

IL BOSONE DI HIGGS: LA SUA ESISTENZA, LA NOSTRA ESISTENZA

ANTONIO MASIERO

Dipartimento di Fisica, Università di Padova, Padova, Italia
INFN, Sezione di Padova, Italia

A LHC è stata scoperta una nuova particella che ha caratteristiche molto vicine a quelle che ci aspettiamo per il bosone di Higgs del Modello Standard. È proprio lui e che massa possiede? Non solo il futuro della fisica delle particelle, ma anche la storia passata e il destino dell'Universo possono stare scritti in questa risposta.

Quando la mattina dello scorso 4 luglio è comparsa la slide di Joe Incandela (CMS) [1] prima e quella di Fabiola Gianotti (ATLAS) [2] poi con la magica parola di "5 sigma" quale evidenza per l'esistenza di una nuova particella assimilabile al bosone di Higgs del Modello Standard si è levato un boato sia nell'auditorium del CERN, ma anche nelle centinaia di sale in tutto il mondo in cui fisici e giornalisti stavano seguendo in diretta il seminario del CERN: dopo quasi 50 anni di caccia senza quartiere, finalmente in quel momento sembrava di toccare con mano una particella così affascinante e fondamentale da venire soprannominata "la particella di Dio".

1 Meccanismo di Higgs e transizione di fase elettrodebole

L'impressionante progresso nella comprensione delle interazioni fondamentali in tutta la seconda metà del secolo scorso e a tutt'oggi si fonda sul profondo connubio esistente tra queste e le simmetrie della Natura. Siamo abituati alle simmetrie spazio-temporali, ma qui mi riferisco a simmetrie presenti in un altro spazio, uno "spazio interno", simmetrie che trasformano non punti dello spazio-tempo, ma le particelle elementari tra di loro. Queste simmetrie agiscono indipendentemente punto per punto nell'enorme spazio-tempo del nostro Universo. Sono chiamate *simmetrie locali o di gauge*. Così le interazioni nucleari forti che forniscono la "colla nucleare" per tener insieme protoni e neutroni nei

nuclei (oppure "confinano" i quark all'interno di tali protoni e neutroni) vengono geometricamente descritte dalla presenza di una simmetria di gauge, $SU(3)$, che scambia quark con proprietà di $SU(3)$ diverse. La presenza di una simmetria di gauge implica l'esistenza di mediatori delle interazioni tra le particelle di materia (cioè i quark e i leptoni); si tratta dei *bosoni di gauge vettoriali* (con spin 1). Nel caso delle interazioni forti, agli 8 generatori del gruppo di simmetria $SU(3)$ corrispondono gli 8 bosoni di gauge chiamati gluoni. La presenza di una simmetria di gauge assicura che i relativi bosoni di gauge siano a massa rigorosamente nulla. Questo è il caso dei gluoni.

Le interazioni elettromagnetiche e quelle nucleari deboli (responsabili tra l'altro della radioattività) vengono associate nella

teoria di gauge chiamata *Modello Standard (SM)* alla simmetria di gauge $SU(2) \times U(1)$. È importante sottolineare che i tre bosoni di gauge di $SU(2)$ e quello di $U(1)$ non si riferiscono ai mediatori delle interazioni deboli ed elettromagnetiche (il fotone), separatamente. Abbiamo una descrizione unificata o, se volete, "mescolata insieme" di tali interazioni, tanto è vero che diciamo che $SU(2) \times U(1)$ è la simmetria delle interazioni elettrodeboli. Fino a qui avremmo una descrizione delle interazioni forti, deboli ed elettromagnetiche di una bellezza stupefacente: tutto viene retto da un principio di simmetria che detta come interagiscano le particelle di materia (quark e leptoni) attraverso lo scambio dei messaggeri dell'interazione, i relativi bosoni di gauge. Riteniamo che vi sia stata una fase molto breve,



ma decisiva, nella storia dell'*Universo primordiale*, sino a circa 10^{-11} s dopo il Big Bang, in cui quark, leptoni e bosoni di gauge del plasma primordiale erano a *massa nulla* e interagivano tra loro secondo le leggi della simmetria di gauge $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Era il trionfo della grande visione pitagorica di un universo retto da grandi e immutabili principi geometrici. Ma di sicuro questo non è il presente Universo in cui viviamo: il decadimento β di un neutrone in un protone, un elettrone e un antineutrino è un'interazione di "corta distanza" per cui il bosone di gauge mediatore del processo, il bosone W , deve avere una massa di circa un centinaio di volte la massa del protone (cioè circa 100 GeV). Eppure la fisica del Modello Standard (tecnicamente, la sua

lagrangiana) se invariante rispetto alle trasformazioni della simmetria $SU(2) \times U(1)$ avrebbe il bosone W rigorosamente a massa nulla. Il dilemma tra bellezza della simmetria e richiesta fenomenologica di avere bosoni di gauge massicci è risolto dal meccanismo di *rottura spontanea* della simmetria di gauge: mentre la Lagrangiana di una teoria di gauge viene lasciata invariata quando si realizzano trasformazioni di una simmetria da lei posseduta, può accadere che lo stato di minima energia in cui il sistema fisico si trova a sedere (il cosiddetto *stato di vuoto* nella descrizione quantistica) non venga lasciato invariato da tali trasformazioni. In altre parole, lo stato di vuoto di un sistema fisico può non essere simmetrico rispetto a trasformazioni

di una simmetria che invece è rispettata dalla Lagrangiana (cioè dalla fisica) del sistema stesso. Quando la simmetria che viene rotta è una simmetria di gauge lo si definisce, anche se discutibilmente, in termini di "paternità storica", *Meccanismo di Higgs* [3].

Tornando all'Universo che abbiamo lasciato quando la sua temperatura era attorno al centinaio di GeV, ovvero a circa 10^{-11} s dal Big Bang, in quel momento avviene la transizione di fase che segnerà non solo la possibilità per noi di esistere, ma anche tutta la sua evoluzione futura: lo stato di vuoto del sistema fisico Universo passa dalla fase con simmetria $SU(2) \times U(1)$ a quella in cui è invariante solo rispetto alla simmetria delle interazioni elettromagnetiche, quel $U(1)_{em}$ il cui bosone di gauge è il fotone che

rimane a massa nulla. Gli altri tre bosoni di gauge di $SU(2) \times U(1)$ (W^\pm, Z) prendono massa proprio grazie al meccanismo di Higgs.

È importante sottolineare che noi eravamo sicuri che la Natura avesse scelto il meccanismo di Higgs per rompere la simmetria elettrodebole del SM ben prima del 4 luglio scorso. Chi ce l'ha sancito a chiare lettere è la fisica di precisione del SM, a cui ha contribuito in modo determinante tutta l'impressionante (sia per quantità che qualità) fisica svolta al LEP del CERN, ma anche al Tevatron del Fermilab di Chicago. La fisica italiana e in modo particolare l'INFN sono state protagoniste di questo passo cruciale della nostra conoscenza del microcosmo, come già questa Rivista ha avuto modo di ricordare negli anni passati.

2 Meccanismo di Higgs e bosone di Higgs

Naturalmente, la domanda-chiave a questo punto è: chi è l'artefice del meccanismo di Higgs che nell'Universo primordiale produce la cruciale transizione di fase elettrodebole? Il fisico scozzese Higgs, ma indipendentemente e più o meno nello stesso periodo almeno altri cinque fisici, Brout, Englert, Guralnik, Hagen e Kibble, verso la metà degli anni '60 risposero introducendo un *bosone scalare* (cioè di spin 0), quello oggi definito *bosone di Higgs*. Verso la fine degli anni '60 Steven Weinberg e Abdus Salam introdussero il bosone di Higgs nel contesto della teoria di gauge $SU(2) \times U(1)$ proposta da Sheldon Glashow qualche anno prima per descrivere le interazioni elettrodeboli. Nasce il Modello Standard: il suo stato di vuoto è determinato minimizzando il potenziale del campo di Higgs (in una teoria quantistica dei campi quale è il SM parlare di particella o di campo quantizzato è la stessa cosa). Chiamato H il campo di Higgs, il potenziale è semplicemente la somma di un termine quadratico e uno quartico in H : $V = \mu^2 H^2 + \lambda H^4$, ove il parametro μ ha le dimensioni di una massa, mentre λ è un numero. Ora, se μ^2 è positivo, il potenziale è un paraboloide, il cui minimo è nell'origine e pertanto lo stato di vuoto possiede la stessa simmetria $SU(2) \times U(1)$ della lagrangiana del SM. Il valore di H che minimizza tale potenziale è in questo caso $\langle H \rangle = 0$, ove il simbolo $\langle \rangle$ sta a significare il valore assunto da H nello stato di vuoto del sistema, quello che brevemente viene definito VEV (*Vacuum Expectation Value*) di H . Ma se μ^2 è invece negativo, il potenziale assume la forma del fondo di una bottiglia di spumante con l'origine (il centro rialzato del fondo della bottiglia) che è un massimo locale e con una "valle di minimi" corrispondenti alla stessa energia (il cerchio del fondo della bottiglia che poggia sul tavolo). Questa volta $\langle H \rangle = v$, con $v \neq 0$.

Per capire come sia stato possibile che l'Universo all'età di un centesimo di miliardesimo di secondo sia passato dalla fase con simmetria esatta $SU(2) \times U(1)$ (cioè con μ^2 positivo) a quella con simmetria $SU(2) \times U(1)$ rotta all' $U(1)_{em}$ (cioè con μ^2 negativo), bisogna tener conto che *il potenziale di Higgs descritto sopra dipende dalla temperatura* in cui l'Universo si trova. Oggi questa è molto piccola (i 2,7 K della radiazione di fondo cosmica) per cui è stata posta uguale a zero nell'espressione di cui sopra. Ma nell'Universo primordiale la dipendenza del potenziale V dalla temperatura era cruciale. La transizione di fase elettrodebole è avvenuta attorno ai 100 GeV di temperatura proprio perché a quella temperatura il segno del parametro μ^2 è cambiato, passando da positivo a negativo, il VEV di H è passato da 0 a un valore non nullo v .

Sempre nel momento della transizione di fase elettrodebole, oltre ad avere i bosoni di gauge della "simmetria rotta" che vengono a prendere massa, avviene un altro fatto decisivo per le particelle elementari di materia, i *quark* e i *leptoni* del plasma primordiale: da particelle senza massa esse prendono una massa che dipende dalla forza della loro interazione col campo di Higgs. Le costanti di accoppiamento tra un fermione e il campo di Higgs si chiamano *costanti di Yukawa*. Ogni fermione ha una sua costante di Yukawa: si va dall'elettrone la cui costante di Yukawa è di ordine 10^{-6} al quark top per il quale l'accoppiamento con il campo di Higgs è massimo, cioè la costante di Yukawa è di $O(1)$. Si noti che c'è un'unica, ma importante eccezione: nel caso della *massa dei neutrini*, questa potrebbe provenire solo in parte dal meccanismo di accoppiamento con il campo di Higgs appena descritto. Infatti, i neutrini, e solo loro, possono possedere un altro tipo di massa, chiamato *massa di Majorana*, che può esser data al neutrino senza alcun accoppiamento

con il bosone di Higgs del SM.

Purtroppo, il Modello Standard non fornisce alcuna predizione sul valore di queste costanti di Yukawa. Possiamo però risalire al valore degli accoppiamenti del bosone di Higgs con i fermioni a posteriori dopo aver misurato le masse dei fermioni (dato che $m_f = h_f \times v$, con $\langle H \rangle = v$ dedotto dalla misura della massa del bosone W , possiamo calcolare la costante di Yukawa del fermione f , h_f).

In conclusione, sia perché previsti dalla teoria SM (gli accoppiamenti dell'Higgs ai bosoni di gauge) che perché dedotti dalle misure (gli accoppiamenti dell'Higgs ai fermioni), noi conosciamo come il bosone di Higgs del SM si accoppia con tutte le altre particelle, sia di materia che di radiazione. Per completare il suo identikit mancava però una cruciale informazione, il valore della sua massa. Tale valore dipende dai parametri μ e λ del potenziale V . Una combinazione di questi due parametri fornisce $\langle H \rangle = v$, che è noto. Purtroppo l'altra combinazione non è nota e quindi la massa del bosone di Higgs non può essere predetta nel contesto della teoria SM neppure dopo aver misurato le masse di tutte le altre particelle elementari del SM.

3 Il bosone di Higgs tra "virtualità" e "realità"

Uno degli aspetti più profondi ed affascinanti della teoria di campo quantistica è che nel processo fisico in cui uno stato di particelle A va ad uno stato di particelle B, possono intervenire quali stati intermedi particelle C che sono "virtuali", particelle cioè che non potrebbero essere create quali stati fisici perché non c'è abbastanza energia a disposizione. Queste particelle "nascono" e "muoiono" in un brevissimo intervallo di tempo Δt durante il quale, secondo una nota relazione di indeterminazione di Heisenberg, vi è una grande indeterminazione

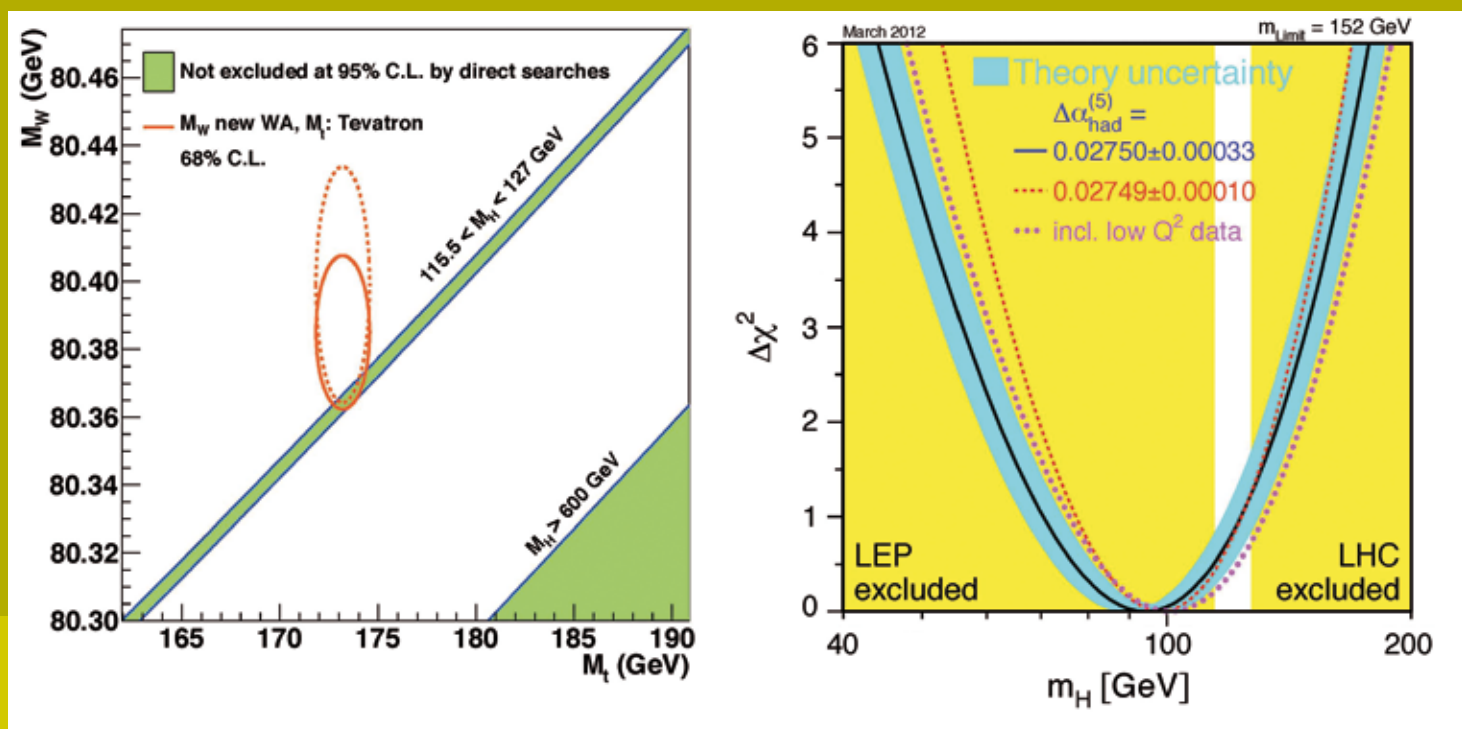


Fig. 1 La figura di sinistra mostra che i valori misurati al Tevatron per le masse del top e del W implicano che l'Higgs che corre come particella virtuale nelle correzioni radiative alle quantità elettrodeboli deve essere leggero (la banda verde che tocca inferiormente l'ellisse di valori possibili per le masse misurate di top e W corrisponde ad un bosone di Higgs di massa racchiusa tra il limite dato da LEP di circa 115 GeV e un valore di circa 130 GeV; la figura di destra giunge al medesimo risultato facendo un fit delle varie quantità elettrodeboli misurate con grande precisione a LEP e Tevatron al variare della massa del bosone di Higgs (tratta da [4]).

ΔE sull'energia presente. È così, ad esempio, che abbiamo "visto" per la prima volta il quark top, quale particella virtuale, in esperimenti in cui le energie a disposizione erano 20 volte più basse della massa del top e quindi non si sarebbe mai potuto produrlo come particella fisica. La stessa tecnica per osservare la presenza virtuale del bosone di Higgs in processi fisici è stata applicata nei test di precisione dei processi elettrodeboli. Il risultato è chiaro (vedi fig. 1): viene favorita la presenza di un bosone di Higgs "leggero", cioè con massa sotto i 200 GeV [4]. Purtroppo, dato che la massa del bosone di Higgs entra solo con una dipendenza logaritmica nei contributi radiativi alle quantità elettrodeboli misurate, è difficile essere più precisi sulla determinazione della massa dell'Higgs.

4 Meccanismo di Higgs senza bosone di Higgs?

Weinberg e Salam hanno adottato la proposta di Higgs *et al.* per implementare il meccanismo di Higgs nel caso della rottura spontanea della simmetria elettrodebole mediante l'introduzione di un bosone scalare elementare (cioè non composto da particelle più piccole), il bosone di Higgs per l'appunto. Ma, curiosamente, il meccanismo di Higgs può essere benissimo realizzato senza postulare l'esistenza di un bosone di Higgs. Anzi, a dir la verità, prima del 4 luglio scorso, le uniche due evidenze di meccanismo di Higgs che avevamo indicavano un altro modo scelto dalla Natura per rompere spontaneamente delle simmetrie continue (anche se non di gauge). Sia nel caso della fisica dello stato solido con le coppie di

Cooper nella superconduttività che in quello di fisica delle particelle legato alla rottura della simmetria chirale nella Cromodinamica Quantistica (QCD), l'artefice della rottura di simmetria non era il VEV di un bosone scalare elementare, bensì il VEV di un condensato scalare costituito da fermioni elementari (elettroni per le coppie di Cooper, quark-antiquark per la rottura della simmetria chirale). Potrebbe anche il meccanismo di Higgs del SM essere realizzato da un condensato fermionico senza bisogno di introdurre il bosone di Higgs? Va innanzitutto detto che le interazioni forti del SM potrebbero già da sole rompere spontaneamente la simmetria elettrodebole $SU(2) \times U(1)$ realizzando la condensazione di coppie di quark-antiquark. Il punto è che dato che questi condensati si formano a un centinaio

di MeV, la massa del bosone W che ne risulterebbe sarebbe circa un migliaio di volte più piccola rispetto a quella osservata. Si potrebbe però ipotizzare l'esistenza di una nuova interazione che produrrebbe la condensazione di nuovi quark-antiquark ad una scala attorno al centinaio di GeV. In questo caso potrebbe non esistere alcun bosone scalare elementare in natura, in altre parole non esisterebbe il bosone di Higgs, ma un condensato fermionico prodotto da nuove interazioni fondamentali presenti in Natura. Questa della rottura dinamica della simmetria elettrodebole in alternativa all' Higgs quale particella elementare non è l'unica possibilità. Addirittura, potrebbe esserci il meccanismo di Higgs senza bisogno di avere un Higgs, sia esso particella elementare o composta. In presenza di nuove dimensioni spazio-temporali in aggiunta alle $3 + 1$ a cui siamo abituati, potremmo avere simmetrie esatte nel mondo con extra dimensioni, che risultano invece rotte quando viste da chi come noi abita su una "sezione" $3 + 1$ dimensionale che è il nostro spazio-tempo. Insomma non c'è dubbio che stabilire l'esistenza o meno del bosone di Higgs diventa una priorità per capire come è fatto e come si è sviluppato il nostro Universo.

5 Siamo sicuri di avere trovato il bosone di Higgs?

Ho detto sopra che conosciamo tutti gli accoppiamenti del bosone di Higgs con le altre particelle, ma non sappiamo quale sia la sua massa. Naturalmente, allora, uno può calcolare, in funzione della massa incognita del bosone di Higgs, in esperimenti di collisione (in cui si scontrano fasci di elettroni e positroni, come avveniva al LEP del CERN, oppure di protoni e antiprotoni, come al Tevatron del Fermilab di Chicago, o ancora di protoni e protoni, come al LHC del CERN oggi) sia la probabilità che esso venga prodotto sia i suoi canali di decadimento una volta prodotto con

le relative probabilità (i suoi cosiddetti *branching ratios* di decadimento). Si tratta poi di tener conto di processi che possano mimare il comportamento di un bosone di Higgs (sottrazione del "fondo") e di confrontare il risultato con i dati sperimentali. Proprio la difficoltà di "vincere" contro l'enorme fondo presente negli urti di protoni a 8 TeV di energia nel centro di massa ha costretto gli esperimenti ATLAS e CMS all'LHC del CERN a cercare la presenza del bosone di Higgs guardando a suoi canali di decadimenti rari (esempi in [fig. 2](#)). È il caso del decadimento dell'Higgs in due fotoni; essendo il bosone di Higgs elettricamente neutro non vi è alcun suo accoppiamento diretto con i fotoni, ma $H \rightarrow \gamma\gamma$ può avvenire grazie ai contributi di stati intermedi virtuali, quali il quark top o il bosone W , come è stato sopra descritto. Sia ATLAS che CMS trovano una produzione $\gamma\gamma$ del tipo sopraddetto ben al di sopra di quanto si avrebbe da eventi di fondo non imputabili al decadimento di H . Anzi, addirittura tendono a trovarne di più di quanti ci aspetteremmo dal decadimento del bosone di Higgs del SM (cfr. [fig. 3](#)). Tuttavia, la statistica degli eventi è ancora troppo bassa per trarre conclusioni sulla compatibilità o meno con l'Higgs del SM: entro 2σ entrambi gli esperimenti sono compatibili con la predizione del SM per $H \rightarrow \gamma\gamma$. Quello che invece è ormai certo (visto che sia ATLAS che CMS lo danno con una precisione a livello di 5σ) è che è stata scoperta una particella che è un bosone (spin intero) e che ha caratteristiche molto vicine a quelle del bosone scalare (spin 0) di Higgs del SM (almeno per gli accoppiamenti sin qui visti, essenzialmente quelli con i bosoni di gauge γ , Z e W). La sua massa, come si vede dalla [fig. 3](#), è attorno ai 125 GeV. Ci aspettiamo che ATLAS e CMS entro la fine dell'anno arrivino a raccogliere il doppio del numero di eventi finora raccolti. Questo significativo aumento della statistica degli eventi, che potrà essere reso

ancor più incisivo combinando insieme i dati dei due esperimenti, ci porterà a una interessante determinazione dei 6 accoppiamenti del bosone di Higgs, quelli di gauge con $\gamma\gamma$, WW e gg (g = gluone) e quelli fermionici, con i quark b e t e con il leptone τ . Il confronto di questi risultati con le previsioni del SM per questi 6 accoppiamenti potrà darci una risposta abbastanza precisa su quanto sia "standard" il bosone di Higgs trovato.

Dico "abbastanza precisa" perché è noto che se una macchina adronica (un acceleratore, cioè, in cui si scontrano particelle con interazioni forti come i protoni) può rappresentare una splendida "macchina da scoperta", presenta però dei limiti quale "macchina di studio dettagliato" di quanto trova, dato l'enorme fondo prodotto in tali urti adronici. Per uno studio dettagliato delle proprietà del bosone scalare appena trovato avremmo bisogno di una macchina leptonica, ad es. un *acceleratore lineare* in cui vengono fatti scontrare elettroni e positroni, come avveniva a LEP, ma ad un'energia più alta di quella di LEP e tale da avere una copiosa produzione di bosoni di Higgs (*Higgs boson farm*).

6 La massa del bosone di Higgs e il destino dell'Universo

È stato detto sopra che il bosone di Higgs o, per meglio dire, la particella con caratteristiche simili al bosone di Higgs, che è stato scoperto ha massa vicina a 125 GeV. Questo valore della massa ci fornisce un quadro interessante e per certi versi sconcertante sullo stato di vuoto con simmetria $U(1)_{em}$ in cui l'Universo si è venuto a trovare da 10^{-11} s dopo il Big Bang ad oggi. 125 GeV di massa del bosone di Higgs corrispondono ad una situazione di "metastabilità", ovvero il vuoto "vero" del sistema fisico Universo non sarebbe quello con simmetria $U(1)_{em}$, ma, per nostra fortuna, la transizione dal vuoto "falso"



CMS Experiment at the LHC, CERN
Data recorded: 2012-May-13 20:08:14.621490 GMT
Run/Event: 194108 / 564224000

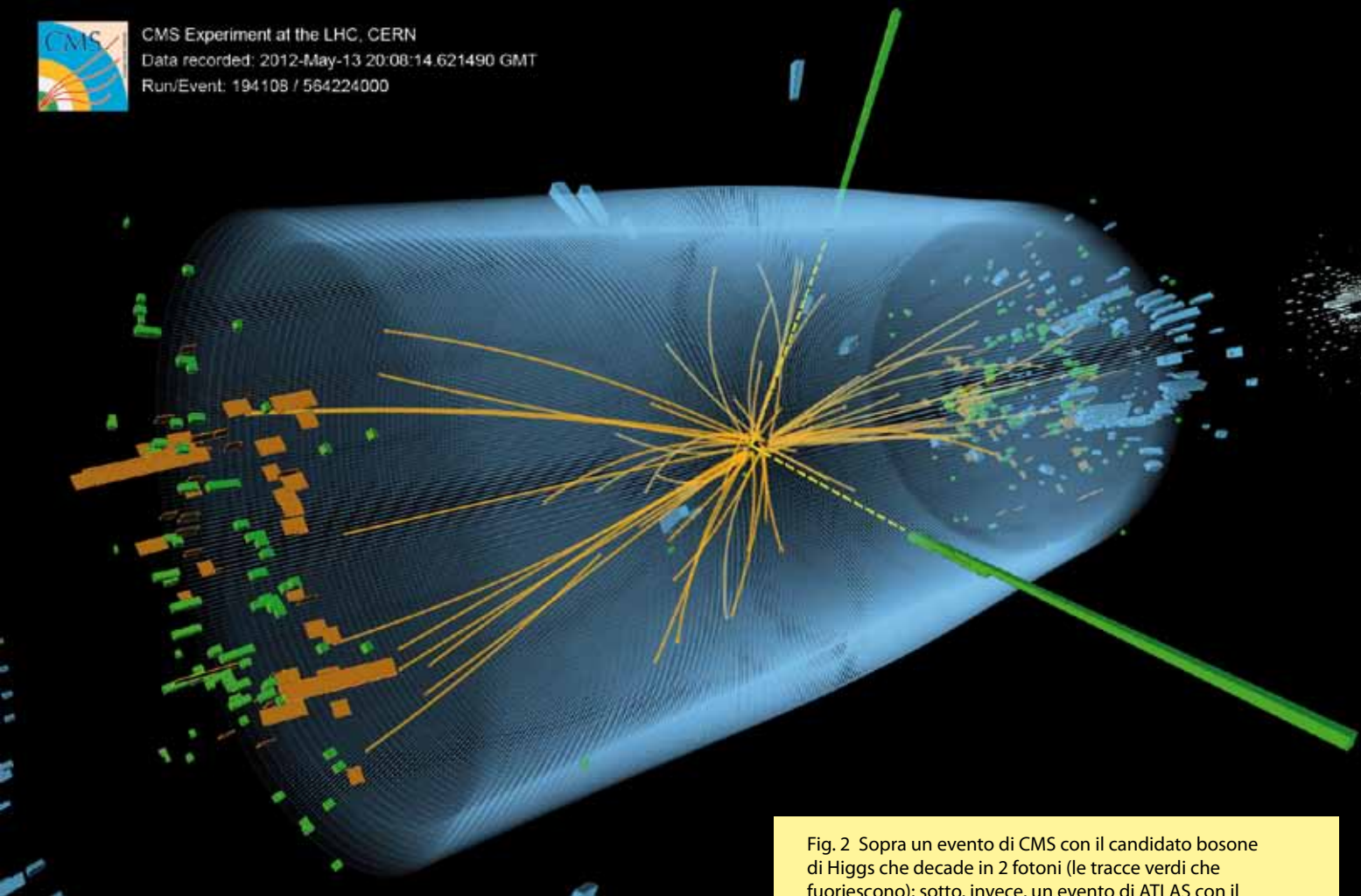
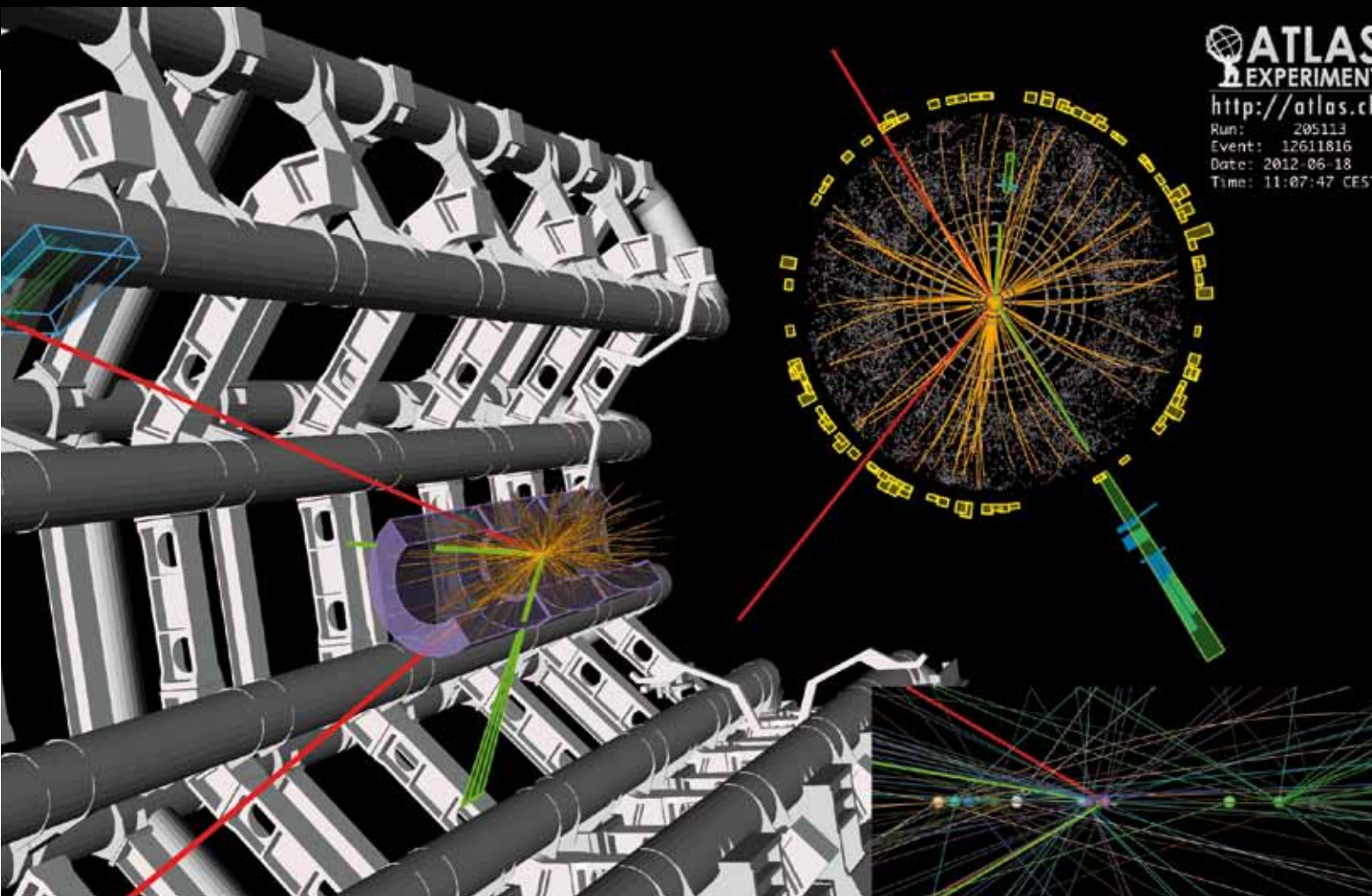


Fig. 2 Sopra un evento di CMS con il candidato bosone di Higgs che decade in 2 fotoni (le tracce verdi che fuoriescono); sotto, invece, un evento di ATLAS con il candidato bosone di Higgs che decade in 4 leptoni, una coppia muone-antimuone (le tracce rosse) e una coppia elettrone-positrone (le tracce verdi). © Cern, Geneva.



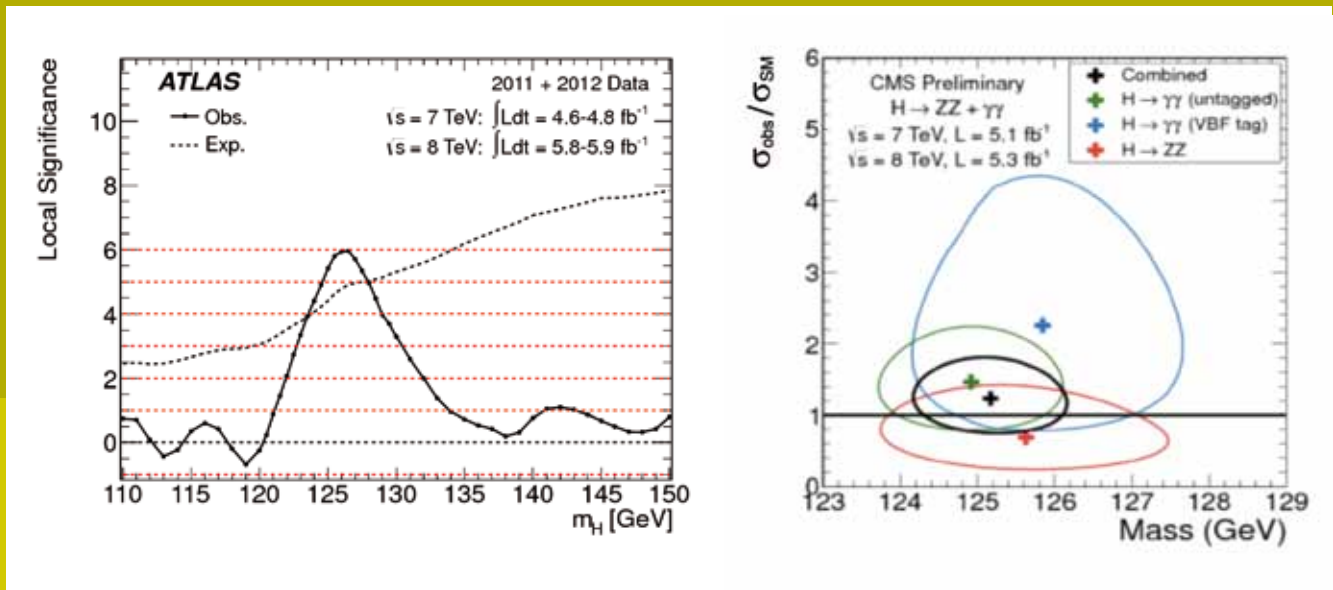


Fig. 3 Evidenza di ATLAS e CMS della presenza di una particella con caratteristiche simili a quelle del bosone di Higgs del Modello Standard nella regione attorno ai 125 GeV. Nella figura di destra CMS riporta il rapporto tra i tassi di decadimento del bosone di Higgs osservati nei singoli canali fotone-fotone e ZZ rispetto a quelli predetti nel SM (riprodotta da [6]); si nota un eccesso nel canale fotone-fotone (comunque compatibile con la sezione d'urto SM entro 2 sigma). (Si ringraziano le collaborazioni ATLAS e CMS per aver fornito i grafici.)

in cui è oggi l'Universo a quello "vero", instabile con un potenziale che va a $-\infty$, richiederebbe un tempo ben più lungo dei 13,5 miliardi di anni che ci separano dal Big Bang. Fra l'altro, per quanto tempo ancora l'Universo dovrebbe restare nel presente vuoto falso dipenderebbe ancora una volta dal preciso valore della massa del bosone di Higgs. Accanto a questa, l'altro parametro fondamentale per stabilire la durata della fase metastabile è il valore della massa del quark top. Per una discussione approfondita si veda ref. [5] da cui è tratta la figura presente nell'infografica di fig. 4. .

7 La massa del bosone di Higgs e la nuova fisica al di là del SM

Fin dagli anni '70 è apparso chiaro che una massa del bosone di Higgs dell'ordine della scala di energia a cui si rompe (spontaneamente) la simmetria di gauge elettrodebole può rappresentare un serio problema nel contesto di una teoria di campo

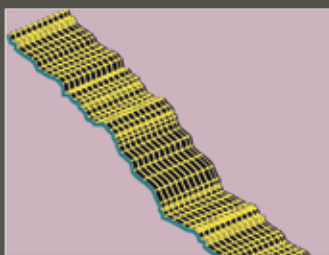
quantistica quale è il SM. Per apprezzare questo punto, immaginiamo di avere una teoria di campo che descrive una fisica che avviene a due scale di energia molto diverse tra loro, chiamiamole m e M , con $m \ll M$. Supponiamo anche che ci siano fermioni, bosoni vettoriali di gauge e bosoni scalari di Higgs che vivono alla scala m . Ad es., m potrebbe corrispondere alla scala elettrodebole (tra 100 e 1000 GeV), mentre M potrebbe essere la scala di energia a cui le interazioni forti ed elettrodeboli si unificano, con M di $O(10^{16}$ GeV). Altre particelle, ad es. nuovi bosoni di gauge relativi alla simmetria che descrive la nuova interazione unificata alla scala M , avrebbero massa di $O(10^{16}$ GeV). Nella Lagrangiana che descrive la fisica di questo sistema a due scale di energia non ci sarebbe problema a dare massa m alle particelle che devono restare leggere (cioè tutte le particelle del SM, incluso il bosone di Higgs) e invece massa M alle nuove particelle superpesanti proprie della nuova interazione unificata alla scala M .

Il problema sorge quando si consideri che la fisica è qui descritta da una teoria di campo quantistica. In questo contesto, le particelle fisiche leggere possono interagire con le particelle superpesanti che compaiono quali particelle virtuali nelle "correzioni radiative" che la teoria apporta a quanto da noi fissato a mano nella lagrangiana di partenza. Mentre le masse dei fermioni e dei bosoni di gauge del SM richiedono che la simmetria elettrodebole sia rotta spontaneamente per poter comparire, la massa del bosone scalare di Higgs non è connessa ad alcuna simmetria. La simmetria elettrodebole è rotta attorno ai 100 GeV e, pertanto, qualunque correzione radiativa non potrà mai correggere radiativamente le masse dei fermioni e bosoni vettoriali di gauge portandole molto più in alto di tale scala. La massa del bosone di Higgs non gode della "protezione" della simmetria elettrodebole. In modo del tutto generale, i bosoni scalari della massa m subiranno correzioni radiative che li

L'HIGGS DECIDE IL NOSTRO UNIVERSO

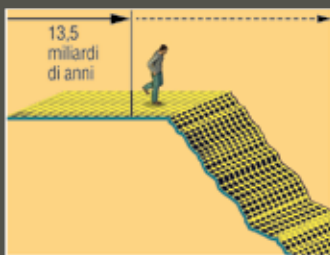
Che cosa significa se ha massa 126 GeV?

Se si tratta del bosone di Higgs previsto dal Modello Standard, allora il nostro universo è metastabile, in altre parole è come se ci stessi dirigendo, molto lentamente, verso un precipizio



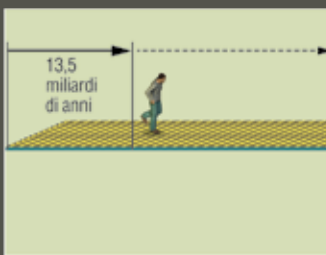
INSTABILITÀ

Con massa dell'Higgs minore di 120 GeV secondo il Modello Standard il nostro universo non esisterebbe. La nostra esistenza dimostrerebbe che è necessario l'intervento di nuova fisica a integrare il Modello Standard



METASTABILITÀ

Con massa dell'Higgs Standard tra i 120-126 GeV il nostro universo va incontro a una trasformazione che lo porterà a una nuova fase, ma ci vorranno miliardi di anni



STABILITÀ

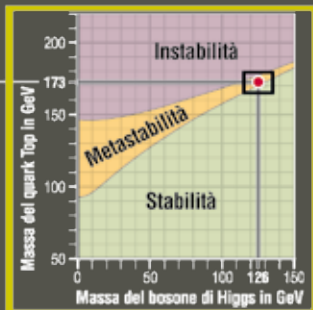
Con massa dell'Higgs Standard maggiore di 126 GeV il nostro universo si conserverebbe così com'è

STRANO MA PROBABILE

Il nostro universo si trova in una regione al confine tra metastabilità e stabilità.

Se la massa del bosone di Higgs assumesse dei valori anche di pochissimo differenti scivoleremmo o nella stabilità o nella instabilità.

Fonte: INFN



Questa ci può sembrare una posizione strana e particolare ma è molto probabile statisticamente.

L'esistenza del nostro universo dipende dal valore della massa del quark Top e di quella del bosone di Higgs.

Fig. 4 Infografica dell'Ufficio Comunicazione INFN (riprodotta per gentile concessione) per illustrare la peculiare situazione metastabile dello stato di vuoto del nostro Universo in relazione ad una massa del bosone di Higgs vicina a 125 GeV. Il grafico riporta le zone di stabilità, metastabilità e instabilità del vuoto del SM in funzione dei valori della massa del bosone di Higgs e di quella del quark top. Il grafico è adattato dalla fig. 5 del lavoro di Degrassi et al. [5].

spingeranno fino a masse dell'ordine della scala M . Di conseguenza, anche il loro VEV diverrebbe di $O(M)$. Ma questo implicherebbe che alla fine il bosone W avrebbe una massa di $O(10^{16} \text{ GeV})$ invece che di $O(100 \text{ GeV})$. Il decadimento β ci dice che non può essere così. Quanto descritto (in modo piuttosto semplificato) è noto come "problema della gerarchia di gauge" e costituisce la ragione più forte per cui riteniamo che vi sia nuova fisica oltre il SM ad una scala di energia vicina a quella della rottura elettrodebole, cioè attorno al TeV. Chiaramente, se c'è, questa nuova fisica non può sfuggire alla fantastica "macchina da scoperta" che è LHC.

Tutte le proposte fatte per curare il problema della gerarchia di gauge del SM comportano nuova fisica al TeV. Le tre possibilità più studiate sono:
 i) la presenza di nuova simmetria, la *Supersimmetria* (SUSY) in grado di "ruotare" un fermione (spin semintero) in un bosone (spin intero) e viceversa;
 ii) la presenza di *nuove dimensioni*

spazio-temporali per cui l'estrema debolezza dell'interazione gravitazionale potrebbe essere dovuta al fatto che la varietà quadridimensionale in cui noi viviamo si trova immersa in uno spazio a ben più dimensioni che assorbe gran parte delle linee di forza gravitazionale tra due oggetti che si attirano;
 iii) non esistono bosoni scalari elementari in natura, ma la rottura spontanea della simmetria elettrodebole viene ascritta alla *dinamica di nuove interazioni forti* che porterebbero al VEV di condensati di nuovi fermioni.

Il meccanismo di Higgs per la rottura della simmetria elettrodebole diventa il cardine per la giustificazione e l'identificazione di una nuova fisica al di là del SM a scale vicine al TeV e quindi con signature visibili a LHC. Nel settore di Higgs, in generale la nuova fisica al TeV comporta delle deviazioni dal caso del SM con il solo bosone di Higgs "standard". Ad esempio, l'estensione supersimmetrica del SM presenta, nel caso minimale in cui viene introdotto il numero minimo di particelle partner

SUSY di quelle standard, un settore di Higgs molto più ricco di quello del SM: vi sono ben tre bosoni scalari neutri e un bosone scalare carico di carica elettrica $Q = 1$. Il più leggero di quelli neutri può essere molto simile al bosone di Higgs del SM. Nel caso gli altri quattro risultino essere pesanti, con massa $> 1 \text{ TeV}$ potrà essere difficile osservarli a LHC. Oltre che cercare le particelle SUSY quale sicura segnatura della presenza di SUSY al TeV, sarà molto importante procedere ad uno studio dettagliato delle proprietà del bosone di Higgs osservato a 125 GeV per coglierne eventuali differenze con quello "standard" previsto nel SM. La possibilità di avere una macchina acceleratrice elettroni-positroni, come sopra menzionato, per questo studio dettagliato appare essere la via maestra per discriminare tra il bosone di Higgs standard e il bosone di Higgs più leggero di un'estensione SUSY del SM in cui le particelle SUSY abbiano massa maggiore di qualche TeV.

8 La massa del bosone di Higgs e il multi-verso

Possediamo chiare indicazioni che vi sia nuova fisica al di là del SM: la massa dei neutrini, la presenza di materia ed energia oscura, l'asimmetria cosmica tra materia e antimateria, l'assenza della gravitazione tra le interazioni fondamentali trattate quantisticamente nel SM. Tuttavia, nessuna di queste indicazioni ci dice a quale scala di energia la nuova fisica dovrebbe farsi sentire. Per quanto ne sappiamo, i problemi menzionati potrebbero trovare risposta in una nuova fisica presente a scale molto alte, ad es. alla scala di grande unificazione di $O(10^{16} \text{ GeV})$ o alla scala in cui le extra dimensioni della teoria di stringa si compattificano vicino alla scala di Planck di $O(10^{19} \text{ GeV})$. La massa del bosone di Higgs responsabile della rottura della simmetria elettrodebole è l'unica forte ragione, tecnicamente descritta come "problema della gerarchia di gauge" del SM, per farci ritenere che almeno parte della nuova fisica legata ai problemi aperti soprammenzionati si trovi alla scala del TeV e quindi accessibile ai nostri esperimenti a LHC.

Vi è, tuttavia, un'altra possibilità, radicalmente diversa, per dar ragione del peculiare valore della massa del bosone di Higgs, cioè di un valore così piccolo senza che vi sia alcuna simmetria che lo protegga in una teoria di campo con scale di energie molto più alte. Vi è un'altra quantità che appare essere straordinariamente "piccola" dalle nostre osservazioni sulla storia della velocità di espansione dell'Universo. Si tratta della cosiddetta "costante cosmologica", l'energia del vuoto dell'Universo, la quantità che è alla base della sua sorprendente espansione accelerata. Entrambi questi problemi di "gerarchia", cioè come mantenere piccole quantità che in una teoria di campo tenderebbero a diventare molto grandi per effetto delle correzioni radiative quantistiche, potrebbero essere visti come segnali che il nostro Universo presenta una delle possibili scelte dei parametri fondamentali, anzi l'unica scelta che gli fornisce le caratteristiche sue proprie. Vi sono infinite altre scelte di valori di questi parametri che condurrebbero a universi molto diversi dal nostro. Ad esempio, in una teoria di stringa vi sono moltissimi stati di vuoto con lo stesso valore di energia (quindi di egual preferenza dal punto di vista energetico), ciascuno caratterizzato da un set di valori dei parametri fondamentali che determinano la massa del bosone di Higgs

o il valore della costante cosmologica. Ciascuno di questi vuoti potrebbe essere lo stato di vuoto di un differente universo. In questo multi-verso, il nostro Universo sarebbe quello caratterizzato, ad esempio, dal valore della massa del bosone di Higgs di 125 GeV.

9 Conclusioni

Il Modello Standard si situa nel solco delle grandi conquiste nella comprensione dell'unificazione delle interazioni fondamentali (una strada tracciata dall'insuperabile unificazione dei moti celesti e terrestri nella Gravitazione Universale di Newton e proseguita con l'unificazione di elettricità e magnetismo nell'elettromagnetismo di Maxwell). Il bosone di Higgs è l'elemento-chiave della costruzione. Non solo l'esistenza, ma anche il valore preciso della massa e degli accoppiamenti del bosone di Higgs rappresentano un ingrediente cruciale per comprendere la storia e l'evoluzione dell'Universo e per indicarci come procedere nella ricerca di nuova fisica al di là del Modello Standard.

Bibliografia

- [1] J. Incandela, talk on behalf of the CMS Collaboration at CERN, 4th July, 2012, <https://cms-docdb.cern.ch/cgi-bin/PublicDocDB//ShowDocument?docid=6125>
- [2] F. Gianotti, talk on behalf of the ATLAS Collaboration at CERN, 4th July, 2012, <https://cms-docdb.cern.ch/cgi-bin/PublicDocDB//ShowDocument?docid=6126>
- [3] Una discussione approfondita, ma non specialistica, del connubio interazioni fondamentali – simmetrie di gauge e meccanismo di Higgs può essere trovata nel numero 11 della rivista *Asimmetrie* dell'INFN intitolato "Simmetrie" (è scaricabile dal sito <http://www.asimmetrie.it/archivio.php>). Dallo stesso sito si può scaricare il numero 8 della rivista "Il bosone di Higgs".
- [4] R. Lopes de Sá, for the CDF Collaboration, for the D0 Collaboration *Precise measurements of the W mass at the Tevatron and indirect constraints on the Higgs mass*, presentato a Moriond QCD 2012, arXiv:1204.3260v2 [hep-ex].
- [5] G. Degrossi, S. Di Vita, J. Elias-Miro, J. R. Espinosa, G. F. Giudice, G. Isidori e A. Strumia "Higgs mass and vacuum stability in the Standard Model at NNLO", CERN-PH-TH-2012-134, RM3-TH-12-9, e-Print: arXiv:1205.6497 [hep-ph].
- [6] CMS Collaboration, "Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC", <http://arxiv.org/abs/1207.7235>, in pubblicazione in *Phys. Lett. B*, 2012.

Antonio Masiero

Antonio Masiero è Professore Ordinario di Fisica Teorica all'Università di Padova e, dall'inizio di quest'anno, è Vice-presidente dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN). Dopo aver lavorato per circa otto anni in prestigiosi istituti di ricerca stranieri (tra cui il CERN, il Max Planck Institut für Physik und Astrophysik di Monaco di Baviera, l'Università di Ginevra e la New York University), è stato per vari anni ricercatore INFN e poi professore all'Università di Perugia, alla SISSA di Trieste e, dal 2011, all'Università di Padova. Dal 2006 all'anno scorso ha diretto la Sezione di Padova dell'INFN. La sua attività scientifica si rivolge alla fisica delle particelle e alla fisica astroparticellare, con particolare riferimento a quelle problematiche di fisica oltre il Modello Standard che toccano aspetti all'intersezione tra fisica particellare, astrofisica e cosmologia. È autore di più di 200 lavori, è stato speaker a più di 150 conferenze, workshop e scuole. Svolge un'intensa attività divulgativa.