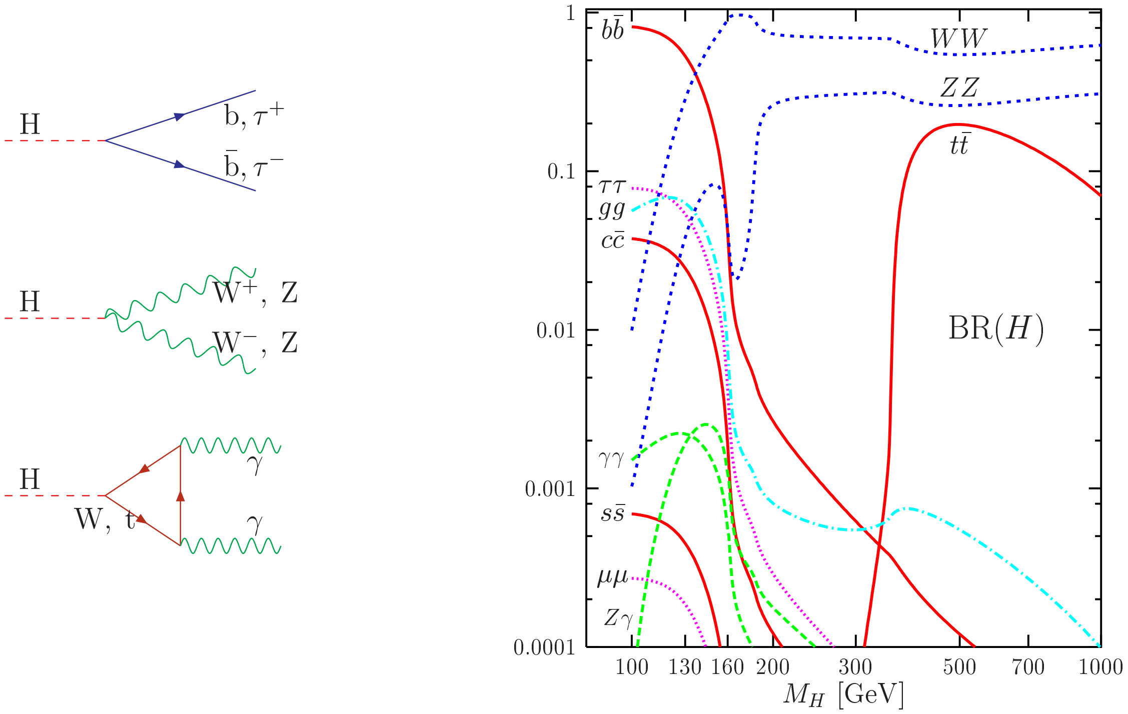


Figura 3: A sinistra, sono rappresentati schematicamente i processi più importanti per la produzione della particella di Higgs in una collisione protone-protone nel LHC: a) fusione di due gluoni, b) fusione di due bosoni W (Z), c) irraggiamento (bremsstrahlung) da un bosone W (Z) prodotto in una annichilazione quark-antiquark, d) interazione gluone-gluone, insieme con la produzione di una coppia $t\bar{t}$ o $b\bar{b}$. Secondo il Modello Standard, la sezione d'urto σ per questi processi, e quindi la loro frequenza, dipende dall'energia totale dei due protoni $\sqrt{s}$ e dalla massa del top m_t, oltre che dalla massa della particella di Higgs M_H. A destra, sono riportate le sezioni d'urto in funzione di M_H, calcolate nell'approssimazione MRST/NLO per $\sqrt{s} = 14$ TeV e $m_t = 178$ GeV [18]. Il processo di fusione gluone-gluone è il più importante per tutti i valori accessibili di M_H.

(a)



(b)

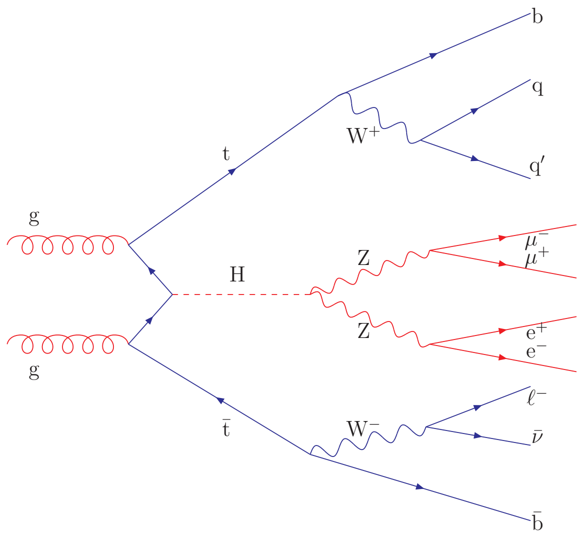
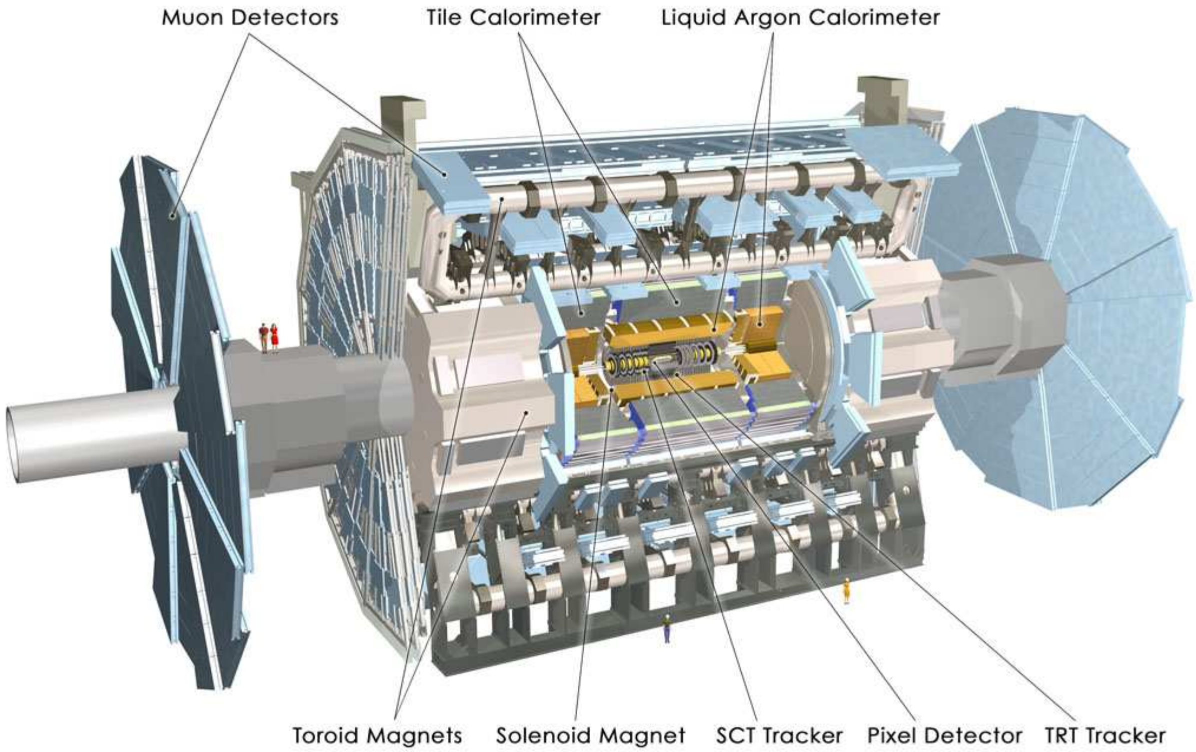


Figura 4: a) La particella di Higgs si disintegra (decade) rapidamente in altre particelle attraverso un processo del tipo di quelli schematizzati a sinistra. Per ogni processo (canale) si può calcolare la probabilità (Branching Ratio, BR) che la particella di Higgs decada in quel canale quando la sua massa m_H ha un dato valore (grafico a destra [18]). b) Esempio di evento possibile. Due protoni del LHC interagiscono attraverso due gluoni e producono una particella di Higgs, un quark t e un antiquark $\bar{t}$. Questi a loro volta decadono in una combinazione di leptoni ℓ ($e^{\pm}, \mu^{\pm}, \tau^{\pm}$) e quarks ($b$, q) che è poco probabile possa originarsi in un altro tipo di processo. I quarks poi, attraverso successivi processi di adronizzazione, danno luogo a getti di adroni, non indicati in figura.

(a)



(b)

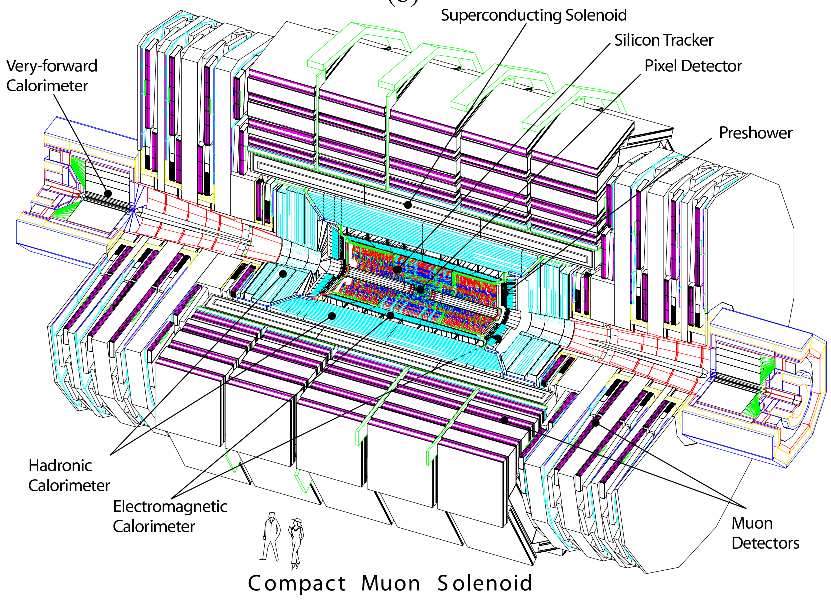


Figura 5: Esperimenti al collisionatore LHC. Vista schematica di insieme delle apparecchiature di ATLAS (a) e CMS (b). La scala, diversa nei due disegni, è data dalle sagome della coppia in alto, a sinistra, per (a) e in basso, al centro, per (b) . Nei due esperimenti i vari rivelatori sono distribuiti, in strati cilindrici concentrici, intorno al tubo contenente i due fasci di protoni. Questi circolano in senso opposto e si incrociano lungo la regione centrale. I rivelatori sono appunto disposti per 'filmare' le conseguenze delle collisioni fra protoni (se ne aspettano circa 25 per incrocio). Per dettagli e foto si rinvia ai siti, http://atlas.ch per (a) e http://cern.cms.ch per (b).

ATLAS (Fig. 5a) comprende un sottile solenoide superconduttore a 2 T intorno alla cavità contenente il rivelatore centrale, e un sistema di grandi bobine toroidali a nucleo d'aria disposte a simmetria ottogonale all'esterno dei calorimetri. Il rivelatore centrale comprende un sistema di silici (pixels e striscie (strips)) e un tracciatore a gas, fatto di 'paglie' (straws). I calorimetri usano la tecnologia dell'argon liquido per le misure elettromagnetiche, e anche per una parte delle misure adroniche (end-caps), altrimenti un sistema di scintillatori e ferro.

La principale caratteristica di CMS (Fig. 5b) è un solenoide a forte campo magnetico, 4 T, che contiene un sistema di tracciamento delle particelle cariche a base di elementi al silicio (pixels e striscie (strips)), un calorimetro elettromagnetico fatto di cristalli scintillanti, e un calorimetro adronico composto di ottone e scintillatori. All'esterno, nel campo di ritorno del solenoide, si situa lo spettrometro dei μ, con le camere che permettono il loro tracciamento e anche danno il segnale di avvio (trigger) per la registrazione dei dati.

Il sistema di avvio usa informazioni 'semplici' per identificare, in tempo reale, gli eventi potenzialmente più interessanti fra i 40 milioni di collisioni che si producono ogni secondo nel centro del rivelatore. Il sistema comprende tre livelli. Il primo è basato sull'elettronica che si trova sul rivelatore, e seleziona centomila eventi per secondo, mentre gli altri due, utilizzando un potente calcolatore situato in prossimità, lasciano passare solo alcune centinaia di eventi. Questi sono immagazzinati per essere scrutinizzati più tardi – la quantità di dati richiederà più di 100 megabytes di spazio su disco per secondo, e almeno 1 petabyte ogni anno (1 petabyte è 1 milione di gigabytes).

Per la ricostruzione degli eventi e l'ulteriore lavoro di analisi, la Griglia (Grid) verrà usata in modo intensivo, un lavoro effettuato in parallelo da Università e Laboratori attraverso il mondo che permetterà di ridurre i dati a una forma conveniente per l'analisi fisica.

5 Conclusione

L'installazione dei rivelatori nelle loro caverne sotterranee è iniziata nel 2004 e le prime collisioni sono attese per la metà del 2008. Le varie componenti già provate nei fasci dello SPS sono ora 'aggiustate' nella loro situazione finale usando le particelle della radiazione cosmica, mentre gli strumenti dell'analisi sono messi a punto effettuando simulazioni dettagliate delle particelle e delle loro interazioni nel rivelatore.

Se ne conclude che gli esperimenti progettati dovrebbero essere adeguati per trovare il bosone di Higgs fin dai primi anni di operazione del LHC, anche se dovesse pesare 1 TeV, cioè mille volte di più che un protone. (I dati precisi ottenuti al LEP escludono tuttavia valori cosı elevati per la massa, e indicano piuttosto un intervallo di masse centrato a 129 GeV.)

L'osservazione sperimentale del bosone di Higgs permetterà allora di completare il mosaico del Modello Standard mettendo finalmente a posto il tassello mancante. Sarà questo il tassello che chiude la storia delle particelle elementari? o piuttosto il tassello 'mobile' che nasconde altri segreti? Già ci sono le avvisaglie di quello che potrebbe esserci al di là del Modello Standard [1] ma questa è davvero un'altra storia.

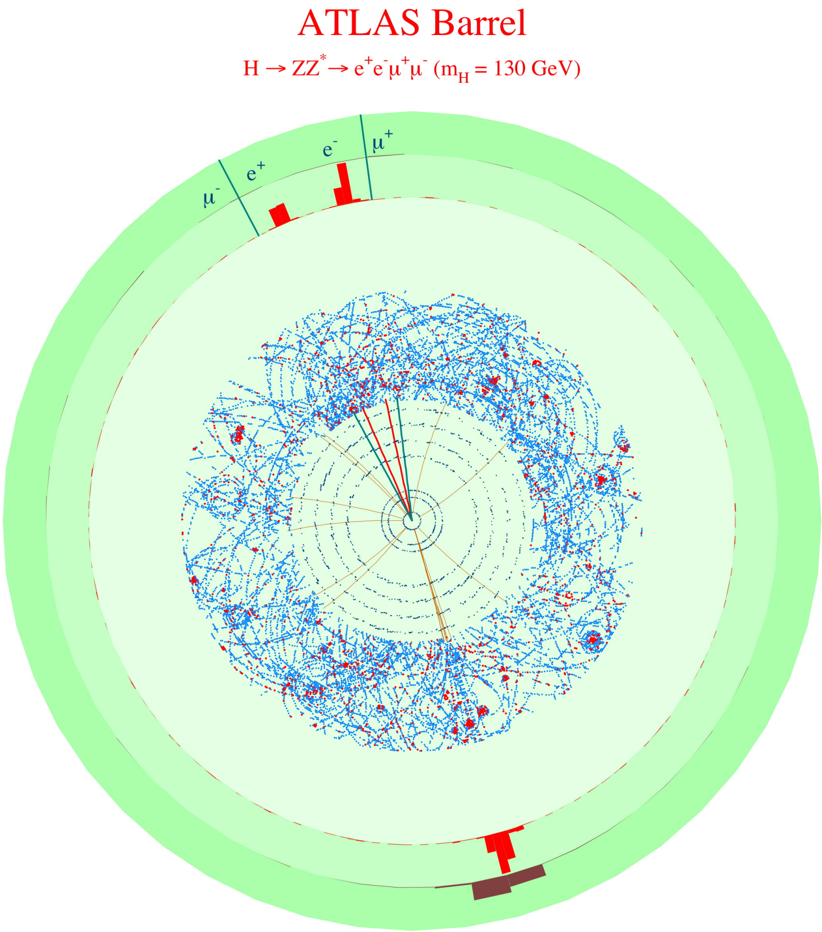


Figura 6: Quello che ATLAS potrebbe vedere, un decadimento $\mathrm{H} \to \mathrm{ZZ}^* \to \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-\mu^+\mu^-$ [19]. La simulazione è stata effettuata per una particella di Higgs di 130 GeV prodotta a una luminosità di 5×10^{33} $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. Sono visibili i quattro leptoni e il getto di adroni associati a un quark q, con gli elementi 'toccati' del tracciatore di precisione (3 strati di pixels e 4 strati di microstrisce di silicio) e del tracciatore a radiazione di transizione (in media 36 'paglie' toccate per traccia, punti rossi: attività adronica a basso momento). Le tracce (ricostruite) a grande momento trasversale sono in giallo, in rosso per gli elettroni e in blu per i muoni. Gli istogrammi rossi e bruni indicano l'energia depositata, rispettivamente, nel calorimetro elettromagnetico ad argon liquido (anello verde chiaro) e nel calorimetro adronico a tegole (anello verde scuro). L'evento è visto lungo l'asse della collisione.

Riferimenti bibliografici

[1] Many Authors, The Large Hadron Collider, uno speciale Insight della rivista Nature nel numero del 19 July 2007, v. 448, pp. 270 - 312.

[2] P.W. Higgs, Broken symmetries. massless particles and gauge fields, Phys. Lett. 12 (1964 132; Broken symmetries and the masses of gauge bosons, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508.

[3] F. Englert and R. Brout, Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321.

[4] G.S. Guralnik, C.R. Hagen and T.W. Kibble, Global conservation laws and massless particles, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 585.

[5] A. Pais, Inward Bound: Of Matter and Forces in the Physical World, (Oxford University Press, Oxford, 1986)

[6] W.N. Cottingham and D.A. Greenwood, An introduction to the Standard Model of Particle Physics (Cambridge University Press, Cambridge, 2007).

[7] K. Moriyasu, An elementary primer for gauge theory, (World Scientific Publishing, Singapore, 1983).

[8] G. Kane, The mysteries of mass, Scientific American, July 2005, p. 40 (v. 293).

[9] G. 't Hooft, Gauge theories of the forces between elementary particles, Scientific American, June 1980, p. 90 (v. 242).

[10] M. Veltman, The Higgs boson, Scientific American, November 1986, p. 88 (v. 254).

[11] Gerardus t'Hooft e Martinus Veltman hanno ricevuto il premio Nobel della fisica per il 1999 'for elucidating the quantum structure of electroweak interactions in physics', http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1999/press.html

[12] David Gross, David Politzer e Frank Wilczek hanno ricevuto il premio Nobel della fisica per il 2004 'for the discovery of asymptotic freedom in the theory of strong interactions', http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2004/press.html

[13] R.N. Cahn, The Higgs boson, Rep. Prog. Phys. 52 (1989) 389.

[14] R. Barate et al., ALEPH Collaboration, Observation of an excess in the search for the Standard Model Higgs Boson at ALEPH, Phys, Lett. B495 (2000) 1.

[15] M. Acciarri et al., L3 Collaboration, Higgs candidates in $\mathrm{e^+e^-}$ at $\sqrt{s} = 206.6$ GeV, Phys. Lett. B495 (2000) 18.

[16] ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, The LEP Working Group for Higgs Boson searches, Searches for the Standard Model Higgs boson at LEP, Phys. Lett. B 565 (2003) 391.

[17] The ALEPH Collaboration, The DELPHI Collaboration, The L3 Collaboration, The OPAL Collaboration, The SLD Collaboration, The LEP Electroweak Working Group, The SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, Precision electroweak measurements on the Z resonance, Physics Reports 427 (2006) 257.

[18] A. Djouadi, The anatomy of electro-weak symmetry breaking, I: The Higgs boson in the Standard Model, hep-ph/0503172 .

[19] D. Froidevaux and P. Sphicas, General-purpose detectors for the Large Hadron Collider, in Annu. Rev. Nucl. Part. Sci: 56 (2006) pp. 375-440.