

G. DATTOLI, F. NGUYEN, A. TUCCILLO

Dipartimento Fusione Nucleare e Tecnologie
per la Sicurezza Nucleare
Divisione Fisica della Fusione
Laboratorio Teoria, Simulazione e Modellistica
Centro Ricerche Frascati, Roma

FUSIONE DEI QUARK PESANTI

Una nuova e più efficace sorgente di energia?

RT/2018/8/ENEA

ENEA

AGENZIA NAZIONALE PER LE NUOVE TECNOLOGIE,
L'ENERGIA E LO SVILUPPO ECONOMICO SOSTENIBILE

G. DATTOLI, F. NGUYEN, A. TUCCILLO

Dipartimento Fusione Nucleare e Tecnologie
per la Sicurezza Nucleare
Divisione Fisica della Fusione
Laboratorio Teoria, Simulazione e Modellistica
Centro Ricerche Frascati, Roma

FUSIONE DEI QUARK PESANTI

Una nuova e più efficace sorgente di energia?

RT/2018/8/ENEA



AGENZIA NAZIONALE PER LE NUOVE TECNOLOGIE,
L'ENERGIA E LO SVILUPPO ECONOMICO SOSTENIBILE

I rapporti tecnici sono scaricabili in formato pdf dal sito web ENEA alla pagina www.enea.it

I contenuti tecnico-scientifici dei rapporti tecnici dell'ENEA rispecchiano l'opinione degli autori e non necessariamente quella dell'Agenzia

The technical and scientific contents of these reports express the opinion of the authors but not necessarily the opinion of ENEA.

FUSIONE DEI QUARK PESANTI

Una nuova e più efficace sorgente di energia?

G. Dattoli, F. Nguyen, A. Tuccillo

Riassunto

LHC ha confermato molte previsioni teoriche, che datavano alla seconda metà del '900. A parte la più eclatante, ovvero la prova dell'esistenza del bosone BEH (Brout-Englert-Higgs), altre, se pure con minore enfasi mediatica perché note solo agli addetti ai lavori, stanno completando un quadro teorico che si era consolidato tra gli anni 70 e 80. In particolare l'esistenza di barioni costituiti da 2 quark pesanti, sono stati confermati dall'analisi dei dati sperimentali e si è cominciato a discutere della possibile produzione di barioni di massa ancora maggiore. Il meccanismo di produzione è caratterizzato da un processo che implica la "fusione" di due barioni con un solo quark pesante, la formazione di uno stato esotico a sei quark, il relativo decadimento in un nucleone, un barione contenente due quark pesanti e un significativo rilascio di energia, dovuto alla differenza di massa tra le particelle iniziali e quelle di decadimento. Poiché si è speculato su un possibile uso di tale "nuova fonte" di energia, discuteremo se esistano le condizioni che ne garantiscano un effettivo utilizzo.

Parole chiave: Quark pesanti, Barioni, Fusione, Energia di Legame

Abstract

LHC confirmed many theoretical predictions, dating back to the second half of the 20th century. In addition to confirming the most striking one, namely proving the existence of the Brout-Englert-Higgs (BEH) boson, others – even though with minor emphasis from the media, because accurately appreciated only by experts – have been completing a theoretical framework, consolidated since the '70 and '80 years. In particular, the existence of baryons made up of 2 heavy quarks has been confirmed by the analysis of experimental data and discussion about producing baryons with a possible even larger mass has just started. The production mechanism is characterized by a process that implies the "fusion" of two baryons with only one heavy quark, the formation of an exotic state with six quarks, then the associated decay into a nucleon plus a baryon with two heavy quarks and a significant energy release, due to the mass difference between initial particles and those produced from the decay. Since some speculations raised on exploiting such a new source of energy, we will discuss whether there are conditions to effectively guarantee such a use.

Keywords: Heavy quarks, Baryons, Fusion, Binding Energy

INDICE

1. Spettroscopia Adronica	7
2. Quark Fusion	13
3. Ringraziamenti	16
4. Appendice A	16
5. Bibliografia	18

1 Spettroscopia Adronica

In questo articolo vedremo come alcuni risultati sperimentali ottenuti a LHCb [1] confermino le previsioni di oltre quaranta anni or sono in merito all'esistenza di barioni doppiamente "charmati", ossia con 2 quark charm costituenti. L'analisi dei dati sperimentali ha messo in evidenza l'ulteriore predizione di una forte energia di legame a livello dei quark dotati di charm, che, si suppone, diventi ancora più significativa nel caso di barioni con doppia carica di "bellezza" [2].

Sulla base di tali risultati sperimentali e delle previsioni teoriche sono nate una serie di speculazioni sulla possibilità che possano determinarsi processi di fusione che coinvolgano le strutture elementari dei barioni pesanti, con un conseguente rilascio di energia più consistente di quelli tipici della fusione nucleare.

L'elemento caratteristico dei processi di fusione nucleare è una sorta di redistribuzione tra i neutroni e i protoni degli stati iniziali e finali delle relative reazioni. Qualche cosa di analogo può accadere a livello più elementare. Un rimescolamento dei quark costituenti, in un ipotetico processo di fusione, in cui siano coinvolti particelle contenenti quark pesanti [3], può dar luogo ad un significativo rilascio di energia (fino a dieci volte di più rispetto al caso nucleare), in virtù della già citata forte energia di legame [3,4]. Nel seguito discuteremo se potranno mai essere ravvisate le condizioni per lo sfruttamento di tali meccanismi di fusione.

Prima di procedere oltre, dovremo precisare alcuni punti, che ci permettano di svolgere considerazioni quantitative sui bilanci energetici delle reazioni associate ai meccanismi di fusione di quark pesanti.

Partiremo dunque dalla teoria delle simmetrie unitarie, che ha costituito, sin dall'inizio degli anni 60 del secolo passato, uno strumento dirimente per la comprensione della cosiddetta spettroscopia adronica, ovvero di una classificazione della pletora di particelle (barioni e mesoni) che venivano scoperte in quegli anni.

La "Nobile via Ottuplice" è un complesso di otto precetti che, nella visione Buddista, conducono alla liberazione dal ciclo della rinascita [5].

In termini più prosaici la via ottuplice o via dell'ottetto, meglio nota come "The eightfold way", è stato un modo efficace con cui si fa riferimento al sistema di classificazione degli adroni, proposto da Gell Mann e Ne'man [6].

L'idea centrale dello schema è l'invarianza, ovvero la indipendenza, delle interazioni forti dalla carica elettrica. Se per interazione forte intendiamo quella responsabile della stabilità del nucleo atomico, possiamo concludere che, in assenza di contributi deboli o elettromagnetici, il protone P e il neutrone n siano indistinguibili. Se l'invarianza si estende considerando anche il numero quantico di stranezza, siamo autorizzati a concludere che queste siano, per quanto concerne le interazioni forti, la stessa particella.

Dal punto di vista matematico queste particelle possono essere considerate come stati degeneri, che diventano distinguibili nel momento in cui interviene un meccanismo in grado di metterne in evidenza le differenze, in termini di carica elettrica, massa e del già citato numero quantico stranezza.

Nella Figura 1 abbiamo riportato una rappresentazione, in gergo detta di ottetto, relativa ad una famiglia di barioni “leggeri” che comprendono i nucleoni (N neutroni e protoni) e gli iperoni (Σ, Λ, Ξ), particelle “strane”.

Stando a quanto asserito prima, l’invarianza delle interazioni forti, dovrebbe garantire che tutti i barioni dell’ottetto in Fig. 1 siano indistinguibili e che dunque abbiano la stessa massa, cosa che non è vera.

La procedura paradigmatica, una volta stabilita l’esistenza di una simmetria, è quella di indicare quali siano i meccanismi che ne determinano la violazione.

Facendo un esempio concreto, notiamo che la situazione è simile alla rimozione della degenerazione degli stati energetici di spin di una particella carica. Questi sono indipendenti dal verso di rotazione, a meno che non venga ad essi applicato un campo magnetico esterno, ovvero un termine di interazione che di fatto “rompe” la simmetria.

Nel caso di Fig. 1 la rimozione della degenerazione avviene attraverso una interazione in grado di distinguere tra i diversi livelli di stranezza e fornire un criterio per stabilire relazioni tra le masse delle particelle componenti l’ottetto.

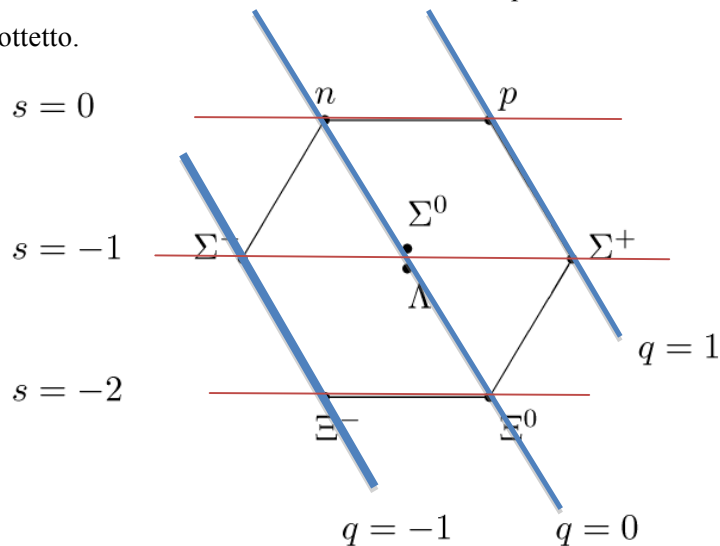


Fig. 1

Rappresentazione, in termini di stranezza e carica, dell’ottetto barionico

La relazione che segue

$$\frac{N + \Xi}{2} = \frac{3\Lambda + \Sigma}{4} \quad (1)$$

dove i simboli N, Λ, Ξ, Σ denotano le masse delle corrispondenti particelle, è nota come formula di Gell Mann-Okubo (GMO) [8] che fornisce una relazione tra le masse delle particelle in Fig. (1). Evidentemente l’eq.(1), non include la differenza di massa tra gli stati di carica, dovuta a interazioni di natura elettromagnetica, che rappresentano una correzione trascurabile per gli scopi della presente discussione.

Come è noto, successivamente alla proposta di invarianza delle interazioni forti, Gell-Mann e Zweig suggerirono l’esistenza dei quark [9], come costituenti delle particelle previste dallo schema di

classificazione delle interazioni forti. L'unione dei concetti di simmetria e di costituenti elementari conduceva alle seguenti conclusioni

- 1) I quark appartengono ad una rappresentazione detta di tripletto (Fig.2)
- 2) I quark $(d, u) \equiv \delta$ hanno masse all'incirca uguali, s è invece più pesante
- 3) I barioni sono realizzati tramite una combinazione di tre quark

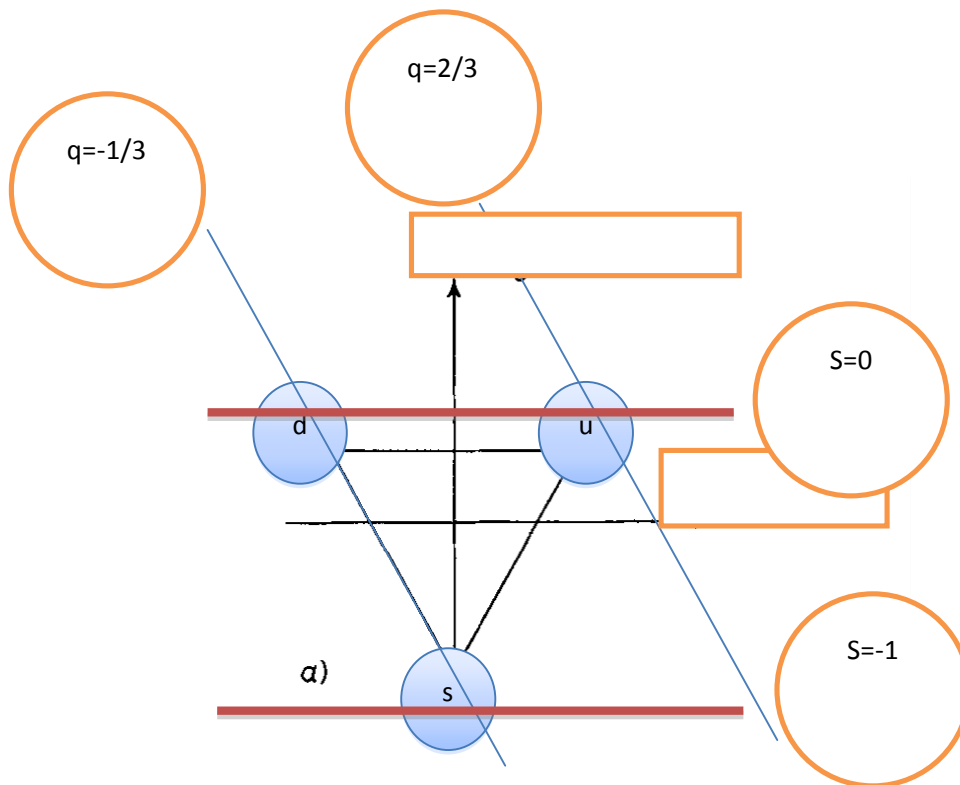


Fig. 2

Rappresentazione di tripletto dei quark leggeri

Risulta allora evidente che

$$\begin{aligned}
 N &\equiv \delta\delta\delta, \\
 \Sigma, \Lambda &\equiv s\delta\delta, \\
 \Xi &\equiv ss\delta
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

Assumendo inoltre che le masse dei barioni siano la somma delle masse dei quark costituenti, ovvero trascurando le relative interazioni, avremo

$$\frac{N + \Xi}{2} = \frac{4\delta + 2s}{2},$$

$$\frac{3\Lambda + \Sigma}{4} = \frac{8\delta + 4s}{4} \quad (3)$$

relazione che, pur nella sua approssimazione, conferma la formula di GMO.

Le cose si complicarono negli anni 70-80 con la scoperta di particelle (più pesanti) che non rientravano nella classificazione di cui sopra. Fu, pertanto, necessario “allargare” lo schema, inizialmente proposto estendendo la simmetria ad ulteriori numeri quantici, cosa che inevitabilmente portò all’introduzione di nuovi quark.

Il quark c , sebbene ipotizzato all’inizio degli anni 70, venne scoperto verso la metà degli anni settanta [9].

L’evidenza di un quinto quark b (beauty) si cominciò a ravvisare sul finire degli anni 70, inizio degli ottanta [11], del sesto quark (il top) [12] non parleremo.

I barioni sono sempre definiti come combinazione di tre quark, ma con l’aggiunta di un ulteriore numero quantico le possibili combinazioni sono molte di più. Nella Fig. 3 riportiamo la rappresentazione di “20-pletto” dei barioni, quando il quark c (di massa maggiore rispetto a quella di s) viene aggiunto allo schema originariamente proposto da Gell-Mann e Ne’eman.

Tenuto conto che, in questo ambito combinatorio, siamo autorizzati a realizzare “stati” sostituendo il quark s con c , potremo dunque concludere che esistano barioni analoghi a quelli riportati in eq.(2), ovvero

$$\Sigma_c, \Lambda_c \equiv c\delta\delta,$$

$$\Xi_{c,c} \equiv cc\delta \quad (4).$$

Da una semplice ispezione sia della Fig. 3 o della medesima, in forma planare (Fig. 4) [12], si evince l’esistenza di due ottetti complementari, uno caratterizzato dalla presenza di s e uno da quella di c . Potremmo essere dunque tentati di concludere che la formula GMO possa essere estesa anche al settore con charm e perfino a quello con il quark b ancora più pesante.

Potremmo dunque concludere che

$$\frac{N + \Xi_{\kappa\kappa}}{2} = \frac{3\Lambda_{\kappa} + \Sigma_{\kappa}}{4},$$

$$\kappa = s, c, b \quad (5)$$

In merito alle verifiche sperimentali dobbiamo però far notare che per $\kappa = s$ la formula GMO è corretta con una precisione del per-mille, mentre la deviazione aumenta fino a qualche percento nel caso di $\kappa = b, c$.

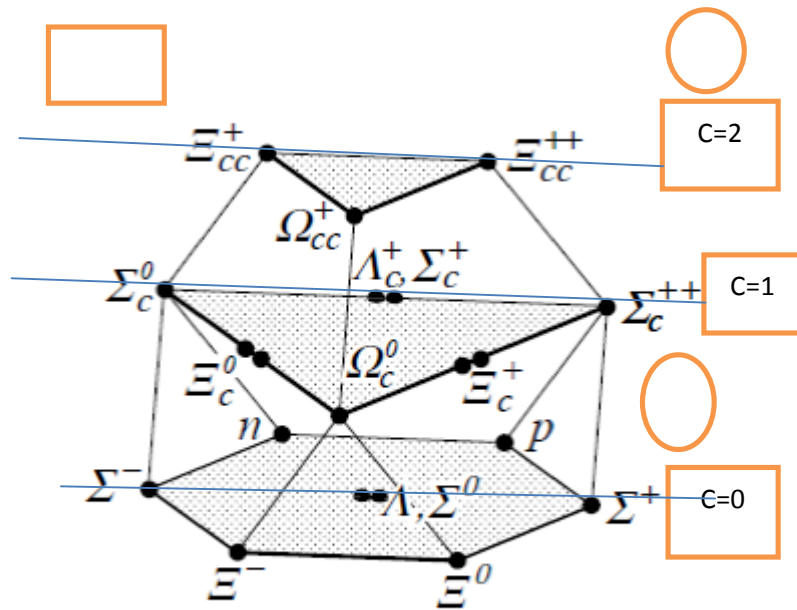


Fig. 3

Rappresentazione dei barioni con l'estensione della simmetria ad un ulteriore numero quantico

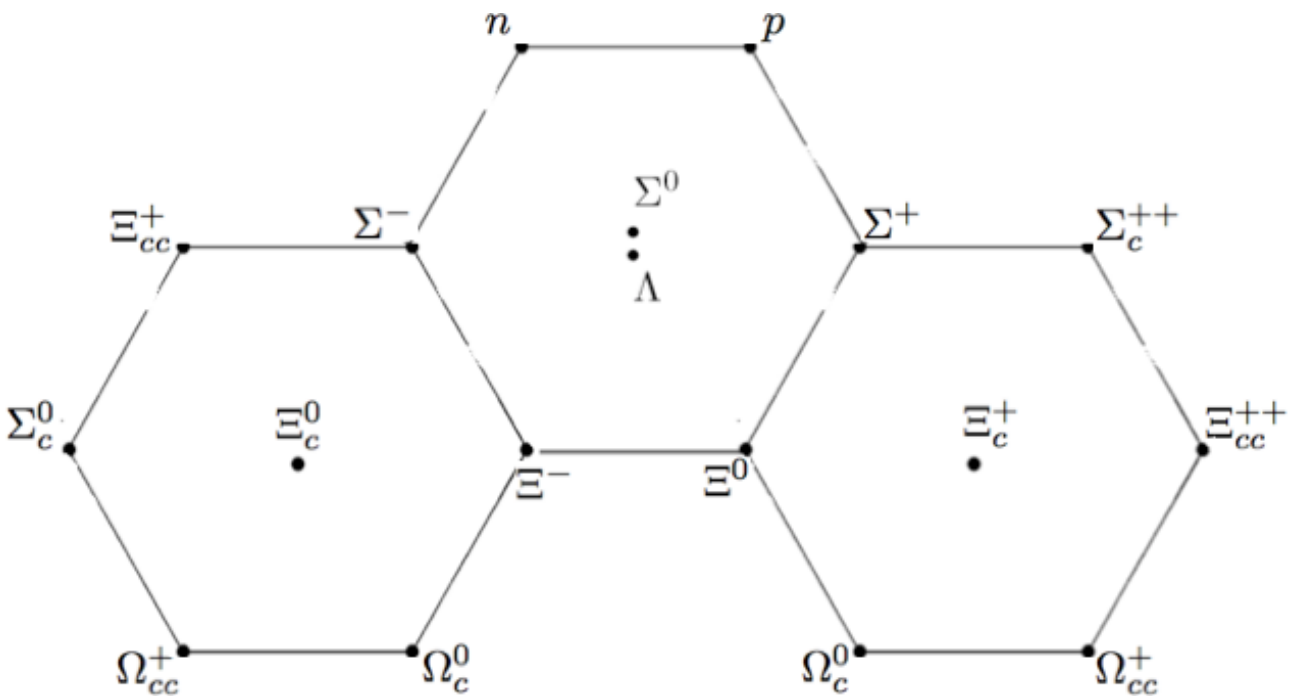


Fig. 4

Ottetti Complementari

Un'analisi più accurata basata sull'inclusione nello schema di calcolo degli effetti di interazione tra i quark [2] e non solo su argomentazioni che coinvolgono concetti di invarianza e di relativa rottura, porta alle seguenti conclusioni

$$\begin{aligned}
N &= 3\delta - 3a, \\
\Lambda &= 2\delta + s - 3a, \\
\Sigma &= 2\delta + s + a - 4a\frac{\delta}{s}, \\
\Xi &= \delta + 2s + a\left(\frac{\delta}{s}\right)^2 - 4a\frac{\delta}{s}
\end{aligned} \tag{6}$$

dove a è un termine che tiene conto dell'interazione tra i quark δ

Combinando le cose in modo da verificare la GMO otteniamo

$$\frac{N + \Xi}{2} = \frac{3\Lambda + \Sigma}{4} + \frac{a}{2}\left(1 - \frac{\delta}{s}\right)^2 \tag{7}$$

da cui, utilizzando i dati $m_\delta = 363$, $m_s = 538$, $a = 50$, (tutte le grandezze precedenti sono date in MeV) si evince che il contributo derivante dai termini in parentesi tonda, sul lato destro delle due uguaglianze precedenti, è pressoché trascurabile.

$$\begin{aligned}
N &= 3\delta - 3a, \\
\Lambda_\kappa &= 2\delta + \kappa - 3a, \\
\Sigma_\kappa &= 2\delta + \kappa + a - 4a\frac{\delta}{\kappa}, \\
\Xi_{\kappa\kappa} &= l_{\kappa\kappa} + \delta + 2\kappa + a_{\kappa\kappa} - 4a\frac{\delta}{\kappa}
\end{aligned} \tag{8}$$

Da cui segue

$$\frac{N + \Xi_{\kappa\kappa}}{2} - \frac{3\Lambda_\kappa + \Sigma_\kappa}{4} = a\left(\frac{1}{2} - \frac{\delta}{\kappa}\right) + \frac{1}{2}(a_{\kappa\kappa} + l_{\kappa\kappa}) \tag{9}$$

Inserendo i valori numerici

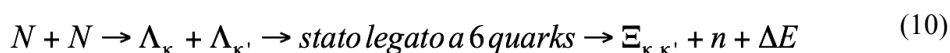
$m_c = 1710.5$, $a_{cc} = 14.2$, $l_{cc} = -129$, $m_b = 5003.8$, $a_{bb} = 7.8$, $l_{bb} = -281.4$, si stabilisce che il più significativo effetto di violazione deriva dalle energie di legame l_{cc}, l_{bb} ,

che costituiscono un contributo derivante da meccanismo cromodinamici, difficilmente inseribili nello schema di Gell Mann e Ne'eman

La discussione precedente fornisce gli elementi per stabilire le differenze di massa tra le varie particelle elementari che intervengono nelle reazioni di fusione che analizzeremo nel seguito dell'articolo.

2 Quark Fusion

Il nostro assunto iniziale relativo alla constatazione che una reazione di fusione può essere vista come una sorta di redistribuzione tra i costituenti iniziali e finali della reazione stessa è espressa con maggiore chiarezza dalla Fig. (5). In cui abbiamo riportato diverse reazioni di fusione nucleari e quelle di interesse per la presente discussione basata sul processo



In cui due Λ pesanti (con *c o b*) “fondono”, formando uno stato instabile a sei quark, che successivamente decade in un barione con due quark pesanti con l’aggiunta di un neutrone. Se nella reazione precedente assumiamo che $\kappa = \kappa'$ si ottiene un rilascio di energia pari a

$$\Delta E = -l_{\kappa\kappa} - a_{cc} - a \quad (11)$$

Che, nel caso di $\kappa = b$, risulta essere all’incirca 120 MeV, ovvero otto volte maggiore di quella ottenibile nella reazione Deuterio-Trizio.

Stante così le cose, si potrebbe affermare che si tratta di un inizio promettente per cominciare ad ipotizzare un *reattore a fusione di quark*.

Prima di decidere se la cosa sia proponibile, è opportuno chiarire che l’esistenza di un meccanismo di fusione è condizione necessaria, ma non sufficiente, per la realizzazione di un reattore. Il processo diventa appetibile in tal senso quando l’energia prodotta è molto maggiore di quella necessaria per realizzare il processo di fusione stesso.

Facciamo dunque notare che i barioni dotati di charm o beauty non sono disponibili come il deuterio o il trizio, ma sono prodotti tramite un processo di urto tra protoni di alta energia, come quelli costituenti il fascio di LHC. L’energia necessaria per stabilire le condizioni per la generazione delle particelle di cui abbiamo detto fino ad ora, è molto grande.

Cercando di essere meno qualitativi notiamo che ciascun fascio di protoni operante in LHC è caratterizzato da

- i) Un numero di pacchetti di protoni pari a $N_p = 2.808 \cdot 10^3$
- ii) Il numero di protoni costituenti il singolo pacchetto è $N_p = 1.15 \cdot 10^{11}$
- iii) Ogni pacchetto ha una lunghezza di 30 cm, con una dimensione trasversa di $16 \mu m$ nel punto di interazione
- iv) La velocità finale al massimo dell’energia è $v_p = 0.999999991 \cdot c$

Tenuto conto di quanto detto, inferiamo che l’energia necessaria per il raggiungimento delle prestazioni di cui sopra è data da

$$E_F = M_T c^2,$$

$$M_T = N_p (N_p m_p \gamma)$$

$m_p \equiv$ massa del protone,

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_p}{c}\right)^2}} \approx 7.454 \cdot 10^3 \quad (12)$$

Il risultato delle relazioni precedenti è che tenuto conto che la massa del protone è $m_p \approx 1.67 \cdot 10^{-24} g$, otteniamo per la massa equivalente del fascio di LHC $M_{b_b} \approx 4 \mu g$ corrispondente a $3.62 \cdot 10^8 J \approx 100 Kwh$.

La carica totale è $Q_T = N_p N_p Q_p \approx 5.167 \cdot 10^{-5} C$, corrispondente ad una corrente di circa $I_T \approx 18.4 A$ e dunque ad una potenza di fascio pari a $P_T [MW] \approx 938 \gamma I_T [A]$, dunque dell'ordine $1.3 \cdot 10^8 MW$.

La distanza temporale tra i pacchetti è di circa $25 ns$ corrispondenti a $7m$ e dunque ad una frequenza di ripetizione $\nu_R \approx 40 MHz$

E' pertanto evidente che la potenza prodotta nei processi innescati dalla fusione dei quark pesanti è

$$P_F \approx N_{esaQ} \nu_R \Delta E$$

Dove N_{esaQ} è il numero di stati a sei quark che danno luogo alla reazione esotermica discussa fino ad ora.

Assumendo che $N_{esaQ} \approx 10^{11}$ (cosa che richiederebbe che ogni protone di un pacchetto desse luogo ad un processo di fusione) potremmo stimare $P_F \approx 1 MW$, incomparabilmente inferiore alla potenza del fascio necessaria per indurre il processo stesso.

E' evidente che abbiamo enormemente sovrastimato la sezione d'urto del processo, il cui calcolo dovrebbe tener conto della produzione di due Λ , della relativa fusione e del relativo aggiustamento in un barione a due quark pesanti e in un neutrone.

L'ovvia conclusione delle considerazioni precedenti è che la fusione dei quark pesanti non potrà mai costituire una fonte di energia, perché la resa energetica sarà sempre infinitamente inferiore a quella necessaria per produrre i quark stessi.

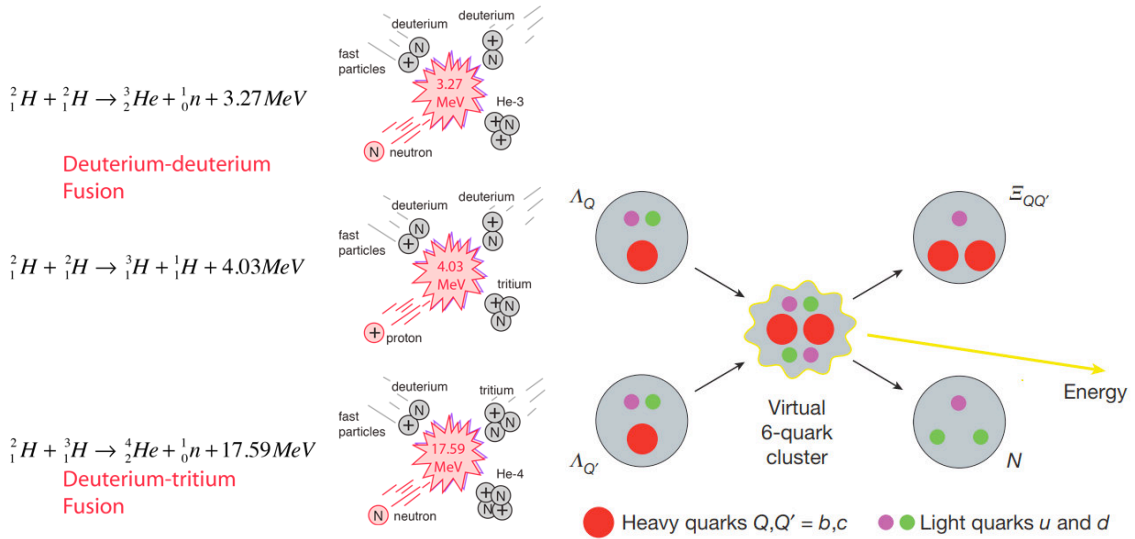


Fig. 5

Confronto tra processi di fusione nucleare (a sinistra) e di particelle con quark pesanti (a destra, riprodotto come da Ref.[4])

Un ulteriore esempio di meccanismo, che potrebbe dar luogo ad una reazione esotermica, suggerito in ref. [4] è l'utilizzo di processi in cui un mesoni con un quark b vengono "sparati" su un bersaglio costituito da atomi di ossigeno, interagiscono con il relativo nucleo all'interno del quale, tramite una reazione di scambio

carica, si perviene alla produzione di un di un barione con carica di bellezza doppia ovvero $\Xi_{b,b}^-$

Un possibile processo è dunque costituito dalla reazione

$$B^- + {}^{16}O \rightarrow B^+ + \Xi_{b,b}^- C \quad (13)$$

$$B^- \equiv \bar{u}b, B^+ \equiv \bar{b}u$$

dove il quark con la sopra segnatura rappresenta il corrispondente anti quark, i mesoni B^\pm di diversa carica sono l'una l'antiparticella dell'altra.

Evidentemente all'interno del nucleo si ha

$$B^- + p \rightarrow \Xi_{b,b}^- + B^+ \quad (14)$$

cosicché l'atomo di ossigeno si trasforma in un atomo di "carbonio" con il nucleo contenente un barione doppiamente "bello".

Reazioni del tipo precedente sono soltanto ipotizzabili, non essendo state ancora osservate. Sono però plausibili, essendone stata studiata sperimentalmente una fenomenologicamente simile [13], con i mesoni K invece dei B, ovvero

$$K^- + {}^{16}O \rightarrow K^+ + \Xi_{s,s}^- C \quad (15)$$

Qualora la (14) avvenisse, la forte energia di legame garantirebbe un rilascio di energia superiore a 200 MeV, si noti che nel caso ordinario la differenza di energia di legame tra ossigeno e carbonio è solo 1 MeV. Anche in questo caso, a parte l'energia spesa per produrre mesoni B l'ulteriore difficoltà sarebbe legata alla vita media di tali particelle, che impedirebbe la creazione e l'utilizzo di un fascio di B per lo studio di reazioni di tipo (14).

La vita media di questi mesoni pesanti è almeno 4 ordini di grandezza inferiore a quelli leggeri (K, mesoni "strani") per cui anche tenendo conto della dilatazione relativistica dei tempi, associata alla energia cinetica con cui sono prodotti, potrebbero propagarsi al massimo qualche centimetro prima di decadere (si veda l'Appendice per qualche considerazione più quantitativa sui tempi di vita media e sulle sezioni d'urto di produzione).

A parte il giudizio negativo sul possibile utilizzo pratico di tali fenomeni (peraltro espresso dagli autori di Ref. [4]) rimane l'aspetto scientifico e la possibilità di comprendere il ruolo giocato da tale fenomenologia su scala cosmica e anche il reale significato dell'energia rilasciata in processi di fusione che coinvolgono la fusione di quark pesanti.

Tali aspetti del problema insieme ad altre problematiche relative alla fusione catalizzata da muoni (non solo di tipo muonico) verrà discussa in un successivo lavoro.

Ringraziamenti

Gli Autori esprimono un sincero ringraziamento al dr. Franco Alladio per una prima lettura del manoscritto, per i gentili suggerimenti e l'incoraggiamento.

Appendice A - Sezioni d'urto di produzione di mesoni con quark b, c e leptoni t

Le sezioni d'urto di produzione ad LHC di mesoni con quark b, c ed anche di produzione di leptoni t sono date dai seguenti valori:

$$\begin{aligned}\sigma(pp \rightarrow X_c) &\sim 6 \text{ mb} \rightarrow 4.2 \times 10^{13} \text{ mesoni prodotti} \\ \sigma(pp \rightarrow X_b) &\sim 0.4 \text{ mb} \rightarrow 2.8 \times 10^{12} \text{ mesoni prodotti} \\ \sigma(pp \rightarrow \tau^\pm + \overset{(-)}{\nu}_\tau + X) &\sim 0.11 \text{ mb} \rightarrow 7.7 \times 10^{11} \text{ leptoni prodotti}\end{aligned}$$

dove è stato specificato anche il numero di mesoni e leptoni prodotti nella regione d'interazione dell'esperimento LHCb, che ha raccolto una luminosità integrata di 7 fb^{-1} dal 2010 al 2017.

In particolare, il leptone t è proprio il risultato dei decadimenti di mesoni con quark b , c secondo la seguente tabella:

Main sources of τ -leptons at LHC

Meson (M)	D_S	D^+	B^0	B_S	B^+
$BR(M \rightarrow \tau + X)$	7.0%	0.2%	2.7%	1.5%	2.7%
$\sigma(M \rightarrow \tau + X)/\sigma(pp \rightarrow \tau + X)$	77%	3%	9%	2%	9%

Tab. A-1. Principali canali di produzione del leptone t ad LHC

Il principale ostacolo all'accumulo di queste particelle è la vita media comunque molto corta. Infatti, benché esse siano prodotte con valori alti di momento, circostanza che consente di ricostruire l'avvenuto decadimento di un mesone con quark b o di un leptone t in maniera distinta dai decadimenti di altri mesoni, la legge di decadimento esponenziale non permette un confinamento efficace sulla scala di pochi centimetri: come conseguenza di un eventuale "raffreddamento" delle particelle prodotte, si avrebbe il quasi-totale decadimento delle stesse. Tab. A-2 mostra i valori di vita media, di momento medio con cui queste particelle sono prodotte ad LHC, e di lunghezza efficace di decadimento, incrementata della legge di dilatazione dei tempi di Lorentz, nel sistema di riferimento del laboratorio.

	X_b	τ^\pm
$\langle p \rangle$ [GeV]	80	50
$c\tau$ [μm]	450-490	87
$\beta\gamma c\tau$ [mm]	7	2.4
% dopo 3 cm	1.3%	6×10^{-6}

Tab. A-2. Valori di vita media, momento medio di produzione ad LHC, lunghezza efficace di decadimento e percentuale di sopravvivenza dopo 3 cm, per i mesoni con quark b e per i leptoni τ .

In ogni caso, un'eventuale regione di confinamento sarebbe "inquinata" dalle alte molteplicità di particelle cariche e neutre prodotte lungo il cammino a partire dalla regione d'interazione (ad es. dell'esperimento LHCb).

Bibliografia

- [1] R. Aaij et al., [LHCb Collaboration], Observation of the doubly charmed baryon X_{cc}^{++} , Phys. Rev. Lett. **119** (2017) no.11, 112001
- [2] M. Karliner and J. L. Rosner, Baryons with two heavy quarks: Masses, production, decays, and detection, Phys. Rev. **D90** (2014) no.9, 094007
- [3] M. Karliner and J. L. Rosner, Discovery of doubly-charmed baryon X_{cc} implies a stable ($bb\bar{u}\bar{d}$) tetraquark, Phys. Rev. Lett. **119** (2017) no.20, 202001
- [4] M. Karliner and J. L. Rosner, Quark-level analogue of nuclear fusion with doubly-heavy baryons, Nature **551** (2017) 89
- [5] Buddhism, see for example <https://en.wikipedia.org/wiki/Buddhism>
- [6] M. Gell-Mann (1961). "The Eightfold Way: A Theory of strong interaction symmetry" (No. TID-12608; CTSL-20). California Inst. of Tech., Pasadena. Synchrotron Lab
- M. Gell-Mann "Symmetries of baryons and mesons", *Physical Review* **125** (3), 1067, 1962
- Y. Ne'eman, *Nuclear Physics* **26**, 222, (1961)
- Per una trattazione più recente e meno specialistica si veda
- J. L. Rosner *The Eightfold Way in Macmillan Encyclopedia of Physics, Supplement: Elementary Particle Physics*, edited by John S. Rigden, Jonathan Bagger, and Roger H. Stuewer (Macmillan Reference USA, New York, 2002).
- [7] Si veda ad esempio D. B. Lichtenberg, The Unitary Symmetries, S. Okubo, Prog. Theor. Phys. **27** (1962) 949, **28** (1962) 24; M. Gell-Mann and Y. Ne'eman, The Eightfold Way, (Benjamin, NY, 1964)
- [8] G. Zweig, An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking, Developments in the Quark Theory of Hadrons, Volume 1. Edited by D. Lichtenberg and S. Rosen. pp. 22-101
- M. Gell-Mann, A Schematic Model of Baryons and Mesons, Phys. Lett. **8** (1964) 214.
- [9] J. Aubert et al., Experimental Observation of a Heavy Particle J, Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1404
- J. Augustin et al., Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation, Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1406
- [10] S. W. Herb et al., Observation of a Dimuon Resonance at 9.5-GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 252.
- [11] F. Abe et al. [CDF Collaboration], Observation of top quark production in $\bar{p}p$ collisions, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626
- S. Abachi et al. [D0 Collaboration], Search for high mass top quark production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2422
- [12] G. Dattoli, R. Mignani and D. Prosperi, SU(3) Subsectors of SU(N) and Hadron Properties, Riv. Nuovo Cim. **4N9** (1981) 1.
- [13] T. Harada, Y. Hirabayashi and A. Umeya, Production of doubly strange hypernuclei via X^- doorways in the reaction at 1.8-GeV/c, Phys. Lett. B **690** (2010) 363

ENEA
Servizio Promozione e Comunicazione
www.enea.it

Stampa: Laboratorio Tecnografico ENEA - C.R. Frascati
aprile 2018