

NEUTRINI DALLO SPAZIO

DISCUTENDO GLI OBIETTIVI DI UNA NUOVA ASTRONOMIA

GIULIA PAGLIAROLI^{1,2}, FRANCESCO LORENZO VILLANTE^{1,2},
FRANCESCO VISSANI¹

¹ INFN, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Assergi (AQ), Italia

² Università dell'Aquila, Coppito (AQ), Italia

Cosa si intende per astronomia neutrinica? Quali nuove informazioni ha portato e quali sono le sue potenzialità? Per rispondere a queste domande, discutiamo alcune tra le più importanti sorgenti astronomiche di neutrini: il Sole; le supernove a collasso gravitazionale; i resti di supernova. Per ognuno di questi tre oggetti astronomici, presentiamo lo stato dell'arte, descriviamo le aspettative, e delineiamo i problemi più attuali dal punto di vista dell'astronomia neutrinica.

L'astronomia ordinaria è nata ben prima che conoscessimo a fondo la natura della luce. Le astronomie particellari (raggi cosmici, onde gravitazionali, neutrini) hanno seguito un diverso cammino: alla scoperta di nuove particelle sono seguiti i tentativi di dar vita a nuove branche dell'astronomia.

Nel campo dell'astronomia neutrinica (premiata nel 2002 dai Nobel a R. Davis Jr. e M. Koshiba) il progresso è risultato inestricabilmente legato alla necessità di capire le proprietà delle particelle considerate. Detto in termini più evocativi, prima di interpretare correttamente le osservazioni è stato necessario capire la natura della "luce neutrinica".

Nei dieci anni scorsi si è imparato che i neutrini oscillano, come suggerito da Bruno Pontecorvo [1] e più precisamente descritto da Wolfenstein, Mikheyev e Smirnov [2, 3]. Le varie evidenze sperimentali trovano posto in un quadro coerente, in cui i tre neutrini noti hanno differenze di massa conosciute e grandi angoli di mescolamento; si accumulano indizi che l'ultimo angolo di mescolamento valga 5° – 10° . Avendo appreso molto sulle proprietà dei neutrini, possiamo ora utilizzarli per sondare i sistemi astrofisici dai quali vengono prodotti.

Queste particelle leggere e debolmente interagenti permettono di guardare più a fondo della radiazione elettromagnetica, sia nello spazio che nel tempo. Essi consentono di ottenere informazioni importanti sulle proprietà degli interni stellari (neutrini solari, stellari e da

supernove), sui processi di accelerazione dei raggi cosmici (neutrini da resti di supernova), sui processi di formazione stellare (neutrini da supernove passate), sulle proprietà dell'universo primordiale (neutrini cosmici) ecc. Riportiamo in **fig. 1** un esempio di oggetto di interesse per l'astronomia neutrinica: la Nebulosa del Granchio.

Nella presente rassegna, ci concentriamo su alcuni obiettivi concreti della neutrino-astrofisica, riassumendo i principali risultati nel campo dei neutrini solari, da supernove e da resti di supernove. I tre campi sono in un diverso stato di maturazione ed implicano diverse tecniche sperimentali. I telescopi neutrinici, proprio come succede per la radiazione elettromagnetica, adottano soluzioni tecnologiche differenti per osservare neutrini di energia diversa. Evidenzieremo i problemi aperti, discutendo gli aspetti astrofisici e fornendo, quando possibile, semplici stime quantitative delle aspettative teoriche. Senza nutrire pretese di assoluto rigore, precisione o completezza, vorremmo fornire lo spaccato di una discussione attuale per la comunità scientifica italiana.

È importante far chiarezza su cosa sappiamo sulla emissione di neutrini da sorgenti astrofisiche; poter contare su informazioni affidabili permette di progettare (oppure ottimizzare) i telescopi di neutrini e di interpretare meglio le eventuali osservazioni; enucleare i punti interessanti permette di focalizzare meglio gli sforzi successivi.

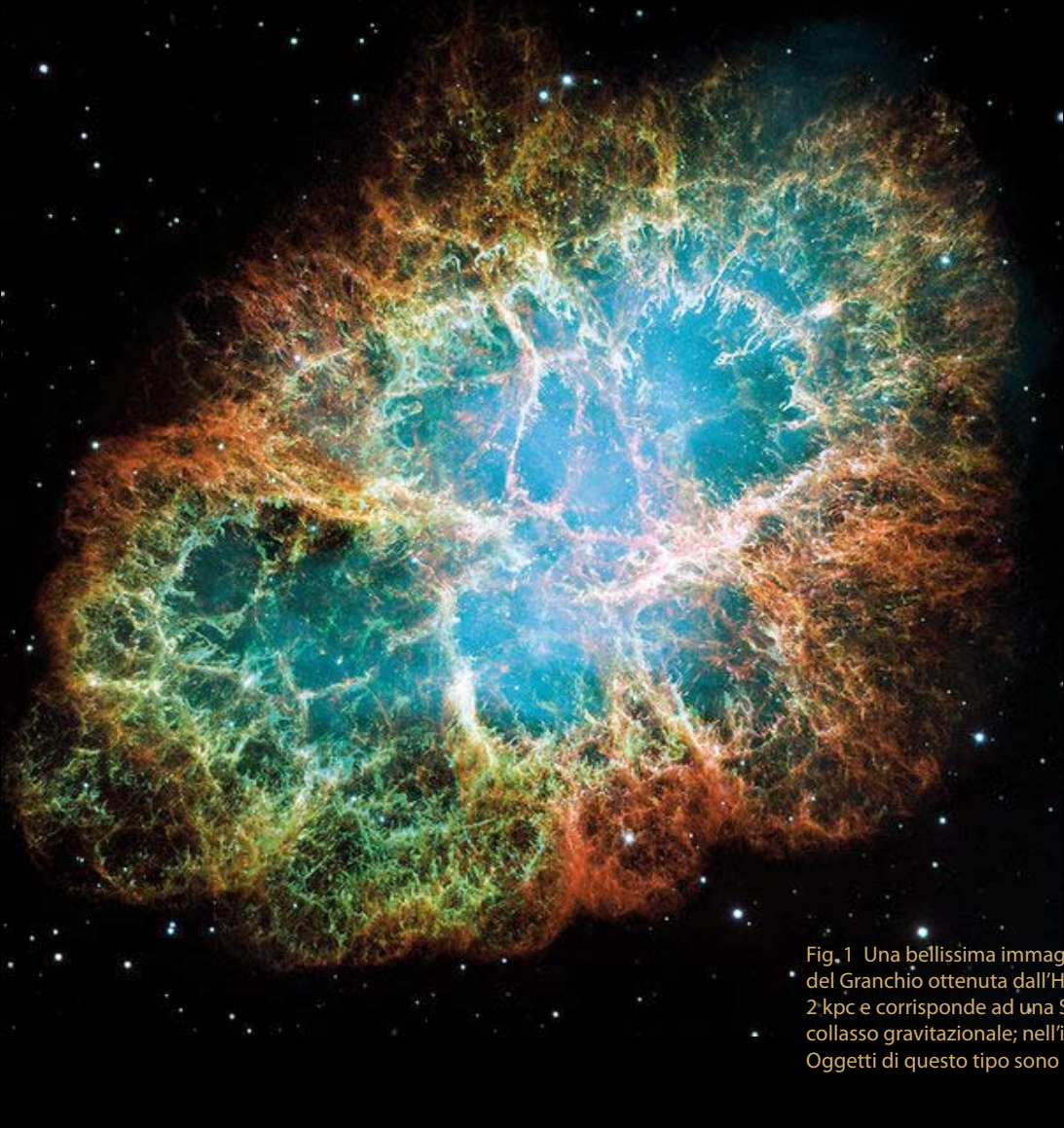


Fig. 1 Una bellissima immagine del resto di supernova detto nebulosa del Granchio ottenuta dall'Hubble Space Telescope [4]. Dista da noi 2 kpc e corrisponde ad una SN osservata nel 1054 che fu causata da un collasso gravitazionale; nell'interno della nebulosa c'è infatti una pulsar. Oggetti di questo tipo sono potenziali emettitori di neutrini ossevabili.

1 I neutrini del Sole

Il Sole rappresenta la più abbondante sorgente astronomica di neutrini. La produzione di neutrini solari testimonia nel modo più diretto l'esistenza delle reazioni nucleari di combustione dell'idrogeno all'interno del Sole. Queste, liberando energia, controbilanciano l'emissione dalla superficie e garantiscono la stabilità del Sole su tempi evolutivi dell'ordine di miliardi di anni. La celebre monografia e la pagina web di Bahcall [5] restano autorevoli fonti di informazioni.

Qualunque sia il meccanismo specifico attraverso cui avviene la conversione di 4 nuclei di idrogeno (cioè, protoni) in un nucleo di elio-4, debbono essere prodotti 2 neutrini elettronici, secondo lo schema: $2e^- + 4p \rightarrow {}^4\text{He} + 2\nu_e$. Per ogni nucleo di elio-4 viene liberata un'energia pari a $Q \sim 26,7$ MeV.

Se ipotizziamo che tutta l'energia emessa dal Sole sia dovuta a processi di fusione di idrogeno in elio, possiamo stimare il flusso di neutrini. Siccome il flusso di energia irradiato sulla Terra è $K = 8,53 \cdot 10^{11} \text{ MeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, otteniamo $\Phi_\nu = 2 K/Q \approx 6,4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$: circa 60 miliardi di neutrini per secondo per centimetro quadro sulla superficie terrestre.

Per calcolare la loro distribuzione energetica è necessario specificare le catene di reazioni responsabili della fusione dell'idrogeno. I meccanismi principali sono la catena PP, così chiamata perché iniziata dalla reazione debole $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$, con le sue possibili terminazioni PPI, PPII e PPIII (si veda la fig. 2) ed il bi-ciclo CN-NO, che usa il carbonio (C), l'azoto (N) e l'ossigeno (O) presenti nel Sole come catalizzatori per la formazione dell'elio-4 (si veda la fig. 3). È inoltre necessario conoscere temperatura, densità e composizione chimica degli strati interni del Sole, che determinano

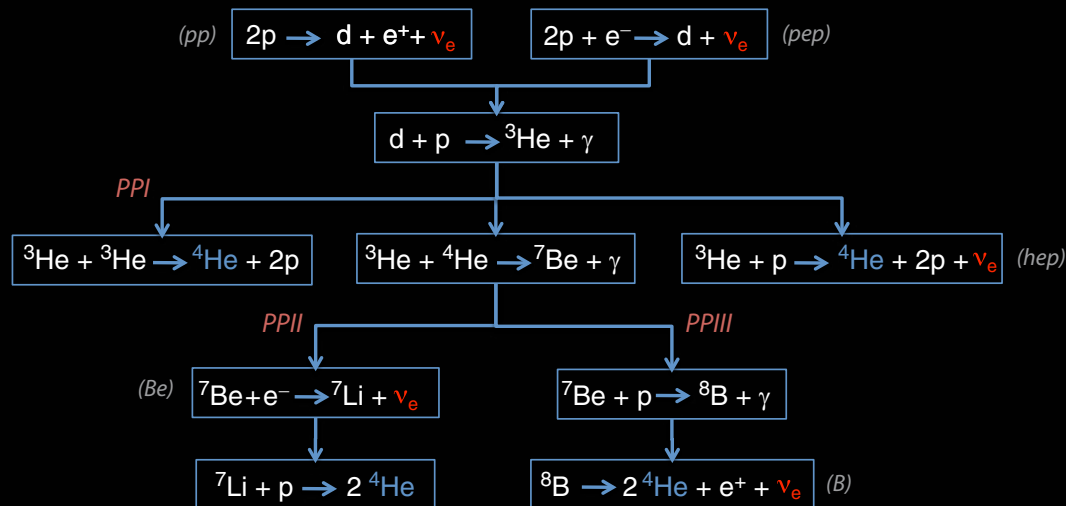


Fig. 2 La catena PP

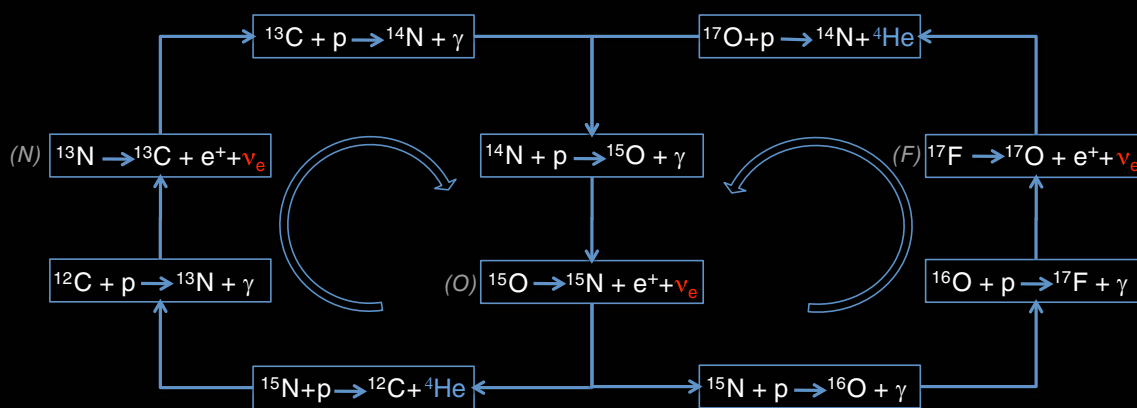


Fig. 3 Il bi-ciclo CN-NO

l'efficienza delle varie reazioni nucleari.

Al fine di effettuare un tale calcolo si costruisce un Modello Solare Standard, cioè un modello teorico del Sole. I parametri fisici e chimici di ingresso sono scelti (entro i rispettivi intervalli di incertezza) per riprodurre le proprietà osservate, come il raggio del Sole, la sua luminosità, la sua composizione chimica superficiale. Il Modello Solare Standard è uno strumento di indagine fondamentale, in quanto consente di valutare la bontà delle teorie di evoluzione stellare con un alto livello di accuratezza. La modellistica evolutiva ha recentemente registrato significativi progressi. Lo sviluppo dell'eliosismologia, che studia le proprietà sismiche del Sole, ha consentito di determinare precisamente la profondità dell'involucro convettivo, l'abbondanza di elio superficiale ed il profilo di velocità del suono nel Sole. Anche nella determinazione di

certi parametri fisici fondamentali, come l'opacità del plasma stellare ed i fattori astrofisici delle reazioni termonucleari attive all'interno del Sole, si registrano grandi progressi; l'esperimento LUNA dei Laboratori Nazionali del Gran Sasso, ad esempio, ha determinato la velocità di reazione alle energie solari dei processi ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2p$ ed ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$, da cui dipende l'efficienza relativa della catena PPI e delle catene PPII e PPIII, e del processo ${}^{14}\text{N} + p \rightarrow {}^{15}\text{O} + \gamma$ da cui dipende l'efficienza del bi-ciclo CN-NO.

Lo spettro di neutrini atteso è mostrato nella [fig. 4](#). Circa il 90% dei neutrini solari sono i *neutrini pp*, prodotti dalla reazione $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$, con uno spettro di energia continuo ed un'energia massima pari a 0,42 MeV. Esiste inoltre una piccola componente di *neutrini pep* pari a circa 0,2% del totale, prodotti dalla reazione collegata $p + e^- + p \rightarrow d + \nu_e$, di energia 1,445 MeV. La seconda

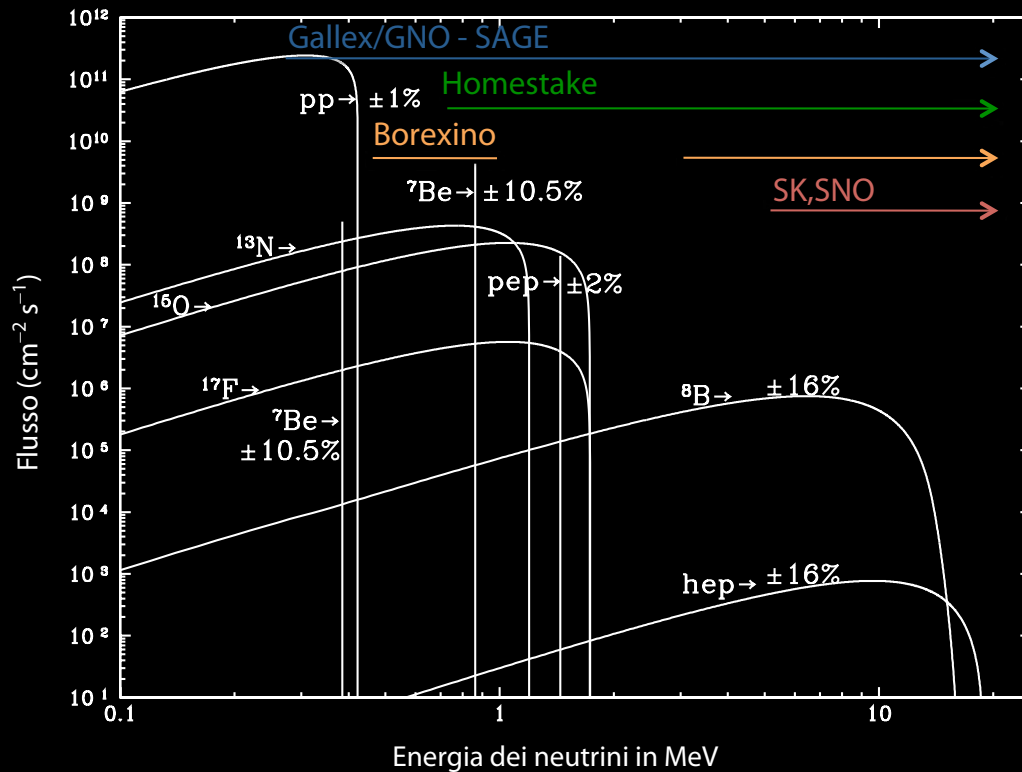


Fig. 4 Spettro delle varie componenti dei neutrini solari e regioni di sensibilità degli osservatori di neutrino.

componente del flusso dei neutrini solari, i *neutrini del berillio*, è pari a circa il 7% del totale ed è dovuta a processi di cattura elettronica su berillio $e^- + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$ che producono una distribuzione spettrale quasi-monocromatica ad un'energia $\approx 0,863$ MeV. Nella terminazione PP/II, i processi di decadimento del boro ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + e^+ + \nu_e$ producono i *neutrini del boro*, pari a circa 0,008% del flusso totale ed aventi uno spettro continuo che si estende fino ad energie relativamente alte: l'energia massima è pari a 16,3 MeV. È bene tener presente che i fondi strumentali per la rivelazione dei neutrini crescono al decrescere dell'energia, col che risulta più facile evidenziare una piccola componente di alta energia come i neutrini del Boro, che il più abbondante flusso a basse energie. Infine, il bi-ciclo CN-NO è responsabile dell'~ 1% del flusso totale di neutrini (e di energia) del Sole. I *neutrini CNO* sono principalmente dovuti ai decadimenti ${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C} + e^+ + \nu_e$ e ${}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e$, con un trascurabile contributo del decadimento ${}^{17}\text{F} \rightarrow {}^{17}\text{O} + e^+ + \nu_e$. Hanno spettri continui con energie massime dell'ordine del MeV.

1.1 Gli osservatori di neutrini solari e le oscillazioni

La prima rivelazione dei neutrini solari (e, più in generale, di neutrini da sorgenti astrofisiche) è avvenuta circa 40 anni fa con l'esperimento Homestake, basato sul processo di assorbimento di neutrini elettronici su nuclei di cloro (${}^{37}\text{Cl}$). Il segnale osservato, dovuto principalmente ai neutrini del

boro, risultò pari a circa un terzo del segnale atteso.

Tale deficit di neutrini solari fu confermato da numerosi esperimenti successivi e costituì il problema dei neutrini solari. Kamiokande e successivamente Super-Kamiokande, rivelatori Cherenkov ad acqua basati sulla reazione

$$(1) \quad \nu + e \rightarrow \nu + e \quad [\text{ES, da elastic scattering}]$$

sensibili soprattutto ai neutrini elettronici, studiarono in dettaglio la regione spettrale ad alte energie. Gallex/GNO e SAGE, esperimenti radiochimici basati sull'assorbimento di neutrini elettronici su gallio (${}^{71}\text{Ga}$), consentirono di estendere l'analisi ad energie più basse.

La definitiva soluzione del problema dei neutrini solari si ottenne con l'esperimento SNO, rivelatore Cherenkov ad acqua pesante (D_2O) che, utilizzando nuclei di deuterio come bersaglio, consentì di monitorare tutti i tipi di neutrino. Tale analisi mostrò che il deficit di neutrini elettronici era compensato da un flusso di neutrini di tipo non-elettronico. Il deficit evidenziato negli esperimenti precedenti, sensibili solo o prevalentemente ai neutrini elettronici, non è dunque "reale" ma dovuto al fatto che parte dei neutrini elettronici cambia natura (o come si dice in gergo, oscilla) durante il tragitto dal Sole alla Terra.

Ulteriori evidenze del fenomeno di oscillazione dei neutrini sono state successivamente fornite dall'esperimento

KamLAND, che ha studiato la propagazione degli (anti)neutrini elettronici prodotti da reattori nucleari e dall'esperimento Borexino che ha recentemente misurato il flusso di neutrini solari prodotti da processi di cattura elettronica su berillio e dal decadimento del boro. Per approfondimenti, si vedano i contributi al Nuovo Saggiatore di Giacomelli *et al.*, vol. 17 no. 1-2, p. 37 (2001); Focardi, vol. 17, no. 3-4, p. 69 (2001); Bilenky, vol. 19, no. 3-4, p. 49 (2003); Terranova e Tabarelli de Fatis, vol. 20, no. 5-6, p. 54 (2004); Bellini, Miramonti, Ranucci, vol. 24, no. 3-4, p. 46 (2008).

1.2 Cosa abbiamo imparato dai neutrini sul Sole

Allo stato attuale, il fenomeno delle oscillazioni è ben compreso e permette di interpretare correttamente le osservazioni di neutrini solari. I dati di SNO e KamLAND consentono di estrarre accuratamente i parametri fisici rilevanti, cosicché la probabilità di oscillazione dei neutrini solari è ben determinata. Possiamo, allora, tornare a concentrarci sul progetto originale: utilizzare i dati degli esperimenti di neutrino solare per studiare le proprietà del Sole. La situazione attuale ed i principali risultati raggiunti possono essere riassunti come segue:

1. L'osservazione dei neutrini ha consentito di studiare la produzione di energia nel Sole e ha confermato l'ipotesi, alla base delle teorie di evoluzione stellare, che all'interno delle stelle avvengano processi di combustione nucleare. I neutrini portano informazioni dirette sulle proprietà della zona più interna del Sole: le reazioni termonucleari avvengono solo a distanze dal centro $r \leq 0,3 R_{\odot}$, dove $R_{\odot}$ è il raggio solare, dove le temperature sono sufficientemente alte. Queste informazioni complementano quelle fornite da altri metodi di indagine, ad esempio l'eliosismologia, che invece sondano principalmente gli strati intermedi o esterni del Sole.
2. I risultati degli esperimenti di neutrino solare sono in sostanziale accordo con le predizioni dei Modelli Solari Standard; la modellistica evolutiva risulta validata. L'importanza di questo risultato non deve essere sottovalutata: il Sole è un riferimento chiave per valutare la bontà delle teorie di evoluzione stellare e, dunque, per l'interpretazione dei dati osservativi su stelle di altra massa o in differenti fasi evolutive.
3. La misura del flusso dei neutrini del boro, φ_B , ottenuta da SNO, insieme a Super-Kamiokande e Borexino merita un commento. Il dato osservativo coincide al livello del $\sim 10\%$ con le predizioni. I neutrini del boro sono estremamente sensibili alla modellistica evolutiva. In prima approssimazione, le variazioni percentuali del flusso, $\delta\varphi_B$, sono legate alle variazioni percentuali della temperatura centrale del Sole δT_c dalla relazione $\delta\varphi_B \sim 20 \delta T_c$. Capiamo, dunque, che la misura di φ_B può essere pensata come una taratura di precisione del "termometro" solare.

1.3 Cosa vorremmo ancora imparare

I punti precedenti riassumono alcuni dei successi dell'astronomia dei neutrini solari e consentono di apprezzare l'importanza dei neutrini come sonda per lo studio del Sole. Rimangono irrisolti vari quesiti che gli esperimenti moderni o del prossimo futuro contano di affrontare.

Pur coprendo gran parte dello spettro atteso, gli esperimenti non forniscono un'informazione diretta su tutti i canali di produzione dei neutrini. Al momento le uniche componenti del flusso estraibili in maniera diretta dalle osservazioni sono quelle dovute al decadimento del boro φ_B ed alla cattura elettronica sul berillio φ_{Be} . La seconda misura è dovuta a Borexino, discusso in questa rivista nella recente rassegna, già citata, di Bellini, Miramonti e Ranucci.

Il segnale negli esperimenti radiochimici (Homestake, Gallex/GNO e SAGE) che esplorano la regione di energie più basse risulta dalla sovrapposizione di diverse componenti, che non si sanno separare. In linea di principio, i flussi incogniti potrebbero essere ottenuti sottraendo il contributo delle componenti misurate, φ_B e φ_{Be} . A tal fine, possiamo raggruppare le varie componenti in base al processo di produzione, ponendo

$$(2) \quad \varphi_p = \varphi_{pp} + \varphi_{pep} \quad \text{e} \quad \varphi_{CNO} = \varphi_O + \varphi_N$$

ad indicare la somma dei flussi dovuti alle reazioni protone-protone (pp) e protone-elettrone-protone (pep), e la somma dei flussi prodotti all'interno del bi-ciclo CN-NO dal decadimento di azoto-13 (N) e dell'ossigeno-15 (O). Ma la determinazione di φ_p e φ_{CNO} così ottenuta non è sufficientemente accurata.

Determinare la componente φ_p , che corrisponde a circa il 90% del flusso totale ed è dovuta alle reazioni che controllano l'efficienza della catena PP, consentirebbe di verificare in maniera diretta l'effettiva corrispondenza tra l'energia prodotta da processi nucleari all'interno del Sole e l'energia irradiata dalla superficie, dimostrando che il Sole è in una condizione di equilibrio stazionario e consentendo di escludere l'esistenza di altri canali di produzione e/o di perdita di energia.

Ancor più interessante sarebbe conoscere φ_{CNO} . In primo luogo, l'efficienza del bi-ciclo CN-NO dipende dall'abbondanza di carbonio, azoto ed ossigeno. La metallicità solare (abbondanza degli elementi più pesanti dell'elio-4) è stata recentemente rivista sulla base di una più accurata determinazione delle abbondanze fotosferiche. Il nuovo dato osservativo, necessario per la costruzione di Modelli Solari Standard, conduce a predizioni in netto disaccordo con i dati della eliosismologia. Il problema della metallicità solare è tutt'ora aperto e potrebbe indicare che qualcosa nella modellizzazione del Sole e/o nella determinazione dei suoi parametri di ingresso, in particolare nel calcolo dell'opacità

radiativa, deve essere rivisto.

Inoltre, pur essendo sub-dominante nel Sole, il bi-ciclo CN-NO riveste un ruolo fondamentale nelle fasi evolutive avanzate. È quindi importante verificare che i modelli evolutivi stellari lo predicano correttamente. L'efficienza del bi-ciclo CN-NO, ad esempio, è connessa con la valutazione dell'età degli ammassi globulari, che sono i sistemi stellari più antichi della nostra galassia, da cui estraiamo un limite inferiore per l'età dell'Universo.

I moderni esperimenti di neutrino solare e quelli del prossimo futuro promettono di esplorare la regione di bassa energia e potrebbero consentire un sostanziale progresso. L'esperimento Borexino, dopo aver misurato le componenti φ_B e φ_{Be} , sta studiando come estrarre dal fondo strumentale anche le componenti φ_{CNO} e φ_{pep} . Contemporaneamente, l'esperimento KamLAND, basato su una tecnologia analoga, sta iniziando un programma scientifico dedicato ai neutrini solari di energia bassa ed intermedia. Nel prossimo futuro, entrerà in funzione l'esperimento SNO+, che, grazie ad un ridotto fondo cosmogenico (dovuto ai raggi cosmici), dovrebbe riuscire ad isolare le componenti φ_{CNO} e φ_{pep} . Tutto ciò illustra la vitalità, l'interesse e le ampie possibilità di progresso nel campo dell'astronomia dei neutrini solari.

2 Neutrini da collassi gravitazionali

Le esplosioni di supernove sono fenomeni astrofisici estremamente interessanti. Le ragioni che conducono al collasso gravitazionale di una stella di grande massa ($M > 8M_\odot$), alla esplosione ed alla formazione di una stella di neutroni (o di un buco nero) sono state già discusse in questa rivista – si veda in particolare Galeotti, vol. 11, no. 5, p. 42 (1985). Il meccanismo specifico non è però ancora stato chiarito. Esso costituisce un problema complesso che coinvolge aspetti di fisica nucleare, fisica delle particelle ed astrofisica, su cui l'astronomia neutrinica potrebbe gettar luce. L'esplosione di supernove dovute a collassi gravitazionali è accompagnata dall'emissione di intensi flussi di neutrini. Per avere una stima della entità di tale emissione basta ricordare che l'energia totale emessa nella esplosione è approssimativamente uguale all'energia di legame della stella di neutroni residua,

$$(3) \quad \mathcal{E} \sim G_N \frac{M_{NS}^2}{R_{NS}} = 3,6 \times 10^{53} \left(\frac{M_{NS}}{1,8 M_\odot} \right)^2 \left(\frac{10 \text{ km}}{R_{NS}} \right) \text{ erg},^1$$

dove vengono indicati valori tipici per la massa (M_{NS}) e il raggio (R_{NS}) della stella di neutroni. Il 99% di tale energia

¹ L'energia dell'esplosione si misura comunemente in foe = 10^{51} erg, nome che deriva dall'acronimo inglese ten to Fifty-One-Erg; ricordiamo che $1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ J}$.

viene rilasciata attraverso un flusso di $N_\nu \sim 10^{58}$ neutrini di tutti i tipi; l'1% circa va in energia cinetica del gas e minime frazioni in emissione di onde elettromagnetiche ($\sim 0,01\%$) e gravitazionali ($\leq 0,0001\%$).

Ognuna di queste emissioni porta informazioni sulla fisica della stella durante il collasso e l'esplosione, che integrate tra di loro potrebbero dare un quadro dettagliato del fenomeno. La radiazione elettromagnetica viene emessa dalla stella insieme all'onda d'urto, qualche ora dopo il collasso. Un'immagine ottica della SN1987A è mostrata in fig. 5. I neutrini e le onde gravitazionali, invece, interagiscono poco con il mezzo. Per questo portano informazioni sulla dinamica delle zone più interne del nucleo stellare, che raggiungono densità e temperature enormi. Lo studio di questi segnali permetterà di comprovare (o confutare) i modelli dell'esplosione, che sono ancora lontani dal costituire una teoria solida e completa di un fenomeno così complesso. Oltre alle motivazioni di carattere astrofisico, vanno notate la possibilità di studiare le proprietà della materia in condizioni estreme e molti aspetti di fisica particellare.

Lo studio delle supernove a collasso gravitazionale deve fare i conti con la rarità di questi eventi. Assumendo che tutte le popolazioni stellari siano in equilibrio, il numero di stelle supermassicce presenti nella nostra galassia resta legato al numero di esplosioni di supernove dovute a collasso gravitazionale, ed al numero di pulsars e di resti di supernove con una prefissata età, attraverso una relazione del tipo

$$(4) \quad \frac{4 \times 10^5 \text{ stelle}}{2 \times 10^7 \text{ anni}} \sim \frac{1 \text{ SN}}{50 \text{ anni}} \sim \frac{4 \times 10^4 \text{ pulsars}}{2 \times 10^6 \text{ anni}} \sim \frac{20 \text{ SNR}}{10^3 \text{ anni}}.$$

Nella Via Lattea, l'aspettativa è di 1-3 supernove a collasso gravitazionale ogni 100 anni. L'ultima supernova galattica visibile ad occhio nudo è stata quella testimoniata da Giovanni Keplero nel 1604; perciò si ritiene che la maggior parte delle supernove non siano state viste.

2.1 Aspettative per l'emissione dei neutrini

Lo scenario standard per l'esplosione delle supernove a collasso gravitazionale attribuito a Bethe e Wilson [7] prevede varie fasi d'emissione di neutrini. Il collasso comincia quando il nucleo di ferro con un raggio di circa $R_{Fe} \sim 3000 \text{ km}$, raggiunge la massa di Chandrasekhar $M_{Ch} \sim 1,4 M_\odot$ e la pressione dovuta agli elettroni non riesce a controbilanciare la gravità. In questa fase, i processi di fotodisintegrazione del ferro e di cattura elettronica riducono la pressione, accelerando il collasso che avviene su tempi scala dell'ordine di $\tau_{coll} \sim 0,1$ secondi.

Inizialmente, tutto il nucleo della struttura collassa in modo omologo e la densità centrale aumenta fino a raggiungere valori pari a $\rho_c \sim 10^{12} \text{ g cm}^{-3}$. A queste densità i neutrini prodotti dai processi di cattura elettronica vengono



Fig. 5 Porzione di cielo in cui è stata osservata la famosa SN1987A, prima e durante l'osservazione. Immagine tratta da [6].

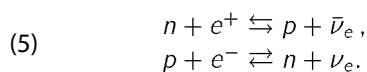
intrappolati da processi di urto elastico sui nuclei. Il nucleo della stella si separa in una zona interna con masse tipiche di $M_i \sim 0,5\text{--}0,8 M_\odot$ che continua a collassare in modo omologo subsonicamente, ed una parte esterna che collassa supersonicamente.

Il collasso continua fin quando la densità centrale raggiunge i valori di densità nucleare $\rho_c \sim 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$. A questo punto, l'equazione di stato cambia: la materia diventa pressoché incompressibile ed il collasso si arresta. La parte esterna del nucleo, che non si è accorta di questo cambiamento, continua a precipitare e "rimbalza" sulla parte interna del nucleo originando un'onda d'urto con un'energia cinetica $E \sim 10^{52} \text{ erg}$.

Se l'onda d'urto avesse un'energia sufficiente, potrebbe attraversare il nucleo esterno, producendo l'esplosione degli strati esterni della stella. Le analisi mostrano che questo non avviene. Infatti, ogni 0,1 masse solari attraversate l'onda perde circa $1,7 \times 10^{51} \text{ erg}$ dissociando i nuclei. Inoltre, dopo pochi millisecondi dal rimbalzo, l'onda d'urto raggiunge zone a densità sufficientemente bassa da permettere ai neutrini intrappolati di fuggire dalla struttura, perdendo

ulteriore energia. Questo può essere considerato l'istante iniziale della emissione, caratterizzato da un intenso picco di ν_e prodotti dai processi di cattura elettronica, detto **flash di neutronizzazione**.

Le perdite di energia portano l'onda d'urto a stallare a $R_s \sim 200 \text{ km}$. In questa fase, la materia continua a cadere nel nucleo accrescendolo. Diversi fattori concorrono alla riaccensione dell'onda d'urto su tempi scala di $\gtrsim 0,5$ secondi. Non esiste ancora un quadro chiaro del meccanismo predominante, ma certamente i neutrini svolgono un ruolo chiave. Infatti all'interno del materiale attraversato dall'onda d'urto i nucleoni liberi interagiscono con $e^\pm$ secondo le reazioni:



Il bilancio tra i processi di produzione ed assorbimento dei neutrini dipende della densità e della temperatura del mezzo stellare. Nella zona subito sotto l'onda d'urto prevale l'assorbimento di neutrini e antineutrini, che *riscalda*

Fig. 6 Energia e tempo degli eventi rivelati in occasione della SN1987A da Kamiokande-II (rosso) IMB (blu) e Baksan (fucsia). Allo scopo di evidenziare l'addensamento di eventi nel primo secondo di osservazione, riportiamo il tempo in scala logaritmica per tutti gli eventi successivi al primo.

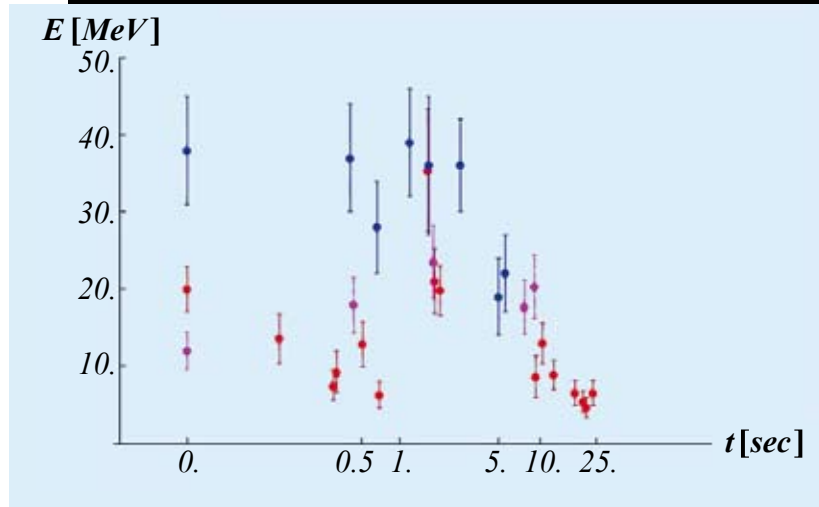
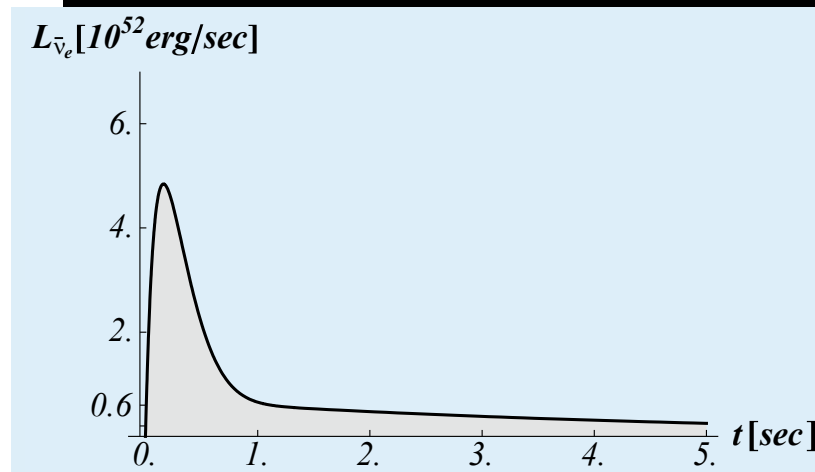


Fig. 7 Luminosità totale in $\bar{\nu}_e$ dedotta dall'analisi dei dati della SN1987A [8].



la struttura cedendole energia. Questa energia è, in alcuni casi, sufficiente a produrre l'esplosione della stella secondo lo scenario di *esplosione ritardata*, anche detto scenario di esplosione coadiuvata dai neutrini. Nella zona più interna, vicina alla superficie della protostella di neutroni, prevalgono le reazioni di produzione che *raffreddano* la struttura e danno luogo ad un intenso flusso di neutrini e antineutrini elettronici. Questa fase dell'emissione, chiamata fase di **accrescimento**, è responsabile del 10–20% dell'energia totale emessa in neutrini ed è di grande interesse in quanto rappresenta la prima emissione di antineutrini elettronici. Possiamo parametrizzare il flusso di accrescimento in modo semplice usando le proprietà del processo stesso di produzione. La luminosità attesa in antineutrini elettronici è

$$(6) \quad L_{accr} \sim N_n \sigma_{e^+n} T_a^4 \sim 5 \times 10^{52} \frac{\text{erg}}{\text{s}} \left(\frac{M_a}{0.1 M_\odot} \right) \left(\frac{Y_n}{0.6} \right) \left(\frac{T_a}{2 \text{ MeV}} \right)^6,$$

dove Y_n è la frazione in numero di neutroni liberi presenti nel mezzo (0,6 è un valore tipico) e i parametri astrofisici T_a e M_a descrivono la temperatura nella zona di emissione dei neutrini e la

massa di nucleoni esposta al flusso di positroni. Questa emissione raggiunge il massimo e poi declina durante la frazione di secondo che precede la riaccensione dello *shock* e l'esplosione finale.

La restante energia viene emessa su tempi scala dell'ordine di $\Delta t \sim 10$ s dal raffreddamento termico della protostella che emette neutrini ed antineutrini di tutti i tipi. La luminosità di questa fase di **raffreddamento** può essere parametrizzata attraverso

$$(7) \quad L_{\text{raffr}} \sim R_c^2 T_c^4 \sim 5 \times 10^{51} \frac{\text{erg}}{\text{s}} \left(\frac{R_c}{10 \text{ km}} \right)^2 \left(\frac{T_c}{5 \text{ MeV}} \right)^4,$$

dove T_c è la temperatura iniziale dei neutrini emessi, mentre R_c , il raggio che caratterizza l'emissione, è simile al raggio della nascente stella di neutroni.

2.2 La supernova 1987A

Il 23 Febbraio del 1987 venne rivelato un segnale dalla supernova a collasso gravitazionale nota come SN1987A. La stella progenitrice era la supergigante blu Sanduleak – 69° 202a, di massa $M_p \sim 15 M_\odot$, situata nella Grande Nube di Magellano ($D \sim 50$ kpc). La lontananza della SN1987A ed il fatto che fossero attivi soltanto rivelatori relativamente piccoli consentirono di acquisire solo pochi eventi, che però aprirono una discussione scientifica ancora oggi estremamente vivace. Riassumiamo, nel seguito, alcuni risultati.

Gli esperimenti Kamiokande-II (2,14 kton), IMB (6,8 kton) e Baksan (0,2 kton) osservarono un gruppo di eventi distribuiti in una finestra temporale di ~ 10 secondi mostrati in **fig. 6**. Questi furono preceduti di $\sim 4,7$ ore dai 5 eventi visti da LSD. Tra le varie reazioni di rivelazione, che includono l'urto elastico (ES) sopra menzionato, la più importante è il decadimento beta inverso

$$(8) \quad \bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \text{ [IBD, da inverse beta decay]}$$

poiché ha di gran lunga la sezione d'urto maggiore, $\sigma \sim 9 \times 10^{-44} (E_\nu / \text{MeV})^2 \text{ cm}^2$. È quindi naturale assumere che gli eventi osservati dalla SN1987A siano principalmente dovuti ad IBD. Il numero di protoni bersaglio nei rivelatori è dell'ordine di $N_p = 2 \times (M_{\text{Det}} / m_{\text{H}_2\text{O}}) = 6,69 \times 10^{31}$ ($M_{\text{Det}} / 1 \text{ kton}$), dove M_{Det} è la massa equivalente del rivelatore e $m_{\text{H}_2\text{O}}$ è il peso molecolare dell'acqua.

Il numero di interazioni attese è proporzionale al numero di protoni bersaglio, alla sezione d'urto d'interazione e al flusso di antineutrini elettronici, $\Phi_{\bar{\nu}_e}$

$$(9) \quad N_{\text{ev}} = N_p \times \sigma \times \int dt \Phi_{\bar{\nu}_e} \sim 188 \times \left(\frac{M_{\text{Det}}}{1 \text{ kton}} \right) \left(\frac{10 \text{ kpc}}{D} \right)^2,$$

dove M_{Det} è la massa del rivelatore, D è la distanza della supernova e $\Phi_{\bar{\nu}_e}$ il flusso di $\bar{\nu}_e$. L'energia media attesa è di $\langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle = (12-18) \text{ MeV}$.

Una parametrizzazione del segnale atteso consente di tracciare una strada che, partendo dall'astrofisica, porta a calcolare il numero di eventi attesi in un rivelatore. Tale strada può essere percorsa in senso contrario: partendo dai dati osservativi possiamo dedurre i parametri astrofisici più appropriati a descrivere le osservazioni. Questo è il percorso che abbiamo seguito in una recente dettagliata rianalisi dei dati della SN1987A [8]. I valori dei vari parametri astrofisici trovati sono in ottimo accordo con le aspettative, anche se, a causa della limitata statistica, gli errori sui parametri sono relativamente grandi. La curva di luminosità degli antineutrini elettronici che risulta dalla nostra analisi è riportata in **fig. 7**. Essa include una fase iniziale di alta luminosità e ben si accorda con le aspettative del collasso standard.

Discutiamo infine l'interpretazione delle osservazioni di LSD. Considerando i tempi scala dei processi di emissione appena descritti è facile comprendere la difficoltà ad includerle

nello scenario standard, che non prevede diverse emissioni a distanza di ore l'una dall'altra. Sono stati però proposti scenari alternativi. In particolare, lo scenario di Imshennik e Ryazhskaya [9] prevede un primo segnale di soli neutrini elettronici, a cui solo un certo tipo di rivelatori (come LSD) risulterebbero sensibili. Non esiste ancora però un modello che spieghi contemporaneamente e ugualmente bene entrambe le osservazioni.

2.3 Gli obiettivi futuri

Una supernova galattica è attesa dalla comunità scientifica da più di 20 anni; richiamiamo i motivi di tanto interesse. Evidentemente, la principale ragione ha natura astrofisica. Avere per la prima volta a disposizione dati dettagliati avrà un impatto enorme sulla comprensione dell'esplosione. Considerando i progressi di sensibilità dovuti alla costruzione di rivelatori sempre più grandi come Super-Kamiokande, LVD, IceCUBE, ecc. e con maggiore capacità di identificazione degli eventi osservati, ci aspettiamo migliaia di eventi da IBD. Con una tale statistica, i processi di interesse con tempi scala sopra ai ~ 100 ms potranno essere ben studiati.

Un rivelatore come Super-Kamiokande può identificare certe reazioni con sezione d'urto minore, come l'urto elastico. Questo potrebbe permettere di studiare fasi di emissione caratterizzate solo da neutrini elettronici, come la *flash* di neutronizzazione, ma anche di desumere la posizione della supernova nel cielo. Infatti l'ES, a differenza dell'IBD, è un'interazione fortemente direzionale e può essere usata per puntare alla sorgente anche in assenza di un'osservazione della controparte ottica. La [fig. 8](#) illustra questa possibilità.

Come ricordato, una supernova emette diversi segnali. Le onde gravitazionali sono quelle che presentano le maggiori difficoltà osservative. L'aspettativa è un impulso di durata complessiva di ~ 30 ms nel momento in cui la parte esterna del nucleo di ferro collassa e rimbalza sulla parte interna. È possibile utilizzare il segnale neutrino per coadiuvare la ricerca di questi impulsi, grazie al fatto che l'istante iniziale della emissione di $\bar{\nu}_e$ precede di pochi millisecondi l'istante del rimbalzo. Ricostruendo la fase iniziale del segnale neutrino possiamo identificare l'istante del rimbalzo con una precisione di ~ 10 ms. La ricerca di un segnale gravitazionale impulsivo così precisamente delimitato è molto più agevole; i rivelatori attuali – come LIGO e VIRGO – ne guadagnano in sensibilità.

Vari quesiti di fisica fondamentale ancora irrisolti, come ad esempio il valore della massa dei neutrini, possono avvantaggiarsi di tali eventi. Infatti la massa dei neutrini modifica lo spettro che arriva nel rivelatore, causando un ritardo del segnale che dipende dall'energia dei neutrini stessi.

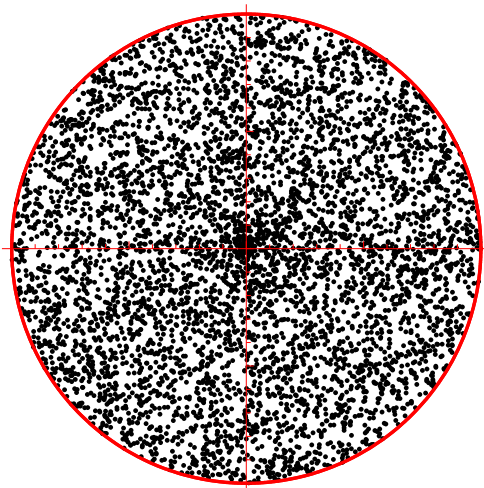


Fig. 8 I puntini rappresentano eventi simulati per una SN situata nel centro galattico, in un rivelatore Cherenkov di 32 kton di massa. Le possibili direzioni, pensate come punti sulla superficie della sfera di raggio 1, sono rappresentate sul cerchio di raggio 2 grazie alla proiezione di Lambert, che conserva le aree; gli eventi provengono dalla direzione corrispondente al centro. Un eccesso di eventi presso il centro, dovuto a circa 300 eventi ES, è visibile sullo sfondo di circa 5000 eventi IBD.

3 I Neutrini da resti di supernova

3.1 L'origine dei raggi cosmici galattici

L'interesse per i resti di supernova come sorgenti di neutrini è legato strettamente al problema dell'origine dei raggi cosmici galattici. Richiamiamo gli argomenti che suggeriscono la connessione tra resti di supernove e raggi cosmici.

Il primo suggerimento che in qualche modo i raggi cosmici fossero prodotti nelle supernove [10], prende formulazione compiuta grazie all'osservazione quantitativa di Ginzburg e Syrovatskii [11] che la perdita di energia dovuta alla fuoriuscita di raggi cosmici dalla Via Lattea è un ordine di grandezza più piccolo dell'energia cinetica del gas espulso dalle supernove galattiche. In formule,

$$(10) \quad \frac{\rho_{CR} V_{CR}}{\tau_{CR}} \sim 0.1 \times \frac{\mathcal{L}_{SN}}{\tau_{SN}},$$

dove $\rho_{CR} \sim 1 \text{ eV/cm}^3$ è la densità media di raggi cosmici galattici, $V_{CR} \sim 4000 \text{ kpc}^3$ è il volume che occupano (diciamo, un cilindro di 20 kpc di raggio e di 1.5 kpc di semi-altezza) e $\tau_{CR} \sim 50$ milioni di anni il loro tempo medio di permanenza nella Galassia; inoltre $\mathcal{L}_{SN} \sim 10^{51} \text{ erg}$ è la tipica energia cinetica del gas di una supernova e $\tau_{SN} \sim 30$ anni è il tempo medio tra una supernova galattica e l'altra.

Basta che un $\sim 10\%$ dell'energia del gas sia trasferito ad una ristretta popolazione di particelle sopra termiche (cioè, raggi cosmici) perché i processi di produzione e di perdite di raggi cosmici, veloci su tempi scala galattici, risultino in equilibrio tra loro. Il meccanismo potenzialmente in grado di accelerare dei raggi cosmici con la necessaria efficienza, noto con il nome di *diffusive shock acceleration*, fu descritto da Fermi nel 1949 [12].

È opportuno sottolineare che il quadro teorico-interpretativo sulle sorgenti e sui processi di accelerazione dei raggi cosmici è molto complesso. Allo stesso tempo, molti dei numeri riportati sopra sono affetti da importanti incertezze. Questo non compromette però la validità e l'interesse degli argomenti esposti.

3.2 Neutrini e gamma da resti di supernove

Alla luce delle precedenti considerazioni, si ritiene che i resti di supernova ospitino una alta densità di raggi cosmici, principalmente protoni, le cui interazioni danno luogo ad intense cascate adroniche. Questo avviene specialmente in presenza di materia che possa fungere da bersaglio, in analogia con quanto succede in un esperimento a "bersaglio fisso". I pioni neutri prodotti in queste cascate danno origine a raggi gamma; i pioni carichi, invece, creano leptoni carichi e neutrini. Questo scenario è noto come "ipotesi adronica" per l'emissione gamma.

Le energie di questi gamma (neutrini) secondari sono in media 10 (20) volte minori di quelle dei protoni primari. Siccome la componente galattica dei raggi cosmici si estende almeno fino al "ginocchio" osservato nello spettro dei raggi cosmici, con un'energia di circa $3 \times 10^{15} \text{ eV}$ ($= 3 \text{ PeV}$), crediamo che i resti di supernove emettano gamma e neutrini fino a qualche centinaia di TeV ($1 \text{ TeV} = 10^{12} \text{ eV}$). Particelle con questa energia vengono indicate con l'acronimo VHE dall'inglese *very high energy*.

In tempi recenti, l'astronomia VHE gamma (spesso inclusa tra le astronomie particellari) ha rivelato l'esistenza di resti di supernova galattici caratterizzati da emissioni intense e ben osservabili. Alcuni di questi, come RX J1713.7-3946 e Vela Jr, sembrano essere dominati da un'emissione di tipo adronico. Non è facile, tuttavia, escludere in modo categorico che i gamma VHE osservati siano dovuti a processi riguardanti elettroni, scenario noto come "ipotesi leptonica", sebbene certi indizi a favore dell'esistenza di intensi campi magnetici in alcuni resti di supernova rendano tale ipotesi meno plausibile. L'osservazione di una emissione di neutrini da parte di questi oggetti discriminerebbe tra le due ipotesi, dacché i neutrini VHE sono attesi solo nell'ipotesi adronica; cosa che spiega l'interesse per le future osservazioni. Presumibilmente, le osservazioni su un ampio spettro di lunghezze d'onda di questi oggetti, congiuntamente agli sforzi teorici verso descrizioni sempre più complete e convincenti, porteranno ad abbandonare la presente diffidenza verso l'ipotesi adronica e consentiranno di quantificare l'importanza relativa delle due diverse ipotesi. Le osservazioni di Fermi/Glast potrebbero risultare determinanti e comprovare la correttezza dell'ipotesi adronica.

È ragionevole supporre che le sorgenti più intense che oggi conosciamo, che includono le due sorgenti sopra discusse, resteranno soggetti privilegiati di indagine. Per questo è utile fornire alcuni dati quantitativi sulla sorgente RX J1713.7-3946 che al momento è quella meglio conosciuta, che mostrano come si accordi con l'ipotesi di Ginzburg e Syrovatskii. La sua distanza dalla Terra è pari a $R = 1 \text{ kpc}$ e la sua dimensione lineare dell'ordine di $D = \theta R/2 \sim 9 \text{ pc}$, avendo un angolo di $\theta = 1^\circ$. Se lo spettro dei raggi cosmici viene descritto da una legge tipo $E^{-1.9} \exp(-E/150 \text{ TeV})$, si riproduce la *forma* dello spettro gamma osservato, mostrato in [fig. 9](#).

Si pensa che i raggi cosmici di energia molto maggiore di 150 TeV siano già sfuggiti a causa dei 1600 anni di età del resto di supernova, che sappiamo dagli annali degli astronomi cinesi. Invece, la *normalizzazione* dello spettro gamma fissa la quantità di energia immagazzinata in raggi cosmici. Siccome il resto di supernova ingloba una nube molecolare di circa $M \sim 300 M_\odot$ (e pertanto ha $N_H = M/m_H \sim 3 \times 10^{59}$ nuclei di idrogeno che possono fungere da bersaglio ai raggi cosmici) troviamo che tale l'energia vale $\sim 5 \times 10^{49} \text{ erg}$.

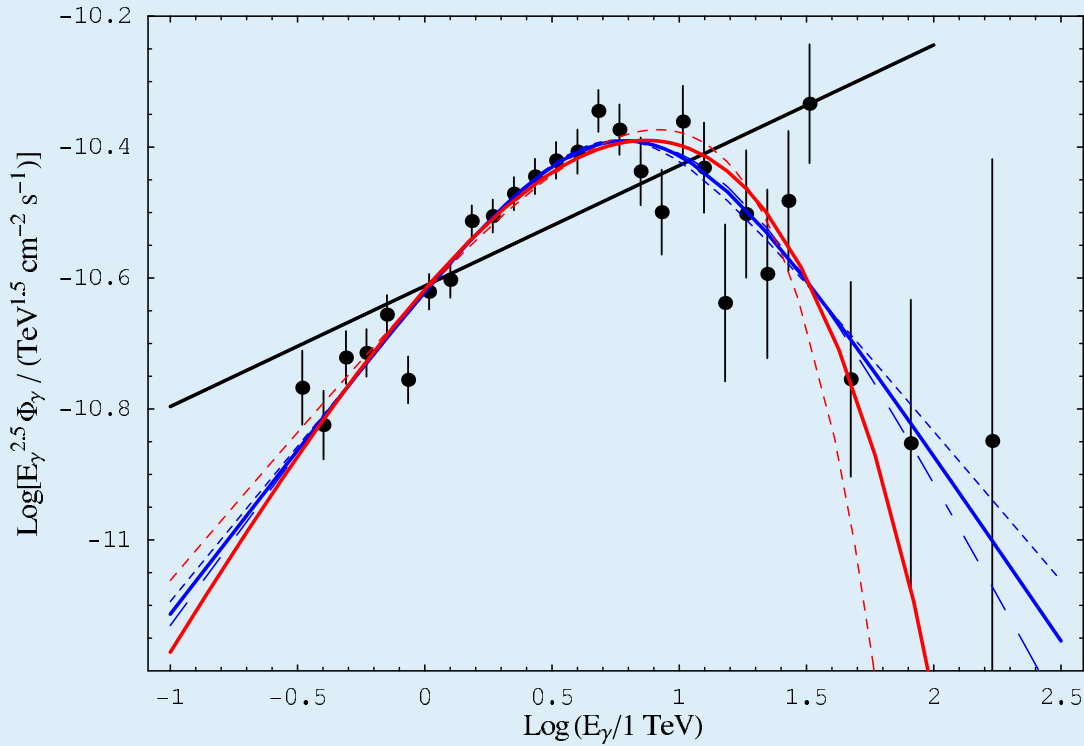


Fig. 9 Spettro dei gamma emessi da RX J1713.7-3946 come osservato da H.E.S.S. [13]. Varie parametrizzazioni ma non la legge di potenza (linea nera) descrivono i dati adeguatamente. Per ulteriori dettagli, si veda [14].

3.3 Le predizioni per i neutrini

Siamo pronti a discutere le predizioni. I gamma (e certo i neutrini) prodotti nei resti di supernova attraversano un mezzo molto tenue; per questa ragione si ritiene che non vengano significativamente assorbiti. Inoltre, l'intensità dei gamma e dei neutrini prodotti dipende linearmente dal flusso dei protoni primari; dunque sussiste una relazione lineare tra l'emissione di gamma e quella di neutrini. Questa relazione, se esplicitata, permette di predire in maniera semplice e diretta il flusso di neutrini.

È noto che, ad alte energie e nell'ipotesi che i raggi cosmici siano distribuiti secondo leggi di potenza $F_{CR} \propto E^{-\alpha}$, le interazioni adroniche sono tali da dare un flusso di gamma e di neutrini proporzionale a quello dei protoni primari. Sotto tale ipotesi, la relazione tra flussi di neutrini e di gamma è particolarmente semplice: sono connessi tra loro da una costante moltiplicativa. Questa ipotesi però non è sufficientemente accurata per predire i segnali nei futuri telescopi neutrinici, che risultano particolarmente sensibili alla parte ad alta energia dello spettro neutrino, dove ci aspettiamo deviazioni significative da leggi di potenza. Lo studio dettagliato del resto di supernova RX J1713.7-3946 ha, ad esempio, evidenziato la presenza di un taglio degli spettri gamma VHE ad energie dell'ordine di ~ 10 TeV. Tuttavia, rimane possibile predire in modo affidabile il flusso di neutrini. È stato, infatti, mostrato che i flussi di neutrino ed antineutrino muonico ($F_{\nu_\mu}(E_\nu)$ ed $F_{\bar{\nu}_\mu}(E_\nu)$) possono essere calcolati in ottima approssimazione partendo da un generico flusso gamma $F_\gamma(E_\gamma)$ tramite la formula

$$(11) \quad F_{\nu_\mu}(E_\nu) + F_{\bar{\nu}_\mu}(E_\nu) = 0,66 F_\gamma\left(\frac{E_\nu}{1-r_\pi}\right) + 0,02 F_\gamma\left(\frac{E_\nu}{1-r_K}\right) + \int_0^1 \kappa(x) F_\gamma\left(\frac{E_\nu}{x}\right) dx,$$

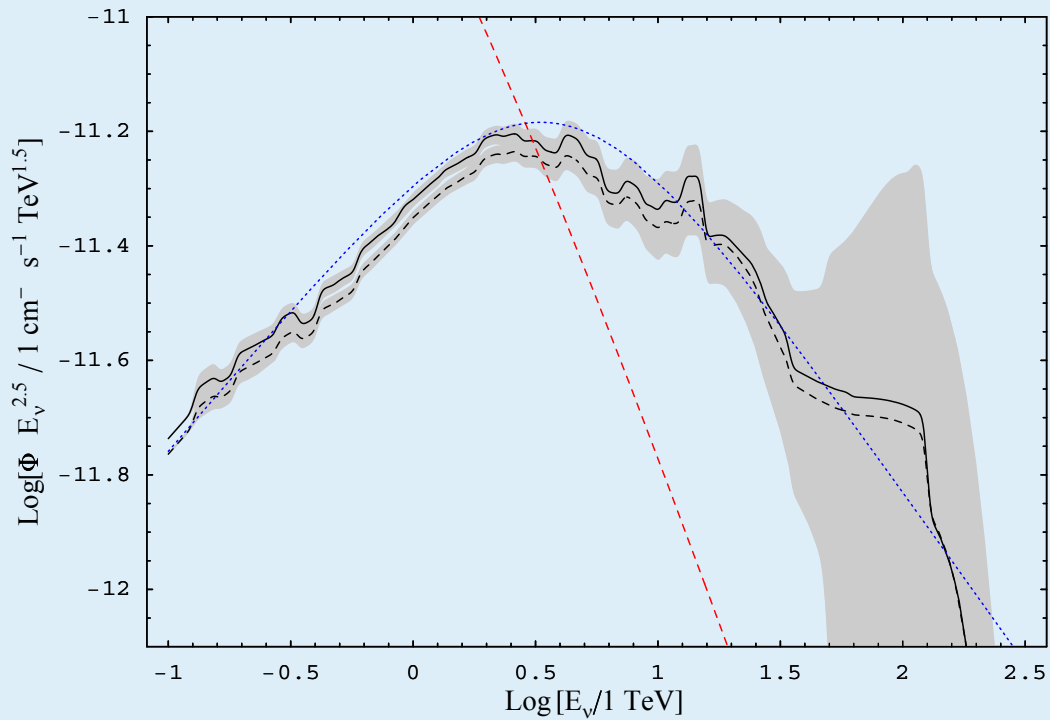


Fig. 10 Spettro di energia dei neutrini ed antineutrini muonici emessi da RX J1713.7-3946 come predetto usando i dati di H.E.S.S. In rosso, il fondo dovuto ai neutrini atmosferici. Per ulteriori dettagli, si veda [15].

dove $r_{\pi, K} = (m_{\mu}/m_{\pi, K})^2$ e dove il nucleo integrale è la seguente funzione:

$$(12) \quad \kappa(x) = \begin{cases} x^2(33,8 - 54,3x), & \text{se } x < r_K, \\ (1-x)^2(-0,63 + 12,45x), & \text{se } x > r_{\pi}, \\ 0,04 + 0,20x + 7,44x^2 - 7,53x^3, & \text{altrimenti.} \end{cases}$$

Il risultato di questi calcoli è mostrato in [fig. 10](#).

La formula (12) tiene conto delle oscillazioni, descritte dalla teoria elementare di Pontecorvo che si applica quando le distanze tra la produzione e la rivelazione sono molto più grandi delle lunghezze di oscillazione λ ($\Delta m^2 = 2h E_{\nu}/(\Delta m^2 c^3)$). In queste condizioni, le oscillazioni dipendono solo dagli angoli di mescolamento, che sono noti in adeguata approssimazione. Per rivelare eventi di neutrini da SNR è necessario osservare non tanto il cielo quanto piuttosto i muoni che vengono da sottoterra così da sopprimere il fondo di eventi indotti da radiazione atmosferica; questo fu suggerito alla fine degli anni '50 nella tesi di laurea di Zheleznykh, come ricorda il suo relatore [16]. La Terra funge da convertitore di neutrini in radiazione osservabile e quello che conta non è tanto il volume del rivelatore ma la sua area efficace. Considerando le perdite di energia dei muoni nella materia è facile convincersi che la zona dove avviene la conversione ha dimensioni di qualche km di acqua, dimensioni necessarie per un telescopio di neutrini VHE.

Un telescopio di questo tipo, IceCUBE, sta operando proprio adesso al Polo Sud e avrà di certo un importante impatto nella discussione, sia che riveli *qualche* sorgente di neutrini, sia che non ne riveli nessuna. Inoltre, IceCUBE quantificherà in modo affidabile il fondo sperimentale per questo tipo di ricerca. Un telescopio simile ad IceCUBE, ma situato nell'emisfero Nord,

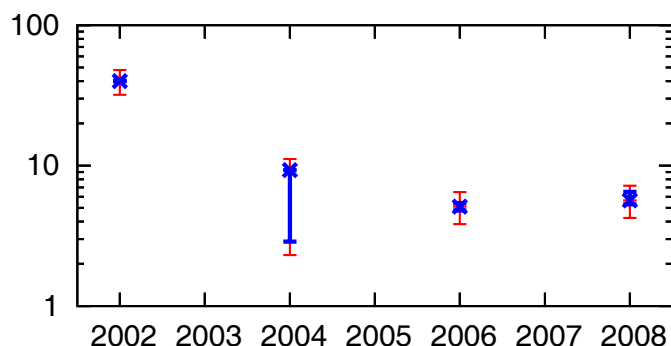


Fig. 11 Predizioni per il resto di supernova RX J1713.7-3946. Nella ascissa, anno della predizione; nell'ordinata, numero di eventi di muone per km² per anno sopra una soglia di 50 GeV. In blu, stima del numero di eventi e loro errore dovuto alle incertezze sullo spettro gamma VHE; in rosso, stima conservativa dell'errore teorico, posto al 20%.

permetterebbe di esplorare la maggior parte delle sorgenti galattiche ed in particolare i due oggetti sopra menzionati, RX J1713.7-3946 e Vela Jr. Ci concentriamo su questa possibilità nelle ultime righe, considerando il progetto di un futuro grande rivelatore nel Mediterraneo.

Con le considerazioni fisiche sopra esposte e grazie alle osservazioni gamma di H.E.S.S. situato in Namibia possiamo prevedere in modo attendibile il massimo flusso di neutrini attesi per un tale rivelatore. Come già ricordato, l'osservazione più dettagliata al momento disponibile riguarda il resto di supernova RX J1713.7-3946. Le analisi più recenti prevedono un segnale intorno a 2,5 eventi per km quadrato di rivelatore per anno di osservazione e sopra ad 1 TeV di energia, contro un fondo sperimentale di 1 evento circa. È evidente la difficoltà di osservare un segnale così debole. Purtroppo le prime predizioni teoriche si sono rivelate troppo ottimistiche, come si evince dalla [fig. 11](#); per i

riferimenti, vedi [15].

Terminiamo descrivendo la situazione di Vela Jr. Ad energie intorno al TeV, tale resto di supernova ha un'intensità gamma ancora più alta di quella di RX J1713.7-3946. Inoltre, si ha motivo di credere che Vela Jr. sia più giovane di RX J1713.7-3946; dunque, i raggi cosmici più energetici non dovrebbero aver avuto il tempo di sfuggire. Assumendo che questo sia vero, ne deriva che: 1) lo spettro gamma deve seguire una legge di potenza $\sim E^{-2}$ fino alle energie più alte, cosa che potrà essere verificata da H.E.S.S.; 2) devono esistere neutrini di energia più alta. Pertanto, ci aspettiamo molti più eventi in un telescopio di neutrini.

In questo momento, purtroppo, manca la documentazione delle osservazioni gamma di H.E.S.S. proprio nella regione di energie più preziosa: quella sopra i 20 TeV. Ci piace concludere ammettendo di essere in speranzosa attesa di derivare le predizioni per i neutrini da Vela Jr.

Bibliografia

- [1] B. M. Pontecorvo, *Sov. Phys. Usp.*, 26 (1983) 1087.
- [2] L. Wolfenstein, *Phys. Rev. D*, 17 (1978) 2369.
- [3] S. P. Mikheev e A. Yu. Smirnov, *Il Nuovo Cimento C*, 9 (1986) 17.
- [4] http://www.nasa.gov/images/content/138785main_image_feature_460_ys_full.jpg
- [5] J. N. Bahcall, "Neutrino astrophysics" (Cambridge, 1989); <http://www.sns.ias.edu/~jnb>
- [6] <http://www.arcetri.astro.it/science/SNe/sn1987a.jpg>
- [7] H. A. Bethe e J. R. Wilson, *Astrophys. J.*, 295 (1985) 14.
- [8] G. Pagliaroli, F. Vissani, M. L. Costantini e A. Ianni, *Astropart. Phys.*, 31 (2009) 163.
- [9] V. S. Imshennik e O. G. Ryazhskaya, *Astron. Lett.*, 30 (2004) 14.
- [10] W. Baade e F. Zwicky, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.*, 20 (1934) 259.
- [11] V. L. Ginzburg e S. I. Syrovatskii, "The origin of cosmic rays" (Oxford) 1964.
- [12] E. Fermi, *Phys. Rev.*, 75 (1949) 1169; *Astroph. J.*, 119 (1954) 1.
- [13] F. A. Aharonian et al. (Collaborazione H.E.S.S.), *Astrophys. J.*, 661 (2007) 236.
- [14] F. L. Villante e F. Vissani, *Phys. Rev. D*, 76 (2007) 125019.
- [15] F. L. Villante e F. Vissani, *Phys. Rev. D*, 78 (2008) 103007.
- [16] M. A. Markov, "The Neutrino" (Dubna) 1963.

Francesco Vissani

Primo Ricercatore INFN, i suoi interessi scientifici riguardano la fisica astroparticellare, i fenomeni legati alle masse dei neutrini e le estensioni del modello standard delle particelle elementari. Assieme a Giulia Pagliaroli, postdoc, e Francesco Lorenzo Villante, ricercatore universitario, è membro di un gruppo di lavoro sulla astronomia neutrinica. PhD in Fisica presso la SISSA nel 1994, postdoc all'ICTP e al DESY di Amburgo, dal 2006 coordina il gruppo teorico del Laboratorio del Gran Sasso (<http://theory.lngs.infn.it/index.html>). È stato il primo vincitore del Premio Occhialini istituito nel 2008 dalla SIF congiuntamente all'IOP (Institute of Physics).