

AperTO - Archivio Istituzionale Open Access dell'Università di Torino

## Gli Ipernuclei

### **This is the author's manuscript**

*Original Citation:*

*Availability:*

This version is available <http://hdl.handle.net/2318/21457> since

*Terms of use:*

Open Access

Anyone can freely access the full text of works made available as "Open Access". Works made available under a Creative Commons license can be used according to the terms and conditions of said license. Use of all other works requires consent of the right holder (author or publisher) if not exempted from copyright protection by the applicable law.

(Article begins on next page)

# SCIENZA IN PRIMO PIANO

## GLI IPERNUCLEI

E. Botta e T. Bressani

Dipartimento di Fisica Sperimentale,  
Università di Torino e INFN, Sezione di Torino

### 1. – Introduzione

L'iperone  $\Lambda$  ha una massa di  $1115.684 \pm 0.006$  MeV/ $c^2$ , cioè circa il 20% maggiore di quella del nucleone; è neutro con spin-parità  $J^P = (1/2)^+$ , isospin  $I = 0$ , stranezza  $S = -1$ . La vita media della  $\Lambda$  è  $263 \pm 2$  ps ed essa decade attraverso l'interazione debole in nucleone-pione (protone- $\pi^-$  nel 64% dei casi, neutrone- $\pi^0$  nel 36%), con un rilascio di energia, dovuto al difetto di massa, di circa 37 MeV. Ciò comporta che, nel vuoto, il nucleone ed il pione emessi nel decadimento di un iperone  $\Lambda$  a riposo, hanno direzioni opposte ed una quantità di moto di circa 100 MeV/ $c$  ciascuno. L'energia cinetica del nucleone è quindi di circa 5 MeV e ciò ha delle importanti conseguenze che verranno discusse nel seguito.

Poiché la stranezza è conservata nelle interazioni forti e la particella  $\Lambda$  è la più leggera della famiglia degli iperoni, essa è stabile rispetto ad interazioni forti quando si trovi "a contatto" con nucleoni, ad esempio in un nucleo.

D'altra parte, è noto dagli studi sull'interazione  $\Lambda$ - $\mathcal{N}$  che la sua intensità è circa la metà di quella dell'interazione  $\mathcal{N}$ - $\mathcal{N}$  ed è quindi plausibile ipotizzare l'esistenza di sistemi nucleari, detti *ipernuclei*, nei quali uno o più nucleoni sono sostituiti da uno o più iperoni  $\Lambda$ .

Un *ipernucleo* viene generalmente indicato mediante il simbolo del nucleo con anteposto il suffisso  $\Lambda$  indicante che un iperone  $\Lambda$  ha sostituito un nucleone. Così  ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$ , detto *ipercarbonio*  $\Lambda$ , indica un sistema nucleare stabile composto da 6 protoni, 5 neutroni e una  $\Lambda$ . Esistono anche tre casi (corrispondenti a tre eventi osservati) di *doppi ipernuclei*  $\Lambda$ , cioè

nuclei in cui due nucleoni sono stati sostituiti da due particelle  $\Lambda$ . Uno di essi è  ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ , detto *iperelio*  $\Lambda\Lambda$ , che è un sistema composto da 2 protoni, 2 neutroni e 2 particelle  $\Lambda$ .

Un breve commento circa l'apparente contraddizione di "sistema nucleare stabile" in cui uno dei componenti (la particella  $\Lambda$ ) decade con una vita media di  $2.63 \times 10^{-10}$  s. La "stabilità" del sistema è riferita al tempo proprio nucleare, cioè il tempo in cui è pensabile che i vari eventi ipotizzabili all'interno di un nucleo siano effettivamente sequenziali. Esso è dell'ordine di  $10^{-23}$  s, dato dalla dimensione spaziale di un nucleo (qualche  $10^{-13}$  cm) divisa per una frazione di  $c$ . La vita media della  $\Lambda$  è quindi 13 ordini di grandezza superiore al tempo proprio nucleare e, con questo orologio, l'*ipernucleo* è stabile.

Gli *ipernuclei* vennero scoperti nel 1953 dai fisici polacchi M. Danysz e J. Pniewski<sup>(1)</sup> dall'analisi degli eventi registrati da un pacco di emulsioni fotografiche trasportate da un pallone stratosferico ed esposte alla radiazione cosmica ad un'altezza di circa 26 km dalla superficie terrestre. Venne osservato un evento, riportato in fig. 1, la cui interpretazione più attendibile era l'esistenza di un frammento nucleare al quale fosse rimasta attaccata una  $\Lambda$ , cioè un *ipernucleo*. Successivamente l'osservazione venne confermata da altri eventi dello stesso tipo, rilevati in condizioni sperimentali simili.

A seguito dell'installazione di fasci di mesoni  $K^-$  presso gli acceleratori di particelle (fine anni '60) fu possibile iniziare lo studio degli *ipernuclei* nei laboratori. Le tecniche sperimentali utilizzate furono comunque sempre, fino agli inizi degli anni '70, quelle visualizzanti, cioè pacchi di emulsioni fotografiche o camere a bolle (riempite con He, liquidi pesanti) esposte a fasci di mesoni  $K^-$ .

Il riconoscimento degli *ipernuclei* e la relativa classificazione (numero di massa  $A$ , numero atomico  $Z$ ) venivano effettuati per mezzo del-

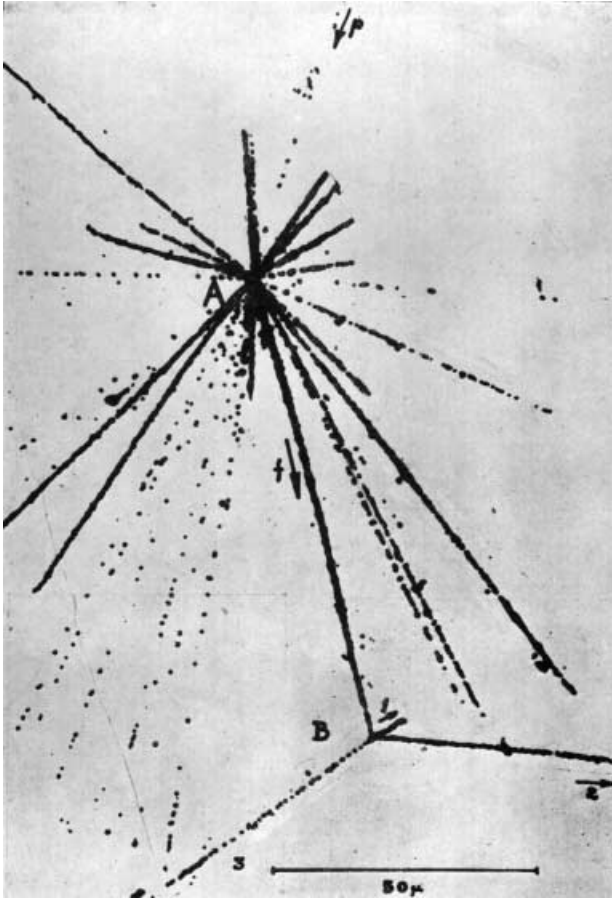


Fig. 1. - Il primo evento ipernucleare osservato in emulsione fotografica. *A* indica la stella dell'interazione primaria della particella cosmica (*p*) con un nucleo dell'emulsione, *f* la traccia dovuta all'iperframmentamento prodotto, *B* il vertice del decadimento dell'iperframmento. Tratto da (1).

12

l'analisi cinematica della stella di disintegrazione (metodo del decadimento dell'*ipernucleo*). Vennero pure riconosciuti i primi due eventi attribuiti all'esistenza di *doppi ipernuclei*  $\Lambda\Lambda$ . Il risultato fisico più importante di questa serie di esperimenti fu la misura dell'energia di legame degli *ipernuclei*  $\Lambda$  e l'osservazione dei principali modi di decadimento (mesonico e non mesonico).

A partire dagli anni '70 lo studio degli *ipernuclei* venne intrapreso mediante tecniche sperimentali elettroniche (spettrometri magnetici), a seguito dei progressi tecnologici nella messa a punto dei fasci di mesoni  $K^-$  e dell'introduzione di nuovi rivelatori di particelle (camere proporzionali multifili e a deriva). L'informazione fisica principale veniva fornita dall'analisi cinematica della reazione di produzione dell'*ipernucleo* (metodo di formazione) e ciò costituì un grosso salto qualitativo della fisica

degli *ipernuclei*. In più era possibile rivelare in coincidenza i prodotti del decadimento degli *ipernuclei* (raggi  $\gamma$ , pioni, neutroni, protoni), ed iniziare così uno studio dettagliato degli stati eccitati nucleari seguendo le metodologie teoriche ed interpretative della fisica nucleare. I risultati più importanti ricavati da questa prima serie di esperimenti, iniziati al CERN e continuati presso i Laboratori Nazionali di Brookhaven (USA), furono l'identificazione di ben definiti stati eccitati ipernucleari e la conseguente interpretazione fisica in termini di parametri microscopici relativi alla descrizione del potenziale  $\Lambda$ -nucleo e  $\Lambda$ -nucleone.

Negli anni '80 venne messa a punto una nuova tecnica di produzione degli *ipernuclei*, mediante fasci di  $\pi^+$  di energia superiore al GeV, sempre presso i Laboratori Nazionali di Brookhaven. La potenzialità del metodo venne sfruttata appieno presso il Laboratorio giapponese del KEK (Tsukuba), che da quasi un decennio fornisce in continuazione dati di eccellente qualità sia per quanto riguarda la spettroscopia degli *ipernuclei* sia per quanto riguarda il loro decadimento.

L'interesse suscitato nel mondo dei fisici nucleari da questa serie di dati ha indotto altri laboratori a mettere a punto degli apparati dedicati per lo studio degli *ipernuclei* (COSY a Jülich in Germania, TJNAF a Newport News in USA, Nuclotron a Dubna in Russia). Di particolare rilievo la circostanza che anche in Italia è stato ultimato un apparato complesso ed ambizioso (FINUDA, acronimo di FISica NUCleare a DAΦNE), dedicato alla fisica ipernucleare, che utilizzerà una delle due zone di interazione della nuova macchina DAΦNE, recentemente entrata in funzione presso i Laboratori Nazionali di Frascati dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare.

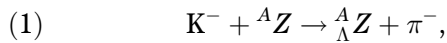
## 2. - Produzione degli ipernuclei

Nei primi anni della fisica ipernucleare agli acceleratori con tecniche visualizzanti non si prestò particolare attenzione all'energia e soprattutto alla qualità dei fasci utilizzati. Il principale requisito era che il proiettile incidente avesse sufficiente energia per produrre, in una collisione con un nucleone del nucleo bersaglio, un iperone  $\Lambda$ . Esso poteva poi "restare attaccato" ad uno dei frammenti del nucleo disintegrato dal proiettile e per questo motivo gli *ipernuclei*

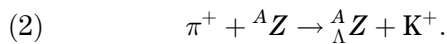
erano solitamente chiamati *iperframmenti*, nella semantica arcaica.

Dal 1972 si iniziò ad utilizzare reazioni di produzione degli *iper nuclei* a due corpi. In particolare, le reazioni a due corpi che hanno prodotto la quasi totalità dell'informazione sperimentale oggi esistente sono:

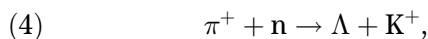
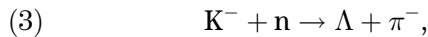
1. la reazione di "Scambio di Stranezza":



2. la reazione di "Produzione Associata":



Le reazioni (1) e (2) possono essere interpretate come il risultato delle reazioni "elementari" o "libere" a due corpi su di un nucleone (neutrone) del nucleo in cui viene prodotto un iperone  $\Lambda$ :



con l'ulteriore condizione che la  $\Lambda$  prodotta rimanga legata a tutti i restanti  $(A - 1)$  nucleoni non coinvolti nella reazione elementare. Le reazioni (3) e (4), pure analoghe nel fatto di produrre una  $\Lambda$  nello stato finale, sono sostanzialmente diverse. La (3) è una reazione esotermica, cioè la somma delle masse dello stato iniziale è superiore alla somma delle masse dello stato finale ( $Q = 178$  MeV), mentre l'opposto avviene per la (4), per la quale è necessario che i  $\pi^+$  incidenti abbiano un'energia cinetica di almeno 760 MeV (quantità di moto  $p = 890$  MeV/c) per poter innescare la reazione.

La diversità si manifesta, tra l'altro, nella cinematica del processo, che condiziona sostanzialmente i diversi stati ipernucleari che possono essere prodotti. Una rappresentazione istruttiva di tali cinematiche è riportata in fig. 2, nella quale è indicato l'impulso ricevuto dalla  $\Lambda$  (impulso trasferito  $q_\Lambda$ ) in funzione dell'impulso della particella incidente nel sistema del laboratorio ( $p_{\text{Lab}}$ ), nell'ipotesi che il  $\pi^-$  (o il  $K^+$ ) prodotti vengano rivelati ad un angolo  $\theta_L = 0^\circ$ .

Si può notare che, mentre nella (3)  $q_\Lambda$  è quasi sempre inferiore a 200 MeV/c e può anzi annullarsi per  $p_{\text{Lab}} = 510$  MeV/c (*momento magico*), nella (4) è sempre superiore. Si può, infine, notare che la reazione (3), esotermica, può avvenire anche per  $p_{\text{Lab}} = 0$  MeV/c, cioè con  $K^-$  a riposo. In questo caso, molto importante per l'esperimento FINUDA, che verrà discusso in un

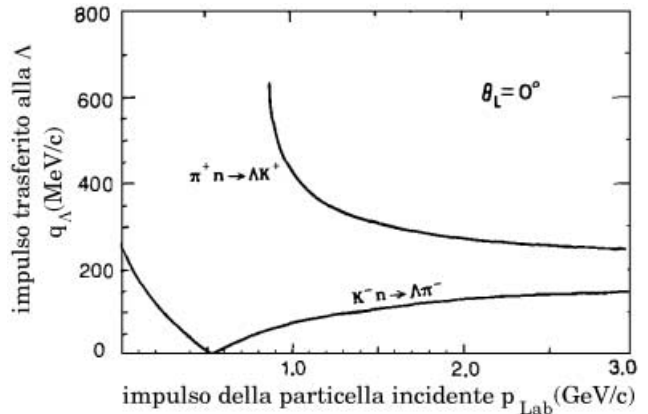


Fig. 2. - Cinematica delle reazioni (3) e (4) per  $\theta_L = 0^\circ$ ; l'impulso trasferito all'iperone  $\Lambda$  è riportato in funzione dell'impulso della particella incidente ( $K^-$  o  $\pi^+$ ) nel sistema del laboratorio.

successivo articolo,  $q_\Lambda$  è simile a quello ottenibile con la reazione (4).

Queste semplici considerazioni sull'impulso trasferito  $q_\Lambda$  aiutano a capire come le reazioni (1) e (2) permettano di ottenere selettivamente, a partire dallo stesso stato nucleare (il nucleo  ${}^A Z$  nello stato fondamentale) diversi stati ipernucleari (il fondamentale e i vari stati eccitati). Più in particolare la (1), soprattutto se in vicinanza del momento magico, produrrà un *iper nucleone* che differisce dal nucleo di partenza soltanto per la sostituzione di un neutrone con un iperone  $\Lambda$ , senza sostanziali modifiche della sua funzione d'onda, mentre la (2), oltre che modificare la natura del barione (un neutrone in una  $\Lambda$ ), è in grado di modificare anche la funzione d'onda, grazie a  $q_\Lambda \neq 0$ .

Naturalmente queste considerazioni sono molto semplici e qualitative, ma aiutano a capire alcuni aspetti metodologici e di approccio sperimentale. Esistono calcoli microscopici dettagliati per le reazioni (1) e (2), basati sulle tecniche teoriche più avanzate della fisica nucleare, che hanno permesso di ottenere una soddisfacente descrizione quantitativa dei risultati sperimentali relativi a dette reazioni.

### 3. - Spettroscopia degli ipernuclei

Useremo il termine "spettroscopia" in senso lato, per indicare gli stati energetici di un sistema a molti corpi ( $Z$  protoni,  $A - Z - 1$  neutroni e un iperone  $\Lambda$ ). Lo stato fondamentale di un tale sistema è costituito dagli  $(A - 1)$  nucleoni accomodati nello stato fondamentale del

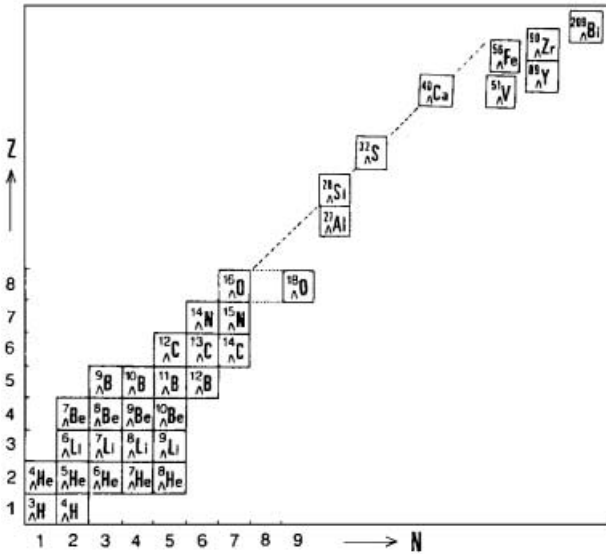


Fig. 3. - La "Tabella di Segrè" degli ipernuclei. Tratto da (2).

nucleo  $(A-1)Z$  e l'iperone  $\Lambda$  nello stato energetico ad energia più bassa ( $1s$ ). L'energia di legame  $B_\Lambda(s, f)$  della  $\Lambda$  nell'ipernucleo  ${}^A_\Lambda Z$  nello stato fondamentale può essere definita come

$$(5) \quad B_\Lambda(s, f) = M_{\text{core}} + M_\Lambda - M_{\text{Hyp}},$$

dove  $M_{\text{core}}$  è la massa (in  $\text{MeV}/c^2$ ) del nucleo  $(A-1)Z$  ben nota dalla fisica nucleare,  $M_\Lambda$  la massa della  $\Lambda$  e  $M_{\text{Hyp}}$  la massa dell'ipernucleo

${}^A_\Lambda Z$ , misurata sperimentalmente. Gli ipernuclei  $\Lambda$  noti sono 35, riportati nella fig. 3, chiamata anche tabella di Segrè degli ipernuclei.

$B_\Lambda(s, f)$  varia linearmente con  $A$ , con una pendenza di circa  $1 \text{ MeV}/\text{unità di } A$ , saturando a circa  $23 \text{ MeV}$  per gli ipernuclei pesanti. Questo andamento suggerisce un semplice modello per cui la  $\Lambda$  è confinata in una buca di potenziale di raggio eguale al raggio del nucleo  $(A-1)Z$  e di profondità circa  $28 \text{ MeV}$ , da paragonare con i  $55 \text{ MeV}$  tipici della buca di potenziale per i nucleoni. Questa circostanza è del tutto consistente con il fatto che l'intensità dell'interazione  $\Lambda\text{-}N$  è circa la metà dell'interazione  $N\text{-}N$ .

A questo punto è possibile cercare di rappresentare gli stati eccitati di un ipernucleo seguendo i modelli elementari sviluppati per gli stati eccitati nucleari. Il modello più semplice è certamente quello a particella singola e, a titolo di esempio, vediamo di classificare i possibili stati eccitati del  ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ . La fig. 4 rappresenta schematicamente queste classificazioni. In a) è rappresentata la configurazione dei barioni corrispondente allo stato fondamentale; in b) gli  $(A-1)$  nucleoni si trovano in uno stato eccitato e la  $\Lambda$  nello stato fondamentale, in c) gli  $(A-1)$  nucleoni si trovano nello stato fondamentale e la  $\Lambda$  in uno degli stati di particella singola previsti dal modello a shell, in d) sia gli  $(A-1)$  nucleoni sia la  $\Lambda$  si trovano in uno stato eccitato.

14

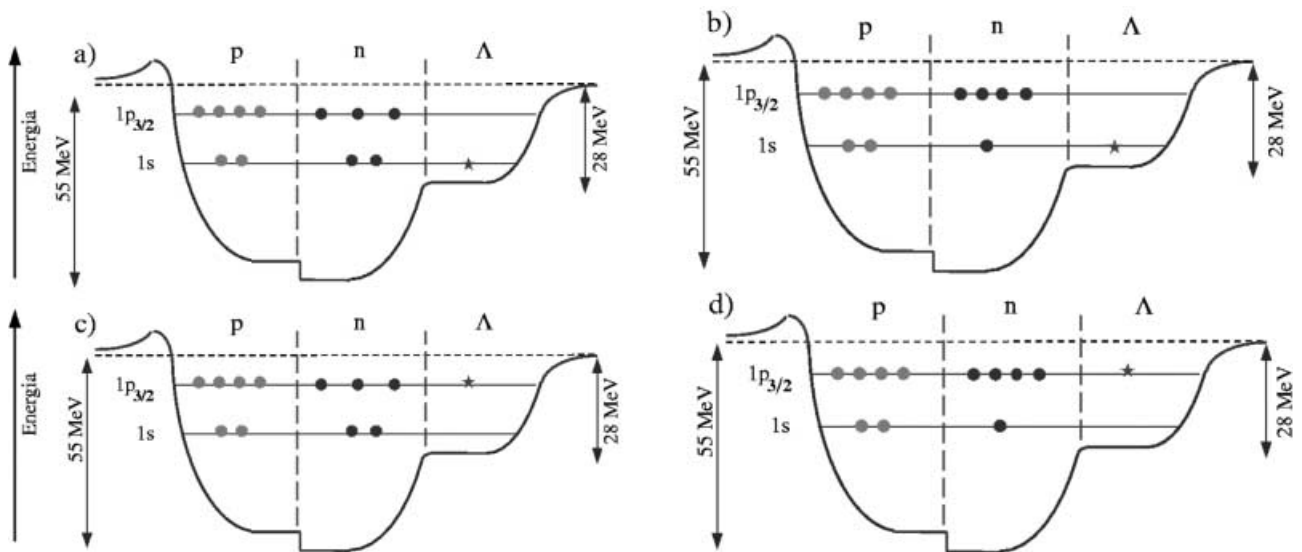


Fig. 4. - Rappresentazione semplificata degli stati di particella singola dei nucleoni e dell'iperone  $\Lambda$  nel  ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ : a) stato fondamentale; b) i 5 neutroni in uno stato eccitato e la  $\Lambda$  nello stato fondamentale, c) i 5 neutroni nello stato fondamentale e la  $\Lambda$  in uno degli stati di particella singola previsti dal modello a shell, d) sia i 5 neutroni sia la  $\Lambda$  in uno stato eccitato. Per semplicità sono state considerate soltanto diverse configurazioni dei neutroni per quanto riguarda l'insieme dei nucleoni. Le dimensioni e la forma della buca di potenziale, come pure le posizioni dei livelli di particella singola, sono puramente indicative.

Per semplicità sono state considerate soltanto diverse configurazioni dei neutroni per quanto riguarda l'insieme dei nucleoni.

A prima vista potrebbe sembrare che l'idea di studiare nuclei composti da 3 barioni anziché 2 sia peregrina. Se già con 2 abbiamo grosse difficoltà interpretative, figurarsi con 3 ... ! In realtà, come dimostreremo in seguito, non è così; stiamo aggiungendo un altro barione, distinguibile, ma uno solo, e questo permette di esaminare gli stati veramente di particella singola di una  $\Lambda$  che si trova nel potenziale medio degli altri  $(A - 1)$  nucleoni senza le complicazioni dovute al principio di Pauli ed altri effetti collaterali che inevitabilmente si incontrano quando si studiano gli stati eccitati di un nucleo ordinario.

Per prima cosa è facile capire perché, mediante la reazione (1) attorno al momento magico non si possono ottenere *ipernuclei* nello stato fondamentale. Ricordando che tale reazione muta un neutrone in una  $\Lambda$ , si potrà trasformare un neutrone nello stato  $1s_{1/2}$  o  $1p_{3/2}$  in una  $\Lambda$  nello stesso stato. Riferendoci sempre a  $^{12}\text{C}$  e  $^{12}_{\Lambda}\text{C}$  e ricordando la fig. 4, è immediato verificare che queste configurazioni non corrispondono ad un *ipernucleo* nello stato fondamentale. Al contrario, con la (2) o la (1) con  $\text{K}^-$  a riposo, è possibile trasformare un neutrone dello stato  $1p_{3/2}$  in una  $\Lambda$  nello stato  $1s_{1/2}$ , grazie al momento trasferito, e quindi ottenere un *ipernucleo*  $^{12}_{\Lambda}\text{C}$  nello stato fondamentale.

La migliore dimostrazione della validità di questa semplice rappresentazione è fornita dall'esperimento. La fig. 5 fornisce un recente spettro di eccitazione del  $^{89}_{\Lambda}\text{Y}$  ottenuto mediante la reazione (4) al Laboratorio del KEK<sup>(3)</sup>.

Dal modello a particelle indipendenti sappiamo che è possibile, partendo da un neutrone nello stato  $g_{9/2}$ , accomodare un iperone  $\Lambda$  negli stati  $s, p, d, f$ . Si osservano, infatti, quattro picchi ben distinti corrispondenti a queste configurazioni. Con risoluzione energetica peggiore, era stata osservata una struttura a sei picchi nel  $^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$ , corrispondenti a tutti gli stati  $s, p, d, f, g, h$ . Queste misure sono la conferma più spettacolare, a livello quasi pedagogico, della realtà fisica del modello a particelle indipendenti.

Nei nuclei ordinari, anche con gli esperimenti più raffinati, non era mai stato possibile osservare contemporaneamente l'esistenza di nucleoni in stati ben definiti se non al più in due stati, quelli corrispondenti alle orbite più esterne. Ciò è dovuto al fatto che l'intensità degli stati

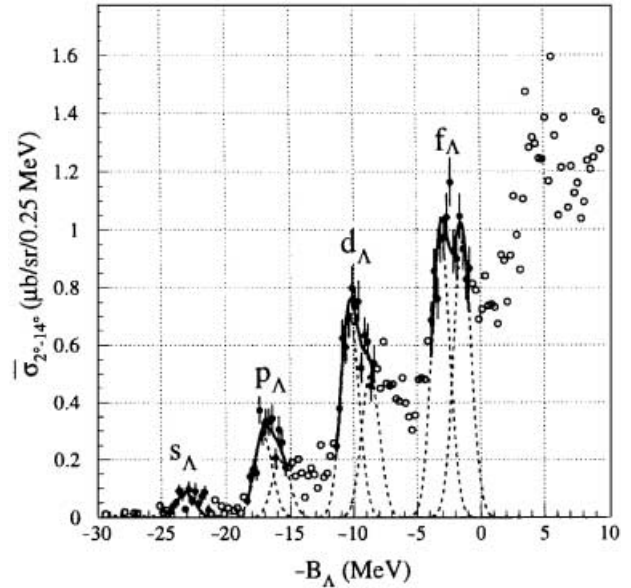


Fig. 5. - Spettro di eccitazione del  $^{89}_{\Lambda}\text{Y}$  osservato nella reazione  $(\pi^+, \text{K}^+)$ . Le curve tratteggiate rappresentano i contributi dei diversi stati di particella singola della  $\Lambda$ . Tratto da<sup>(3)</sup>.

a particella singola viene frammentata da vari effetti e sperimentalmente si osserva un continuo.

Guardando più attentamente lo spettro di fig. 5 si può notare che i picchi corrispondenti agli stati  $p, d$  e  $f$  hanno una larghezza superiore alla risoluzione sperimentale (1.65 MeV). Ciò suggerisce che si tratti in realtà di doppietti non risolti completamente, dovuti ad effetti non ancora chiariti del tutto.

Consideriamo ora un altro esempio di spettroscopia, riguardante stati eccitati ipernucleari riconducibili alle parti dipendenti dallo spin dell'interazione  $\Lambda\text{-}\mathcal{N}$ . Quando una  $\Lambda$  nello stato fondamentale  $1s$  è accoppiata ad un nucleo con spin  $J \neq 0$ , l'interazione dovuta ai termini di spin porta ad un doppietto di livelli  $(J - 1/2, J + 1/2)$  la cui spaziatura può essere direttamente legata alle parti dipendenti dallo spin dell'interazione elementare  $\Lambda\text{-}\mathcal{N}$  (struttura fine degli stati ipernucleari). Consideriamo il caso del  $^7_{\Lambda}\text{Li}$ , mostrato in fig. 6a). Accoppiando la  $\Lambda$  nello stato  $1s$  allo stato fondamentale  $1^+$  del  $^6\text{Li}$  ci aspettiamo un doppietto  $1/2^+, 3/2^+$  (stato fondamentale del  $^7_{\Lambda}\text{Li}$ ) e  $3/2^+, 5/2^+$  a qualche centinaio di keV. Accoppiando la  $\Lambda$  al primo stato eccitato  $3^+$  del  $^6\text{Li}$ , ci aspettiamo un doppietto  $5/2^+, 7/2^+$ . Questi stati eccitati del  $^7_{\Lambda}\text{Li}$  decadono allo stato fondamentale del  $^7_{\Lambda}\text{Li}$  mediante transizioni  $\gamma$  di dipolo magnetico M1 o di quadrupolo elettrico E2. Non è possibile isolare direttamente questi



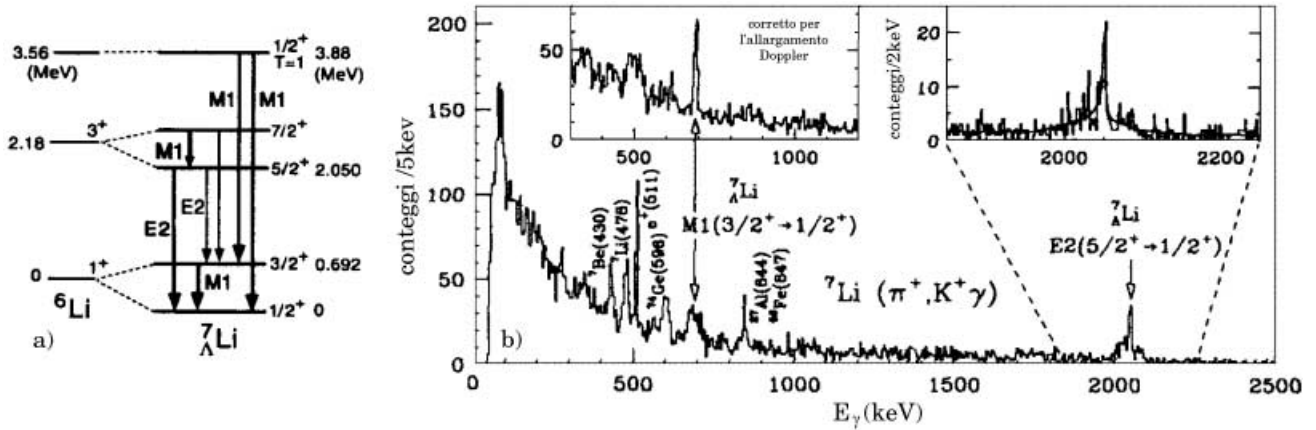


Fig. 6. – a) Schema dei livelli a bassa eccitazione di  ${}^6\text{Li}$  e  ${}^7\text{Li}$ , con le relative transizioni  $\gamma$ . b) Spettro sperimentale dei raggi  $\gamma$  osservati in coincidenza con la reazione  $(\pi^+, K^+)$  su un bersaglio di  ${}^7\text{Li}$ . Tratto da <sup>(4)</sup>.

stati nelle reazioni di produzione (1) e (2) in quanto la risoluzione energetica degli spettrometri magnetici è minore di più di un ordine di grandezza rispetto alle spaziature aspettate.

È però possibile verificare l'esistenza di questi doppietti e misurarne la spaziatura rivelando i raggi  $\gamma$  di diseccitazione che collegano i diversi livelli. L'esperimento, molto difficile per le condizioni sperimentali e per le basse velocità di conteggio, è stato portato a termine al laboratorio del KEK <sup>(4)</sup> ed il risultato principale è riportato in fig. 6b). Si osservano chiaramente le transizioni  $\gamma$  a 692 keV (spin-flip M1,  $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ ) e a 2050 keV (E2,  $5/2^+ \rightarrow 1/2^+$ ).

La spaziatura del doppietto ( $3/2^+$ ,  $1/2^+$ ) è determinata quasi del tutto dall'intensità dell'interazione spin-spin  $\Lambda\text{-}\mathcal{N}$ , con valutazioni indipendenti dal modello nucleare usato. Si ricava il valore di 0.5 MeV, molto importante per lo studio dei modelli di potenziale relativi all'interazione  $\Lambda\text{-}\mathcal{N}$ .

Forse ancora più interessante è l'informazione fisica ottenuta dall'analisi della transizione  $5/2^+ \rightarrow 1/2^+$  a 2050 keV. Notiamo preliminarmente che gli spettri osservati per ambedue le transizioni presentano il cosiddetto allargamento Doppler, dovuto al fatto che gli ipernuclei  ${}^7_\Lambda\text{Li}$ , prodotti direttamente nella reazione a due corpi  $\pi^+ + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^7_\Lambda\text{Li} + K^+$  nei vari stati eccitati, decadono con transizione  $\gamma$  mentre sono ancora in volo. Correggendo per questo effetto, la linea  $\gamma$  a 692 keV diventa un bel picco stretto, compatibile con la risoluzione sperimentale del rivelatore a Ge iperpuro utilizzato nell'esperimento. Ciò significa anche che la vita media dello stato in esame è inferiore al tempo

necessario agli ipernuclei  ${}^7_\Lambda\text{Li}$  per fermarsi nel bersaglio (qualche picosecondo). La linea corrispondente alla transizione  $\gamma$  a 2050 keV è costituita da una base allargata con sovrapposto un picco stretto. La base larga corrisponde ai decadimenti in volo, il picco stretto ai decadimenti del  ${}^7_\Lambda\text{Li}$  a riposo. Con il metodo noto dalla fisica nucleare dell'attenuazione dell'allargamento Doppler è stato possibile determinare la vita media (5.9 ps), con un errore del 20%. Questa misura ha permesso di trarre l'importante conclusione che la  $\Lambda$ , aggiunta ad un nocciolo nucleare noto, lo comprime e ne aumenta la stabilità. La transizione E2 ( $5/2^+ \rightarrow 1/2^+$ ) del  ${}^7_\Lambda\text{Li}$  è essenzialmente la transizione ( $3^+ \rightarrow 1^+$ ) del nocciolo  ${}^6\text{Li}$ . La misura della vita media permette di affermare che la dimensione spaziale del nocciolo  ${}^6\text{Li}$  del  ${}^7_\Lambda\text{Li}$  è del 20% inferiore a quella del  ${}^6\text{Li}$  libero.

Questa conclusione apre interessanti prospettive per la fisica ipernucleare in quelli che sono gli argomenti d'avanguardia per la fisica nucleare. Tanto per citare un esempio, la scoperta forse più significativa nell'ultimo decennio della fisica nucleare è l'esistenza di nuclei con alto numero neutronico, in cui alcuni dei neutroni di valenza, debolmente legati, sono molto lontani ( $\sim 10$  fm) dal centro del nucleo e costituiscono il cosiddetto "alone di neutroni". Ciò è spiegabile come penetrazione quantistica della funzione d'onda dei nucleoni in regioni spaziali lontane rispetto alla tipica dimensione nucleare (1 fm). Nell'alone di neutroni la densità di materia nucleare è più di due ordini di grandezza inferiore a quella dei nuclei ordinari, e ciò ha permesso speculazioni molto interessanti circa

le proprietà di questo nuovo stato di “materia nucleare”. Per quanto riguarda gli *ipernuclei*, l’aggiunta della  $\Lambda$ , un barione neutro, non soggetto al condizionamento del principio di Pauli, e che porta un’ulteriore energia di legame, fa ipotizzare l’esistenza di *ipernuclei* legati ultra ricchi di neutroni, quali  ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ ,  ${}^7_{\Lambda}\text{H}$ ,  ${}^7_{\Lambda}\text{He}$  e  ${}^9_{\Lambda}\text{He}$ . Gli ultimi due potrebbero avere un alone di neutroni.

#### 4. – Decadimento degli ipernuclei

Premettiamo che in questo paragrafo non tratteremo il decadimento degli *ipernuclei* inteso come decadimento di un nucleo (transizioni  $\gamma$ , descritte in precedenza, decadimento rapido ( $\sim 10^{-22}$  s) per emissione di nucleoni,  $\alpha$ , ...), bensì il decadimento dovuto al fatto che la  $\Lambda$  è instabile. Questo tipo di decadimento è certamente il più importante in quanto apre una finestra unica sul settore delle interazioni deboli dei nucleoni e delle rispettive regole di selezione.

Una  $\Lambda$  libera decade in un pione ed un nucleone. La situazione cambia radicalmente quando la  $\Lambda$  è legata ad un nucleo. Il nucleone prodotto ha una quantità di moto ( $< 100$  MeV/c) molto inferiore a quella dovuta al moto di Fermi dei nucleoni nel nucleo ( $\sim 270$  MeV/c), e quindi questo decadimento, che chiameremo d’ora in poi decadimento mesonico, è inibito dal principio di Pauli, in quanto tutti gli stati nucleonici sono occupati. Curioso notare che, nel decadimento il principio di Pauli agisce in maniera opposta rispetto al caso della spettroscopia !

La  $\Lambda$  non può decadere in pione-nucleone, ma può interagire con tutti gli altri nucleoni del nucleo a cui è legata. L’interazione forte, che non viola la stranezza, dà come unico risultato dell’interazione  $\Lambda\mathcal{N}$  un’interazione elastica all’interno del nucleo, che non cambia la struttura nucleare. La  $\Lambda$  può, invece, interagire con gli altri nucleoni attraverso l’interazione debole, che viola la stranezza, nei canali specifici:

$$(6) \quad \Lambda + p \rightarrow n + p,$$

$$(7) \quad \Lambda + n \rightarrow n + n.$$

L’energia totale rilasciata nelle reazioni (6) e (7) è di  $\sim 175$  MeV ed i nucleoni dello stato finale hanno una quantità di moto di  $\sim 415$  MeV/c, superiore al momento di Fermi dei nucleoni, e quindi tali reazioni non sono inibite dal principio di Pauli. La fig. 7 rappresenta schematicamente i

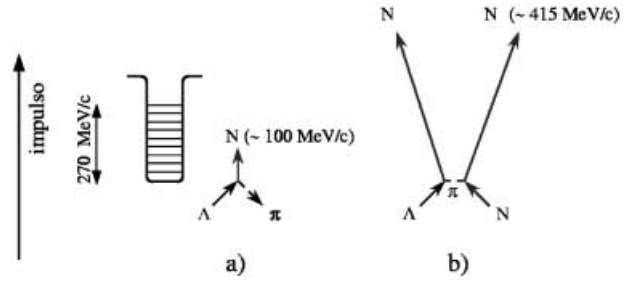


Fig. 7. – a) Rappresentazione schematica dell’effetto di blocco dovuto al principio di Pauli per il decadimento mesonico di una  $\Lambda$  legata in un *ipernucleo* e b) apertura del canale di decadimento non-mesonico.

processi di decadimento di una  $\Lambda$  in un *ipernucleo*.

I processi (6) e (7) vengono chiamati decadimenti non-mesonici degli *ipernuclei* e, più precisamente, “decadimento non-mesonico stimolato dal protone” e “decadimento non-mesonico stimolato dal neutrone”. Bisogna riconoscere che la semantica utilizzata di solito non è delle più felici. La definizione di decadimento è esatta quando ci si riferisce all’*ipernucleo*:

$$(8) \quad {}^A_Z\Lambda \rightarrow {}^{A-2}_{\Lambda} (Z-1) + n + p,$$

$$(9) \quad {}^A_Z\Lambda \rightarrow {}^{A-2}_{\Lambda} Z + n + n,$$

nel caso delle reazioni (6) e (7) sarebbe più opportuno parlare di reazioni deboli tra barioni all’interno di un nucleo.

Prima di discutere in dettaglio i decadimenti deboli degli *ipernuclei*, premettiamo una considerazione generale. La possibilità di studiare reazioni come la (6) e la (7) è molto attraente in quanto permette, in linea di principio, di investigare un settore alquanto oscuro dell’interazione debole a quattro barioni. L’interazione debole esiste ovviamente anche nel caso dell’interazione  $\mathcal{N}\mathcal{N} \rightarrow \mathcal{N}\mathcal{N}$ , che conserva la stranezza, ma può essere messa in evidenza con esperimenti di precisione, molto difficili, soltanto nel termine che non conserva la parità (NPC). Il termine che conserva la parità (PC) è completamente mascherato dall’interazione forte, la cui intensità è molti ordini di grandezza superiore ( $> 10^{10}$ ). Nel caso delle reazioni (6) e (7) ambedue i termini NPC e PC possono essere studiati, in quanto le interazioni forti non sono accessibili dato che la stranezza non è conservata.

Ci si può chiedere come mai, vista l’importanza, le reazioni (6) e (7) non siano mai state



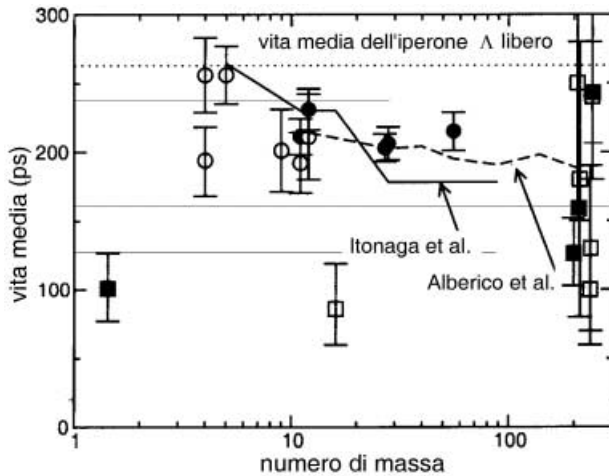


Fig. 8. - Vita media dell'iperone  $\Lambda$  legato in un ipernucleo in funzione di  $A$ .

studiate direttamente, almeno la reazione inversa della (6), accessibile con fasci di protoni da  $\sim 400$  MeV su un bersaglio di deuterio. La risposta sta nell'estrema piccolezza delle sezioni d'urto per le interazioni deboli, tipicamente dell'ordine di  $10^{-39}$  cm<sup>2</sup>. Ma com'è allora possibile che la reazione (9) avvenga per una  $\Lambda$  legata in un nucleo? La risposta è immediata: il libero cammino medio della  $\Lambda$  in materia nucleare infinita è  $\lambda = 1/\sigma\rho$ . Ricordando che il valore accettato di  $\rho$  è  $0.16$  fm<sup>-3</sup> =  $0.16 \times 10^{39}$  cm<sup>-3</sup>, otteniamo per  $\lambda$  un valore di  $\sim 0.16$  cm. Questa distanza è quella percorsa da una  $\Lambda$  con una velocità dell'ordine di qualche percento di  $c$  (corrispondente ad un impulso di un centinaio di MeV/ $c$ , ipotizzabile nel caso di una  $\Lambda$  in un ipernucleo nello stato fondamentale) in un tempo di  $\sim 10^{-10}$ s. In altre parole, in un ipernucleo da una parte il decadimento mesonico sarebbe inibito dal principio di Pauli, e quindi la  $\Lambda$  parrebbe diventare stabile se questo fosse l'unico modo di decadimento possibile, dall'altra la reazione debole che porta al decadimento non-mesonico necessiterebbe, per avvenire, di un tempo paragonabile alla vita media della  $\Lambda$  libera.

Da queste considerazioni appare chiara l'importanza di misurare la vita media per decadimento debole degli ipernuclei, in altre parole la vita media di una  $\Lambda$  legata. Le misure di  $\tau_\Lambda$  negli ipernuclei ( $\tau_{\Lambda\text{Hyp}}$ ), eseguite su alcuni ipernuclei in anni recentissimi (<sup>5-8</sup>), sono riportate in fig. 8, da cui appare che  $\tau_{\Lambda\text{Hyp}}$  diminuisce del 20-30%, raggiungendo peraltro un valore di saturazione. L'effetto può essere spiegato da diversi modelli teorico-fenomenologici.

Ma altre osservabili, oltre a  $\tau_{\Lambda\text{Hyp}}$  sono di estrema importanza nel decadimento non mesonico degli ipernuclei. Il decadimento della  $\Lambda$  libera, come quello di altre particelle strane, è ben interpretato dalla teoria generale delle interazioni deboli, che però non è in grado di distinguere tra le due possibilità di interazione con variazione di isospin totale  $\Delta I = 1/2$  o  $\Delta I = 3/2$ . I dati sperimentali relativi al decadimento della  $\Lambda$  libera indicano che la transizione con  $\Delta I = 1/2$  è dominante ( $\sim 95\%$ ) e ciò ha portato alla formulazione della cosiddetta "regola (della dominanza) dell'interazione  $\Delta I = 1/2$ " di carattere puramente empirico, nonostante diversi tentativi di spiegazione teorica (ad esempio, tramite i cosiddetti "diagrammi a pinguino"). La regola empirica ha trovato conferma anche dai risultati sperimentali relativi ai decadimenti di altre particelle strane. Ci sono indicazioni sperimentali che tale regola potrebbe essere violata nelle reazioni (6) e (7) innescate nei decadimenti (8) e (9). Il rapporto tra le probabilità di decadimento (8) e (9) dovrebbe essere 1/2 nel caso di una transizione con  $\Delta I = 1/2$  e 2 per una transizione con  $\Delta I = 3/2$  e ciò non sembra verificarsi. Sono state avanzate ipotesi teoriche sull'origine di questa violazione della regola  $\Delta I = 1/2$ , ma la cosa più importante è accertare con esperimenti dedicati e di precisione se la violazione esiste. Diversi esperimenti si stanno attrezzando per questa verifica, in particolare FINUDA, che verrà descritto in un altro articolo.

### 5. - Conclusione

Lo studio degli ipernuclei attira l'interesse di un numero crescente di ricercatori, per almeno due motivi. Il primo può essere sintetizzato dalla frase "La fisica ipernucleare aggiunge una dimensione in più alla fisica nucleare, la stranezza" e rappresentato nella fig. 9. La fisica nucleare è confinata nel piano  $S = 0$  e sta estendendo i limiti dei bordi della cosiddetta "valle di stabilità dei nuclei" con l'obiettivo di capire le equazioni generali che descrivono un sistema complesso quale un nucleo e diminuire gli errori sui vari parametri. È possibile che la fisica degli ipernuclei, nel piano  $S = 1$ , sia in grado di dare risposte più precise e convincenti con un numero limitato di esperimenti dedicati.

Altrettanto, se non più, attraente l'aspetto ri-

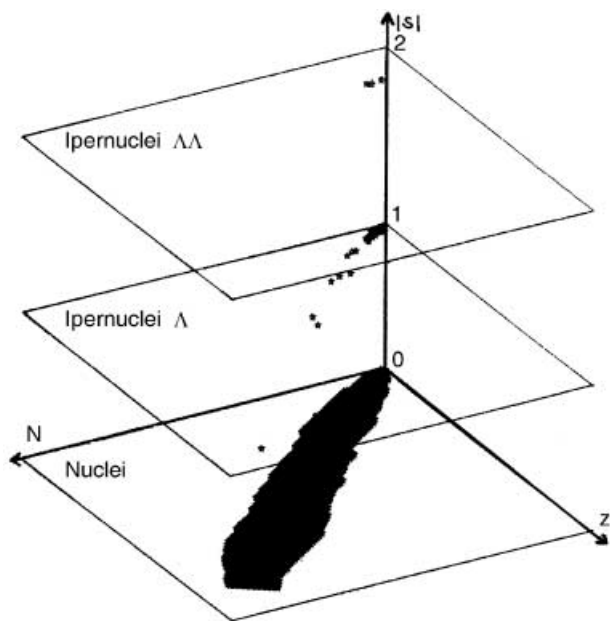


Fig. 9. – Il diagramma tridimensionale dei sistemi nucleari. Ogni punto rappresenta un sistema nucleare stabile (scala dei tempi  $10^{-22}$ s).

guardante le interazioni fondamentali, per le quali il decadimento non-mesonico degli *iper-nuclei* offre la possibilità di esaminare la parte che conserva la parità dell'interazione debole a quattro barioni e di aprire una finestra sull'origine della regola empirica  $\Delta I = 1/2$ .

#### Bibliografia

- (1) M. DANYSZ e J. PNIEWSKY, *Philos. Mag.* **44** (1953) 348.
- (2) H. BANDŌ *et al.*, *Perspectives in Meson Science*, edited by T. YAMAZAKI, K. NAKAI e K. NAGAMINE (North Holland, Amsterdam) 1992, pag. 571.
- (3) Tratto da *Spectroscopy of medium-heavy  $\Lambda$  Ipernuclei*, KEK Report 2000-3, April 2000, H, pag. 87.
- (4) H. TAMURA, *Nucl. Phys. A* **691** (2001) 86.
- (5) H. OHM *et al.*, *Phys. Rev C* **55** (1997) 3062.
- (6) P. KULESSA *et al.*, *Phys. Lett. B* **427** (1998) 403.
- (7) B. KAMYS *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **11** (2001) 1.
- (8) H. BHANG *et al.*, *Nucl. Phys. A* **691** (2001) 156.

## LA PRODUZIONE DI STRANEZZA NELLE COLLISIONI TRA IONI PESANTI ALLE ENERGIE ULTRARELATIVISTICHE

F. Riggi

Dipartimento di Fisica e Astronomia,  
Università di Catania,  
e Sezione INFN di Catania,  
Corso Italia 57, 95129 Catania

### 1. – Introduzione

L'osservazione di alcuni eventi di interazione prodotti dalla radiazione cosmica in camere a nebbia, ad opera di Rochester e Butler<sup>(1)</sup> circa cinquanta anni addietro ha dato luogo, come è noto, alla fisica della stranezza. L'osservazione di questi eventi mostrava una traccia primaria (dovuta ad un pione negativo energetico, come se ne trovano in abbondanza nella radiazione cosmica) che si interrompeva, per dar luogo, a qualche centimetro di distanza, ad una o più coppie di tracce a forma di V, dovute a due particelle cariche. Queste derivavano dal decadimento di una particella neutra (chiamata poi  $\Lambda$ ), prodottasi, proprio lì dove si interrompeva la traccia primaria, insieme ad un'altra particella rimasta a lungo sconosciuta. Le  $\Lambda$ , dato che erano capaci di percorrere uno spazio di qualche centimetro prima di decadere, dovevano vivere per tempi dell'ordine di  $10^{-10}$  s, enormemente più lunghi di quanto ci si potesse aspettare, dato che erano prodotte in seguito all'interazione forte. La soluzione di questo paradosso stava nell'esistenza di una nuova famiglia di particelle, create in seguito a processi di interazione forte, ma che decadevano per interazione debole, essendo create sempre in coppie. Proprio questa caratteristica portò all'introduzione di un nuovo numero quantico (di stranezza), da parte di Gell-Mann e Nishijima e alla corrispondente legge di conservazione nel caso dei processi governati dalla interazione forte. Se alla  $\Lambda$  si assegna stranezza pari a  $-1$ , nel processo deve essere creata necessariamente un'altra particella, anch'essa strana, ma con stranezza pari a  $+1$ . Per molti anni tuttavia la stranezza apparve come un parametro empirico, qualcosa introdotto per evitare il sorgere di paradossi spiacevoli. Solo molto più avanti, con l'introduzione del modello a quark, il contenuto di stranezza di queste particelle venne legato proprio al numero di quark di un

certo tipo in esse contenuto, assumendo a quel punto un ruolo di pari dignità con quello delle altre grandezze che caratterizzano il comportamento di un sistema nucleare.

La scoperta della stranezza negli anni '50 segnò una svolta decisiva per la fisica nucleare, aprendo la strada alla scoperta e alla classificazione di ulteriori famiglie di particelle. Oggi, a distanza di cinquanta anni, le particelle dotate di stranezza giocano ancora un ruolo fondamentale nello studio di alcuni fenomeni legati alla comprensione delle proprietà delle leggi fisiche (come la violazione di CP) o al comportamento della materia nucleare in condizioni estreme, dove costituiscono uno dei segnali più indicativi della formazione di una nuova fase della materia, il plasma di quark e gluoni. Un'analisi dei risultati combinati di diversi esperimenti condotti presso il CERN, esperimenti che vedono una larga partecipazione italiana, ha suggerito<sup>(2)</sup> che tale fase della materia sia stata effettivamente prodotta per la prima volta nelle collisioni centrali di fasci di Pb all'energia di 160 GeV per nucleone, aprendo la via alla sperimentazione ulteriore presso il *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) di Brookhaven e successivamente al *Large Hadron Collider* (LHC) al CERN.

## 20 2. - L'interesse fisico

Le collisioni tra ioni pesanti alle energie ultrarelativistiche forniscono un potente mezzo di indagine del comportamento della materia in condizioni estreme di pressione, temperatura e densità di energia. I risultati ottenuti, dapprima alle energie dell'AGS di Brookhaven (10 GeV/nucleone), e successivamente all'SPS del CERN (fino a 160 GeV/nucleone) mostrano evidenze per l'importanza degli effetti di *stopping* nucleare, che conducono alla formazione di una *fireball* di materia fortemente interagente, con densità di energia, pressione e temperatura che eccedono di gran lunga quelle della materia nucleare in condizioni normali. In tali condizioni, le previsioni della cromodinamica quantistica (QCD) indicano la formazione di una fase deconfinata di quark e gluoni, non più confinati all'interno degli adroni. Lo studio di tale fase, detta di *quark-gluon-plasma* (QGP), può avere delle importanti conseguenze, sia per una migliore comprensione della descrizione fornita dalla QCD, che per i suoi legami con la co-

smologia e l'evoluzione complessiva dell'universo. Si ritiene infatti che tale transizione di fase sia avvenuta nelle prime fasi evolutive dell'universo, ad un tempo dell'ordine dei microsecondi dopo il Big Bang.

L'osservazione della eventuale transizione di fase da materia adronica a plasma di quark e gluoni non risulta facile. Diverse conseguenze di tale possibile transizione sono state tuttavia previste. Mentre alcune di esse riguardano il comportamento termodinamico della materia e la sua evoluzione dopo la fase di QGP, altre sono legate all'osservazione di specifici segnali, quali l'aumento della stranezza, la soppressione della  $J/\Psi$  (un mesone costituito da una coppia quark-antiquark di tipo c), o l'emissione di fotoni o di coppie di leptoni.

L'aumento nell'abbondanza di particelle dotate di stranezza<sup>(3)</sup> è un segnale originariamente proposto all'inizio degli anni '80. In un plasma di quark e gluoni deconfinati, possono essere prodotte coppie quark-antiquark di tipo s mediante il processo di fusione gluonica, mentre in un gas adronico le coppie quark-antiquark di tipo s devono essere prodotte mediante coppie di adroni dotati di stranezza, con soglie di produzione più alte.

A temperature relativamente basse, la produzione di quark *strange* ( $M_s$  circa 500 MeV) è ridotta, rispetto a quella dei quark *up* e *down* ( $M_{u,d}$  circa 350 MeV), a causa della loro massa, con un rapporto dell'ordine di 0.4 alla temperatura  $T = 150$  MeV. Se però avviene una transizione di fase, con il ristabilimento della simmetria chirale, le masse dei quark da considerare divengono rispettivamente 150 MeV e 3-5 MeV, che conducono ad un rapporto di 0.7, quasi un fattore 2 rispetto al caso della materia adronica. Questo porterebbe dunque ad un aumento di un fattore circa 2 nella produzione di stranezza.

Un ulteriore fattore è legato all'alta densità barionica raggiunta durante la collisione. La zona interessata dai nuclei in collisione è infatti occupata da un numero elevato di quark *up* e *down*, e a causa del principio di Pauli, l'ulteriore produzione di quark u, d è soppressa rispetto a quella dei quark di tipo s. Questo porta ad un aumento complessivo pari ad un fattore 2.5. Ci si aspetta inoltre che l'aumento nella resa di particelle con numero quantico di stranezza superiore ad 1, cioè contenenti più di un quark *strange*, sia ancora più pronunciato. In prima approssimazione, se si fa l'ipotesi che tali par-

ticelle siano prodotte nella ricombinazione dei quark dal QGP, allora particelle aventi due quark di tipo *strange* (come la  $\Xi$  e la  $\Phi$  a stranezza *nascosta*) dovrebbero subire un aumento pari a  $(2.5)^2 \approx 6$  e particelle con numero quantico di stranezza pari a 3 (le  $\Omega$ ) un aumento  $(2.5)^3 \approx 15$ .

In questo e in casi analoghi, è importante tuttavia capire se questo effetto possa derivare anche da altre cause, non legate necessariamente alla formazione di QGP. Allo stato attuale nessun modello convenzionale è in grado di spiegare l'aumento osservato nella resa di particelle multistrane alle energie dell'ordine di 100 GeV/A.

### 3. – Le tecniche sperimentali

La rivelazione e l'identificazione delle particelle dotate di stranezza prodotte nelle col-

lisioni tra ioni pesanti ad alta energia è un compito non facile, data l'alta molteplicità di particelle prodotte nella collisione e il fatto che molte di queste particelle decadono a pochi centimetri di distanza dal vertice primario. Per l'identificazione delle particelle strane sono state utilizzate svariate tecniche, a seconda del tipo di particella e delle condizioni sperimentali. Mentre per i kaoni carichi sono possibili diverse tecniche di identificazione, basate sia sulla topologia dei decadimenti che sulla identificazione diretta di tali particelle mediante misure di perdita di energia, tempo di volo o radiazione Čerenkov, la rivelazione delle  $V^0$  (mesoni  $K_S^0$ , e iperoni  $\Lambda$ ) e dei barioni (multi)strani ( $\Xi$ ,  $\Omega$  e le loro antiparticelle) che danno luogo a decadimenti successivi (cascate), richiede in genere uno studio accurato della topologia di decadimento e l'identificazione dei vertici secondari mediante opportuni rivelatori di tracciamento (Tabella I).

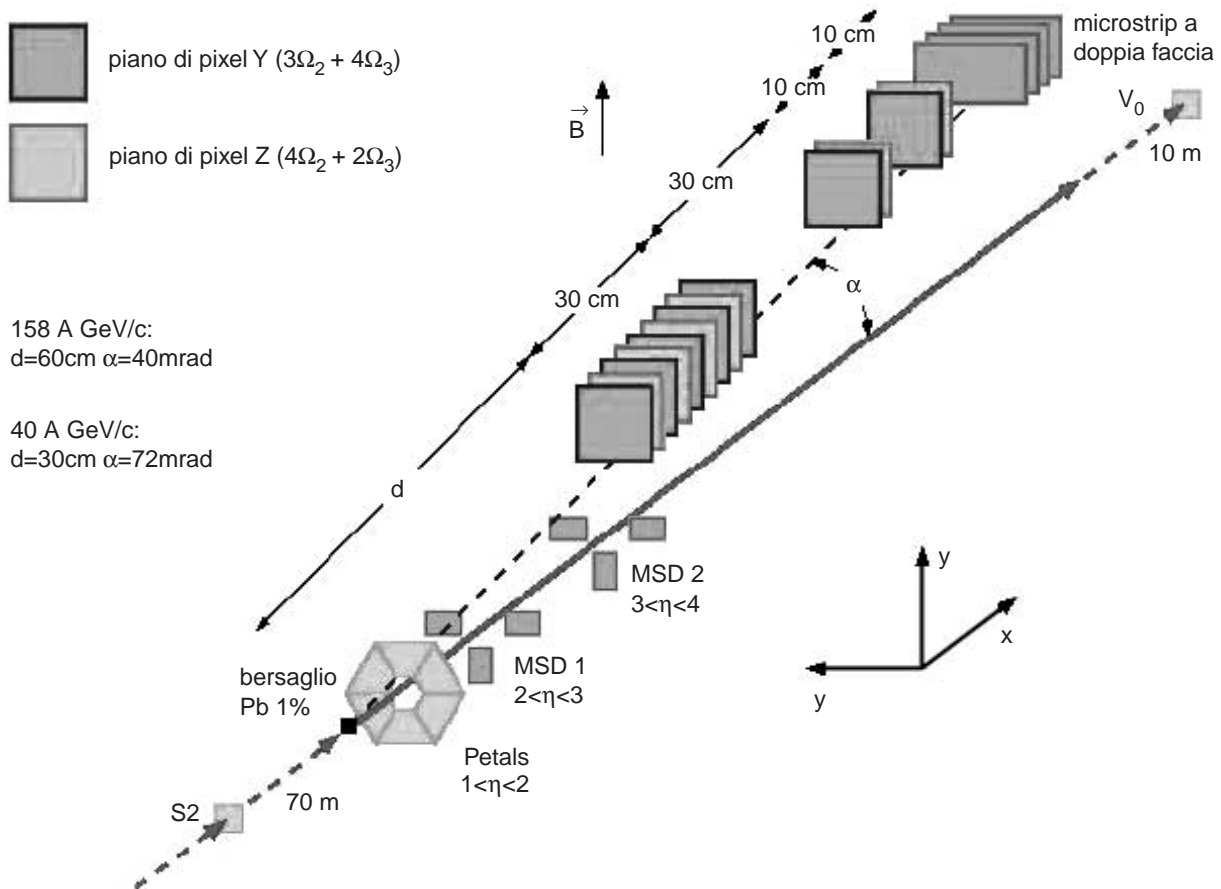
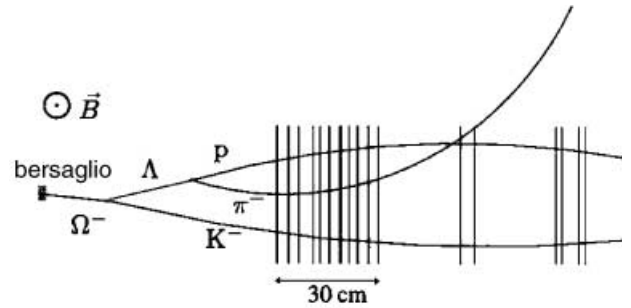


Fig. 1. – *Setup* sperimentale dell'esperimento NA57 al CERN SPS. Un telescopio costituito da diversi piani di rivelatori a *pixel* al silicio, per un totale di 1.1 milioni di canali, posto in un campo magnetico, permette il *tracking* delle particelle primarie e secondarie. Ulteriori rivelatori vengono utilizzati per il *trigger* e per la determinazione della centralità dell'evento.

**Tabella I. – Alcune proprietà dei decadimenti delle particelle dotate di stranezza. Per semplicità sono state omesse le corrispondenti antiparticelle.**

Particella	Massa (GeV)	Decadimento	$c\tau$ (cm)	Branching ratio
$K_S^0$	0.4977	$\pi^+\pi^+$	2.68	0.686
$\Lambda$	1.1157	$p\pi^-$	7.89	0.639
$\Xi^-$	1.3148	$\Lambda\pi^-$	4.91	0.999
$\Omega^-$	1.6725	$\Lambda K^-$	2.46	0.678

La ricostruzione delle  $V^0$  viene fatta usualmente mediante rivelatori di tracciamento posti in un opportuno campo magnetico. Nel caso degli esperimenti CERN WA97/NA57, specificamente dedicati alla produzione di stranezza, il rivelatore è un telescopio compatto di piani di *pixel* e *microstrip* al silicio (fig. 1), che pur essendo di piccole dimensioni, presenta un'accettanza non trascurabile per questo tipo di decadimenti. La ricostruzione dei barioni e antibarioni multistrani, che sono caratterizzati da decadimenti a cascata, richiede particolare cura e scelta delle condizioni, in modo da ridurre il fondo combinatorio, data la sezione d'urto del processo e l'accettanza del rivelatore. La fig. 2 mostra una tipica topologia di decadimento dell'iperone  $\Omega$  e la sua ricostruzione nel telescopio a *pixel*

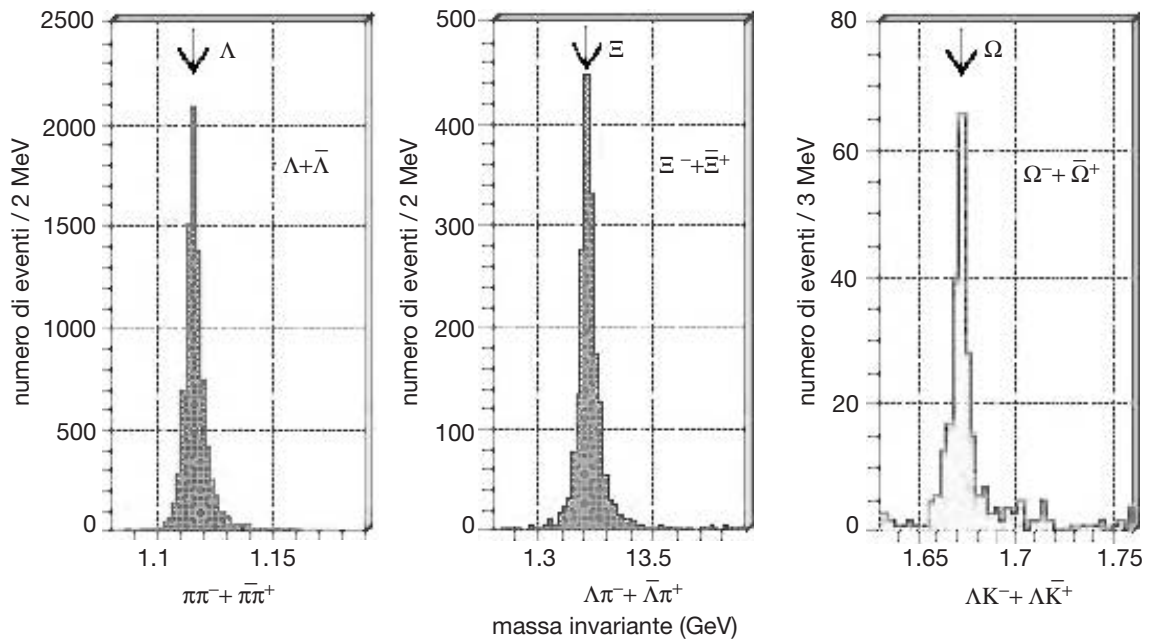


**Fig. 2. – Topologia di decadimento per un iperone  $\Omega$  e sua ricostruzione nel telescopio a *pixel* dell'esperimento WA97/NA57.**

dell'esperimento WA97/NA57. Gli spettri di massa invariante delle particelle  $\Lambda$ ,  $\Xi$  e  $\Omega$  e delle corrispondenti antiparticelle, in un campione di eventi PbPb all'energia di 160 GeV per nucleone sono mostrati in fig. 3.

#### 4. – I risultati della sperimentazione al CERN SPS

Alle energie dell'AGS (2–10 GeV/A) la produzione di stranezza è stata investigata sistematicamente da diversi esperimenti, che hanno misurato soprattutto il rapporto kaoni/pioni e anti- $\Lambda$ /antiprotoni in funzione del numero di



**Fig. 3. – Spettri di massa invariante degli iperoni  $\Lambda(S = 1)$ ,  $\Xi(S = 2)$  e  $\Omega(S = 3)$  e delle loro antiparticelle, ricostruiti mediante i loro decadimenti  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ,  $\Xi \rightarrow \Lambda\pi^-$ ,  $\Omega \rightarrow \Lambda K^-$ .**



partecipanti alla collisione. Gli aumenti osservati nelle collisioni centrali tra ioni pesanti rispetto alle collisioni periferiche e ai dati nucleone-nucleone potrebbero tuttavia essere spiegati, almeno qualitativamente, da processi convenzionali, descritti ad esempio da modelli di trasporto adronico del tipo RQMD, senza introdurre alcuna ipotesi circa la formazione di QGP.

Per quanto riguarda il *range* di energia disponibile presso l'SPS del CERN (40–160 GeV/A), diversi esperimenti hanno ottenuto dati riguardanti la produzione di stranezza in collisioni tra ioni pesanti. Il programma di fisica degli ioni pesanti al CERN ha attraversato essenzialmente una prima fase, dal 1986 al 1992, caratterizzata dall'uso di fasci di  $^{16}\text{O}$  e  $^{32}\text{S}$  a energie di 60 e 200 GeV per nucleone, e una seconda fase, in cui fasci di Pb sono stati utilizzati, a partire dal 1994, ad un'energia massima di 160 GeV per nucleone. I primi studi sulla produzione di stranezza, condotti con i fasci di  $^{16}\text{O}$  a 60 e 200 GeV/A (Collaborazione NA35) mostrarono che gli effetti collettivi erano trascurabili: i dati ottenuti da collisioni O + Au potevano essere interpretati mediante semplici fattori di scala rispetto alle collisioni p + Au. Gli esperimenti successivi tuttavia, con fasci di  $^{32}\text{S}$  a 200 GeV/A fornirono i primi risultati sistematici sulla produzione di stranezza (soprattutto ad opera delle Collaborazioni NA35, NA36, WA85 e WA94). I risultati ottenuti da questi esperimenti nelle collisioni S + W e S + S mostrarono infatti le prime evidenze di un aumento nella resa di particelle strane e multistrane rispetto alle collisioni protone-nucleo. Con l'inizio della sperimentazione con fasci di ioni realmente pesanti (Pb) ad un'energia di 160 GeV/A, nuovi esperimenti, di tipo *general purpose* o specificamente dedicati, sono stati realizzati e hanno ottenuto dati sulla produzione di stranezza.

Gli esperimenti NA44 e NA52 hanno misurato le rese dei kaoni carichi con alta statistica in una regione limitata di rapidità, NA49 ha misurato con un'ampia copertura kaoni carichi e neutri, mesoni  $\Phi$  e iperoni, mentre WA97/NA57 ha concentrato la sua attenzione sulla misura degli iperoni e anti-iperoni multistrani nella regione di *midrapidity*. NA50 infine ha misurato la  $\Phi$  attraverso il canale di decadimento  $\mu^+\mu^-$ . Nel caso dei kaoni, i dati ottenuti da diversi esperimenti sono in buon accordo, sia per quanto concerne le rese che le distribuzioni di rapidità. Il rapporto  $K/\mu$  mostra un aumento di circa un fattore 2 nel caso di collisioni nucleo-nucleo (AA), rispetto al caso protone-protone (pp) o

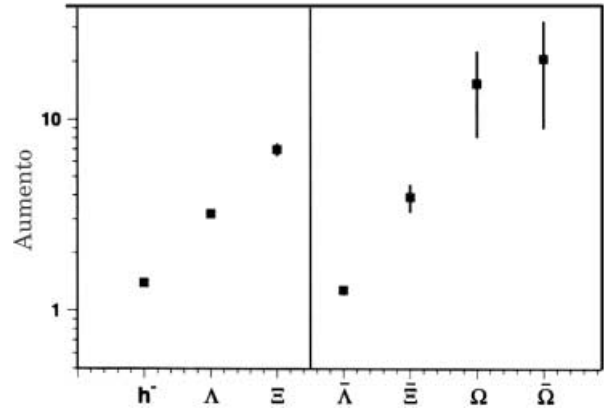


Fig. 4. - Aumento della stranezza (rapporto tra resa per partecipante in collisioni Pb-Pb e in collisioni protone-nucleo) per le varie particelle.

protone-nucleo (pA). Anche nel caso della  $\Phi$ , un notevole aumento (circa un fattore 3) nel rapporto  $\Phi/\pi$  è stato osservato nelle collisioni Pb-Pb rispetto a quelle pp. Le rese assolute e gli spettri di massa trasversa delle  $\Phi$ , misurate da NA49 e da NA50 attraverso i canali di decadimento  $K^+K^-$  e  $\mu^+\mu^-$ , rispettivamente, sono tuttavia in disaccordo e richiedono ulteriori investigazioni.

La produzione di iperoni è stata studiata soprattutto dagli esperimenti NA49 e WA97/NA57, ottenendo risultati in buon accordo per i casi accessibili a entrambi gli esperimenti. Vengono qui presentati alcuni dei risultati più significativi ottenuti dalla Collaborazione WA97/NA57, relativi alla produzione di barioni e antibarioni multistrani. Set completi di dati sono stati misurati per i sistemi p + Be, p + Pb e Pb + Pb, per le particelle di carica negativa ( $h^-$ ),  $K_s^0$ ,  $\Lambda$ ,  $\Xi$ ,  $\Omega$  e le corrispondenti antiparticelle.

Le rese di tali particelle per nucleone partecipante sono comparabili per i sistemi p + Be e p + Pb, mentre nel caso di collisioni Pb + Pb la resa per nucleone partecipante aumenta notevolmente rispetto al caso protone-nucleo.

La fig. 4 mostra il rapporto tra la resa per partecipante misurata nel caso Pb-Pb (*a midrapidity* e a 160 GeV/A) e quella relativa al caso p-Pb, per le varie specie considerate. L'aumento di stranezza è più pronunciato con il contenuto di stranezza e raggiunge un fattore 15 nel caso delle  $\Omega$  ( $S = 3$ ). Uno dei problemi aperti è la dipendenza di questo risultato dalla centralità della collisione. Mentre per le collisioni centrali e a parametro d'urto intermedio ( $N_{\text{wound}} > 100$ , fig. 5) si ottengono risultati confrontabili, un risultato preliminare di NA57 per le collisioni periferiche (<sup>4</sup>) indicherebbe,



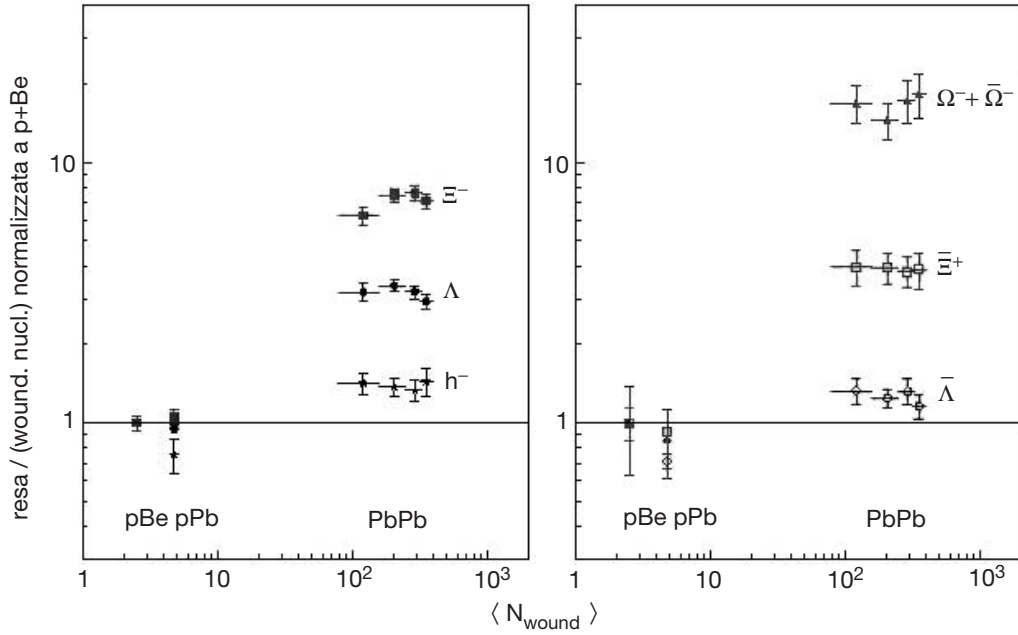


Fig. 6. – Il parametro di *slope*, ricavato dagli spettri di massa trasversa, riportato in funzione della massa della particella prodotta. I dati si riferiscono a collisioni Pb-Pb a 160 GeV/A.

se confermato, un regime intermedio tra quello delle collisioni protone-nucleo e quello delle collisioni centrali Pb-Pb, mostrando una netta riduzione della resa per le  $\Xi^+$ .

Gli spettri di massa trasversa delle particelle strane sono riprodotti ragionevolmente da un andamento del tipo  $(dn/dm_t) \propto m_t \exp[-m_t/T]$ . Il parametro di *slope*  $T$  per le varie specie misurate è riportato in fig. 6 in funzione della massa della specie considerata. I dati sembrano indicare un aumento lineare di  $T$  con la massa nel caso di

particelle a contenuto di stranezza  $S = 0$  o  $S = 1$ , mentre una significativa deviazione da questo andamento è osservato per le  $\Omega$  (e in qualche misura anche per le  $\Xi$ ).

I principali risultati riguardanti la produzione di stranezza nelle collisioni tra ioni pesanti alle energie dell'SPS possono essere così sintetizzati:

- Un aumento globale della stranezza (trasportata principalmente dai kaoni) di circa un fattore 2 rispetto a quanto prevedibile sulla base dei risultati protone-nucleo.
- Un aumento più pronunciato nel caso dei barioni (e antibarioni) multistrani, fino ad un valore di circa 15 per le  $\Omega$  nel caso di collisioni Pb-Pb a 160 GeV/A, e crescente con il contenuto di stranezza delle particelle prodotte.
- Una resa delle particelle multistrane più bassa (risultato preliminare di NA57) per le collisioni periferiche, rispetto a quelle centrali e a parametro d'urto intermedio, almeno per la  $\Xi^+$ .

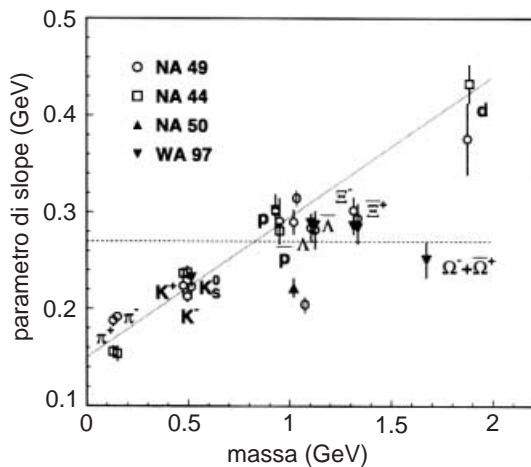


Fig. 5. – Resa per nucleone partecipante delle diverse particelle, misurata a *midrapidity* e normalizzata al caso delle collisioni p-Be, in funzione del numero di partecipanti. Sistema Pb+Pb ad un'energia di 160 GeV/A.

Questi risultati, se messi in relazione con altri segnali osservati (ad esempio la soppressione della  $J/\Psi$  da parte di NA50), costituiscono le evidenze più significative della formazione di una fase nuova della materia, caratterizzata dal deconfinamento dei quark e gluoni, nelle collisioni tra ioni pesanti ad un'energia di 160 GeV/A.

## 5. – Il futuro

Dopo le prime evidenze sperimentali relative all'aumento della resa delle particelle strane nelle collisioni centrali Pb-Pb a 160 GeV/A, le principali linee di investigazione alle energie dell'SPS sono lo studio della dipendenza dalla centralità della collisione e dall'energia incidente, allo scopo di determinare le condizioni per le quali si osserva un cambiamento nel regime di produzione di tali particelle. Misure di questo genere, i cui risultati sono tuttora in corso di analisi, sono state recentemente effettuate dall'esperimento NA57, utilizzando la più bassa energia disponibile presso l'SPS (40 GeV/A), ed estendendo le misure fino alle collisioni più periferiche. Ulteriori misure di interesse sono quelle effettuabili, compatibilmente con la disponibilità di fasci di ioni pesanti all'SPS nei prossimi anni, con proiettili di massa intermedia.

Nell'anno 2000 sono iniziate le prime misure di fisica degli ioni pesanti presso il *Collider* di Brookhaven (RHIC), con un'energia massima nel centro di massa di 200 GeV/A per i fasci di Au. A queste energie ci si aspetta che possano essere raggiunte densità di energia e temperature sensibilmente maggiori di quelle ottenute all'SPS. Ciascuno dei grandi esperimenti in corso al RHIC possiede delle potenzialità più o meno spiccate per la misura della stranezza. In particolare l'esperimento STAR è in grado di misurare le particelle dotate di stranezza, con la possibile eccezione degli iperoni multistrani, che saranno accessibili in modo più efficace con l'aggiunta del rivelatore di vertice al silicio, prevista a partire dal secondo anno di operazioni.

Il futuro circa la produzione di stranezza nelle collisioni tra ioni pesanti ad energie ultrarelativistiche, è legato all'esperimento ALICE al Large Hadron Collider del CERN. Un'energia nel centro di massa di 5.5 TeV/A per fasci di Pb sarà disponibile a LHC presumibilmente dal 2006, con la possibilità di accelerare anche nuclei più leggeri, fino al caso protone-nucleo. Nelle collisioni centrali Pb-Pb la densità di energia aspettata sarà da 5 a 10 volte maggiore di quella ottenibile all'SPS. Il rivelatore ALICE è stato progettato specificamente per la fisica degli ioni pesanti e sarà capace di osservare allo stesso tempo una varietà di segnali interessanti per la fisica del QGP. In particolare lo studio della produzione di stranezza è uno degli argomenti di interesse per i rivelatori centrali (TPC e ITS). L'ITS, il rivelatore di vertice al silicio, ri-

costruirà vertici primari e secondari con una precisione spinta al limite, adoperando rivelatori a *pixel* per i due strati più interni, e consentendo di rivelare tutte le particelle strane con buona efficienza e risoluzione.

Rispetto alle condizioni attuali dell'SPS, le energie del RHIC e di LHC consentiranno di raggiungere condizioni qualitativamente diverse, in cui la regione di rapidità centrale potrebbe essere virtualmente libera da materia barionica. In queste condizioni lo studio della produzione di stranezza si rivelerà particolarmente importante per la comprensione della transizione di fase e per l'evoluzione del sistema formato in seguito alla collisione.

### Ringraziamenti

Si ringraziano tutti i colleghi della Collaborazione WA97/NA57, all'interno della quale molte delle discussioni relative a questo lavoro sono state condotte, ed in particolare F. Antinori per una lettura critica del manoscritto.

### Bibliografia

- (1) G. D. ROCHESTER e C. C. BUTLER, *Nature* **160** (1947) 855.
- (2) <http://cern.web.cern.ch/CERN/Announcements/2000/NewStateMatter/story.html>  
U. HEINZ and B. JACOB, nucl-th/0002042(2000)
- (3) Per una rassegna recente della produzione di stranezza nelle collisioni tra ioni pesanti vedi S. MARGETIS, K. SAFARIK e O. VILLALOBOS BAILLIE, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **50** (2000) 299.
- (4) F. ANTINORI *et al.* (NA57 Collaboration), *Proceedings of the Quark Matter 2001 Conference, Stony Brook, NY, USA, 15-20 Gennaio 2001*, *Nucl. Phys. A* **698** (2002).

## TRA FOTONICA ED ELETTRONICA: UN LASER A CASCATA QUANTICA PER I TERAHERTZ

A. Tredicucci

NEST-INFM e Scuola Normale Superiore,  
Piazza dei Cavalieri 7, 56126 Pisa

### 1. - Introduzione

L'innovazione scientifica nel campo dei dispositivi a semiconduttore per l'emissione e rivelazione di onde elettromagnetiche ha rivoluzionato la vita quotidiana, aprendo nel contempo enormi possibilità di sviluppo economico in molti settori imprenditoriali ad alto contenuto tecnologico. Basti pensare alle comunicazioni in fibra ottica, ai sistemi di lettura e scrittura laser (CD-ROM), alla telefonia cellulare etc. In generale tali sistemi operano a frequenze del visibile e vicino infrarosso o alternativamente nella regione delle microonde e delle onde radio. Tradizionalmente questi due range spettrali si distinguono per i meccanismi concettualmente assai differenti utilizzati per la generazione della radiazione. Mentre i componenti ottici quali laser a diodo e LED sfruttano transizioni elettroniche tra la banda di conduzione e quella di valenza del materiale semiconduttore, i dispositivi a microonde come i diodi IMPATT e Gunn si basano sull'oscillazione ad alta frequenza di cariche elettriche. Per entrambi gli approcci però, la zona intermedia, situata tra 1 e 10 THz, risulta praticamente inaccessibile, trovandosi al di là (in una direzione o nell'altra) delle lunghezze d'onda limite raggiungibili attualmente dalle due tecnologie<sup>(1)</sup>, come esemplificato in fig. 1. Di conseguenza, questo spettro di frequenze (identificato anche come lontano infrarosso o recentemente come raggi *T*) è rimasto praticamente inutilizzato commercialmente, proprio a causa della mancanza quasi assoluta di sorgenti e rivelatori a stato solido. Tuttavia l'interesse a livello internazionale, in special modo negli ultimi anni, è andato via via crescendo, soprattutto viste le particolari proprietà di trasmissione di molte sostanze che consentirebbero l'uso di radiazione THz in un gran numero di applicazioni<sup>(1)</sup>. Gli impieghi prevedibili sono in ambito medico («*imaging*» di tessuti biologici in maniera complementare ai raggi X, ad esempio per rivelare carie dentali, tumori superficiali, ecc.), spettroscopico (rivelazione di gas, ricerca astronomica), delle comunicazioni senza filo (intra-edificio ad elevatissima larghezza

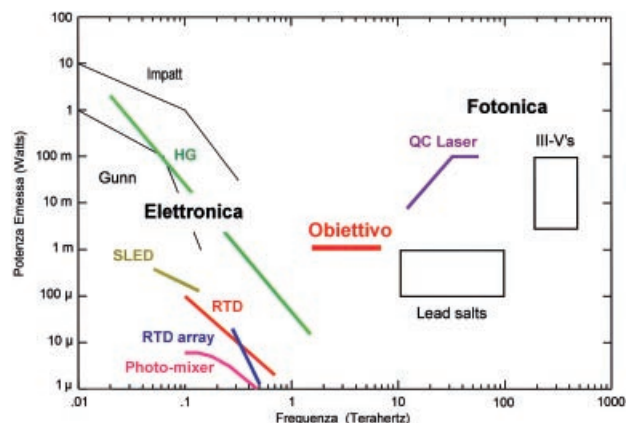


Fig. 1. - Prestazioni, in termini di potenza emessa, delle più comuni tecnologie disponibili per sorgenti a semiconduttore di radiazione elettromagnetica, al variare della frequenza di operazione. È evidente il «THz gap» che separa i dispositivi elettronici da quelli fotonici.

di banda), dei controlli di sicurezza (per la trasparenza di vestiti e materiali plastici).

Recentemente perciò si sono moltiplicati gli sforzi tesi alla realizzazione di emettitori laser a semiconduttore capaci di operare a frequenze THz. In questa direzione, uno degli approcci più interessanti si basa sul principio dei laser a cascata quantica (QC): si tratta di dispositivi unipolari a iniezione in cui, tramite *tunneling* risonante, si realizza inversione di popolazione tra due dei livelli (o meglio delle sottobande) nei quali viene divisa la banda di conduzione in un'eterostruttura quantistica<sup>(2)</sup>. L'energia della transizione ottica dipende pertanto dallo spessore degli strati (e non dal gap del semiconduttore come in un laser a diodo tradizionale), permettendo in linea di principio di operare a lunghezze d'onda arbitrariamente lunghe. In realtà mentre nel medio infrarosso la tecnologia dei QC è ormai molto matura con prestazioni d'eccellenza a temperatura ambiente<sup>(3)</sup>, la realizzazione di un laser QC THz era finora considerata un traguardo ancora molto distante. Le problematiche fondamentali risiedono da un lato nel dover operare ad energie minori del fonone ottico, dove i processi di rilassamento e diffusione elettronica e l'eccitazione termica dei portatori rendono difficile l'ottenimento della necessaria inversione, dall'altro nella necessità di implementare nel dispositivo una guida d'onda a bassa perdita, che consenta però di confinare la radiazione emessa su una regione attiva di spessore molto minore della lunghezza d'onda. Lo sviluppo di speciali QC a superreti-

colo<sup>(4,5)</sup> e di guide funzionanti su modi ottici tipo plasmoni di superficie<sup>(6)</sup> ha permesso negli ultimi anni una continua evoluzione verso frequenze sempre più basse<sup>(7)</sup>. Solo recentemente però accurate simulazioni Montecarlo della dinamica dei portatori hanno dimostrato la effettiva fattibilità di strutture laser QC THz, cioè ad energie minori del fonone ottico<sup>(8)</sup>. Sulla base di questi risultati, e grazie all'introduzione di nuovi concetti nel disegno della guida d'onda, è stato quindi realizzato il primo laser THz con un'eterostruttura a semiconduttore<sup>(9)</sup>. Si tratta di un laser QC a superreticolo (GaAs/AlGaAs) operante su un singolo modo a 4.4 THz, con potenze di picco emesse di più di 2 mW. Nonostante la temperatura d'esercizio sia per ora limitata a 60 K, le basse correnti di soglia fanno già ben sperare per il futuro sviluppo di questa nuova sorgente laser verso l'applicazione in sistemi commerciali.

## 2. – Ingegnerizzazione del materiale attivo

In un laser a cascata quantica la radiazione è prodotta dalle transizioni effettuate dagli elettroni di conduzione a seguito del passaggio di

corrente elettrica in cristalli artificiali chiamati eterostrutture. Queste particolari eterostrutture consistono di una serie di strati di materiali semiconduttori, ciascuno di pochi atomi di spessore, che determinano i livelli energetici permessi per gli elettroni che trasportano la corrente e, attraverso la localizzazione quantistica di questi livelli, permettono di controllare la frequenza della radiazione emessa. Sotto l'iniezione di corrente elettrica, gli elettroni sono quindi fatti passare da un livello all'altro emettendo un quanto di radiazione (fotone). Dopo tale emissione gli elettroni rimangono nella banda di conduzione, rendendo possibile il loro «riciclaggio» in una identica regione attiva adiacente, collegata tramite un'appropriata struttura drogata che provvede al trasporto elettronico. La ripetizione di più moduli (in genere da 1 a 100) consente quindi la produzione di un numero di fotoni per elettrone pari al numero di unità iniettore-regione attiva contenute nel dispositivo, da cui il nome «cascata quantica»<sup>(2)</sup>. Questo effetto è alla base delle alte potenze che i laser QC possono raggiungere praticamente in tutto il *range* di frequenze del medio infrarosso, con picchi di oltre 1 W impulsati a temperatura ambiente (vedi fig. 2). Tutto ciò

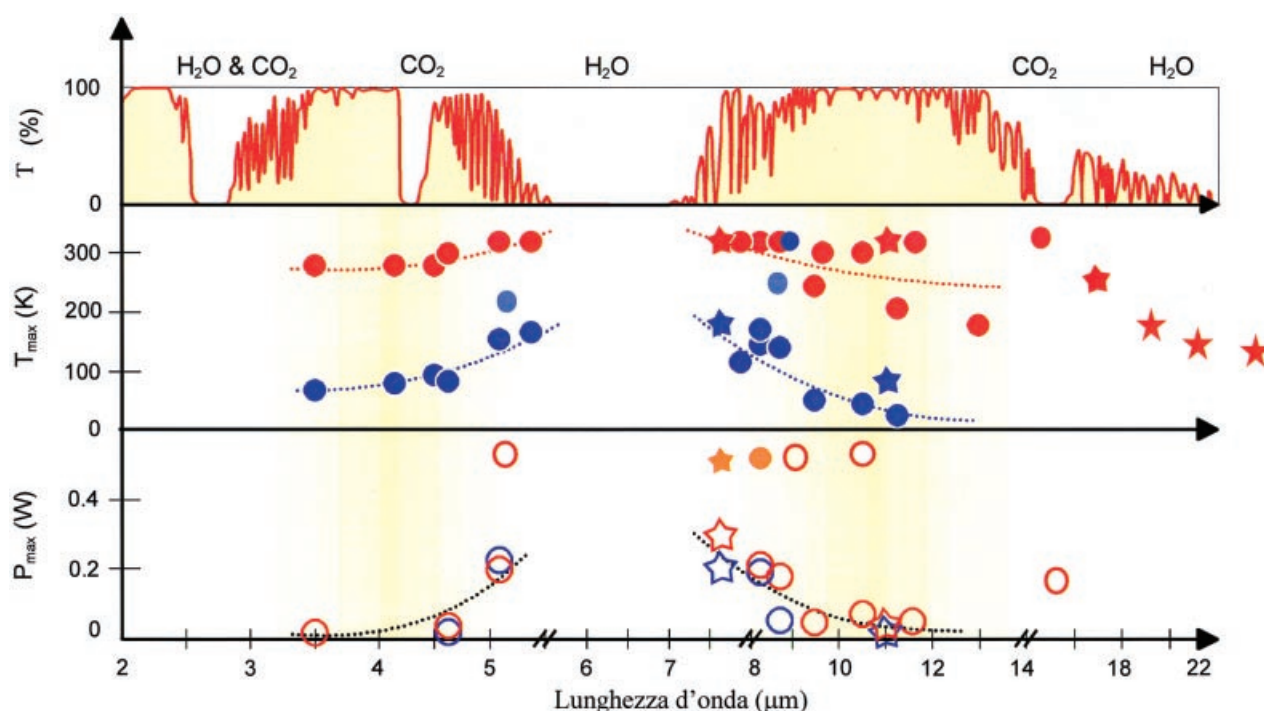


Fig. 2. – Stato dell'arte dei laser QC nel medio infrarosso. Il pannello centrale riporta la massima temperatura d'operazione in impulsata (rosso) e continua (blu) ottenute sinora alle varie lunghezze d'onda. Il pannello inferiore le tipiche potenze ottenute in impulsata a temperatura ambiente (rosso) e in continua all'azoto liquido (blu). In alto è riportato lo spettro di assorbimento dell'atmosfera.



sfruttando i materiali convenzionali III-V dell'opto-elettronica come GaAs/AlGaAs e InGaAs/AlInAs/InP<sup>(10)</sup>.

Lo sviluppo della ricerca sui laser QC ha portato negli ultimi anni alla progettazione di svariati modelli di regione attiva, con funzionalità e caratteristiche differenti<sup>(2-5, 10, 11)</sup>. In generale però il meccanismo alla base dell'inversione di popolazione fa sempre affidamento sul rapido svuotamento del livello inferiore della transizione, sfruttando lo *scattering* non radiativo in uno o più livelli sottostanti tramite emissione risonante di un fonone ottico. Questo principio non è direttamente applicabile a frequenze di qualche THz (che corrispondono ed energie di dieci, venti meV e quindi minori dei 35 meV circa del fonone ottico), poiché necessariamente comprometterebbe l'efficienza radiativa della transizione laser. Il disegno dei primi prototipi di emettitori THz a cascata quantica si era perciò focalizzato sulla massimizzazione del tempo di vita del livello laser su-

periore, cercando di ridurre le possibili vie di fuga degli elettroni per effetto tunnel o per *scattering* con fononi o altri elettroni<sup>(12)</sup>. A tal fine erano stati adottati iniettori con minibande molto strette in energia e poco accoppiati con regioni attive di concezione molto semplice (pozzi singoli). Tuttavia questo tipo di strutture pone il problema dell'estrazione degli elettroni e soffre visibilmente all'innalzarsi della temperatura del gas elettronico. Di conseguenza non si era ottenuta nessuna evidenza di emissione stimolata ed i relativi dispositivi elettroluminescenti erano caratterizzati da basse potenze emesse (pW) e piccole densità di corrente permesse ( $< 100 \text{ A/cm}^2$ )<sup>(12, 13)</sup>.

Per superare queste problematiche si è sviluppato un disegno basato su regioni attive a superreticolo «*chirped*» (SL), che consentono di minimizzare la densità elettronica nel livello laser inferiore, assicurando al contempo elevati momenti di dipolo per la transizione ottica<sup>(5)</sup>. Una porzione del profilo della banda di condu-

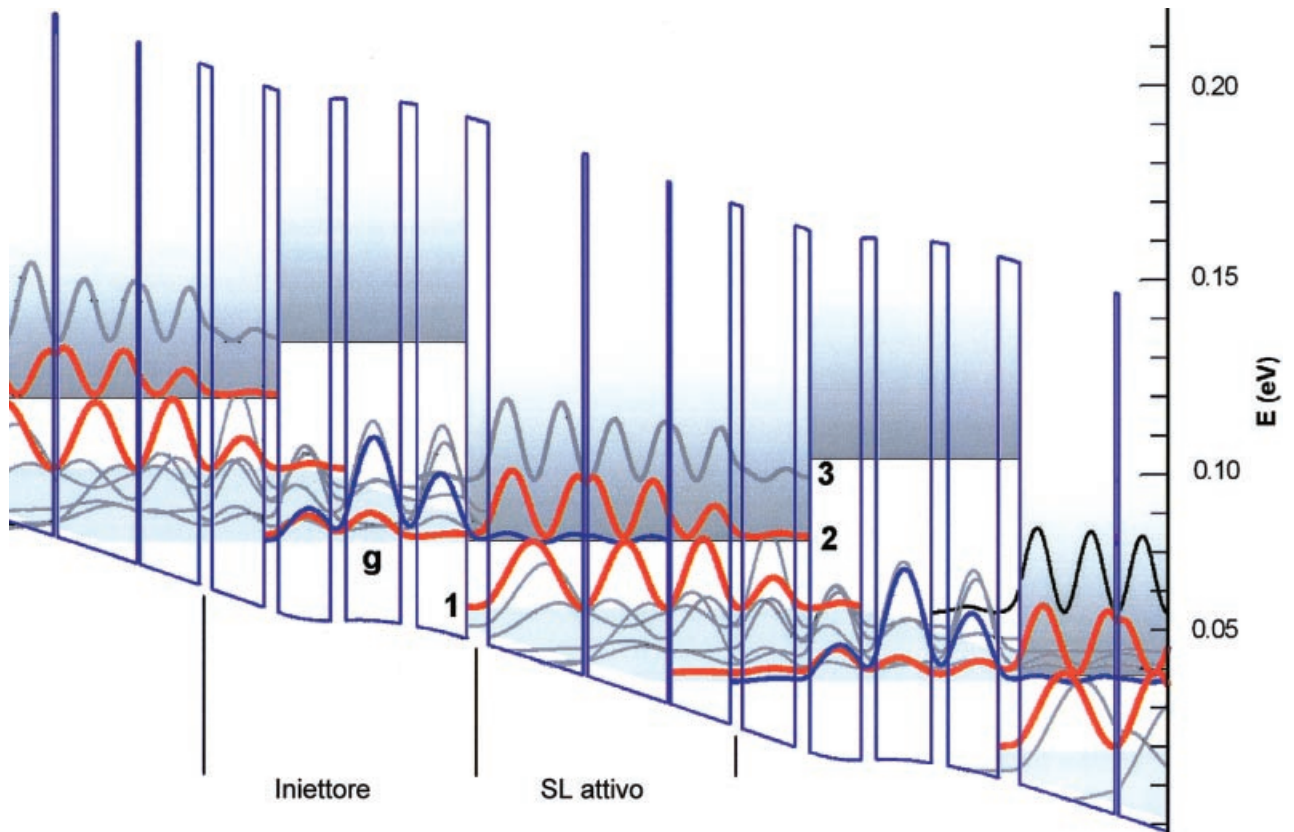


Fig. 3. - Diagramma energetico di una porzione della banda di conduzione della struttura laser sotto un campo applicato di 3.5 kV/cm. Gli spessori in nm sono, da sinistra a destra partendo dalla barriera d'iniezione, 4.3/18.8/0.8/15.8/0.6/11.7/2.5/10.3/2.9/10.2/3.0/10.8/3.3/9.9 dove le barriere di  $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  sono in grassetto mentre i pozzi di GaAs in caratteri normali (quello da 10.2 nm è drogato  $4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ). Sono riportati anche i moduli quadri delle funzioni d'onda lungo la direzione di crescita delle sottobande rilevanti, con le zone in grigio ad indicare le regioni (minibande) ad alta densità di stati. La transizione laser avviene tra i livelli 2 e 1.

zione è riportato in fig. 3. La minibanda nel SL, che presenta un'ampia dispersione di 17 meV, è particolarmente densa, essendo composta di sette sottobande, e forma un tutt'uno con l'iniettore. Questo offre agli elettroni un ampio spazio delle fasi dove distribuirsi a seguito di eventi di *scattering* e sopprime il «*back-filling*» termico di elettroni provenienti dallo stato fondamentale  $\mathbf{g}$  del periodo seguente. Le funzioni d'onda coinvolte nella transizione ottica sono ben delocalizzate su vari pozzi, assicurando un elemento di matrice di dipolo di ben 7.8 nm per un'energia di 18 meV (4.4 THz). La larghezza leggermente inferiore della minibanda impedisce l'eventuale riassorbimento della luce emessa. Apparentemente anche in questa struttura gli elettroni nella minibanda non possono termalizzare tramite emissione di fononi ottici. Tuttavia lo *scattering* elettrone-elettrone può fornire l'energia cinetica necessaria (in direzione ortogonale a quella di crescita) per attivare lo *scattering* con i fononi ottici.

Questa idea è fortemente supportata da simulazioni teoriche Monte Carlo basate su un insieme accoppiato di equazioni di Boltzmann tridimensionali, includendo entrambi i meccanismi di *scattering* per modellizzare correttamente la dinamica elettronica<sup>(8,4)</sup>. La fig. 4 mostra la densità di corrente e l'inversione di popolazione in funzione del campo applicato, calcolata a 10 K. Per quest'ultima si raggiunge un valore massimo di  $1.5 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$  giusto prima del campo di 3.5 kV/cm per cui è progettato il funzionamento con correnti dell'ordine del kA/cm<sup>2</sup>. Il calcolo ci mostra inoltre

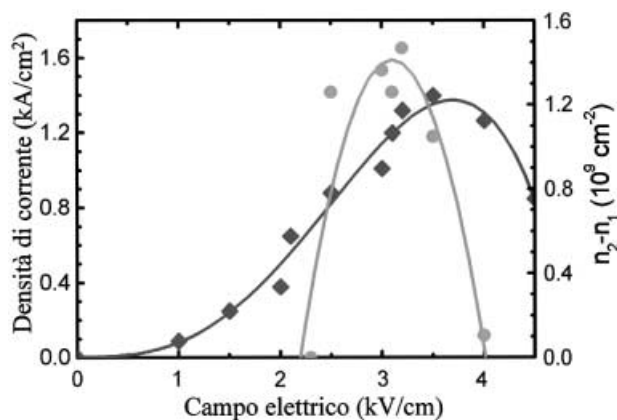


Fig. 4. - Inversione di popolazione calcolata tra i livelli 2 e 1 del SL, espressa in termini della densità di carica superficiale  $n_2 - n_1$  (cerchi) e densità di corrente attraverso la struttura (rombi). Le linee sono *fit* polinomiali.

che tale inversione di popolazione esiste solo quando lo *scattering* elettrone-elettrone è incluso, confermando le predizioni<sup>(8)</sup>. Va notato infine che i tempi di vita degli stati 1 e 2 risultano essere rispettivamente  $\tau_1 = 2.2 \text{ ps}$  e  $\tau_2 = 0.8 \text{ ps}$ ; tuttavia la condizione necessaria per l'inversione di popolazione ( $\tau_1 < \tau_{2-1}$ ) è rispettata grazie allo spazio delle fasi disponibile che limita i processi da 2 a 1 al tempo caratteristico  $\tau_{2-1} = 8.3 \text{ ps}$ <sup>(8)</sup>.

### 3. - Dispositivi elettroluminescenti

Per le misure di elettroluminescenza sono stati cresciuti con epitassia da fasci molecolari (MBE) 40 periodi del materiale attivo appena descritto tra due strati spessi 500 nm e 200 nm di GaAs ad alto drogaggio  $n$  ( $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) per la contattazione elettrica. Sono stati fabbricati dei mesa quadrati di 400  $\mu\text{m}$  di lato con litografia ottica e attacco chimico a umido, con contatti ohmici in Ge/Au evaporati termicamente. Il contenuto metallico superiore è stato realizzato in forma di reticolo di diffrazione con vari periodi (da 15 a 24  $\mu\text{m}$ ), per accoppiare in direzione ortogonale la radiazione normalmente emessa nel piano a causa delle regole di selezione TM delle transizioni inter-sottobanda<sup>(15)</sup>. I dispositivi sono stati inseriti in un criostato ad He liquido e pilotati con treni di 750 impulsi di corrente di durata intorno al  $\mu\text{s}$  (per non riscaldare eccessivamente il dispositivo) ad una frequenza di circa 333 Hz, per interfacciarsi bene con la velocità di risposta del bolometro al silicio utilizzato come rivelatore. La radiazione è stata raccolta con ottiche riflettive  $f/1$ , ed analizzata spettralmente in un interferometro a trasformata di Fourier con tecnica *step-scan* e rivelazione *lock-in*. Lo spettro d'emissione a 8 K da uno di questi dispositivi è riportato in fig. 5 per una corrente di 1 A, in rosso quello ottenuto con la corretta polarità del potenziale applicato, in verde quello con polarità invertita. Il picco principale a  $144 \text{ cm}^{-1}$  (18 meV, in perfetto accordo col disegno) è chiaramente dovuto alla transizione inter-sottobanda; scompare infatti invertendo il segno del campo elettrico. La larghezza di riga è di circa 2 meV, leggermente maggiore di quella osservata per transizioni in pozzi singoli a causa del maggior numero di interfacce attraversate dalle funzioni d'onda<sup>(12)</sup>. A conferma della buona funzionalità della struttura a



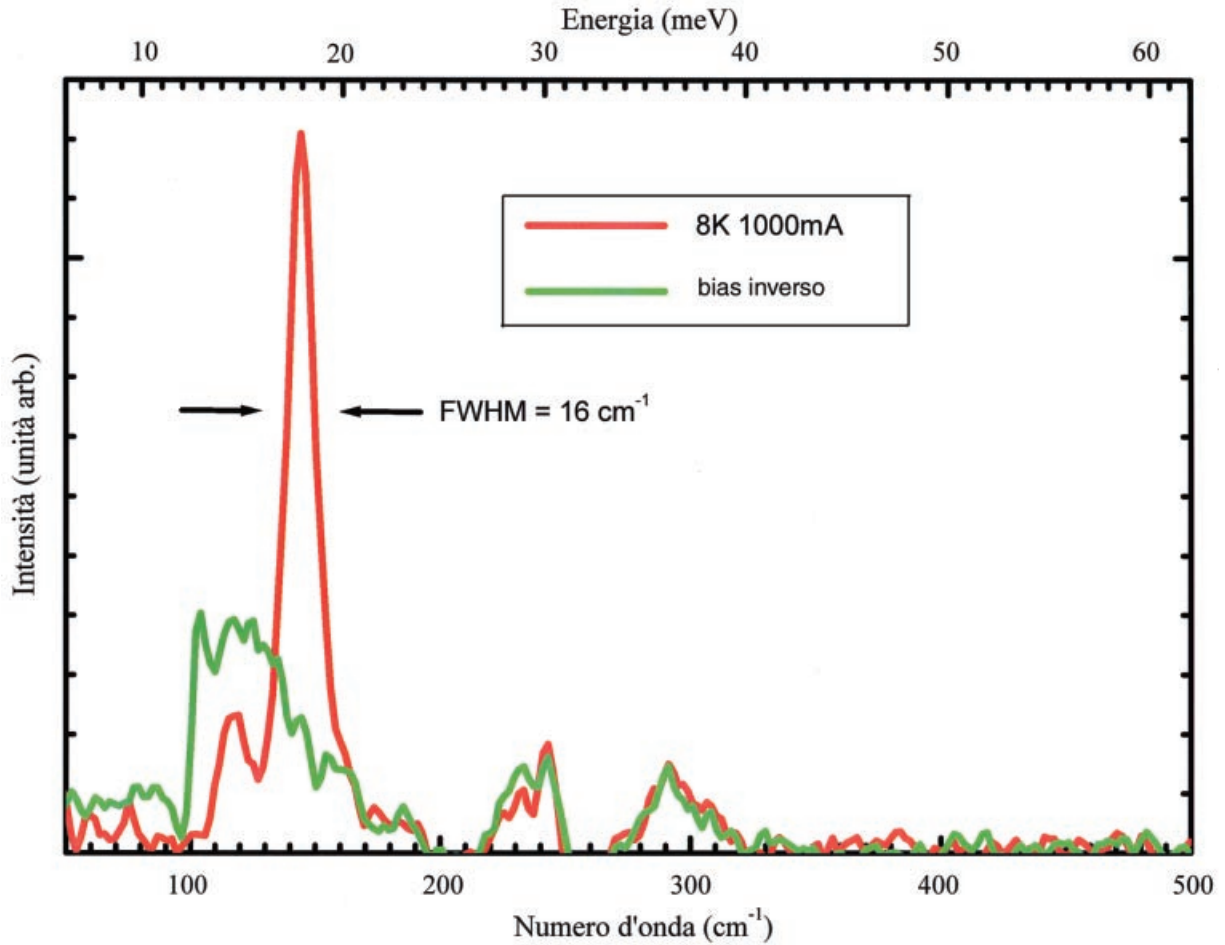


Fig. 5. – Spettri di elettroluminescenza raccolti ad 8 K. In rosso quello ottenuto con impulsi di corrente da 1 A con un *duty-cycle* del 20% polarizzando la struttura nella direzione corretta. Il picco principale a  $144\text{ cm}^{-1}$  ( $4.4\text{ THz}$ ) corrisponde alla transizione inter-sottobanda 2-1. Per confronto lo spettro misurato in medesime condizioni, ma invertendo la polarità del campo elettrico è riportato in verde: l'emissione inter-sottobanda scompare come atteso.

30

superreticolo, la potenza emessa (vedi fig. 6) cresce linearmente con la corrente di alimentazione fino al valore massimo di circa 500 pW, un valore almeno un ordine di grandezza maggiore di quanto ottenuto in precedenza. Questo risultato è senz'altro anche una conseguenza delle ottime caratteristiche di trasporto<sup>(15)</sup>. Come predetto teoricamente, le curve corrente-tensione (*I-V*) riportate in fig. 6 mostrano infatti il tipico comportamento a diodo con una densità di corrente massima di oltre  $800\text{ A/cm}^2$ . Al di sopra, si manifesta la resistenza differenziale negativa (NDR) che segnala il disallineamento dei livelli e la cessazione dell'iniezione elettronica per effetto tunnel. Dalla densità di portatori calcolata nella sottobanda 2 si può stimare una potenza emessa di circa 260 nW; questo valore si raffronta bene con quanto effettivamente misurato, tenendo in conto la limitata efficienza di

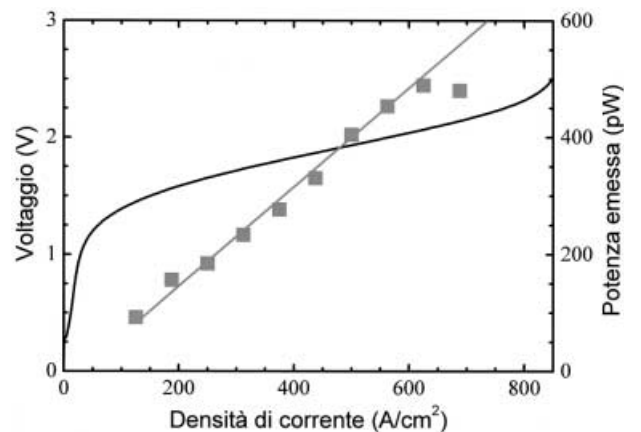


Fig. 6. – Caratteristiche *I-V* (linea solida nera) e *L-I* (potenza emessa-corrente) di un dispositivo THz-Qc elettroluminescente. I valori relativi alla potenza (quadrati) rappresentano quanto effettivamente raccolto sul rivelatore (corretto per l'assorbimento della finestra del criostato) integrato spettralmente sul solo picco inter-sottobanda.

raccolta del *set-up* sperimentale (circa  $10^{-3}$ ). L'emissione inter-sottobanda è osservabile anche a temperature più elevate (80 K e oltre) ma l'intensità decresce accompagnata da un leggero allargamento della riga, in linea col comportamento osservato nei QC per il medio infrarosso<sup>(15)</sup>.

#### 4. – Guida d'onda e azione laser

Per la realizzazione di un dispositivo laser si rende necessario l'utilizzo di una guida d'onda che confini la radiazione emessa sul materiale attivo. Tipicamente nei laser a semiconduttore questa si ottiene semplicemente con una struttura multi-strato in cui l'indice di rifrazione all'esterno è minore di quello all'interno, in maniera analoga a quanto si fa con le fibre ottiche. Tuttavia questo approccio non è implementabile a frequenze THz (lunghezze d'onda dell'ordine dei 100  $\mu\text{m}$ ) perché richiederebbe la crescita di spessori di semiconduttore incompatibili con le tecniche epitassiali attualmente disponibili. In effetti, già per i laser QC di lunghezza d'onda maggiore finora realizzati (da 14 a 24  $\mu\text{m}$ ) si era dovuto impiegare una guida d'onda completamente diversa<sup>(6)</sup>, basata sui cosiddetti plasmoni di superficie: modi TM di interfaccia confinati alla superficie tra due materiali con costanti dielettriche di segno opposto (tipica-

mente metallo e semiconduttore). Questa soluzione non è facilmente utilizzabile in questo caso poiché risulterebbe in una penetrazione del modo molto profonda all'interno del semiconduttore, con un conseguentemente piccolo fattore di confinamento. Si è perciò deciso di utilizzare uno strato sottile (800 nm) di GaAs drogato in maniera appropriata, così da rendere la sua costante dielettrica  $\varepsilon_1$  negativa, ma paragonabile in modulo a quella del materiale semiconduttore circostante  $\varepsilon_2$ . Questo fa sì che l'estensione all'esterno dei due plasmoni di superficie che si formano alle due interfacce di questo strato sia minimizzata, essendo in prima approssimazione proporzionale alla radice di  $-(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)$ . Allo stesso tempo le perdite non crescono a livelli proibitivi (come ci si aspetterebbe dal valore relativamente piccolo di  $\varepsilon_1$ ), grazie al piccolo spessore dello strato<sup>(9)</sup>. Il dispositivo laser viene perciò realizzato interponendo questo strato drogato  $n^+$  tra il substrato di GaAs semi-isolante (trasparente a frequenze THz) e 104 delle unità iniettore/SL descritte in precedenza. Il miglior compromesso tra perdite e fattore di confinamento si ottiene con un drogaggio di  $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ; questo rende tra l'altro possibile il suo utilizzo per la contattazione elettrica della struttura. La guida d'onda è poi completata da uno strato metallico Ge/Au sopra il materiale attivo che viene utilizzato per l'altro contatto. Il profilo del modo risultante è

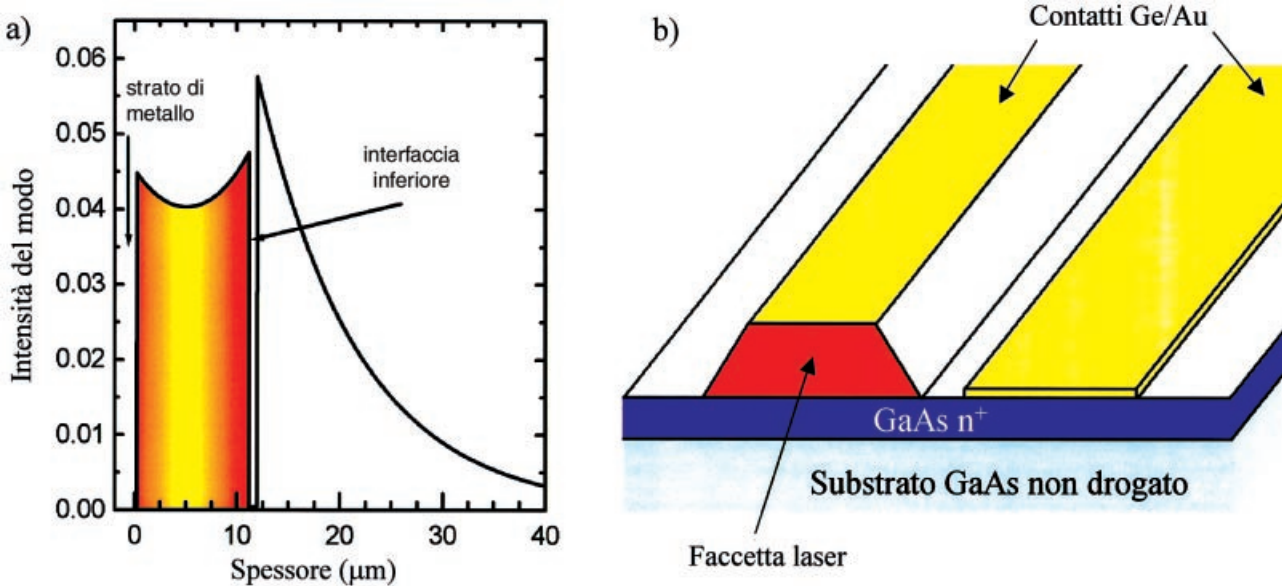


Fig. 7. – (a) Profilo calcolato del modo ottico lungo la direzione di crescita del dispositivo laser. L'origine dell'ascissa è all'interfaccia col metallo del contatto superiore. La zona colorata indica il materiale attivo. (b) Rappresentazione schematica della configurazione finale del dispositivo.

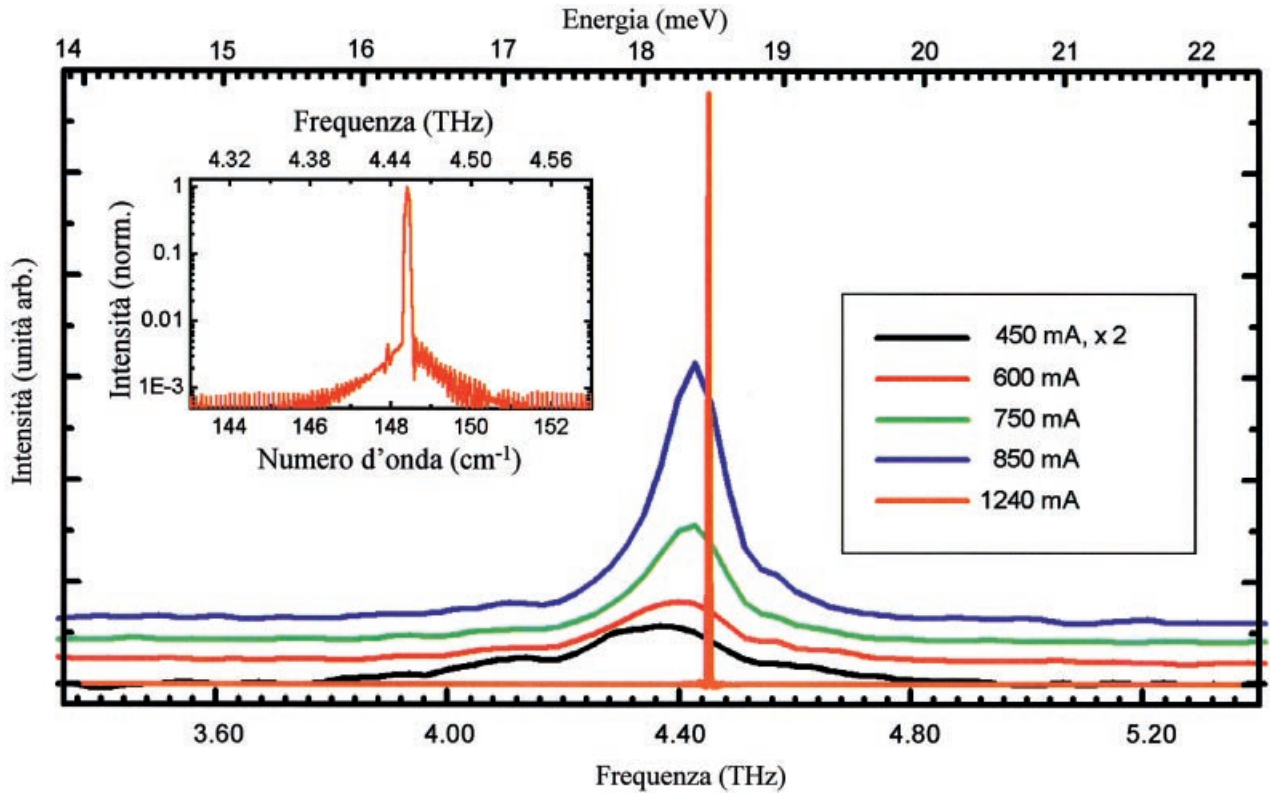


Fig. 8. – Spettri d'emissione da un dispositivo laser lungo 1.24 mm e largo 180  $\mu\text{m}$  ad 8 K per varie correnti di alimentazione. La curva più in basso è stata moltiplicata per un fattore 2 per chiarezza, mentre lo spettro laser a 1240 mA è stato ridotto di diversi ordini di grandezza. Si sono utilizzati impulsi di 200 ns con un intervallo di 2  $\mu\text{s}$ . Gli spettri sotto soglia sono stati raccolti con una risoluzione di 2  $\text{cm}^{-1}$  e in *step-scan*. Lo spettro laser è stato ottenuto in *rapid-scan* con un rivelatore piroelettrico ad una risoluzione di 3.75 GHz. Nell'inset la linea laser è plottata in scala logaritmica per mostrare la depressione dei modi laterali di circa 20 dB.

32

riportato in fig. 7; si ottiene un buon fattore di confinamento  $\Gamma = 0.47$  con perdite di soli  $\alpha_w = 16 \text{ cm}^{-1}$  (<sup>9</sup>). Il campione così cresciuto è stato fabbricato in strisce di circa 200  $\mu\text{m}$  di larghezza con litografia ottica e dopo la deposizione dei contatti ohmici metallici le strisce sono state sfaldate lungo un piano cristallino per ottenere delle faccette perfette che fungono da specchi a formare la cavità Fabry-Perot del laser, secondo lo schema di fig. 7. I laser sono stati poi saldati su placchette di rame e montati in un criostato a He liquido per le misure. La fig. 8 mostra lo spettro di emissione da uno di tali laser in funzione della corrente di alimentazione ad una temperatura di 8 K. Si osserva chiaramente il caratteristico restringimento della riga di emissione e l'andamento non lineare dell'intensità, fino al raggiungimento a circa 880 mA della soglia laser. L'emissione a singolo modo ad una frequenza è di circa 4.4 THz, probabilmente perché la larghezza dello spettro di guadagno non è di molto superiore alla spaziatura dei modi longitudinali Fabry-Perot (<sup>9</sup>). La larghezza di riga è limitata dalla risoluzione del

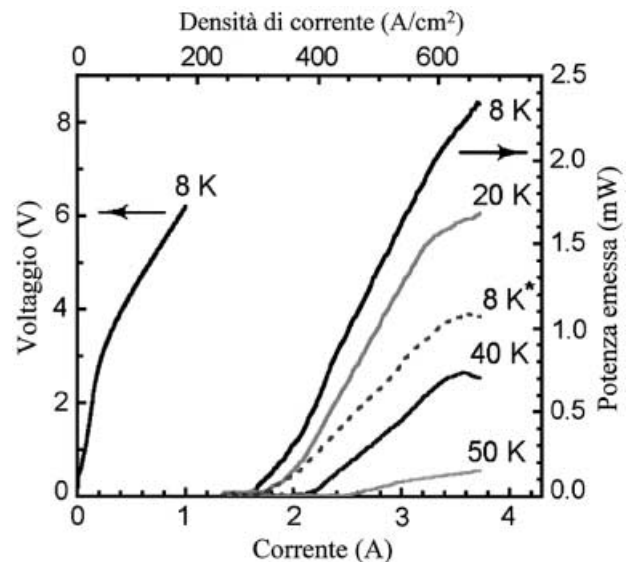


Fig. 9. – Caratteristiche *L-I* di un laser lungo 3.1 mm e largo 180  $\mu\text{m}$ . I dati sono stati ottenuti in impulsata con un *duty-cycle* dello 0.05%. I valori della potenza di picco rappresentano quanto raccolto da una singola faccetta sul rivelatore tramite ottiche *f/1*. La curva tratteggiata si riferisce ad un «*duty-cycle*» dello 0.5%. La curva *I-V* ad 8 K è riportata sulla sinistra.

nostro spettrometro a 3.75 GHz. La fig. 9 mostra le caratteristiche  $L-I$  e  $V-I$  di un dispositivo laser lungo 3.1 mm. A 8 K la potenza di picco emessa supera i 2 mW per faccetta, con una densità di corrente di soglia di appena 290 A/cm<sup>2</sup>. Quest'ultimo è un valore molto basso per i laser QC e permette di operare a «*duty-cycle*» già molto elevati (in dispositivi di piccole dimensioni si è finalmente arrivati al funzionamento in continua). La temperatura massima di operazione è 50 K anche se dispositivi con un rivestimento ad alta riflettanza sulla faccetta posteriore hanno raggiunto i 60 K. Il campo elettrico a soglia è di circa 7.5 kV/cm, sensibilmente maggiore di quello per cui la struttura è stata progettata, probabilmente a causa della resistenza dei contatti<sup>(9)</sup>.

## 5. – Conclusioni e prospettive

La realizzazione di un laser QC a frequenze THz rappresenta il primo vero importante passo verso lo sviluppo di una tecnologia a stato solido per questa regione dello spettro. Naturalmente occorrerà un intenso lavoro di ricerca per innalzare le prestazioni ai livelli necessari per applicazioni commerciali. In particolare la temperatura di funzionamento è l'aspetto cruciale; è chiaro che temperatura ambiente è l'obiettivo finale, anche se per una serie di possibili implementazioni in sistemi ad alto valore tecnologico, il raffreddamento ad azoto liquido (di semplice e non costosa effettuazione) rappresenta già un'alternativa accettabile. Le prospettive sono comunque ottime, soprattutto viste le basse correnti di soglia ottenute sin dal primo dispositivo. L'evoluzione è stata finora molto rapida con miglioramenti sensibili nelle procedure di fabbricazione che hanno permesso di raggiungere 60 K e operazione in continua nello spazio di pochi mesi. Si presume che con poche modifiche nel disegno della regione attiva si possa innalzare in breve tempo la temperatura massima di funzionamento ad almeno 80 K, anche se cambiamenti concettualmente più rilevanti saranno necessari per avvicinare tempe-

ratura ambiente. Sono inoltre in fase di realizzazione laser a frequenze diverse per dimostrare la fattibilità di questo approccio nell'intero *range* 3–5 THz. La corsa è indubbiamente iniziata a livello internazionale e ulteriori laser QC THz funzionanti sono già stati ottenuti recentissimamente presso l'Università di Neuchâtel e di Vienna, a conferma delle grandi potenzialità di sviluppo presenti.

## Ringraziamenti

I risultati qui riportati sono il frutto di una collaborazione internazionale finanziata dalla Commissione Europea all'interno del progetto FET «Wanted». Al loro raggiungimento hanno contribuito attivamente (oltre al sottoscritto) Rüdiger Köhler e Fabio Beltram, del Centro NEST-INFM presso la Scuola Normale Superiore, Harvey E. Beere, Edmund H. Linfield, A. Giles Davies, e David A. Ritchie del Cavendish Laboratory dell'Università di Cambridge, Rita C. Iotti e Fausto Rossi dell'Unità INFM del Politecnico di Torino.

## Bibliografia

- (1) R. E. MILES, P. HARRISON e D. LIPPENS (Curatori): *Terahertz Sources and Systems*, NATO ASI, Ser. II Vol. **27** (Kluwer, Dordrecht) 2001.
- (2) J. FAIST *et al.*, *Science* **264** (1994) 553.
- (3) M. BECK *et al.*, *Science* **295** (2002) 301.
- (4) G. SCAMARCO *et al.*, *Science* **276** (1997) 773.
- (5) A. TREDICUCCI *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **73** (1998) 2101.
- (6) C. SIRTORI *et al.*, *Opt. Lett.* **23** (1998), 1366; A. TREDICUCCI *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **76** (2000) 2164.
- (7) A. TREDICUCCI *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **77** (2000) 2286; R. COLOMBELLI *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **78** (2001) 2620.
- (8) R. KÖHLER, R. C. IOTTI, A. TREDICUCCI e F. ROSSI, *Appl. Phys. Lett.* **79** (2001) 3920.
- (9) R. KÖHLER *et al.*, *Nature* **417** (2002) 156.
- (10) F. CAPASSO, C. GMACHL, D. L. SIVCO, A. Y. CHO, *Phys. Today* **55**, no. 5 (2002) 34.
- (11) A. TREDICUCCI *et al.*, *Nature* **396** (1998) 350; C. GMACHL *et al.*, *Science* **286** (1999) 749.
- (12) M. ROCHAT *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **73** (1998) 3724; J. ULRICH *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **76** (2000) 1928.
- (13) B. S. WILLIAMS, B. XU, Q. HU e M. R. MELLOCH, *Appl. Phys. Lett.* **75** (1999) 2927; R. COLOMBELLI *et al.*, *J. Appl. Phys.* **91** (2002) 3526.
- (14) R. C. IOTTI e F. ROSSI, *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 146603-I; R. C. IOTTI e F. ROSSI, *Appl. Phys. Lett.* **78** (2001) 2902.
- (15) R. KÖHLER *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **80** (2002) 1867.