

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea Triennale in Astronomia

Tesi di Laurea

Effetti di supernove vicine alla Terra sulla biosfera

Relatore:

Chiar.mo Prof. Sergio ORTOLANI

Laureanda:

Lorena SORO

1176323

Anno Accademico 2021/2022

*For many a lonely day
They sailed across the milky seas
Never looked back, never feared, never cried*

Indice

Introduzione	iv
1 Le supernove	1
1.1 Panoramica generale delle supernove.....	2
1.1.1. Caratteristiche spettroscopiche.....	2
1.1.2. Curve di luce.....	3
1.1.3. Progenitori e meccanismo di esplosione.....	4
1.2 SNe di tipo I.....	6
1.3 SNe di tipo II.....	8
2 ^{60}Fe interstellare sulla Terra	10
2.1 Percorso della polvere dalla SN alla Terra.....	11
2.1.1. Deviazione magnetica.....	12
2.1.2. Distribuzione sull'alta atmosfera.....	14
2.1.3. Deviazione dei venti.....	16
2.1.4. Deviazione delle acque.....	18
2.2 Distribuzione di ^{60}Fe sulla Terra e sulla Luna.....	19
2.2.1. Osservazioni di fluenza del ^{60}Fe	20
2.2.2. ^{60}Fe nei campioni di regolite lunare.....	22
2.3 Vincoli di massa e di distanza per i progenitori.....	23
2.3.1. Vincoli di distanza.....	24
2.3.2. Vincoli di massa.....	25
2.3.3. Risultati.....	26
2.4 ^{60}Fe per ricostruire la formazione del Sistema Solare e della Local Bubble.....	27

3	Effetti dei raggi cosmici sull'atmosfera	30
3.1	Propagazione dei raggi cosmici attraverso il campo magnetico galattico.....	31
3.2	Ionizzazione dell'atmosfera.....	31
3.2.1.	Impoverimento dello strato di ozono.....	33
3.2.2.	Radiazione al suolo.....	34
3.2.3.	Aumento dei fulmini.....	35
4	Conseguenze biologiche e atmosferiche di due serie di SN a ≈ 50 pc	37
4.1	Effetti dei fotoni.....	38
4.1.1.	Raggi gamma.....	38
4.1.2.	Luce visibile.....	38
4.1.3.	Radiazione UV.....	39
4.2	Irraggiamento di muoni al suolo.....	43
4.3	Piogge di nitrati e cambiamento climatico.....	44
	Conclusioni	48
	Bibliografia	52

Introduzione

Il presente elaborato di tesi esplora i molteplici effetti biologici, atmosferici e persino antropologici causati da due serie di eventi di supernova avvenuti nelle vicinanze del Sistema Solare alle epoche del Miocene e del Plio-Pleistocene.

Dopo aver esaminato i vari tipi di supernova e il loro meccanismo di esplosione (Capitolo 1), si indaga sulla presenza nei fondali oceanici e nella regolite lunare della polvere di ^{60}Fe interstellare espulsa dall'onda d'urto delle stelle esplose. La profondità e lo spessore degli strati di Ferro-60 rinvenuti negli archivi geologici terrestri indica l'intervallo di tempo in cui tale radioisotopo è stato depositato sui fondali oceanici, il che permette di stimare l'istante di esplosione delle supernove e quindi l'età delle stelle progenitrici (Capitolo 2). Si studia poi la distribuzione terrestre del ^{60}Fe , che fornisce una stima della sua direzione di arrivo imponendo dei vincoli di distanza e di massa per le stelle progenitrici, rispettivamente tramite il calcolo delle traiettorie e il confronto di fluenza osservata e predetta e tramite il metodo di *Estimating Missing Mass Function* (EMMF). In questo modo, si individuano due serie di eventi di supernova, l'Evento Antico e l'Evento Recente, avvenuti rispettivamente circa 8 milioni di anni fa e 2.5 milioni di anni fa ad una distanza di ~ 50 pc dalla Terra.

Gli effetti di queste esplosioni, analizzati nel dettaglio nel Capitolo 4 attraverso le *spectral biological weighting functions* (BWFs), sono per la maggior parte conseguenza diretta della ionizzazione atmosferica da parte

dei raggi cosmici di alta energia provenienti dalle supernove (Capitolo 3). Tale ionizzazione produce una maggiore radiazione di muoni al suolo e un notevole impoverimento degli strati di ozono, nonché un aumento nelle piogge di nitrati. Questi processi generano molteplici ripercussioni, spesso nocive per gli organismi sulla Terra, tra cui ad esempio un aumento nella frequenza di cancro, l'insorgere di mutazioni genetiche, il deterioramento della vegetazione e l'inibizione della produttività alla base della catena alimentare acquatica. Ulteriori effetti climatici riguardano invece l'aumento nella frequenza dei fulmini e di conseguenza degli incendi, oltre che un raffreddamento del clima sfociato in una glaciazione tipica del tardo Pleistocene. L'insieme di tutti questi fattori potrebbe aver sollecitato l'essere umano alla sua evoluzione verso il bipedismo.

Nonostante l'intensità di questi effetti non sia stata sufficiente a generare grandi estinzioni di massa, che infatti non hanno riscontro osservativo all'epoca degli eventi considerati, è presumibile che le esplosioni di supernova nelle vicinanze della Terra abbiano dato origine all'elevato ricambio floristico e faunistico delle specie e alle piccole estinzioni osservate nell'età Miocene e Plio-Pleistocene.

Capitolo 1

Le supernove

Le supernove, abbreviate come SNe, sono delle esplosioni stellari molto energetiche durante le quali una stella può raggiungere una luminosità di $10^{12} L_{\odot}$ (*Sukhbold & Woosley, 2016*) e in seguito restare visibile anche per diversi secoli sotto forma di resto di supernova (SNR), ossia una nebulosa in espansione contenente il materiale espulso durante l'esplosione (*Ferrand, et al., 2021*).

La più antica testimonianza scritta di una supernova risale alle osservazioni di SN 185 da parte degli astronomi cinesi del II secolo d.C (*Zhao et al., 2006*); da allora, almeno altre sette supernove sono state osservate nella Via Lattea con un tasso di circa una SN ogni 50 anni (*Diehl et al., 2006, Cappellaro & Turatto, 2000*). La conoscenza approfondita di questi fenomeni che si può vantare al giorno d'oggi, deriva però dall'osservazione di migliaia di supernove extragalattiche, la prima delle quali fu scoperta nel 1885 nella Galassia di Andromeda (*Chevalier & Plait, 1988*).

Oltre all'interesse scientifico intrinseco, le supernove possono venire usate per studiare l'evoluzione chimica delle galassie, la produzione di stelle di neutroni e buchi neri, l'origine dei raggi cosmici, le distanze cosmologiche e tanto altro (*Filippenko, 1997*).

1.1 Panoramica generale delle supernove

La classificazione delle supernove iniziò nel 1941 con gli astronomi americani Minkowski e Zwicky (MZ) che, osservando gli spettri di 14 oggetti, riuscirono a distinguere almeno due tipi principali di supernove (*Minkowski, 1941*) denominati tipo I e tipo II.

Da allora la tassonomia delle supernove si è evoluta; sono state aggiunte nuove classi e proposti diversi metodi alternativi per smistare i vari oggetti in funzione delle loro proprietà fisiche, spettroscopiche e fotometriche. Tutte le principali classi delle SNe vengono infatti definite in funzione delle caratteristiche della loro curva di luce¹ e del loro spettro in ottico, con particolare attenzione alle proprietà spettrali all'epoca del picco di massima luminosità (*Gal-Yam, 2016*).

1.1.1 Caratteristiche spettrali

Le supernove mostrano alcune distinte varietà spettroscopiche, corrispondenti ai numerosi tipi e sottotipi identificati nelle classificazioni più recenti.

Una prima suddivisione in classi stabilita da MZ a partire dall'analisi spettroscopica, individua le SNe di tipo I e di tipo II, definite rispettivamente dall'assenza o dalla presenza delle linee di Balmer dell'idrogeno nello spettro ottico. In seguito, Wheeler e Harkness (*1990*) individuarono due ulteriori sottoclassi delle supernove di tipo I, nominate SNe Ib/c e caratterizzate dalla mancanza della profonda e distintiva linea di assorbimento a 6150 Å (*Bertola, 1964*).

Allo stesso modo, anche le SNe di tipo II vengono ripartite in numerosi sottogruppi (IIn, IIb, II-P, II-L, ecc..) che si differenziano tra loro sia per le caratteristiche dello spettro che della curva di luce.

¹La curva di luce mostra l'andamento della luminosità di un oggetto, spesso espressa come magnitudine apparente, in funzione del tempo.

1.1.2. Curve di luce

Quando una stella esplode come supernova, la prima luce che emerge dalla superficie stellare al momento dello shock iniziale è un bagliore di radiazione UV o X della durata di poche ore (*Nakar & Sari, 2010*), immediatamente seguito da un decadimento della luminosità.

Questo andamento della luminosità nel tempo può essere descritto graficamente attraverso le curve di luce, le quali hanno forme ed ampiezze diverse per ogni classe di SNe a seconda dei meccanismi di esplosione, delle caratteristiche della progenitrice e dell'energia fornita dal decadimento di isotopi radioattivi espulsi durante l'esplosione (*Barbon et al., 1984*). Infatti, l'energia che alimenta gran parte delle curve di luce (specialmente le SNe di tipo Ia e la fase finale delle SNe di tipo II e Ib/c) è data dal decadimento radioattivo di radionuclidi che vengono sintetizzati durante l'esplosione (*Seitenzahl et al., 2009*).

In particolare, il decadimento di ^{56}Ni , ^{56}Co e ^{56}Fe (*Colgate & McKee, 1969*) eccita il materiale circostante che perciò emette radiazione visibile, rappresentata poi nelle curve di luce in funzione del tempo. La Figura 1.2 mostra uno schema comprensivo delle varie curve di luce per alcuni tipi di SNe.

Attraverso la catalogazione delle SNe I e II e delle rispettive curve di luce da parte di Leibundgut *et al.* (1991) e Patat *et al.* (1993), è stato possibile osservare che le curve di luce delle SNe di tipo I sono generalmente uniformi (*Filippenko, 1997*). Nello specifico, le curve di luce delle SN di tipo Ia² sono particolarmente utili per stimare i parametri cosmologici; infatti, tutte le supernove di questo tipo hanno la stessa luminosità al massimo con una dispersione di magnitudine osservata molto bassa (*Barbon et al., 1973*). Per questo motivo, questo tipo di oggetti sono tra i più adatti per essere utilizzati come candele standard per mappare le distanze nell'universo (*Colgate, 1979*).

Dopo circa 150 giorni dal massimo, le curve di luce di tutte le classi di SNe si stabilizzano su un decadimento esponenziale di luminosità (*Turatto et al., 1989*). Nonostante questa grande somiglianza, almeno nelle fasi iniziali le curve di luce delle SNe di tipo II sono piuttosto eterogenee. Infatti, in aggiunta alle sottoclassi SN IIn/b individuate dall'analisi spettroscopica, è possibile identificare due sottotipi fotometrici, tipo II-P e II-L, definiti a seconda dell'eventuale presenza di un 'plateau' di luminosità costante nel ramo discendente della curva di luce (*Barbon et al., 1979*).

² A seguito di alcune correzioni sulla forma della curva di luce e sull'assorbimento delle polveri (*Leibundgut, 2000*)

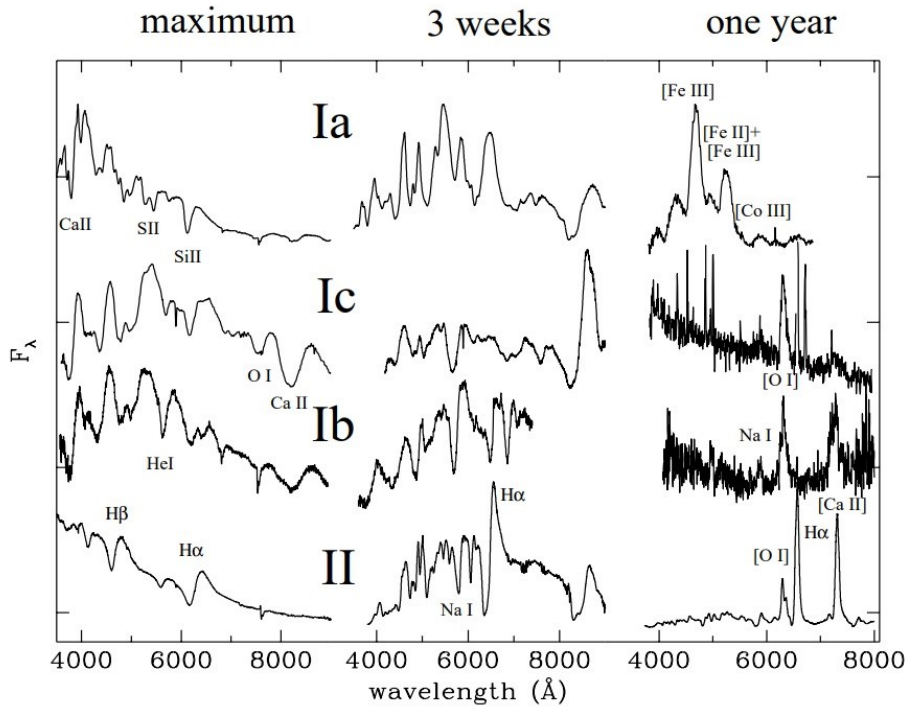


Fig. 1.1 Evoluzione temporale degli spettri dei principali tipi di SN a partire dall'epoca del massimo di luminosità e fino ad un anno dal picco. Gli spettri scelti sono quelli delle supernove SN1996X per il tipo Ia, SN1994I e SN1997B per il tipo Ic, SN1999dn e SN1990I per il tipo Ib e SN19987A per il tipo II. (*Turatto, 2003*)

Lo studio delle curve di luce è quindi incredibilmente utile per ricavare informazioni su diversi aspetti di una supernova, tra cui il meccanismo di esplosione, la composizione chimica del materiale espulso e, in alcuni casi, anche la distanza (*Filippenko, 1997*). In particolare, restringendosi al primo giorno dopo l'esplosione, si può sia dedurre la natura della stella progenitrice che stimare gli effetti che questa prima fase di radiazione molto forte può avere sull'ambiente in prossimità delle supernove (*Nakar & Sari, 2010*).

1.1.3. Progenitori e meccanismo di esplosione

Il tipo di galassia in cui avviene il fenomeno di supernova fornisce un importante indizio sulle caratteristiche di massa della stella progenitrice

Le SNe di tipo Ia sono l'unica tipologia di supernove ad essere osservate in tutte le galassie, tra cui le ellittiche, e a non mostrare una preferenza marcata per i bracci quando vengono individuate nelle galassie a spirale (Maza & Van den Bergh, 1976). La gran parte di questi oggetti proviene probabilmente da una stella moderatamente massiva ($4-7 M_{\odot}$) di età intermedia (Della Valle & Livio, 1994) ed è oggi ampiamente riconosciuto che le SNe di tipo Ia sono associate all'esplosione termonucleare di una nana bianca di carbonio-ossigeno che raggiunge il limite di Chandrasekhar³ in seguito all'accrescimento di materia da parte di una stella compagna in un sistema binario (Nomoto et al., 1984, Woosley & Weaver, 1986).

Tutte le altre classi di SNe (Ib, Ic, II e sottotipi), invece, si trovano genericamente nei pressi dei bracci di spirale o nelle regioni HII (Huang, 1987); ciò suggerisce che la progenitrice sia una stella massiva ($8-10 M_{\odot}$) con un involucro ricco di idrogeno, la quale subisce il collasso gravitazionale del proprio nucleo (Woosley & Weaver, 1986). Nonostante questo meccanismo di esplosione sia condiviso da tutti i tipi di SNe menzionati, si hanno alcune disuguaglianze basate sulla composizione chimica degli strati esterni della progenitrice: al momento dell'esplosione, i progenitori delle SNe di tipo II sono ancora circondati dal guscio di idrogeno, il quale però viene in parte perso nei progenitori delle SNe II-P e delle II-L (Nomoto et al., 1995). Lo strato di H e possibilmente anche quello sottostante di He vengono invece strappati via nei progenitori di SN Ib e Ic prima dell'esplosione (Woosley & Eastman, 1997) a causa di trasferimento di massa ad una stella compagna o attraverso venti stellari (Nomoto, 1994).

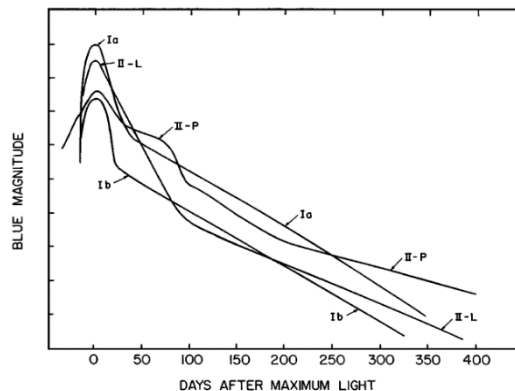


Fig. 1.2. Rappresentazione schematica delle curve di luce per le SNe di tipo Ia, Ib (include anche Ic e ne viene fatta una media), II-P e II-L. (Flippenko, 1997).

³ Rappresenta il limite superiore di massa che può opporsi al collasso gravitazionale di una nana bianca, sostenuta dalla pressione di degenerazione degli elettroni; ha un valore pari a circa $M_{Ch} \approx 1.44 M_{\odot}$

1.2 SN di tipo I

Secondo la classificazione di Minkowski (1941), le supernove di tipo I sono quelle identificate dall'assenza nel loro spettro delle linee di H della serie di Balmer. A sua volta, questa classe di SNe viene suddivisa in tre sottotipi a seconda di alcune peculiarità spettroscopiche e fotometriche che si riflettono poi sulle proprietà dei progenitori.

Tipo Ia

Le SNe di tipo Ia, scoperte in tutti i tipi di galassie, sono in media la classe di supernove più luminose e di conseguenza anche le più comunemente osservate (Gal-Yam, 2016). Si tratta di oggetti piuttosto omogenei, con curve di luce ed evoluzione spettrale molto simili tra loro che li rende particolarmente adatti come indicatori di distanze, e perciò molto utili nello studio della geometria dell'Universo. Un'altra peculiarità delle SNe Ia è quella di essere l'unica tipologia di supernove ad essere associate all'esplosione termonucleare di una nana bianca (Nomoto et al., 1984).

Le principali caratteristiche spettroscopiche (Fig. 1.3) che differenziano le SN Ia dalle altre classi di supernove sono la completa assenza di linee di H e He in qualsiasi fase dell'evoluzione spettrale, la profonda riga di assorbimento a 6150 Å e infine lo stadio finale dello spettro, dominato dalle linee di emissione del ferro e del cobalto (Filippenko, 1997). Per quanto riguarda invece le curve di luce delle SNe Ia (Fig. 1.4), esse presentano un principale picco di luminosità con un valore medio di magnitudine assoluta di circa $M_B = -19.1$ mag e un ulteriore massimo secondario nella banda dell'infrarosso a circa 30 giorni di distanza dal primo (Biscardi et al., 2012). Successivamente, la curva di luce si stabilizza su un declino esponenziale condiviso da tutte le classi di SNe (Turatto et al., 1989).

Tipo Ib

La scoperta di numerose supernove nella prima metà degli anni '80 ha

permesso lo studio più approfondito delle SNe di tipo Ib, le quali costituiscono una sottoclasse distinta rispetto alle Ia e sono caratterizzate principalmente da forti righe di He I e Ca II all'epoca del massimo e dall'assenza della riga a 6150 Å (Fig. 1.1). Questi oggetti presentano poi una distinta curva di luce priva del massimo secondario in IR e sono associati al collasso del nucleo di stelle massive che hanno perso il guscio di H prima dell'esplosione (*Woosley & Eastman, 1997*).

Tipo Ic

Le SNe Ib costituiscono una sottoclasse piuttosto eterogenea per quanto riguarda la profondità delle righe di He I negli spettri all'epoca del massimo (*Filippenko, 1997*); per questo motivo si introduce un ulteriore sottotipo Ic, caratterizzato da righe di He I meno evidenti (o spesso addirittura assenti) e la cui caratteristica spettrale principale è una forte riga di OI a 7774 Å (*Gal-Yam, 2016*).

L'abbondanza variabile di He I negli spettri di Ib e Ic ha motivato l'introduzione di uno scenario unificativo che tenga conto della continuità tra le SNe II e Ib/c secondo la sequenza II-P-II-L-IIb-Ib-Ic basata sulla perdita di massa (*Nomoto et al., 1995*). Tutti questi oggetti, infatti, sono generati dal collasso di una stella massiva che, nel caso delle SNe Ic, ha perso sia lo strato esterno di H che quello più interno di He.

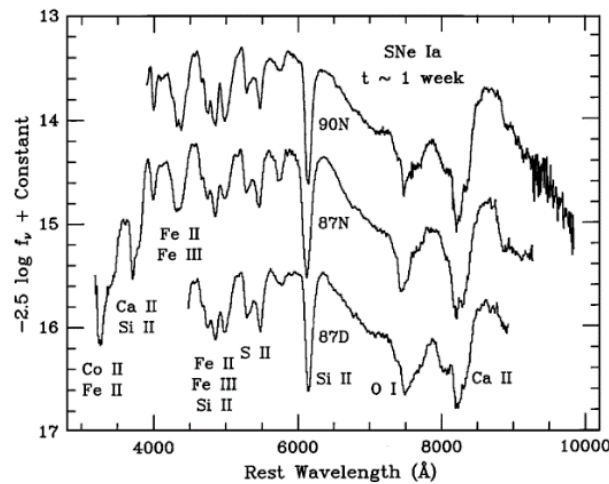


Fig. 1.3. Spettri di tre SNe Ia (dall'alto verso il basso: SN 1990N, SN 1987N e SN 1987D) circa una settimana dopo il picco di massima luminosità. (*Filippenko, 1997*)

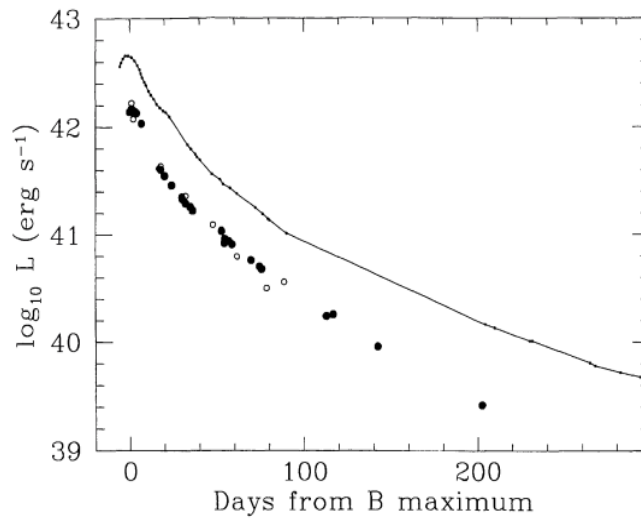


Fig. 1.4. Curve di luce di due SNe Ia: SN 1991bg (pallini) e SN 1992A (linea). (*Turatto et al., 1996*)

1.3 SN di tipo II

Le principali caratteristiche che i vari sottotipi di SNe II hanno in comune sono la presenza delle righe della serie di Balmer nello spettro e il meccanismo di esplosione tramite collasso nucleare di una stella massiva. Al di là di ciò, le SNe II sono piuttosto eterogenee e presentano un'ampia varietà di proprietà, sia per quanto riguarda le curve di luce che gli spettri. La classificazione odierna distingue quattro sottotipi principali in funzione di queste proprietà.

Tipo IIn

La sottoclasse delle SNe IIn è stata individuata a partire dalle particolarità dello spettro all'epoca del massimo, dominato dalle forti righe di emissione di Balmer ma che non presenta le caratteristiche ampie linee di assorbimento. Per questo motivo queste SNe vengono identificate con il simbolo 'n' (narrow), che denota appunto le strette righe di emissione (*Schlegel, 1990*).

Tipo IIb

Lo studio della supernova SN 1987M da parte di Filippenko et al. (1988), ha portato all'identificazione del sottotipo IIb. Esso è caratterizzato da uno spettro ricco di righe di H all'epoca del massimo e, invece, più simile al tipo Ib ad epoche più tardive. Uno studio approfondito della fase iniziale dello spettro mostra che, nelle SNe IIb, l'idrogeno è tipicamente limitato agli strati più esterni dell'ejecta in espansione, il che suggerisce che questo tipo di supernove con spettro variabile tra II e Ib rappresenti l'anello mancante tra i progenitori delle SNe che mantengono il proprio inviluppo di H e quelle che lo perdono prima dell'esplosione (Nomoto et al., 1995).

Tipi II-P e II-L

Le SN di tipo II-P e II-L costituiscono la gran parte delle SNe II e sono spesso raggruppate insieme sotto il nome di SNe II regolari/normali, poiché le loro caratteristiche spettroscopiche sono molto simili (Fig. 1.5). Ciò che diversifica le due sottoclassi II-P e II-L è la forma delle curve di luce (Fig. 1.2); le SNe II-P sono identificate infatti da un rapido declino seguito da un plateau dalla durata di un paio di mesi, durante i quali la luminosità rimane all'incirca costante. Al contrario, le SNe II-L presentano un decadimento lineare causato probabilmente da un inviluppo meno massivo nella stella progenitrice. Infatti, un'ulteriore differenza riguarda la stella progenitrice e la massa del guscio di H, che si riflette sulla durata del plateau e suggerisce che le due sottoclassi non sono separate ma che esiste una continuità basata sulla massa strappata via dalla progenitrice prima dell'esplosione (Nomoto, 1995), confermata dalla scoperta di alcuni oggetti intermedi aventi un plateau troncato (Clocchiati et al., 1996).

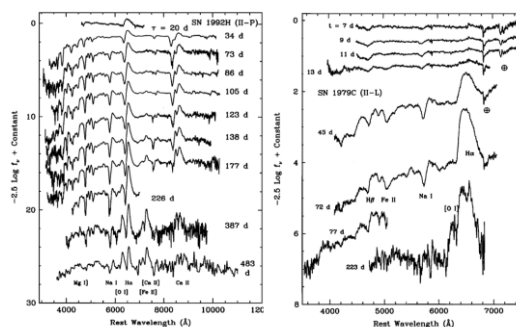


Fig. 1.5. Evoluzione spettrale di SN II-P (a sinistra) e SN II-L (a destra) in funzione del tempo dall'esplosione. (Filippenko, 1997).

Capitolo 2

^{60}Fe interstellare sulla Terra

All'interno della Via Lattea, le supernove avvengono con un tasso di circa 1 – 3 esplosioni al secolo (*Adams et al., 2013*); perciò è plausibile che, nel corso del tempo geologico, almeno una di esse si sia verificata abbastanza vicina alla Terra da causare effetti non solo riconoscibili, ma anche potenzialmente disastrosi.

Un possibile segnale indicativo di un evento di supernova nelle vicinanze della Terra è dato dalla presenza di alcuni isotopi radioattivi longevi⁴ prodotti durante l'esplosione stellare, come ad esempio ^{60}Fe , ^{244}Pu o ^{26}Al . Tra questi, è il Ferro-60, sintetizzato da un doppio s-process⁵ da parte del ^{58}Fe nel nucleo stellare (*Wallner et al., 2021*), a fornire più informazioni sulla natura della supernova che lo ha generato. A partire dalla fine degli anni '90, infatti, si è rilevata una concentrazione anomala di questo radioisotopo in alcuni campioni di sedimenti marini o croste di ferromanganese (Fe–Mn) sul suolo oceanico. I campioni più indicativi sono stati trovati nell'Oceano Pacifico Meridionale ed Equatoriale (*Knie et al., 1999; Knie et al., 2004*), nell'Oceano Atlantico Settentrionale (*Fitoussi et al., 2008*), nell'Oceano Indiano Meridionale (*Feige, 2014*) e, recentemente, persino nella neve dell'Antartide (*Koll et al., 2019*).

⁴ Tempo di vita medio di decadimento dell'ordine di $\tau_{1/2} \sim \text{Myr}$ (*Fry et al., 2016*)

⁵ Processo di cattura lenta (slow) dei neutroni

La distribuzione del segnale di ^{60}Fe non è uniforme in tutti i depositi campionati, ma varia in base ad alcune considerazioni che verranno esaminate a partire dalla Sezione 2.1.2.

La sovrabbondanza riscontrata è stata associata ad almeno due serie di esplosioni di SNe distinte avvenute nei dintorni terrestri rispettivamente nel tardo Miocene ($\sim 6.5 - 8.7 \text{ Mya}^6$; *Wallner et al., 2016*; *Schulreich et al., 2017*) e al confine tra epoca Pliocene e Pleistocene ($\sim 1.7 - 3.1 \text{ Mya}$; *Ludwig et al., 2016*). In seguito a questi eventi, il gas espulso dalle SNe ha trasportato il ^{60}Fe sotto forma di polvere fino alla Terra. Questo radioisotopo ha un tempo di vita di circa $\tau_{1/2} \sim 2.6 \text{ Myr}$ (*Rugel et al., 2009*), il che significa che, al tempo delle osservazioni, il ^{60}Fe primordiale presente durante la formazione del Sistema Solare era ormai decaduto da almeno 4 milioni di anni. Perciò, ogni traccia osservata nei vari siti campionati deve necessariamente essere stata prodotta al di fuori del Sistema Solare (*Fry et al., 2016*). Tra le possibili sorgenti di ^{60}Fe interstellare si annoverano le stelle nel ramo asintotico delle giganti rosse (AGB) e le ancora più avanzate stelle di Wolf-Rayet (WR), naturale evoluzione delle stelle più massicce ($> 20 M_{\odot}$). Si osserva, però, che il contributo complessivo di Ferro-60 proveniente sia dalle stelle AGB che dalle WR è insignificante se comparato al contributo dato dalle supernove da collasso (*Arnould et al., 1996*; *Lugaro & Karakas, 2008*). Perciò, le più probabili fonti di ^{60}Fe sulla Terra sono le supernove a cattura elettronica (ECSN), un particolare sottotipo di supernove a collasso nucleare di tipo II-P generate dall'esplosione di una stella di circa $8-10 M_{\odot}$ (*Fry et al., 2015*).

2.1 Percorso della polvere dalla SN alla Terra

A prescindere dal tipo di sorgente che dà origine al Ferro-60, per riuscire a penetrare nel Sistema Solare esso dovrà necessariamente essere condensato in granelli di polvere. Infatti, nonostante il materiale espulso da una supernova possa teoricamente entrare nel SS attraverso due meccanismi principali, sotto forma di polvere o di plasma, nel secondo caso l'ejecta proveniente da una SN distante $D > 10 \text{ pc}$ verrebbe deflesso dalla pressione dei venti solari (*Athanassiadou & Fields, 2011*).

⁶ Mya = *Million years ago*

Perciò, il ^{60}Fe può raggiungere la Terra solo quando è assorbito nei grani di polvere carichi espulsi dalla SN, i quali vengono trascinati dall'esplosione attraverso il mezzo interstellare fino al raggiungimento dell'eliosfera⁷; a questo punto la polvere si disaccoppia dall'onda d'urto ed entra nel Sistema Solare. Grazie alle simulazioni magnetoidrodinamiche condotte da Slavin et al. (2010), si può assumere che la dimensione minima che i granelli di polvere devono avere per entrare nel SS sia di $a \geq 0.2 \mu\text{m}$, mentre la loro velocità iniziale sia $v_{\text{polvere},0} \geq 40 \text{ km s}^{-1}$.

2.1.1. Deviazione magnetica

Una volta all'interno dell'eliosfera, i granelli di polvere seguiranno una traiettoria determinata dall'insieme delle forze che agiscono su di essi. Le forze dominanti sono l'attrazione gravitazionale del Sole, la sua pressione di radiazione e la forza di Lorentz data dal moto della polvere elettricamente carica attraverso il campo magnetico interplanetario (IMF). Perciò l'equazione del moto dei granelli di polvere è:

$$\ddot{\vec{x}} = -(1 - \beta) \frac{GM_{\odot}}{|\vec{x}|^3} \vec{x} + \frac{q}{m} (\dot{\vec{x}} - \vec{u}_{\text{sw}}) \times \vec{B}_{\odot} \quad (2.1)$$

dove G è la costante gravitazionale, $M_{\odot}$ è la massa del Sole, $\vec{u}_{\text{sw}}$ è la velocità del vento solare, q è la carica del granello di polvere e m la sua massa, mentre $\vec{B}_{\odot}$ è il IMF. Quest'ultimo è una combinazione del campo magnetico del Sole, della sua rotazione e del flusso verso l'esterno del vento solare (Parker, 1958); per questo motivo il IMF è descritto da una spirale Archimedeana espressa in coordinate polari (r, θ, ϕ) , dove la componente dominante è quella azimutale $B\phi$.

$$\vec{B}_{\odot} = \vec{B}_{r,\theta,\phi} = \left(\pm B_{r,0} \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 ; 0 ; \pm B_{\phi,0} \frac{r_0}{r} \sin \theta \right) \quad (2.2)$$

Tale campo magnetico ha un valore variabile tra $B\phi \sim 0.1 \mu\text{G}$ a una distanza di 100 AU e $B\phi \sim 50 \mu\text{G}$ a 1 AU, ossia si indebolisce molto rapidamente all'allontanarsi dal Sole (Fry et al., 2015).

Il parametro β nell'Equazione (2.1), invece, esprime il rapporto tra la

⁷ Regione dello spazio che circonda il Sole e i cui confini ($\sim 200\text{--}300 \text{ AU}$) dipendono dall'intensità del vento solare.

forza della pressione di radiazione e la forza dell'attrazione gravitazionale. Se domina la gravità, allora la forza totale risulta essere attrattiva ($\beta < 1$); al contrario, se domina la radiazione, la forza è repulsiva ($\beta > 1$).

$$\beta = \frac{F_{rad}}{F_{grav}} \quad (2.3)$$

I calcoli dettagliati prodotti da Athanassiadou et al. (2011) dimostrano che, tra tutte le forze che influenzano il moto dei grani di polvere nell'eliosfera, quella dominante è la forza di Lorentz generata dal IMF. Infatti, la forza di gravità e la pressione di radiazione del Sole hanno circa lo stesso valore in modulo ma direzioni opposte, perciò si annullano a vicenda, lasciando ad agire solo il IMF.

Il principale effetto del campo magnetico è quello di deflettere i granelli di polvere nella direzione perpendicolare a quella del moto, a seconda della velocità con cui essi entrano nell'eliosfera. Nel caso di un grano di polvere che entra nell'eliosfera (~ 200 AU dal Sole) con velocità iniziale $v_{polvere,0} \geq 40 \text{ km s}^{-1}$ indirizzata verso la Terra (1 AU dal Sole), la deviazione osservata risulta essere di $\sim 1^\circ$. Inoltre, i granelli vicini mostrano una grande uniformità nella deviazione; questo significa che, se anche un granello inizialmente indirizzato verso la Terra venisse deviato di $\sim 1^\circ$, un altro granello vicino verrebbe invece deflesso fino a raggiungere la Terra (Fig. 2.1). Perciò le informazioni sulla direzione della sorgente dei granelli sono conservate entro 1° (Fry et al., 2016).

Un'ulteriore forza che influenza il moto dei granelli nel Sistema Solare più interno (~ 1 AU) è la forza di Lorentz generata dall'interazione delle particelle di polvere elettricamente cariche con la magnetosfera della Terra. Tale campo magnetico presenta dei valori di intensità molto simili al IMF ed è caratterizzato da una tipica forma a goccia, nella quale le linee di campo nel lato diurno sono schiacciate dal vento solare fino a una distanza di $\sim 10 R_\oplus$ dalla superficie, mentre nel lato notturno sono allungate fino a diventare una coda di linee parallele tra loro che si estende fino a $\sim 1000 R_\oplus$ (Wolfe et al., 1967). Aggiungendo all'equazione del moto (2.1) anche la forza di Lorentz della magnetosfera $\vec{F}_{L,mag\oplus}$ e la forza di gravità della Terra $\vec{F}_{grav\oplus}$, si ottiene che nel Sistema Solare interno i granelli di polvere vengono deflessi di $\sim 3'$ e le informazioni sulla direzione della sorgente sono conservate entro i $10'$ (Fry et al., 2016).

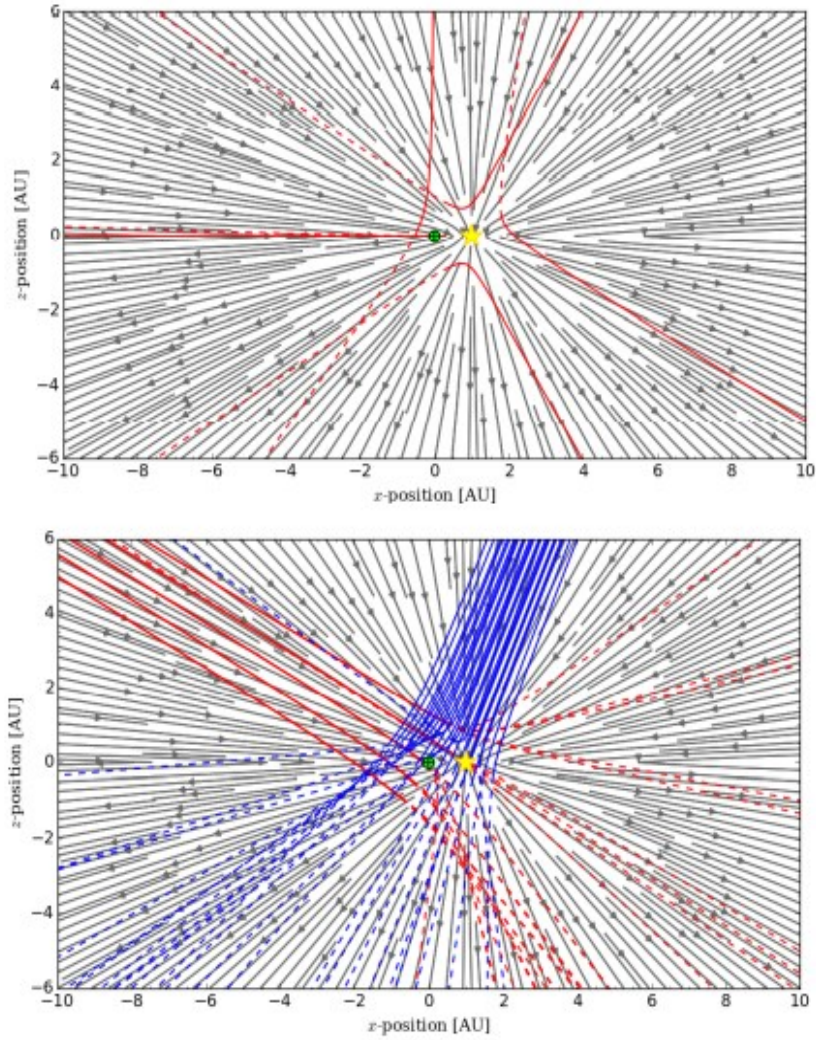


Fig. 2.1. La figura in alto mostra le traiettorie di singoli grani di polvere inizialmente indirizzati verso la Terra e come essi vengono deviati nel SS interno. La figura in basso, invece, mostra uno sciame di polvere in cui alcuni grani non inizialmente indirizzati verso la Terra possono essere deflessi verso di essa. Le linee del IMF sono rappresentate da frecce grigie, il Sole da una stella gialla alle coordinate $(1, 0, 0)$ AU e la Terra, non in scala, da una $\oplus$ verde. Le traiettorie in entrata dei granelli sono indicate da linee blu e rosse continue, mentre quelle in uscita dopo il contatto più vicino con la Terra, da linee tratteggiate degli stessi colori. (*Fry et al., 2016*).

2.1.2. Distribuzione sull'alta atmosfera

Una volta che la polvere espulsa dalla SN è passata attraverso il IMF e la magnetosfera, essa impatta contro l'alta atmosfera a circa 90–115 km sul livello del mare, altitudine tipica dell'alta mesosfera/bassa termosfera (MLT; *Feng et al., 2013*). Poiché entrambi i campi magnetici hanno mostrato una bassa deviazione del flusso di polvere, ci si aspetta che tale flusso incida sulla sezione trasversale della Terra quasi come un'onda

piana (*Fields et al., 2008*). Perciò, la distribuzione della polvere sull'atmosfera dipenderà solamente dalla rotazione terrestre, dalla sua precessione e dall'angolo di incidenza η della polvere stessa, misurato a partire dal Polo Nord Eclittico.

Per stimare il fattore di distribuzione ψ della polvere sulla MLT, Fry et al. (2016) fanno alcune assunzioni preliminari. Innanzitutto, approssimano la Terra ad una sfera perfetta che ruota attorno all'asse z , ha latitudine θ e longitudine ϕ ; poi, poiché l'impatto del flusso di polvere non è istantaneo ma ha una durata di circa $\Delta t_{\text{flusso}} \sim 100$ kyr, tengono conto della precessione assiale della Terra di $\Delta t_{\text{precessione}} \sim 26$ kyr. Infine, assumono che la SN progenitrice si trovi a una distanza $D > 10$ pc, perciò direzione ed intensità del flusso di polvere si possono considerare costanti ed è quindi possibile trascurare il cambiamento di posizione della Terra nel corso della sua orbita attorno al Sole.

Simulando in questo modello la distribuzione ψ della polvere al variare dell'angolo η , si ottiene che, a causa della rotazione e della precessione terrestri, le possibili direzioni η di arrivo del segnale di ^{60}Fe formano un anello di latitudine eclittica costante (Fig. 2.2); questo significa che la distribuzione di arrivo del materiale espulso dalla SN è uniforme lungo la coordinata longitudinale.

Al contrario, la distribuzione della polvere sulla MLT presenta un evidente gradiente di latitudine che rispecchia l'angolo di incidenza della polvere e di conseguenza la direzione della stessa supernova. Infatti, come si osserva dalla Fig. 2.2, all'aumentare dell'angolo d'arrivo, la ψ passa da una concentrazione settentrionale ($\eta = 0^\circ$, flusso di polvere indirizzato verso il Polo Nord Eclittico) a una concentrazione equatoriale ($\eta = 90^\circ$). In questo secondo caso, la distribuzione risulta essere all'incirca isotropica su tutta l'atmosfera, con un gradiente longitudinale quasi insignificante compreso tra i valori $\psi_{\eta=90^\circ} \in [0.5, 1.2]$. Quando invece l'angolo d'incidenza raggiunge $\eta = 180^\circ$, al Polo Nord si ha una distribuzione di polvere pressoché nulla ($\psi \rightarrow 0$), mentre al Polo Sud si raggiunge la saturazione massima $\psi_{\eta=180^\circ} \in [0, 3.7]$.

Perciò, come suggerito da Fry et al. (2015), la combinazione dell'angolo di arrivo e dei moti rotazionali della Terra fa in modo che alcune porzioni della superficie terrestre vengano investite dal flusso di polvere interstellare più a lungo di altre, accumulando così una maggiore quantità di materiale. È per questo motivo che la concentrazione di ^{60}Fe risulta così diversa nei vari depositi campionati (Sezione 2.2.1).

2.1.3. Deviazione dei venti

La sporadicità degli eventi di supernova nella nostra galassia rende impossibile una descrizione approfondita e dettagliata del moto della polvere di ^{60}Fe all'interno dell'atmosfera terrestre. Per questo motivo, è necessario avvalersi delle molteplici similitudini riscontrate tra la polvere espulsa da una SN e la polvere dei meteoriti, sulla quale sono stati effettuati studi più rigorosi ed accurati grazie alla considerevole quantità di dati raccolti (e.g., *Plane et al.*, 2015).

Innanzitutto, in entrambi i casi i granelli hanno all'incirca la stessa dimensione compresa tra $a \sim 0.1\text{--}1\text{ }\mu\text{m}$ e presentano la medesima composizione di ossidi di ferro e silicati (*Day et al.*, 2019); perciò, essi subiscono le stesse reazioni fisico-chimiche nell'atmosfera. Inoltre, ambedue i tipi di polvere viaggiano a velocità supersoniche di $v \sim 40\text{--}100\text{ km s}^{-1}$ rispetto all'atmosfera⁸, perciò l'altitudine a cui si fermano è più o meno identica. Nello specifico, i granelli di polvere tendono a fermarsi nella MLT dove, a causa delle loro alte velocità, vengono completamente sublimati all'impatto con la mesosfera passando da grani di polvere a vapore. A questo punto, il vapore di ^{60}Fe discende attraverso l'atmosfera e sedimenta sulla superficie nel corso di 4–6 anni (*Dhomse et al.*, 2013).

Nel corso della discesa, la polvere interstellare può subire due principali effetti causati dal vento: (a) la deflessione iniziale attraverso l'atmosfera e, una volta arrivata alla superficie, (b) il trasferimento dal suolo agli oceani. Il caso (a) tiene conto delle possibili deviazioni della polvere a partire dalla MLT (Fig. 2.3); in questa regione dell'atmosfera, il ^{60}Fe viene trasportato da venti zonali (est-ovest) e meridionali (nord-sud) molto forti e da una componente verticale, più debole di diversi ordini di grandezza, che fa scendere la polvere di pochi chilometri per lo più nelle regioni polari (*Plane et al.*, 2015). Come già detto, a causa dei moti di rotazione e precessione della Terra, il flusso di polvere forma delle bande di distribuzione costante lungo le latitudini (Sezione 2.1.2), perciò la deflessione dei venti zonali non influenza questo andamento e si può trascurare. I venti meridionali, invece, con un'intensità di $v_{\text{venti MLT}} \sim 10\text{ m s}^{-1}$, sono abbastanza forti da poter spingere il materiale da un polo all'altro nell'arco di pochi giorni (*Niciejewski et al.*, 2011). Bisogna inoltre tenere

⁸ Il vento solare ha un effetto di deflessione trascurabile sulla polvere espulsa dalla SN; quindi, i granelli possono entrare nell'atmosfera terrestre con circa la stessa velocità $v_{\text{polvere},0} \geq 40\text{ km s}^{-1}$ con cui sono entrati nell'eliosfera. (*Fields et al.*, 2008)

conto del fatto che, mentre scende attraverso la stratosfera, il ^{60}Fe vaporizzato è altamente solubile; esso si combina infatti con i solfati (Dhomse et al., 2013) e, una volta raggiunta la troposfera, viene incorporato immediatamente dentro le nuvole per raggiungere poi la superficie insieme alla pioggia (Saunders et al., 2012).

Una volta che i granelli di polvere hanno attraversato l'atmosfera e sono stati depositati al suolo, non è da escludere che il vento possa nuovamente sollevarli e trasportarli fino all'oceano (b). Questo processo di trapianto della polvere, detta in questo caso *polvere eolica*, può in teoria aumentare i livelli di ^{60}Fe nelle croste oceaniche. Alcuni studi prodotti da Jickells et al. (2005) mostrano però che i depositi di polvere eolica nei campioni dell'Oceano Pacifico Equatoriale (Knie et al., 2004) e nell'Oceano Indiano Meridionale (Feige, 2014) sono trascurabili. Si può quindi ignorare l'effetto di trapianto della polvere.

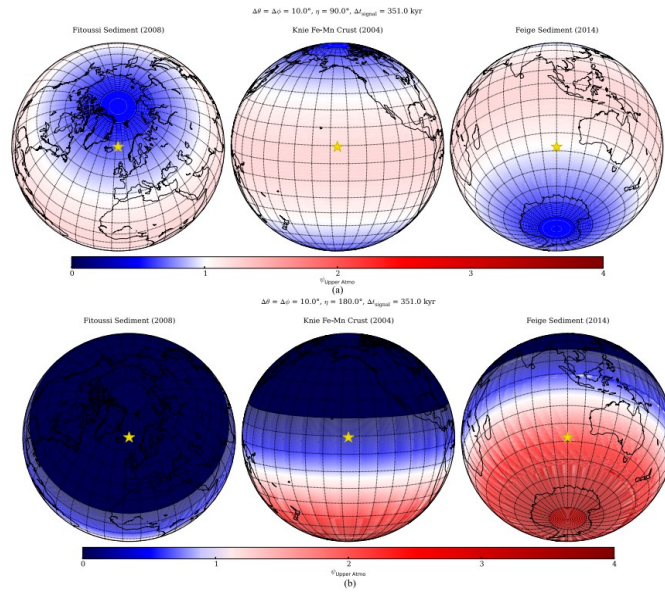


Fig. 2.2. Distribuzione ψ della polvere nell'alta atmosfera in funzione dell'angolo di arrivo η . Il pannello (a) mostra la distribuzione della polvere nel caso di una concentrazione equatoriale ($\eta = 90^\circ$); si osserva che il gradiente di latitudine è meno significativo rispetto al caso di concentrazione meridionale ($\eta = 180^\circ$). Nel caso (b), infatti, al Polo Nord Eclittico si ha concentrazione nulla mentre al Polo Sud si ha massima saturazione. In entrambi i pannelli sono evidenti le fasce di distribuzione longitudinale uniforme e vengono evidenziate le posizioni dei campioni di Knie et al. (2004), Fitoussi et al. (2008) e Feige (2014) con una stella gialla. (Fry et al., 2016)

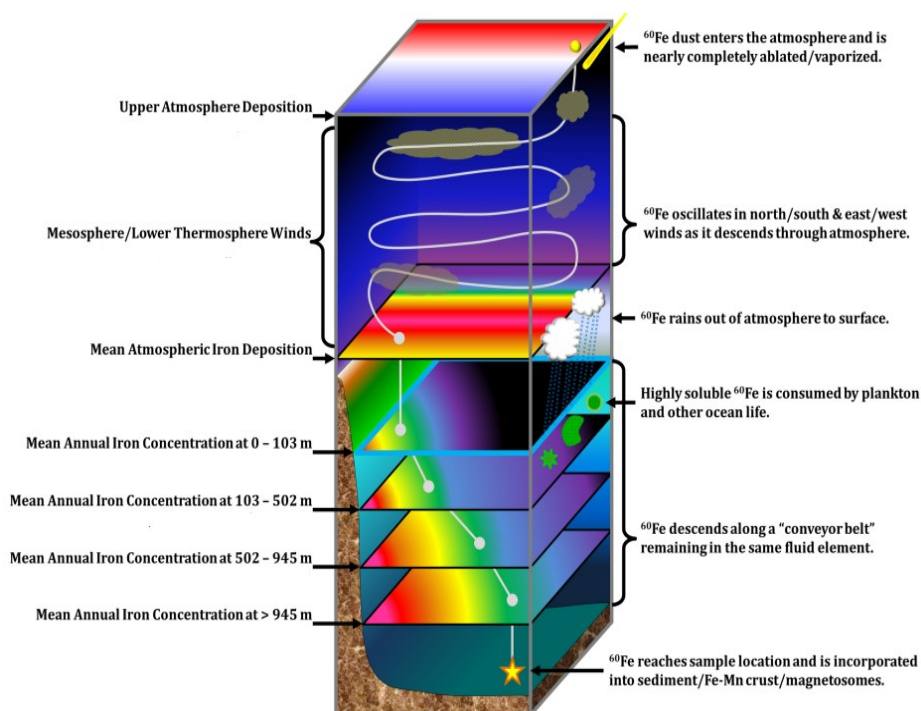


Fig. 2.3. Diagramma che schematizza il passaggio del ^{60}Fe dall'atmosfera fino al fondale oceanico secondo i processi descritti nelle Sezioni 2.1.2 – 2.1.4. (Moore & Braucher, 2008; Dhomse et al., 2013; Feng et al., 2015; Plane et al., 2015; Fry et al., 2016)

2.1.4. Deviazione delle acque

Per quantificare la distribuzione di ^{60}Fe sul fondo oceanico e fornire una stima della rilevanza del processo di deflessione delle acque, è necessario risalire alla posizione iniziale del ^{60}Fe , ossia il punto in cui il radioisotopo raggiunge la superficie dell'oceano per la prima volta.

Come già menzionato nella Sezione 2.1.3, dopo essere stato completamente sublimato nella MLT, il vapore di ^{60}Fe diventa altamente solubile. Perciò, una volta raggiunti gli oceani tramite la pioggia, il Ferro-60 può essere facilmente incorporato in alcuni microorganismi, in particolar modo nel fitoplancton⁹ (Fig. 2.3; Boyd & Ellwood, 2010). In molte regioni degli oceani, la disponibilità di ferro è un fattore limitante per la crescita dei fitoplancton. In queste zone, il tempo di residenza¹⁰ è

⁹ Insieme degli organismi autotrofi fotosintetizzanti presenti nel plancton. Si trova alla base della catena alimentare per gli ecosistemi acquatici e da solo genera circa la metà dell'ossigeno totale prodotto dagli organismi vegetali.

¹⁰ Tempo necessario affinché un elemento nell'oceano raggiunga una concentrazione pari a quella di equilibrio.

più lungo (~ 100 – 200 anni) rispetto alle zone aventi già una maggiore abbondanza di ferro, dove $t_{residenza}$ ha la durata di qualche mese (*Croot et al., 2004*). In entrambi i casi, però, il tempo di residenza è sempre minore del tempo di circolazione oceanica (~ 1000 anni); questo vuol dire che le correnti marine si possono approssimare a dei "nastri trasportatori" che muovono diverse quantità di ^{60}Fe in diverse parti dell'oceano senza però alterarne la concentrazione (Fig. 2.3).

Con questa assunzione è possibile trovare la posizione iniziale della polvere, prima che venga spostata dalle correnti, partendo dalla concentrazione di ^{60}Fe rilevata nei campioni di crosta oceanica e risalendo alla fonte in superficie (*Moore & Braucher, 2008*). Utilizzando questo metodo si può stimare che il sedimento del campione di Knie et al. (2004) si è presumibilmente originato sulla costa settentrionale del Giappone, quello di Fitoussi et al. (2008) vicino allo stretto di Gibilterra e quello di Feige (2014) tra il Sud Africa e l'Antartide.

$\psi_{\text{Knie}} = 0.43, \psi_{\text{Fitoussi}} = 0.14, \psi_{\text{Feige}} = 1.4$				
Fluence Ratios	Observed	High Uptake	Medium Uptake	Low Uptake
$\mathcal{F}_{\text{Fitoussi}}/\mathcal{F}_{\text{Knie}}=$	0. (<70.9)	0.33	0.65	3.3
$\mathcal{F}_{\text{Fitoussi}}/\mathcal{F}_{\text{Feige}}=$	0. (<7.04)	0.11	0.11	0.11
$\mathcal{F}_{\text{Feige}}/\mathcal{F}_{\text{Knie}}=$	10. ± 6	3.3	6.5	33

Tabella 1. Rapporti di fluenza predetti in funzione dei valori basso (0.1), medio (0.5) e alto (1) di uptake, messi a confronto con i rapporti osservati. (*Fry et al., 2016*)

2.2 Distribuzione di ^{60}Fe sulla Terra e sulla Luna

La maggiore influenza sulla distribuzione finale del ^{60}Fe nei vari siti di campionamento è data dall'effetto della MLT. Infatti, nonostante i campi magnetici, l'angolo di arrivo e le correnti oceaniche producano una certa deflessione del materiale, questi effetti sono meno significativi della deviazione data dall'atmosfera. In particolare, anche se l'angolo di incidenza η produce delle variazioni considerevoli nel fattore di distribuzione ψ della polvere (Fig. 2.2), tali variazioni vengono completamente perse quando il ^{60}Fe discende attraverso la MLT e viene

trasportato dai venti. Questo non significa che la concentrazione sul fondo oceanico risulta uniforme, ma che l'andamento della distribuzione riflette solamente le proprietà dell'atmosfera e perde gran parte delle informazioni riguardo la direzione di arrivo della polvere.

2.2.1 Osservazioni di fluenza del ^{60}Fe

Per determinare la concentrazione del ^{60}Fe nei vari siti campione, Fry et al. (2015) hanno proposto un'analisi della fluenza¹¹ $\mathcal{F}$ corretta per decadimento, ossia la fluenza misurata nell'istante di arrivo del segnale sulla superficie terrestre ad una certa latitudine e longitudine.

$$\mathcal{F}(\text{lat}, \text{lon}) = \psi(\text{lat}, \text{lon}) \frac{1}{4} \left(\frac{M_{ej}}{4\pi D^2 A m_u} \right) U f e^{\frac{t}{\tau}} \quad (2.4)$$

Qui, M_{ej} è la massa di tutta la quantità di isotopo espulso, A è la sua massa atomica, m_u l'unità di massa atomica, f la frazione di elemento che raggiunge la Terra sotto forma di polvere e τ è il suo tempo di vita. Poi, D indica la distanza tra la SN e la Terra e t il tempo che l'isotopo impiega per percorrere tale distanza, mentre ψ rappresenta la deviazione da una distribuzione uniforme ($\psi = 1$) e tiene conto della concentrazione ($\psi > 1$) o diluizione ($\psi \in [0, 1)$) di ^{60}Fe nel campione. Il coefficiente $\frac{1}{4}$ proviene dal rapporto tra la sezione trasversale della Terra e la sua superficie, mentre il termine 4π riflette l'assunzione di simmetria sferica nell'espansione del materiale espulso dalla SN. Infine, U rappresenta l'efficienza di assorbimento (*uptake*) del materiale da cui è stato campionato l'isotopo, ossia è una misura di quanto velocemente il materiale incorpora un elemento che gli si deposita sopra.

Lo studio della fluenza permette di comparare i campioni presi da n siti diversi in funzione della sola distribuzione ψ e dell'*uptake* U , in modo da poter mettere a confronto i modelli di distribuzione con le osservazioni (Tabella 1).

$$\frac{\mathcal{F}_{sito,n}}{\mathcal{F}_{sito,m}} = \frac{\psi_n U_n}{\psi_m U_m} \quad n, m = \text{Knie, Fitoussi, Feige} \quad (2.5)$$

¹¹ Numero di particelle incidenti sull'unità di superficie di un corpo irraggiato.

Campione di Knie et al. (2004)

In questo studio, condotto grazie all'utilizzo dell'AMS¹², Knie et al. svolgono un'analisi approfondita della crosta di Fe–Mn selezionata dal fondale dell'Oceano Pacifico Equatoriale (coordinate 9°18' N, 146°03' W). Tale crosta campione viene porzionata in falde di circa 2 mm, corrispondenti ad un intervallo temporale di ~800 kyr per strato. Considerando un'efficienza di assorbimento media ($U_{crosta} = 0.5$), si stima che il segnale di ^{60}Fe sia arrivato sulla Terra ≈ 2.2 milioni di anni fa e che la sua fluenza abbia un valore pari a $F_{Knie} = (1.41 \pm 0.49) \cdot 10^6$ atomi cm^{-2} .

Campione di Fitoussi et al. (2008)

Fitoussi et al. si concentrano su un campione di sedimento marino nell'Atlantico del Nord (66° 56.5' N, 6° 27.0' W), suddiviso in porzioni corrispondenti ad un intervallo di ~10–15 kyr che offrono una risoluzione temporale più precisa rispetto alle croste di Fe–Mn (Feige, 2016). Nell'arco di tempo compreso tra 1.68–3.2 Mya, però, il segnale di ^{60}Fe riscontrato non supera significativamente il livello di background. Si ha quindi uno scenario, fortemente divergente da quanto individuato da Knie et al. (Fig. 2.4), di non-rilevamento del ferro dove la fluenza rilevata si può approssimare a $F_{Fitoussi} = 0$ atomi cm^{-2} .

Campione di Feige (2014)

Feige ha esaminato 3 campioni di sedimenti marini situati nell'Oceano Indiano (39° 00.00' S, 103° 33.00' E ; 37° 51.57' S, 100° 01.73' E ; 39° 57.47' S, 104° 55.69' E) e originati tra 0–4.5 Mya. Il segnale di ^{60}Fe osservato corrobora il ritrovamento di Knie et al., ma la fluenza associata $F_{Feige} = (1.42 \pm 0.37) \cdot 10^7$ atomi cm^{-2} risulta essere più elevata, come ci si aspetta dopo gli studi di distribuzione sul fondo oceanico.

Campione di Koll et al. (2019)

A partire dal 2019, alcuni studi hanno iniziato ad analizzare diversi

¹² Accelerator Mass Spectrometry

archivi geologici alla ricerca di segnali di ^{60}Fe molto più recenti (risalenti a ~ 1.4 Mya) di quelli menzionati fino a questo punto. Tra queste trattazioni, quella prodotta dal gruppo di Koll et al. della Technical University of Munich (TUM) è la più peculiare in quanto, per la prima volta, il sito di analisi scelto è stato l'Antartide ($75^\circ 00.00'$ S, $0^\circ 04.00'$ O, 2892 m di altitudine). Circa 500 kg di neve sono stati quindi raccolti, sciolti e filtrati dalle particelle di polvere più grandi e dai micrometeoriti, producendo così due campioni distinti: l'acqua di neve sciolta e le particelle filtrate. Mettendo insieme i risultati di entrambi i campioni, Koll et al. (2019) hanno misurato un deposito totale di ^{60}Fe pari a $7.3 \cdot 10^4$ atomi, che può essere espresso come un flusso di 1.2 atomi $\text{cm}^{-2} \text{yr}^{-1}$.

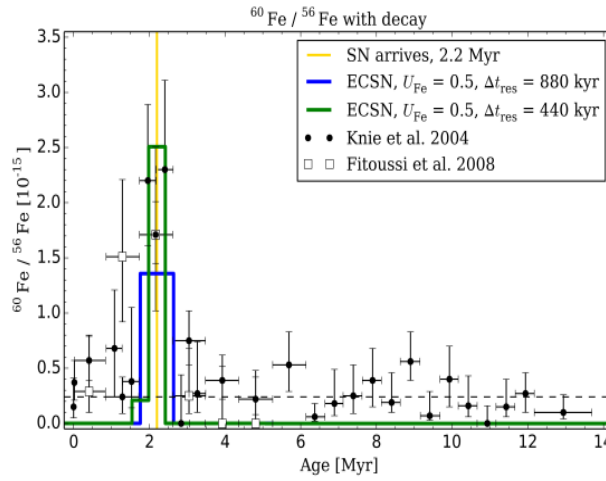


Fig. 2.4. Confronto tra la concentrazione di ^{60}Fe (espressa come rapporto $^{60}\text{Fe}/^{58}\text{Fe}$) per Knie et al. (2004) e Fitoussi et al. (2008) in un modello che considera l'esplosione di una ECSN ~ 2.2 Mya, la quale provoca un picco nella frazione di ^{60}Fe . (Fry et al., 2016)

2.2.2 ^{60}Fe nei campioni di regolite lunare

In contrasto con la Terra, la superficie della Luna non è protetta né da un campo magnetico né dall'atmosfera, ma è rimasta direttamente esposta all'ambiente spaziale dal momento della sua formazione. Perciò, eventi catastrofici come le esplosioni di supernova sono stati registrati negli archivi geologici lunari sia sotto forma di radiazione di raggi cosmici galattici, sia come detriti espulsi dalle SNe. Gli studi sui campioni Apollo (Cook et al., 2009; Fimiani et al., 2014, 2016), infatti, hanno rivelato che la regolite lunare è particolarmente efficiente sia nel raccogliere ed immagazzinare materiale che impatta su di essa, ma anche nel conservare

un archivio di importanti processi astrofisici. Tuttavia, a causa del basso ritmo di sedimentazione della regolite presente sul suolo lunare, nonché per via degli impatti meteoritici che ne mescolano gli strati, la risoluzione temporale dei vari depositi non è particolarmente precisa (*Feige et al., 2013*). Inoltre, gran parte dei campioni lunari sono stati raccolti nelle regioni equatoriali e presentano perciò elevati livelli di incertezza.

In aggiunta ai numerosi ritrovamenti nei registri geologici terrestri, un eccesso di ^{60}Fe coerente con l'esplosione di SN avvenuta ~ 2.2 Mya, è stato rilevato anche nei campioni Apollo di regolite lunare (*Cook et al., 2009; Fimiani et al., 2014, 2016*). Come nel caso terrestre, la distribuzione del ^{60}Fe è caratterizzata da bande di concentrazione uniformi lungo le longitudini e un gradiente latitudinale che riflette l'angolo η di direzione della SN (Fig. 2.5). La concentrazione di ^{60}Fe osservata sulla Luna, però, risulta essere di almeno un ordine di grandezza inferiore rispetto a quanto stimato dalle misure dei campioni terrestri. Questo dipende per lo più dal processo di vaporizzazione che i granelli di polvere subiscono durante l'impatto. Infatti, dopo aver attraversato il Sistema Solare, i grani di polvere continuano il loro percorso con la stessa velocità $v \sim 40\text{--}100 \text{ km s}^{-1}$ con cui sono entrati nell'eliosfera (*Fields et al., 2008*). A causa dell'assenza di atmosfera, il ^{60}Fe non viene rallentato come avviene invece sulla Terra, né subisce le ulteriori influenze di venti e correnti oceaniche. Perciò, i granelli di polvere impattano sulla superficie lunare come fossero dei micrometeoriti, vaporizzando velocemente parte del materiale circostante, incluso il granello stesso. Poiché la velocità del vapore ($v_{\text{vapore}} \sim 6 \text{ km s}^{-1}$) è maggiore della velocità di fuga della Luna ($v_{\text{fuga}} \sim 2.4 \text{ km s}^{-1}$), gran parte del materiale vaporizzato fuoriesce nel mezzo interplanetario. Questo implica che l'uptake della Luna è $U_{\text{Luna}} \ll 1$ (*Fry et al., 2016*), perciò risulta ovvio che la quantità di ^{60}Fe rilevata nella regolite lunare sia più bassa di quella prevista seguendo i parametri terrestri.

2.3 Vincoli di massa e di distanza per i progenitori

La sovrabbondanza di ^{60}Fe interstellare analizzata nel corso di questo capitolo fornisce non solo una prova dell'esplosione di multiple supernove nelle vicinanze della Terra (*Breischwerdt et al., 2016; Wallner*

et al., 2016), ma può anche essere utilizzata per vincolare la massa, la distanza e l'istante di esplosione delle stelle progenitrici di tali supernove. Dall'analisi di sedimenti, croste di Fe–Mn e regolite lunare, risultano infatti due picchi principali nei livelli di ^{60}Fe depositati, corrispondenti a due serie di eventi distinti avvenuti entro $\sim 50\text{--}100$ pc dalla Terra (limite della Local Bubble; *Fields et al.*, 2005). Il primo, chiamato 'Evento Antico' (*Hyde & Pecaute*, 2018) è associato al materiale di supernova espulso $\sim 6.5\text{--}8.7$ Mya (*Wallner et al.*, 2016; *Schulreich et al.*, 2017). Invece il secondo picco, maggiore del precedente, coincide con un 'Evento Recente' associato al materiale espulso $\sim 1.7\text{--}3.1$ Mya (*Ludwig et al.*, 2016).

2.3.1 Vincoli di distanza

Attraverso lo studio della cronologia dell'ejecta ritrovato nei depositi terrestri e il calcolo delle traiettorie più probabili di alcuni gruppi di stelle nel corso del tempo cosmico, si è potuto restringere il campo di ricerca del luogo di nascita dei progenitori a due associazioni stellari: l'Associazione Scorpius-Centaurus OB (*Benítez et al.*, 2002) e il gruppo Tucana-Horlogium (*Mamajek*, 2016).

La Sco-Cen, situata a ~ 130 pc dal Sole, è l'associazione OB più prossima al Sistema Solare e il più vicino sito di formazione stellare. È stata storicamente divisa in tre sottogruppi: Scorpione Superiore (US), Centauro Superiore-Lupo (UCL) e Centauro Inferiore-Croce (LCC), perciò questi gruppi vengono considerati singolarmente come possibili punti di origine (*Hyde & Pecaute*, 2018). Anche Tuc-Hor, il più grande gruppo di stelle giovani distante < 60 pc dal Sole (*Zuckerman et al.*, 2001), è un possibile sito ospite per i progenitori delle supernove. Questi sono quindi i quattro gruppi candidati per la ricerca delle stelle progenitrici (*Hyde & Pecaute*, 2018).

Alcuni tentativi di identificazione del sito di nascita dei progenitori sono stati fatti da Fry et al. (2015; 2016), sfruttando il flusso di ^{60}Fe riscontrato nei campioni di regolite lunare. Infatti, la rilevazione di questo radioisotopo nei campioni Apollo ha suggerito che, a causa della sua assenza di atmosfera, la Luna potesse essere usata come un telescopio per rintracciare il luogo di esplosione delle SNe (Fig. 2.5). Sfortunatamente, poiché gran parte dei campioni sono stati prelevati vicino all'equatore

lunare, le misure di fluenza di ^{60}Fe pubblicate da Fimiani et al. (2016) presentano grandi incertezze che rendono impossibile discriminare quale associazione stellare tra Sco-Cen e Tuc-Hor sia il sito di nascita della progenitrice di una o entrambi gli eventi.

La concentrazione di ^{60}Fe sul fondo oceanico, tuttavia, può suggerire una stima approssimativa della distanza della progenitrice. Considerando infatti i tre principali siti di campionamento del ^{60}Fe (Knie et al., 2004; Fitoussi et al., 2008 e Feige, 2014), si osserva dalla Tabella 1 che i loro fattori di distribuzione atmosferica ψ per l'Evento Recente hanno rispettivamente valore $\psi_{\text{Knie}} = 0.43$, $\psi_{\text{Fitoussi}} = 0.14$ e $\psi_{\text{Feige}} = 1.4$ (Moore & Braucher, 2008). Tali valori, pur essendo diversi da una distribuzione isotropa ($\psi = 1$), rientrano comunque entro un ordine di grandezza dall'unità. Questo vuol dire che una misura di distanza calcolata assumendo una distribuzione isotropa, si troverebbe entro un ordine di grandezza dalla distanza calcolata tenendo conto dei vari effetti che modificano la distribuzione.

Inoltre, dall'Equazione (2.4), il valore di distanza risulta essere direttamente proporzionale a quello dell'efficienza di assorbimento U . Perciò, comparando la fluenza predetta con quella osservata empiricamente, si ottiene che nel caso di una distribuzione con un uptake medio ($U = 0.5$) la distanza più probabile per una ECSN di tipo II-P responsabile dell'eccesso di ^{60}Fe sulla Terra è di $D \sim 46_{-6}^{+10}$ pc (Fry et al., 2016).

2.3.2 Vincoli di massa

Per individuare le possibili stelle che nella loro esplosione hanno espulso il materiale ritrovato sulla Terra e sulla Luna, Hyde e Pecaute (2018) hanno utilizzato delle tracce evolutive¹³ di stelle di $1\text{--}70 M_{\odot}$ ricavate dai modelli di Ekström et al. (2012), dove il limite superiore di $70 M_{\odot}$ è stato scelto perché almeno 3 volte più massivo della stella più grande della Sco-Cen (Tabella 3). In realtà, però, i progenitori delle SNe possono esistere solo entro un range di masse che va da $8 M_{\odot}$ a $\sim 18 M_{\odot}$, perché qualsiasi stella più massiva di $18 M_{\odot}$ non diventerà una supernova ma collasserà in un buco nero (Smartt, 2015). L'effettiva identificazione della possibile progenitrice avviene, nello studio di Hyde e Pecaute, tramite il modello di *Estimating Missing Mass Function* (EMMF) che, basandosi sulle masse dei quattro gruppi (Tabelle 2, 3, 4 e 5), ipotizza quale

¹³ Percorso che una stella compie sul diagramma HR durante la sua evoluzione.

potrebbe essere la successiva stella più massiva di ogni gruppo, detta stella mancante. Tale modello è fondato sull'osservazione empirica che le stelle di un cluster tendono ad avere la stessa IMF¹⁴ (*Breitschwerdt et al., 2016*). Se la massa trovata è compatibile con i parametri di velocità di rotazione ($V/V_{crit} = 0.355$) e tempo di propagazione dell'ejecta ($t = 0.5$ Mya) stabiliti da Hyde & Pecaut (2018), la stella mancante diventa una possibile candidata come stella progenitrice.

2.3.3 Risultati

Mettendo insieme i limiti di massa e di distanza appena trovati nelle sezioni precedenti, si ottengono i seguenti risultati.

- I sottogruppi LCC e US vengono eliminati come possibili luoghi di nascita perché, come riportato nella Tabella 6, la massa stimata per la stella mancante esce dal range di ($8 M_{\odot}$, $18 M_{\odot}$).
- Nel gruppo Tuc-Hor, formato da stelle di masse molto piccole (Tabella 5), la stella mancante ha una massa di circa $9.36 \pm 3.2 M_{\odot}$ (*Hyde & Pecaut, 2018*) che quindi può essere stata responsabile solo di uno dei due eventi di SN considerati. La sola analisi di questa associazione, però, non permette di determinare in modo chiaro se si tratti dell'Evento Recente o di quello Antico. Questa ambiguità è resa evidente dall'elevato valore dell'incertezza. Perciò, per verificare la possibilità che Tuc-Hor sia un sito di nascita adatto per almeno uno dei due eventi, è opportuno suddividere questo ampio range di $3.2 M_{\odot}$ in quattro sezioni più piccole: $6-7 M_{\odot}$, $8 M_{\odot}$, $9 M_{\odot}$ e $10-12 M_{\odot}$ (*Hyde & Pecaut, 2018*). L'intervallo $6-7 M_{\odot}$ considera una massa inferiore rispetto al limite minimo. Se invece la progenitrice avesse massa $8 M_{\odot}$, considerando un tempo di vita di ~ 42 Myr e un tempo di propagazione del materiale espulso di ~ 0.5 Myr (*Hyde & Pecaut, 2018*), l'età della progenitrice ricadrebbe nella cronologia temporale dell'Evento Recente. Allo stesso modo, se la stella mancante avesse massa $9 M_{\odot}$, il suo tempo di vita di ~ 33 Myr la renderebbe idonea solo come progenitrice dell'Evento Antico. Facendo le medesime considerazioni, la sua età di 26 Myr rende inevitabile dover eliminare l'intervallo di $10-12 M_{\odot}$ poiché la progenitrice sarebbe troppo giovane per aver generato uno qualsiasi dei due eventi.

¹⁴ Initial Mass Function

Per poter identificare quale dei due eventi è più probabile abbia avuto luogo in questa associazione, sarà necessario andare per esclusione una volta ottenute tutte le informazioni dall'ultimo gruppo mancante.

- Si assume, infatti, che l'ultimo sottogruppo rimasto (UCL) sia responsabile di uno dei due eventi. La stella mancante ottenuta dal processo EMMF ha massa di $\sim 14 M_{\odot}$ e tempo di vita di ~ 15 Myr (*Pecaut & Mamajek, 2016*); questi valori sono inconsistenti per l'Evento Antico ma sono invece perfettamente allineati con la sequenza temporale dell'Evento Recente. Questo significa che, se il gruppo UCL è il luogo di nascita della stella che ha prodotto l'Evento Recente, allora per esclusione l'associazione Tuc-Hor deve aver ospitato la stella di $9 M_{\odot}$ che ha generato l'Evento Antico.

2.4 ^{60}Fe per ricostruire la formazione del Sistema Solare e della Local Bubble

Come ampiamente discusso nelle sezioni precedenti, gli archivi geologici di tutto il mondo mostrano una sovrabbondanza nella concentrazione del radioisotopo ^{60}Fe prodotto da più supernove nelle vicinanze della Terra a partire da ~ 8 Mya. Diversi studi (eg. *Feige et al., 2016; Schultraich et al., 2017, 2018*) hanno speculato che queste supernove possano essere state coinvolte nella formazione di una Superbolla detta Bolla Locale (LB) e della regione adiacente Loop I.

Le Superbolle (SBs) sono enormi strutture modellate nel mezzo interstellare da venti stellari ed esplosioni di supernova e sono caratterizzate da una shell esterna di gas neutro con estensione di qualche kpc che racchiude un volume interno di gas caldo di bassa densità (*Sanders et al., 1977; Smith & Cox, 2001*). Il Sistema Solare si trova in uno di questi sistemi, chiamato Local (Hot) Bubble; in particolare, nel corso degli ultimi 10^4 anni, il Sole e la sua eliosfera sono entrati in una regione di maggiore densità e diametro di circa 5 pc, chiamata Local Interstellar Cloud (LIC) (*Schultraich et al., 2018*).

Al momento, all'interno della Local Bubble non si trovano associazioni stellari che hanno perso parte della loro massa in un'esplosione di

supernova. Perciò, per riuscire a legare la formazione della LB ad uno specifico gruppo progenitore, è necessario cercare un possibile candidato tra i gruppi di stelle in movimento che sono passati attraverso la Bolla Locale in tempi recenti. Fuchs & Breitschwerdt (2006) hanno selezionato dai cataloghi astronomici alcune stelle B entro una sfera eliocentrica di 400 pc di diametro e ne hanno poi ripercorso indietro nel tempo la traiettoria più probabile, risolvendo le equazioni epicicloidali del moto. Si è trovato in questo modo che l'associazione Sco-Cen è entrata nell'attuale Bolla Locale circa 13 Mya. Assumendo che tutte le stelle dell'associazione siano nate nello stesso momento e che il loro spettro di massa sia rappresentato da una IMF tipica per giovani stelle massive (Massey et al., 1995), si può dedurre che l'età del cluster oscilla tra i 20 e i 30 Myr e che esso contenga 16 stelle con masse variabili tra 8.81 e 19.86 $M_{\odot}$. Infatti, la più probabile sorgente che possa aver prodotto una struttura estesa come la Bolla Locale non è una singola supernova ma multiple esplosioni stellari (Breischwerdt et al., 2016; Feige et al., 2016). Attraverso la relazione tra massa ed età (Schaller et al., 1992) è stato possibile stimare un tempo di vita per le 16 stelle dell'ammasso. Sottraendo infine i tempi di vita dall'età del cluster, si ottiene l'istante di esplosione della progenitrice che, come anticipato, ne vincola il luogo di nascita all'associazione Sco-Cen.

Tenendo conto, poi, che solo una frazione $f = 0.006$ del materiale espulso dalla SN sopravvive a tutti i processi di filtrazione e si deposita sulla crosta terrestre (Knie et al., 2004), le osservazioni di fluenza del ^{60}Fe (Sez. 2.2.1) permettono di stabilire un legame tra la firma di Ferro-60 e l'evoluzione della Local Bubble. Infatti, tramite i modelli numerici sul trasporto del ^{60}Fe attraverso un mezzo interstellare omogeneo, Feige et al. (2016) e Schulreich et al. (2018) hanno trovato che i segnali di ferro risalenti a ~ 2 Mya sono stati trasportati fino alla Terra dalla shell più esterna della Local Bubble. Le onde d'urto di queste supernove, invece, hanno investito il SS producendo effetti evidenti sulla sua stessa topologia. Tali effetti riuscirebbero a spiegare sia la presenza di un'inclinazione di circa 5.6° tra l'equatore del Sole e il suo disco circumsolare che il troncamento del disco solare ad un raggio di circa 42–55 AU, corrispondente all'attuale perimetro della fascia di Kuiper.

Tabella 2 Masse per UCL (Sco-Cen)

Name	Mass ($M_{\odot}$)	Name	Mass ($M_{\odot}$)
δ Lup	13.0 ± 1.0	HD 128819	3.9
ϵ Cen	13.0 ± 1.0	HD 147001	3.9
μ Cen	11.4 ± 0.3	HD 142256	3.8
μ^1 Sco	10.0 ± 1.0	HD 128207	3.7
ν Cen	10.0 ± 1.0	HD 136347	3.7
β Lup	9.5 ± 0.3	HD 126548	3.6
η Cen	9.0 ± 0.2	HD 138221	3.6
μ^2 Sco	9.0 ± 1.0	HD 147628	3.6
γ Lup	9.0 ± 1.0	HD 133937	3.5
ϕ Cen	8.5 ± 0.5	HD 140784	3.5
κ Cen	8.5 ± 0.5	HD 124620	3.4
η Lup	8.5 ± 0.5	HD 128775	3.3
HR 6143	8.0 ± 0.2	HD 133652	3.3
ν^1 Cen	7.5 ± 0.5	HD 135174	3.3
ϵ Lup	7.5 ± 0.5	HD 132238	3.2
HD 133955	7.1 ± 1.0	HD 140285	3.2
χ Cen	7.0 ± 0.3	HD 123445	3.1
HR 5378	6.2 ± 0.2	HD 124961	3.1
τ Lib	6.0 ± 0.2	HD 121190	3.0
θ Lup	5.8 ± 0.3	HD 126475	3.0
HD 5471	5.8 ± 0.2	HD 126759	3.0
HD 149711	5.8 ± 0.2	HD 133880	3.0
HD 136664	5.7 ± 0.2	HD 134837	3.0
HD 124367	5.5 ± 0.1	HD 138923	2.8
HD 133242	5.5 ± 0.2	HD 143473	2.8
HD 134687	5.5 ± 0.1	HD 149425	2.8
HD 138769	5.5 ± 0.1	HD 135454	2.7
HD 130807	5.1 ± 0.1	HD 136482	2.7
HD 150742	5.1 ± 0.1	HD 143927	2.7
HD 151109	5.0 ± 0.1	HD 137919	2.6
HD 128345	4.8	HD 141327	2.5
HD 143699	4.7	HD 143022	2.5
HD 140008	4.5	HD 143939	2.5
HD 137432	4.4	HD 145880	2.5
HD 131120	4.3	HD 144591	2.4
HD 150591	4.2	HD 132094	2.4
HD 135876	4.0	HD 140840	2.3
HD 147152	4.0	HD 151726	2.3
HD 126135	3.9		

Tabella 3 Masse per US (Sco-Cen)

Name	Mass ($M_{\odot}$)	Name	Mass ($M_{\odot}$)
σ Sco	21.0 ± 1.5	HD 147701	4.0
δ Sco	17.3 ± 1	HD 147888	4.0
τ Sco	16.0 ± 1	HD 144661	3.8
β^1 Sco	14.5 ± 0.5	HD 144844	3.5
π Sco	14.0 ± 1	HD 147932	3.5
ω Sco	12.5 ± 0.5	HD 142315	3.0
HD 148184	12.0 ± 0.4	HD 146285	3.0
ν Sco	9.0 ± 0.5	HD 147010	3.0
HD 147933	9.0 ± 1	HD 147196	3.0
1 Sco	8.3 ± 0.2	HD 149914	3.0
ρ Sco	8.0 ± 0.5	HD 138343	2.8
β^2 Sco	7.0 ± 0.5	HD 143567	2.8
13 Sco	6.8 ± 0.2	HD 143600	2.5
HD 142114	6.5 ± 0.5	HD 143956	2.5
HD 142301	5.8 ± 0.2	HD 144586	2.5
HD 142184	5.5 ± 0.2	HD 145554	2.5
HD 142378	5.5 ± 0.5	HD 145631	2.5
HD 142983	5.5 ± 0.5	HD 145964	2.5
HD 142990	5.5 ± 0.2	HD 146331	2.5
HD 142883	4.8	HD 146416	2.5
HD 144334	4.8	HD 146706	2.5
HD 139160	4.0	HD 147553	2.5
HD 142165	4.0	HD 147648	2.5
HD 142250	4.0	HD 139486	2.4
HD 145792	4.0	HD 144569	2.3
HD 146001	4.0	HD 147955	2.3

Tabella 5 Masse per Tuc-Hor

Name	Mass ($M_{\odot}$)
HIP 100751	5.35 ± 0.40
HD 14228	3.49 ± 0.15
HIP 2484	2.67 ± 0.15
HIP 12394	2.53 ± 0.15
HIP 118121	2.31 ± 0.15
HIP 2578	2.11 ± 0.10
HIP 2487	1.75 ± 0.10
HIP 104308	1.58 ± 0.10

Tabella 4 Masse per LCC (Sco-Cen)

Name	Mass ($M_{\odot}$)	Name	Mass ($M_{\odot}$)
β Cen	19.0 ± 1.0	HD 107696	3.5
α^1 Cru	16.0 ± 1.0	HD 112409	3.5
β Cru	14.5 ± 0.5	HD 118354	3.3
δ Cru	10.0 ± 1.0	HD 114365	3.0
α Mus	8.8 ± 0.3	HD 95324	3.0
HD 110879	7.1 ± 0.3	HD 104600	2.9
ϵ^2 Cen	7.0 ± 0.3	HD 110506	2.9
μ^1 Cru	7.0 ± 0.3	HD 113902	2.9
σ Cen	7.0 ± 0.4	HD 110020	2.8
ζ Cru	5.8 ± 0.2	HD 110461	2.8
HR 4618	5.7 ± 0.2	HD 104080	2.7
HD 108257	5.4 ± 0.4	HD 114772	2.6
HD 98718	5.1 ± 0.1	HD 100546	2.5
HD 110956	5.0 ± 0.1	HD 104839	2.5
HD 112091	5.0 ± 0.1	HD 107301	2.5
HD 112078	4.9	HD 109195	2.5
HD 113703	4.8	HD 110737	2.5
HD 116087	4.8	HD 112381	2.5
HD 100841	4.5	HD 115470	2.5
HD 103079	4.5	HD 115583	2.5
HD 90264	4.3	HD 115988	2.5
HD 115823	4.0	HD 119419	2.5
HD 114529	3.8	HD 117484	2.3
HD 114911	3.8	HD 118697	2.3

Tabella 6 Massa progenitore per i due eventi

Subgroup	Missing Mass ($M_{\odot}$)	Lifetime of Mass (Myr)
Lower Centaurus-Crux	42.1 ± 4.9	5.2-6.0
Tucana-Horologium		
Upper Centaurus-Lupus	15.8 ± 0.2	12.9
Upper Scorpius	51.7 ± 7.1	4.5-5.3

Tabelle 2, 3, 4, 5, 6. Le *tabelle da 2 a 5* mostrano le masse delle stelle presenti nei quattro gruppi candidati come possibili luoghi di nascita delle stelle progenitrici. Le masse delle *tabelle 2, 3 e 4* sono tutte al di sopra di $2.3 M_{\odot}$ e le stelle al di sotto di 5 hanno un'incertezza tipica di $\pm 0.2 M_{\odot}$. Le masse della *tabella 5* invece sono tutte al di sopra di $1.5 M_{\odot}$. La *tabella 6* mostra le masse dei possibili progenitori nell'ipotesi in cui una singola esplosione di supernova abbia generato sia l'Evento Antico che l'Evento Recente; poiché la massa totale di Tuc-Hor è troppo piccola per ospitare un possibile progenitore di entrambi gli eventi, questo gruppo non viene considerato. (*Hyde & Pecaut, 2018*)

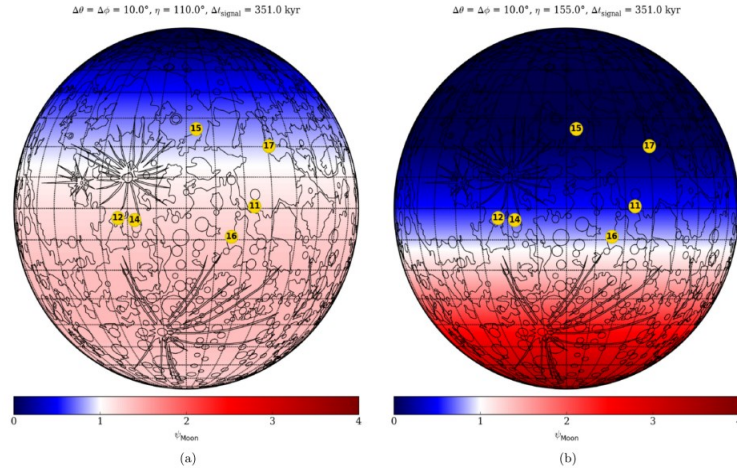


Fig. 2.5. Distribuzione ψ della polvere sul suolo lunare in funzione dell'angolo di arrivo η , da cui è possibile stimare il luogo di nascita della progenitrice. Il materiale che incide sulla luna con un angolo $\eta = 110^\circ$ (a) corrisponde a una SN proveniente dall'associazione Sco-Cen, mentre quello che arriva con $\eta = 155^\circ$ (b) corrisponde a una SN nel gruppo Tuc-Hor. I siti dei vari campioni Apollo sono indicati con un cerchio giallo numerato. (*Fry et al., 2016*)

Capitolo 3

Effetti dei raggi cosmici sull'atmosfera

Le supernove, oltre a produrre radioisotopi come il ^{60}Fe , sono anche l'unica sorgente galattica nota avente energia sufficiente per originare ed accelerare i raggi cosmici primari (*Lingenfelter, 2017*), particelle energetiche costituite per il 92% da protoni, per il 6% da particelle α^{15} e per il resto da nuclei atomici più pesanti (*Lezniak & Webber, 1978*). I raggi cosmici prodotti da una ECSN di tipo II-P si muovono a velocità prossime a quella della luce e il loro spettro energetico (Fig. 3.1) è contraddistinto dai due cosiddetti “ginocchi” (*knees*), corrispondenti a due cambi di pendenza dello spettro (*Hörandel, 2002*).

Essendo le SNe la fonte primaria di raggi cosmici nella galassia, un evento di supernova nelle vicinanze della Terra può aumentare in modo significativo il flusso di tali particelle che incidono costantemente sulla Terra. Come si può derivare dalla Fig. 3.1, infatti, il flusso di CRs prodotto da una SN a distanza di ~ 50 pc supera di circa un fattore 200 i livelli di background. Melott, et al. (*2017*) hanno riconosciuto in questo elevato flusso di raggi cosmici l'origine di alcuni degli effetti biologici e

¹⁵ Particelle composite formate da due protoni e due neutroni strettamente legati insieme in un unico nucleo di $^4\text{He}^{++}$

atmosferici più importanti associati agli eventi di supernove Antico e Recente.

3.1 Propagazione dei raggi cosmici attraverso il campo magnetico galattico

A causa del suo moto rotazionale, la Via Lattea è pervasa da un campo magnetico galattico (GMF) di $\sim 15 \mu\text{G}$ costituito da due componenti: una regolare, che si assume sia stata spazzata via dalla stessa esplosione di SN che ha generato la Local Bubble (*Avilez & Breitschwerdt, 2005*), e una turbolenta che propaga i raggi cosmici in modo isotropo in funzione della loro energia, permettendo loro di penetrare molto più in profondità nell'atmosfera rispetto ai CRs generati dal Sole o altre stelle (*Giacinti et al., 2015*). Il GMF, perciò, svolge un importante ruolo nella propagazione dei raggi cosmici e ne determina la loro diffusione isotropica sull'atmosfera terrestre.

È necessario, inoltre, considerare la presenza della magnetosfera, la quale scherma la Terra dalle particelle con energia dell'ordine di $\sim \text{MeV}$. In più, il flusso di CRs può variare a seconda dell'attività solare (e.g. venti ed eruzioni) che produce una diminuzione dei raggi cosmici a Terra chiamata *effetto Forbush* (*Lockwood, 1979*). Tuttavia, la variazione nel flusso di CRs a seguito di fluttuazioni nel campo magnetico terrestre e solare non sembra causare impatti significativi sulla biosfera (*Waddingt, 1967*).

3.2 Ionizzazione dell'atmosfera

All'impatto con l'atmosfera terrestre, costituita principalmente da N_2 e O_2 , i raggi cosmici primari interagiscono con i nuclei delle molecole atmosferiche tramite la cosiddetta *forza forte*¹⁶; se i CRs primari hanno

¹⁶ Una delle quattro interazioni fondamentali conosciute che avviene tra i quark o tra i nucleoni

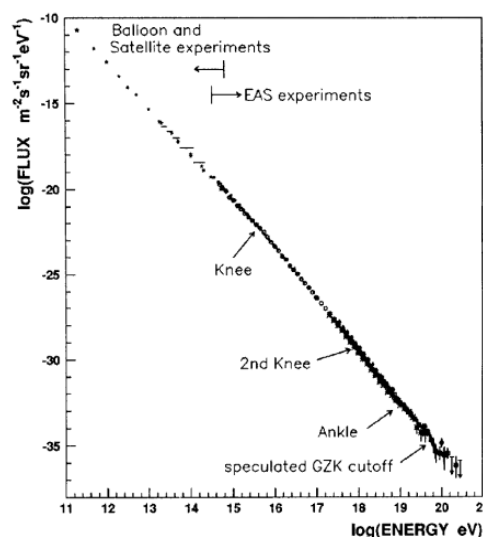


Fig. 3.1. Spettro energetico dei raggi cosmici primari, espresso da una legge di potenza entro un range di energia compreso tra 10^{11} – 10^{20} eV. È possibile osservare 3 peculiarità dello spettro caratterizzate da una leggera variazione della pendenza attorno a $10^{15.5}$ eV (ginocchio primario), $10^{17.8}$ eV (ginocchio secondario) e 10^{19} eV (caviglia). (Nagano & Watson, 2000)

energia sufficientemente elevata, essi possono strappare via gli elettroni da tali nuclei ionizzando in questo modo l'atmosfera. L'energia dei primari vincola anche l'altitudine a cui avviene il picco di ionizzazione che, nel caso dei CRs provenienti dalle SNe, ha luogo nella bassa troposfera a ~ 15 – 26 km dalla superficie (Bazilevskaya et al., 2008). Le particelle risultanti dall'interazione forte tra primari e atmosfera possono decadere oppure, a causa dell'elevata densità atmosferica (1033 g/cm^2), interagire ulteriormente e provocare così una cascata di particelle di alta energia che arrivano fino alla superficie e prendono il nome di raggi cosmici secondari. Queste particelle sono formate da tre componenti (Alexeenko et al., 2002): una adronica (protoni e neutroni), una molle (elettroni) e una dura (muoni). La componente muonica riesce a penetrare anche diverse centinaia di metri sotto il livello del mare e perciò risulta essere particolarmente dannosa per organismi sia terrestri che acquatici (Atri & Melott, 2011).

La ionizzazione da parte dei raggi cosmici ha ripercussioni significative sia sulla chimica atmosferica (e.g. impoverimento di ozono ed elevata produzione di nitrati) che sulle condizioni climatiche (aumento nella frequenza dei fulmini). Come si vedrà nel Capitolo 4, le conseguenze di

questi processi possono causare addirittura piccole estinzioni di massa e un considerevole ricambio delle specie.

3.2.1 Impoverimento dello strato di ozono

Per decenni la riduzione dell'ozono (O_3) stratosferico è stata considerata la principale e più dannosa conseguenza della ionizzazione atmosferica (*Gehrels et al., 2003*); tale diminuzione del O_3 è dovuta all'aumento nei livelli di ossidi di azoto (NO_x) a causa della radiazione incidente da parte di una supernova vicina.

Infatti, quando i raggi cosmici depositano la loro energia in eccesso nella stratosfera strappando gli elettroni dagli atomi, essi riescono a rompere il legame molecolare triplo del N_2 e quello doppio del O_2 . Le due specie atomiche risultanti tendono a legarsi tra loro in varie combinazioni, generando così i nitrati (NO_x) e riducendo i livelli di ozono nell'atmosfera. In particolare, il diossido di azoto (NO_2) agisce da catalizzatore e converte l'ozono in ossigeno molecolare (O_2).

Il processo chimico, descritto nel dettaglio da Thomas et al. (2005), avviene come segue:



Perciò il risultato netto di queste reazioni è:



Il continuo flusso di raggi cosmici fa sì che la produzione di ossidi di azoto, e di conseguenza l'esaurimento dell'ozono, avvenga in modo costante. Numerosi studi (e.g. *Thomas, 2017; Melott & Thomas, 2018*) hanno trovato che la radiazione di una supernova a 150 anni luce dalla Terra produce una riduzione dell'ozono stratosferico compresa tra il 15–40% a seconda della latitudine, con una media del 26%.

Tale impoverimento dei livelli di O_3 è deleterio per la vita sulla superficie terrestre e negli oceani. L'ozono stratosferico, infatti, agisce come uno schermo, assorbendo la radiazione UV solare particolarmente dannosa per gli organismi unicellulari che ne sono trasparenti e ne vengono quindi irradiati direttamente nel proprio DNA (*Neale & Thomas, 2016*).

Ulteriori conseguenze nocive della radiazione UV, esaminate nel dettaglio

nel Capitolo 4, riguardano tutti i tipi di organismi e presentano un'ampia gamma di gravità che va dalla riduzione nella produttività del fitoplancton e arriva fino al verificarsi di piccole estinzioni (*Melott & Thomas, 2009*).

3.2.2 Radiazione al suolo

Tra i vari effetti dannosi causati dall'esplosione di una SN vicina, uno di quelli risultato essere più pericoloso per la vita sulla Terra di quanto ci si immaginasse in passato è la radiazione ionizzante che arriva fino in superficie.

Il deterioramento causato dalla radiazione è generalmente proporzionale alla quantità di energia depositata nella sostanza irradiata. La dose D di radiazione assorbita, espressa in Gray¹⁷, è definita quindi come la quantità di energia assorbita per unità di massa di sostanza e fornisce un indicatore approssimativo del livello di danneggiamento biologico (*Atri & Melott, 2011*).

$$D = \frac{dE}{dM} \quad (3.4)$$

La maggior parte delle particelle prodotte nelle cascate di raggi cosmici perdono energia attraverso la ionizzazione e perciò non riescono a penetrare fino a livello del suolo in quantità abbastanza elevate da aumentare il livello medio di radiazione. Le uniche due specie di particelle che producono sufficiente radiazione per essere rilevate sono i muoni e i neutroni.

Muoni

Il flusso di particelle a livello della superficie è dominato da muoni di alta energia, corrispondenti a circa l'85% della dose di radiazione ionizzante generata dai raggi cosmici che arriva al suolo ogni anno (*Atri & Melott, 2011*). Queste particelle, simili agli elettroni ma con una massa di circa 207 volte maggiore (*Melott & Thomas, 2018*), sono prodotte principalmente nell'alta atmosfera a causa di interazioni adrone-adrone di raggi cosmici; a seguito di queste interazioni vengono generati i pioni, i quali poi decadono velocemente in muoni. Essi sono capaci di penetrare sia nella crosta terrestre superiore che diverse centinaia di metri

¹⁷ Il Gray equivale all'assorbimento di 1 Joule di energia per chilogrammo di materiale irradiato: $\text{Gray} = \frac{1 \text{ Joule}}{1 \text{ kg}}$

sott'acqua; quindi, poiché gran parte della biosfera è concentrata in queste regioni, i muoni rappresentano una minaccia significativa per diversi organismi perché possono interagire con il loro DNA e provocare mutazioni e malattie cancerogene (*Atri & Melott, 2011*). In più, la capacità dei muoni di penetrare in profondità sott'acqua porta Pimiento et al. (2017) a considerare queste particelle come possibile causa dell'estinzione della megafauna marina avvenuta nel tardo Pliocene (Sezione 4.2)

Al contrario di altre forme di radiazione, il danneggiamento provocato dai muoni è dipendente dall'energia (Equazione 3.4) solo per quanto riguarda gli ecosistemi al di sotto la superficie (*Atri & Melott, 2011*). Per la radiazione a qualsiasi altitudine sopra il livello del mare, il flusso dei muoni è un migliore indicatore del deterioramento biologico; Melott et al. (2017) hanno perciò calcolato il flusso specifico di muoni al suolo che ci si aspetta da una supernova a ~50 pc, trovando che la radiazione può facilmente aumentare di almeno un fattore 150 all'anno. Tenendo in considerazione il confinamento dei raggi cosmici nella Bolla Locale, tale radiazione può impiegare anche dai 10^4 – 10^5 anni per tornare ai livelli normali (Fig. 3.2).

Neutroni

I neutroni sono prodotti nella stratosfera in un processo di spallazione¹⁸ dei raggi cosmici primari con energie superiori a 1 GeV (*Atri & Melott, 2011*). Poiché si tratta di particelle elettricamente neutre, essi non perdono energia tramite interazioni elettromagnetiche ma tramite collisioni con i nuclei. Per questo motivo la maggior parte dei neutroni non arriva al suolo, ma si ferma all'altezza della stratosfera dove raggiunge la velocità termica. Solo alcuni neutroni riescono ad acquisire la velocità termica al suolo, producendo una dose di radiazione meno intensa di quella dei muoni ma comunque dannosa per gli organismi sulla Terra (*Melott et al., 2017*).

3.2.3 Aumento dei fulmini

Secondo alcuni studi (e.g. *Erlykin & Wolfendale, 2010; Kumar et al., 2018*), il meccanismo di ionizzazione atmosferica da parte dei raggi

¹⁸ Bombardamento atomico con particelle di energia molto elevata

cosmici è legato alla produzione di fulmini e di conseguenza ai possibili effetti che questo processo ha sul clima.

Nelle nubi temporalesche, infatti, si genera una differenza di tensione ma i campi elettrici atmosferici non sono abbastanza forti da fare partire delle scariche elettriche senza la presenza di elettroni liberi. Le cascate elettromagnetiche di CRs di alta energia forniscono gli elettroni necessari tramite ionizzazione, facendo così partire il flusso di corrente e rilasciando violente scariche di energia sotto forma di fulmini.

L'aumento di raggi cosmici prodotto dall'esplosione di una SN vicino alla Terra può quindi provocare un aumento simile nella frequenza dei fulmini. Come si vedrà nella Sezione 4.3, tra i principali effetti dell'aumento dei fulmini si ha un possibile incremento nella sedimentazione dei nitrati NO_x che, secondo Melott & Thomas (2020), potrebbe portare a un declino nei livelli di CO_2 e a una conseguente glaciazione. Inoltre, i fulmini sono la principale causa non antropica di incendi, che potrebbero essere responsabili della conversione da foreste a savana, uno dei principali fattori nell'evoluzione degli ominidi al bipedismo (Senut *et al.*, 2018). Sfortunatamente, però, il meccanismo di produzione dei fulmini e il suo legame con l'aumento di CRs non sono ancora sufficientemente chiari per stimare correttamente l'importanza dei fulmini negli effetti biologici di supernove vicine.

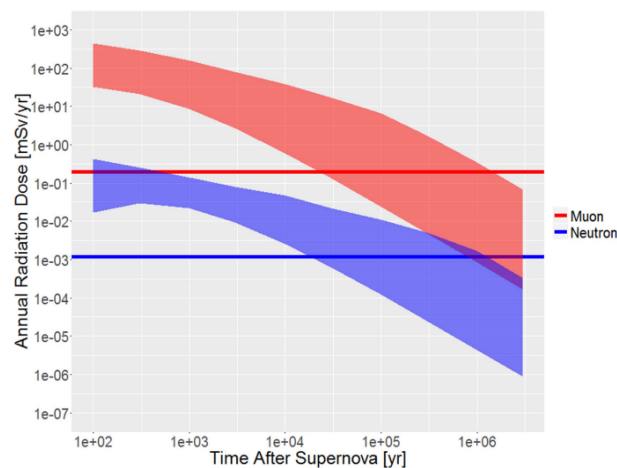


Fig. 3.2. Evoluzione temporale della radiazione al suolo di muoni (rosso) e neutroni (blu). Le linee orizzontali rappresentano l'attuale dose media al suolo. (Melott *et al.*, 2017)

Capitolo 4

Conseguenze biologiche e atmosferiche di due serie di SNe a ≈ 50 pc

In seguito a quanto discusso nei precedenti capitoli, si può affermare con certezza che molteplici esplosioni di supernova di tipo II-P a cattura elettronica si sono verificate a una distanza di ~ 50 pc dalla Terra in due serie principali di eventi: la prima nel tardo Miocene ($\sim 6.5\text{--}8.7$ Mya) e la seconda al confine tra l'epoca Pliocene e Pleistocene ($\sim 1.7\text{--}3.1$ Mya). Oltre ad essere responsabili della formazione della Bolla Locale (Sezione 2.4) e del deposito di ^{60}Fe sulla Terra e sulla Luna (Sezione 2.2), a partire da Schindewolf (1954) si è speculato che questi eventi di supernova possano essere stati la causa di alcune piccole estinzioni di massa e di altri fenomeni distruttivi minori. Tali supernove vicine, infatti, hanno effetti significativi sulla biosfera terrestre, dati sia dal contributo di radiazione e raggi cosmici che dai fenomeni da essi derivati. Come analizzato nel Capitolo 3, l'incremento di raggi cosmici interstellari provoca la ionizzazione dell'atmosfera e la conseguente riduzione dell'ozono stratosferico. Con la perdita di O_3 viene meno l'effetto schermante dell'atmosfera e ciò permette alla radiazione solare

di penetrare con maggiore intensità fino al suolo, provocando ripercussioni nocive su diverse forme di vita terrestri e acquatiche. Un'ulteriore conseguenza della ionizzazione atmosferica è la precipitazione di acido nitrico (HNO_3) sulla superficie e la successiva riduzione della CO_2 , considerata una delle possibili cause promotrici della glaciazione tipica del periodo Pleistocene (*Melott et al, 2020*). Nel corso di questo capitolo verranno analizzati nel dettaglio i vari effetti biologici e atmosferici provocati dai processi appena menzionati.

4.1 Effetto dei fotoni

I raggi cosmici prodotti dalle supernove non sono l'unica fonte di radiazione dannosa per la biosfera terrestre. Anche i fotoni, sia provenienti dalle supernove che da altre sorgenti, sono capaci di provocare conseguenze estremamente nocive per la vita sulla Terra, in particolare ad alcune specifiche lunghezze d'onda.

4.1.1 Raggi gamma

Come osservato da Thomas et al. (2016), le SNe di tipo II-P non emettono significative dosi di fotoni di raggi gamma. Perciò, l'unica sorgente che produce radiazione γ in quantità sufficientemente elevata da poter fornire un contributo alla ionizzazione, sono i resti di supernova (*Xing et al., 2016*). Il flusso di raggi gamma $\sim 10^{-7} \text{ W m}^{-2}$ ridimensionato per rappresentare un SNR a $\sim 50 \text{ pc}$, è tuttavia troppo piccolo di almeno due ordini di grandezza per produrre livelli di ionizzazione rilevanti (*Thomas et al., 2016*).

4.1.2 Luce visibile

Nonostante le SNe di tipo II-P emettano una radiazione molto debole alle alte energie (gamma, X, UV, ecc...), gli effetti della luce visibile

possono risultare ben più considerevoli per le distanze considerate. Infatti, un evento di supernova a 150 anni luce dalla Terra illuminerebbe il cielo notturno e resterebbe visibile anche alla luce del Sole per qualche settimana (*Melott & Thomas, 2018*).

Numerosissimi studi scientifici dimostrano che un aumento dell'illuminazione notturna, sia essa artificiale o naturale, è deleterio per diversi tipi di organismi (e.g. *Gaston et al., 2015*). L'esposizione alla luce durante le ore notturne, infatti, distrugge i ritmi circadiani provocando perdita del sonno e cambiamenti ormonali e comportamentali (*Dominoni et al., 2016*). La presenza di luce artificiale nelle ore di buio è legata inoltre alla soppressione del sistema immunitario (*Arjona et al., 2012*) e ad un aumento del cancro sia negli animali che negli umani.

Melott et al. (2017) hanno analizzato gli spettri di numerose SNe II-P e, dopo averli ridimensionati per rappresentare una SN a distanza di 50 pc, hanno trovato che l'irradiazione alle lunghezze d'onda del visibile risulta essere compresa tra 0.12 e 0.24 $\mu\text{W cm}^{-2}$. Si può concludere quindi che la luce blu di una SN vicina osservata nel cielo notturno può produrre alcuni lievi effetti fisiologici su animali e umani, almeno per le poche settimane in cui il fenomeno di supernova rimane visibile. Al di là di queste conseguenze di scarsa entità, i fotoni di luce visibile emessi dalle SNe hanno un'importanza trascurabile.

4.1.3 Radiazione UV solare

Come esaminato nella Sezione 3.2.1, uno dei principali effetti della radiazione di raggi cosmici provenienti da una SN vicina riguarda l'impovertimento nello strato di ozono atmosferico. Secondo Thomas et al. (2005), la radiazione di una ECSN di tipo II-P a 50 pc dalla Terra è responsabile di una riduzione media dell'ozono stratosferico del 26%.

La diminuzione di ozono nello studio degli effetti nocivi delle SNe è connessa principalmente alla radiazione ultravioletta proveniente dal Sole. Lo strato di ozono presente nell'atmosfera, infatti, assorbe gran parte di questa emissione dannosa, schermando da essa gli organismi presenti sulla superficie terrestre e nell'oceano. Una riduzione del 26% dell'ozono stratosferico comporta perciò un considerevole aumento della radiazione UV che arriva fino al suolo.

Per dare una stima dell'impatto biologico dato dall'incremento della radiazione UV, Melott et al. (2017) hanno messo in relazione la densità di colonna di O₃ con l'irradiazione UV biologicamente attiva, utilizzando una legge di potenza sviluppata da Madronich et al. (1998), dove il termine RAF rappresenta il “fattore di amplificazione della radiazione” che cambia a seconda dello specifico effetto biologico considerato.

$$UV_{bio} \sim (O_3)^{-RAF} \quad (4.1)$$

Tramite l'Equazione (4.1), Melott et al. (2017) hanno calcolato, per una SN a 50 pc, un incremento dell'irraggiamento UV di circa 1.5 volte i valori normali.

Il metodo RAF, però, sebbene fornisca una prima estimazione dei potenziali effetti biologici, tiene conto solamente della banda UVB (280–315 nm) della radiazione ultravioletta. Tale banda, tuttavia, non è l'unica tipologia di radiazione biologicamente attiva di cui sia necessario considerare il contributo. Anche la radiazione nelle bande UVA (315–400 nm) e visibile (400–700 nm), detta anche “radiazione fotosinteticamente attiva” (PAR), mostra significativi cambiamenti a seguito della riduzione dell'ozono e produce impatti biologici non trascurabili.

A seguito della riduzione dell'ozono atmosferico, Thomas (2017) presenta tramite una serie di grafici (Fig. 4.1, Fig. 4.2, Fig. 4.3) l'incremento nei livelli di radiazione UV in funzione del tempo e della latitudine. I grafici rappresentano separatamente le tre bande UVB, UVA e PAR, espresse come rapporto tra l'irradiazione nel caso di una SN a 50 pc e l'irradiazione nel caso di una simulazione di controllo in assenza della SN.

Si osserva che tale rapporto nella banda UVB (Fig. 4.1) mostra grandi variazioni stagionali alle alte latitudini, oscillando tra un minimo di 1.1 e un massimo di 2.8 (Thomas, 2017). Perciò, assumendo una riduzione della densità di colonna dell'ozono del 15–40% a seconda della latitudine (Melott et al., 2017), l'irradiazione UVB aumenta in media del 50% circa (Melott & Thomas, 2018). Questo risultato si dimostra perfettamente compatibile con quanto trovato tramite il metodo RAF da Melott et al. (2017). Per quanto riguarda invece la banda UVA (Fig. 4.2), il rapporto tra il caso della SN e il caso di controllo risulta molto più piccolo rispetto alla banda UVB. Un'ulteriore peculiarità di questa porzione dello spettro alle lunghezze d'onda più corte è la presenza simultanea sia di un incremento che di una riduzione nei livelli di radiazione a seconda della latitudine e del periodo dell'anno (Thomas, 2017). Infine, la Figura 4.3 mostra il medesimo rapporto nel caso della banda PAR. Qui la variazione

è maggiore di UVA ma comunque ancora molto piccola se comparata a UVB. Si osserva, inoltre, che il più grande aumento in PAR avviene alle alte latitudini, il che potrebbe fornire qualche effetto benefico ad alcune specie di piante che normalmente hanno periodi di crescita più brevi a causa della minore irradiazione solare (Thomas, 2017).

Per studiare a fondo le complessità omesse dal metodo RAF, Thomas et al. (2015) hanno utilizzato la versione 5.0 del modello di trasferimento radiativo TUV (*Tropospheric Ultraviolet and Visible*)¹⁹, combinato con le “*spectral biological weighting functions*” (BWFs), funzioni che quantificano quanto la radiazione a una certa lunghezza d’onda sia efficace nel provocare determinati effetti biologici come, ad esempio, cancro o deterioramento del DNA (Thomas, 2017). Tali effetti provocati dalla variazione di irradiazione solare UV sono molteplici, interagenti tra loro e complessi da quantificare, nonché fortemente dipendenti dalla lunghezza d’onda.

Come già menzionato, la banda che subisce il maggiore incremento di irradiazione a seguito della riduzione di ozono è la banda UVB (Melott & Thomas, 2018). L’irraggiamento a queste lunghezze d’onda è considerato responsabile di numerose ripercussioni, tra cui ad esempio un possibile deterioramento del DNA (Setlow, 1974), lo sviluppo di eritemi (Anders et al., 1995), il manifestarsi del cancro della pelle nell’uomo (de Grujil & Van der Leun, 1994) e l’insorgenza di cataratte nei maiali (Oriowo et al., 2001).

Tra queste BWFs, il danneggiamento del DNA (Fig. 4.4) è la funzione che presenta la variazione maggiore, con un rapporto che oscilla tra ~1.3–2.5 (Thomas, 2017). Ciò dipende in parte dal fatto che la BWF utilizzata da Setlow (1974) misura il danneggiamento del DNA per organismi unicellulari, i quali sono trasparenti alle lunghezze d’onda UVB e perciò il loro DNA ne viene irradiato direttamente. Le altre funzioni, invece, hanno una rilevanza più considerevole (~1.1–2.0) per quanto riguarda gli organismi di grande taglia, inclusi probabilmente anche i primi antenati umani che vivevano nell’Africa dell’Est ~2.5 Mya (Thomas, 2017).

Diverse ricerche sono state svolte anche riguardo la correlazione tra un incremento della radiazione UV e il danneggiamento delle piante terrestri. In generale, per un aumento dell’irradiazione UVB del 50%, Caldwell (1971) afferma che il “danneggiamento generico delle piante” a una latitudine di 55°N risulta essere di almeno 4 volte maggiore rispetto ai

¹⁹ Ottenuto da <https://www2.acom.ucar.edu/modeling/tropospheric-ultraviolet-and-visible-tuv-radiation-model> (Madronich and Flocke, 1997)

livelli di background (Fig. 4.5). Tale deterioramento potrebbe essere in parte limitato dall'incremento di radiazione PAR alle alte latitudini, che aumenterebbe il tasso di fotosintesi provocando effetti benefici su alcune varietà di piante con brevi stagioni di crescita (Thomas, 2018).

Un effetto ancora più rilevante per quanto riguarda l'intero ecosistema è quello arrecato ai produttori primari marini, alla base della catena alimentare. Quasi tutta la produzione primaria oceanica è dovuta alla fotosintesi del fitoplancton, che avviene nella regione superiore degli oceani e fornisce circa la metà dell'ossigeno prodotto su scala globale (Neale & Thomas, 2016). Il rendimento della fotosintesi, dipendente dalla profondità di penetrazione della radiazione PAR nella colonna d'acqua oceanica, è negativamente influenzato dall'esposizione alla radiazione UVA (Neale, 2000), in particolare alle lunghezze d'onda blu e blu-verdi del suo spettro (350–500 nm) che sono essenziali per la produttività marina in quanto le meno affette dall'assorbimento dell'acqua (Neale & Thomas, 2016).

Perciò, a seguito di un aumento della radiazione UV, la produttività del fitoplancton marino subisce una riduzione (Fig. 4.6) la cui entità dipende dalla specie: per varietà di fitoplancton comunemente trovate nell'oceano Antartico ci si aspetta un calo della produttività del 5–12% (Smith & Cullen, 1995), mentre per le specie alle medie latitudini la diminuzione attesa è minore e si aggira attorno al 5–7% (Neale et al., 2014; Neale & Thomas, 2016). Thomas (2018) ne conclude che tali livelli di inibizione della fotosintesi possono avere un evidente impatto sull'ecosistema e sulla mortalità di alcune particolari specie, ma gli effetti complessivi sono verosimilmente non catastrofici e riguardano per lo più una variazione nell'abbondanza relativa di alcune specie rispetto ad altre.

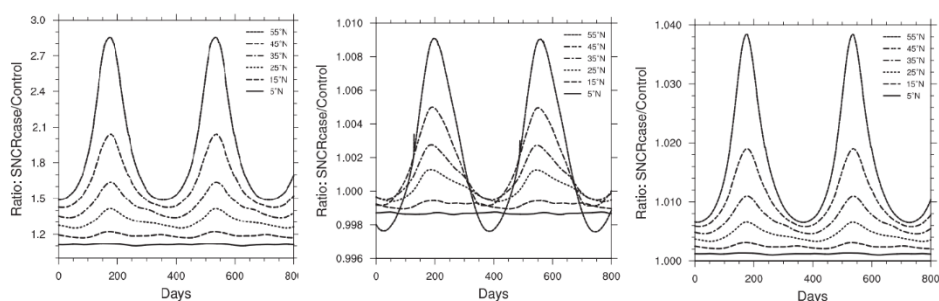


Fig. 4.1–4.2–4.3. A partire da sinistra: rapporto tra l'irraggiamento UVB/UVA/PAR in superficie nel caso di una SN a 50 pc e nel caso di controllo, espresso come una funzione del tempo, dove lo 0 indica un tempo arbitrario dopo aver raggiunto una condizione di stato stazionario, a latitudini comprese tra 5° e 55° nord. (Thomas, 2018)

4.2 Irraggiamento dei muoni al suolo

Tra le particelle secondarie prodotte dall'interazione tra CRs e atmosfera, si hanno anche i muoni che, in condizioni normali, costituiscono circa il 10% della radiazione totale che colpisce la superficie terrestre (*Melott et al., 2019*). Tale dose di radiazione aumenta di più di due ordini di grandezza a seguito di eventi di SNe vicini e rimane sopra i normali livelli di background anche per migliaia di anni, in particolare se si tiene conto dell'intrappolamento dei CRs dentro la Local Bubble. Questo aumento nella radiazione è sufficientemente elevato da far aumentare il rischio di cancro e mutazioni negli organismi longevi di almeno il 5% per anno di esposizione (*Melott et al., 2017*). L'irraggiamento dei muoni, inoltre, è altamente penetrante ed è quindi deleterio anche per le forme di vita che si trovano diversi chilometri sotto il livello del mare e, in particolar modo, per gli organismi massivi che vengono irradiati su un volume maggiore (Equazione 3.4; *Melott et al., 2019*). Per questo motivo, i grandi organismi nelle prime centinaia di metri sotto la superficie marina saranno irradiati da una dose maggiore e perciò più pericolosa. *Melott et al. (2019)* e *Pimienta et al. (2017)* hanno infatti suggerito che l'effetto dell'irraggiamento dei muoni sugli organismi di grande taglia si possa associare all'estinzione della megafauna marina tipica dell'epoca Pliocene-Pleistocene.

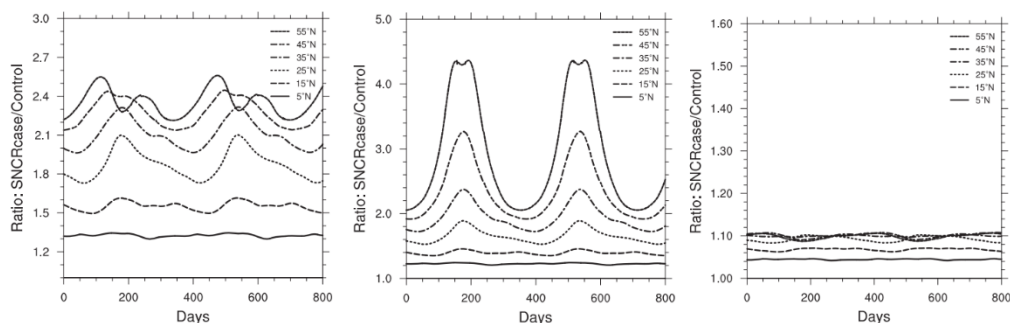


Fig. 4.4–4.5–4.6. A partire da sinistra: rapporto tra il danneggiamento del DNA/danneggiamento generale delle piante/inibizione della fotosintesi nel fitoplancton nel caso di una SN a 50 pc e nel caso di controllo, espresso come una funzione del tempo, dove lo 0 indica un tempo arbitrario dopo aver raggiunto una condizione di stato stazionario, a latitudini comprese tra 5° e 55° nord. (*Thomas, 2018*)

4.3 Piogge di nitrati e cambiamento climatico

Al di là dei precedentemente discussi esaurimento dell'ozono ed irraggiamento dei muoni, esistono ulteriori conseguenze della ionizzazione atmosferica causata dall'esplosione di una supernova vicina; tra queste, sono compresi i possibili effetti fertilizzanti da parte del ferro depositato al suolo, da parte dei nitrati generati nell'atmosfera e di quelli depositati dai fulmini.

Nel corso di questa Sezione verrà discussa la possibilità che tali effetti fertilizzanti siano sufficienti a causare un declino della CO_2 e un conseguente raffreddamento del clima, che potrebbe a sua volta essere legato alle glaciazioni tipiche dell'era Pleistocene (*Bartoli et al.*, 2011).

Effetti fertilizzanti dei nitrati

La ionizzazione atmosferica causata dall'aumento dei raggi cosmici provoca la formazione di ossidi di azoto (NO_x), i quali, dopo aver svolto il ruolo di catalizzatori nel processo di esaurimento dell'ozono (Equazione (3.3), Sezione 3.2.1), vengono rimossi dall'atmosfera tramite precipitazioni sotto forma di acido nitrico (HNO_3). Questo processo, che persiste fino a quando il flusso di CRs incide sull'atmosfera, conduce al deposito di nitrati (NO_3^-) al suolo e negli oceani (*Thomas et al.*, 2005). Tale deposito di nitrati stimola l'assorbimento di carbonio terrestre, provocando così una diminuzione nei livelli di CO_2 atmosferica (*Keenan et al.*, 2016). *Bartoli et al.* (2011) affermano che il raffreddamento dell'età Plio-Pleistocene è stato accompagnato da un declino della CO_2 e che l'abbassamento delle temperature può essere stato una delle cause della transizione da boschi a savana in Africa (*Cawthra*, 2019) e della conseguente estinzione dei grandi erbivori (*Faith et al.*, 2018).

Per dare una possibile stima degli effetti fertilizzanti dei nitrati, *Melott et al.* (2017) hanno calcolato che il deposito complessivo di HNO_3 e NO_3^- a seguito degli eventi di SNe si aggira attorno ai $7.5 \text{ Tg N yr}^{-1, 20}$, corrispondente ad un aumento del 10% nella disponibilità di azoto rispetto alle condizioni standard, concludendo che tale aumento è

²⁰ Tg N yr^{-1} = teragrammi di azoto all'anno, dove $1 \text{ Tg} = 10^{12} \text{ g}$

probabilmente troppo piccolo per essere rilevante nel declino della CO_2 . Esso potrebbe però essere considerevolmente maggiore se si tenesse conto di un possibile aumento dei fulmini causato dalla ionizzazione atmosferica (Sezione 4.1.3).

Possibili effetti fertilizzanti del ferro

Così come l'azoto, anche il ferro agisce da fertilizzante e si ipotizza che la sua sedimentazione possa aver contribuito al raffreddamento del clima terrestre nel tardo-Pleistocene. Per stimare la sedimentazione del ferro, Melott et al. (2020) considerano una SN che esplode a distanza r ed emette isotropicamente una massa M_{Fe} di ferro che, per poter attraversare il Sistema Solare fino alla Terra, dev'essere condensato in particelle di polvere (Sezione 2.1). Si ricava quindi che il flusso medio di Fe espulso dalla SN è di circa $1.7 \cdot 10^{-12} \text{ g m}^{-2} \text{ yr}^{-1}$, molto più debole del segnale di background terrestre. Per rimuovere tale segnale, Ellis et al. (1996) scelgono di concentrarsi in particolare sulle particelle di polvere di ^{60}Fe espulse dalla SN e rinvenute sulla Terra in numerosi siti oceanici (Sezione 2.2). Anche in questo caso, però, si osserva che il deposito di ferro espulso da una SN fornisce un contributo trascurabile all'effetto fertilizzante.

Effetti contrastanti alla riduzione di CO_2

Il declino della CO_2 , effetto precursore dell'abbassamento delle temperature è, come si è già detto, una possibile conseguenza dell'aumento della fertilizzazione da parte dei nitrati. Infatti, quando le piogge di HNO_3 cadono al suolo, la crescita delle piante aumenta e con essa la fotosintesi, che produce quindi un maggiore assorbimento del carbonio e una conseguente diminuzione dell'anidride carbonica nell'atmosfera.

La stessa ionizzazione atmosferica che ha causato la formazione di nitrati, però, produce allo stesso tempo due effetti che contrastano la fertilizzazione: l'aumento della radiazione UVB e dell'irraggiamento dei muoni. Entrambi questi processi, infatti, sono la causa del declino della produzione primaria marina e provocano quindi un certo livello di inibizione della fotosintesi in alcune specie di fitoplancton (Sezione 4.1–4.2). Come già esaminato nella Sezione 4.1.3, una riduzione dell'ozono del ~26% provoca un incremento della radiazione UVB solare del ~50%

(*Melott & Thomas, 2018*). Dalle Figure 4.5 e 4.6 si osserva rispettivamente un aumento di circa 4 volte nel danneggiamento delle piante (*Caldwell, 1971*) e una riduzione della fotosintesi nel plancton del ~12% (*Smith & Cullen, 1995*). Per quanto riguarda l'irraggiamento di muoni, invece, nonostante l'effetto sulla megafauna marina possa essere potenzialmente catastrofico, secondo Melott et al. (2019) ci si può aspettare solo un incremento di poche percentuali sul tasso di mutazione e carcinogenesi del fitoplancton. Si può quindi concludere che gli effetti contrastanti alla riduzione di CO₂ da parte dei muoni e della radiazione UVB sono piuttosto piccoli ma non completamente trascurabili.

Molteplici effetti dei fulmini

Nella Sezione 3.2.3 è stata analizzata l'origine delle cascate elettroniche nell'atmosfera e il loro ruolo fondamentale nella formazione dei fulmini (e.g. *Erlykin & Wolfendale, 2010; Kumar et al., 2018*). Secondo Melott & Thomas (2019), infatti, un incremento di 50 volte nella ionizzazione atmosferica promuoverebbe il generarsi delle cascate di elettroni e, di conseguenza, potrebbe provocare un aumento nella frequenza dei fulmini (*Erlykin & Wolfendale, 2010*). Inoltre, a causa della distribuzione isotropa dei raggi cosmici (*Giacinti et al., 2015*), la direzione preferenziale delle piogge di elettroni è verticale, il che sarebbe la causa di un incremento specialmente nei fulmini nube-suolo (*Melott & Thomas, 2019*).

Poiché i fulmini sono la principale fonte di fissazione dell'azoto nell'era preindustriale (*Schlesinger & Bernhardt, 2013*), un aumento nel tasso di fulmini potrebbe fornire un accrescimento nella sedimentazione di nitrati sufficiente a spiegare il declino della CO₂ e il conseguente raffreddamento del clima osservato nell'era Pleistocene.

Inoltre, i fulmini sono il principale promotore di incendi subito dopo l'uomo (*Veraverbeke et al., 2017*), perciò un incremento dei fulmini potrebbe coincidere con l'aumento di incendi osservato a partire da circa 7 Mya (*Zhou et al., 2014*), probabilmente responsabile della conversione globale da foresta a savana (*Cawthra, 2019*). Tale passaggio da boschi a praterie viene spesso considerato un fattore centrale nell'evoluzione umana verso il bipedismo (*Senut et al., 2018*), perciò è possibile che l'esplosione di una supernova vicino alla Terra possa aver influito sull'evoluzione umana.

Sfortunatamente, la teoria della formazione dei fulmini non è completamente sviluppata e si hanno grandi incertezze riguardo il legame tra il processo di nascita dei fulmini e i raggi cosmici di alta energia; non è chiaro, ad esempio, se un aumento di 50 volte nella ionizzazione corrisponde ad un aumento equivalente del numero di fulmini (*Melott & Thomas., 2019*). Per questo motivo, almeno per il momento, non è possibile dare una stima corretta dell'importanza dell'aumento dei fulmini nel processo di glaciazione dell'era Plio-Pleistocene e sarà quindi necessario ampliare la ricerca su questo campo.

Capitolo 5

Conclusioni

Lo scopo di questo lavoro di tesi è quello di indagare sulla moltitudine di ripercussioni, siano esse biologiche o atmosferiche, che l'esplosione di una o più supernove vicine alla Terra possono provocare sulla biosfera. Nello specifico, ci si concentra su due serie di eventi di ECSN di tipo II-P: l'Evento Antico, avvenuto $\sim 6.5\text{--}8.7$ Mya e l'Evento Recente, risalente a $\sim 1.7\text{--}3.1$ Mya. Entrambe le supernove hanno lasciato traccia della loro esplosione sotto forma di polvere di ^{60}Fe , radioisotopo ritrovato in numerosi sedimenti marini e croste oceaniche di ferro-manganese e la cui distribuzione terrestre è dovuta principalmente alle deviazioni dei venti nella MLT. Tramite lo studio della cronologia del ^{60}Fe espulso e il metodo di *Estimating Missing Mass Function* (EMMF), usato per vincolare la massa della progenitrice ipotizzando che la stella esplosa fosse la prossima stella più massiva nei gruppi candidati come luogo di nascita, si è ottenuto che l'associazione stellare Tucana-Horologium ha presumibilmente ospitato la stella progenitrice ($9 M_{\odot}$) da cui si è originato l'Evento Antico, mentre l'Evento Recente ha avuto luogo dall'esplosione di una stella di $\sim 14 M_{\odot}$ nel sottogruppo Centauro Superiore-Lupo (UCL) appartenente all'Associazione Scorpius-Centaurus OB. In entrambi i casi, confrontando la fluenza osservata con quella predetta dall'Equazione (2.4), la distanza dei due eventi all'epoca dell'esplosione rientra entro un valore di $D \sim 46^{+10}_{-6}$ pc (*Fry et al., 2016*). Tale distanza è sufficientemente lontana da non provocare ripercussioni catastrofiche ma, come emerso dallo studio sui raggi cosmici di alta

energia, l'aumento della ionizzazione atmosferica ha la capacità di produrre effetti altamente nocivi per gli organismi terrestri e acquatici e può potenzialmente portare ad un cambiamento climatico.

Infatti, i raggi cosmici accelerati dalle onde d'urto delle SNe incidono sulla stratosfera, ionizzandola e generando delle cascate di elettroni e particelle secondarie, tra cui i muoni. Tali particelle altamente penetranti raggiungono il suolo, arrivando fino a diversi chilometri sotto il livello del mare; qui, i muoni irradiano gli organismi presenti, in particolar modo quelli più massivi, con una dose di radiazione sufficiente ad aumentare il rischio di cancro e mutazioni di almeno il ~5% per anno di esposizione (*Melott et al., 2017*). Per questo motivo, si ritiene che l'irraggiamento dei muoni sia stato un fattore concorrente all'estinzione della megafauna marina avvenuta nel tardo Pliocene (*Pimienta et al., 2017*).

Un'ulteriore conseguenza della ionizzazione atmosferica concerne l'impovertimento negli strati di ozono atmosferico e il contemporaneo aumento nella produzione di nitrati e nella frequenza dei fulmini. Tramite l'analisi della densità di colonna di ozono atmosferico, si è ricavato che la radiazione incidente di CRs provenienti da una supernova a circa 50 pc di distanza produce una perdita media del ~26% di O₃, il che a sua volta comporta un aumento del ~50% nella radiazione UVB solare che raggiunge il suolo (*Melott & Thomas, 2018*). Questa radiazione è la principale causa di effetti deleteri per la vita sulla Terra come, ad esempio, un maggior deterioramento del DNA, l'insorgenza del cancro della pelle nell'uomo, un incremento di almeno 4 volte nel danneggiamento delle piante e un calo del ~5–12% nella produttività del fitoplancton, principale produttore primario alla base della catena alimentare per l'ecosistema acquatico. In generale, si può desumere che l'aumento di radiazione UV generato dai due eventi di supernova abbia provocato una modifica negli equilibri della biosfera e nell'abbondanza relativa di alcune specie rispetto ad altre. Questa conclusione si adatta perfettamente alle osservazioni secondo cui alle epoche delle SNe considerate non si è verificata alcuna grande estinzione di massa ma solamente numerosi effetti minori, tra cui un elevato ricambio delle specie (58–77% dei mammiferi tra 3.0–1.8 Mya; *Behrensmeyer et al., 1997*), piccole estinzioni circoscritte e rilevanti variazioni della vegetazione. Per quanto riguarda invece l'incremento nelle piogge di acido nitrico (HNO₃), esso può potenzialmente aver suscitato un abbassamento delle temperature a causa degli effetti fertilizzanti dei nitrati, i quali a loro volta potrebbero aver provocato una riduzione nei livelli di CO₂ portando così alla glaciazione tipica dell'epoca Plio-Pleistocene. Dallo studio di Melott

et al. (2019) deriva, infatti, che la disponibilità di azoto è aumentata del 10% in seguito della ionizzazione atmosferica; tale valore è probabilmente troppo piccolo per essere rilevante nel declino della CO₂ ma, se si tiene conto dell'aumento dei fulmini e dell'ulteriore apporto di NO₃⁻, le conseguenze potrebbero essere notevoli. Infatti, poiché i fulmini sono i principali iniziatori di incendi dopo l'uomo, un incremento della loro frequenza potrebbe essere stato una causa scatenante della conversione da foresta a savana e della conseguente estinzione dei grandi erbivori (Faith et al., 2018), nonché dell'evoluzione umana verso il bipedismo (Senut et al., 2018). Purtroppo, il meccanismo di formazione dei fulmini non è ad oggi del tutto chiaro; perciò, è necessario sviluppare la ricerca in questo campo per poter dare una stima meno approssimativa della rilevanza delle supernove nel cambiamento climatico dell'era Plio-Pleistocene.

Sorgono allora spontanee alcune domande: qual è la più probabile prossima stella che esploderà in supernova? A che distanza si troverà al momento della sua esplosione? E quali effetti potrà avere sulla biosfera terrestre?

Nel suo studio basato sull'osservazione di ben 23 supernove passate, Firestone (2014) afferma che il tasso di SN vicine alla Terra è di circa $14 \pm 3 \text{ kyr}^{-1}$, perciò è probabile che una nuova esplosione illuminerà il cielo notturno entro il prossimo migliaio di anni. Ad oggi, almeno sei stelle con una distanza compresa tra ~50–300 pc sono candidate come supernove. Si ipotizza che le cinque stelle più massive e lontane debbano evolvere in SNe di tipo II; tra queste è di rilievo Betelgeuse, supergigante rossa a distanza di sicurezza di ~200 pc che, secondo Beech (2011), dovrebbe subire il collasso del suo nucleo entro i prossimi 2 milioni di anni. Invece, il sistema binario IK Pegasi, distante solo 46 pc dalla Terra, potrebbe evolvere in un'ancora più pericolosa SN di tipo Ia con ripercussioni potenzialmente catastrofiche sulla biosfera terrestre. Beech (2011) stima però che, seppur tale sistema raggiungerà la sua distanza più breve (~40 pc) entro 1.1 Myr, esso non esploderà in una SN Ia almeno per i prossimi 1.9 miliardi di anni. A quel punto, quindi, la supernova si troverà a diversi kiloparsec di distanza e non sarà più una minaccia per la vita sulla Terra.

Bibliografia

- Adams, S. M., Kochanek, C. S., Beacom, J. F., et al. (2013), *Observing the Next Galactic Supernova*. The Astrophysical Journal, vol. 778, pp. 1–15
- Alexeenko, V. V., Khaerdinov, N. S., Petkov, V. B. (2022), *Transient variations of secondary cosmic rays due to atmospheric electric field and evidence for prelightning particle acceleration*. Physics Letters A, vol. 301, n.3–4, pp. 299–306
- Anders, A., Altheide, H. J., Knalmann, M., et al. (1995), *Action spectrum for erythema in humans investigated with dye lasers*. Photochemistry and Photobiology, vol. 61, n.2, pp. 200–205
- Arjona, A., Silver, A. C., Walker, W. E., et al. (2012), *Immunity's fourth dimension: approaching the circadian-immune connection*. Trends in Immunology, vol 33, n.12, pp. 607–612
- Arnould, M., Paulus, G., Maynet, G. (1996), *Wolf-Rayet stars: short-lived radionuclide contaminants of the early solar system? Wolf-Rayet stars in the framework of stellar evolution*. Universite de Liege, Liege
- Athanassiadou, T., Fields, B. D. (2011), *Penetration of nearby supernova dust in the inner solar system*. New Astronomy, vol. 16, n.4, pp. 229–241
- Atri, D., Melott, A. L. (2011), *Modeling high-energy cosmic ray induced terrestrial muon flux*. Radiation Physics and Chemistry, vol. 80, pp. 701–703
- Avillez, M. A., Breitschwerdt, D. (2005), *Global dynamical evolution of the Ism in star forming galaxies*. Astronomy & Astrophysics, vol. 436, n.2, pp. 580–600
- Barbon, R., Cappellaro, E., Turatto, M. (1984), *Radiative decays and supernova light curves*. Astronomy & Astrophysics, vol. 135, n.1, pp. 27–31
- Barbon, R., Ciatti, F., Rosino, L. (1979), *Photometric Properties of Type II Supernovae*. Astronomy & Astrophysics, vol. 72, pp. 287–292
- Barbon, R., Buondi, V., Cappellaro, E., et al. (1999), *The Asiago Supernova Catalogue – 10 years after*. Astronomy & Astrophysics Supplement Series, vol. 139, pp. 531–536
- Barbon, R., Ciatti, F., Rosino, L. (1973), *On the Light Curve and Properties of Type I Supernovae*. Astronomy & Astrophysics, vol. 25, pp. 241–248
- Bartoli, G., Honisch, B., Zeebe, R. E. (2011), *Atmospheric CO₂ decline during the Pliocene intensification of Northern Hemisphere glaciations*. Paleoceanography, vol. 26, n.4, pp. 1–14

- Bazilevskaya, G., Usoskin, I. G., Desorgher, L. (2008), *Cosmic Ray Induced Ion Production in the Atmosphere*. Space Science Reviews, vol. 137, pp. 149–173
- Beech, M. (2011), *The past, present and future supernova threat to Earth's biosphere*. Astrophysics and Space Science, vol. 336, pp. 287–302
- Behrensmeyer, A. K., Todd, N. E., McBrinn, G. E., et al. (1997), *Late Pliocene Faunal Turnover in the Turkana Basin, Kenya and Ethiopia*. Science, vol. 278, n.5343, pp. 1589–1594
- Benitez, N., Apellaniz, J. M., Canelles, M. (2002), *Evidence for Nearby Supernova Explosions*. Physical Review Letters, vol. 88, n.8
- Berghofer, T. W., Breitschwerdt, D. (2002), *The origin of the young stellar population in the solar neighborhood – A link to the formation of the Local Bubble?*. Astronomy & Astrophysics, vol. 390, pp. 299–306
- Bertola, F. (1964), *The supernovae in NGC 1073 and NGC 1058*. Annales d'Astrophysique, vol. 27, n.4, pp. 319–326
- Bjorn, L. O. (1996), *Effects of ozone depletion and increase UVB on terrestrial ecosystems*. International Journal of Environmental Studies, vol. 51, n.3, pp. 217–243
- Biscardi, I., Brocato, E., Arkharov, A., et al. (2012), *The slowly declining type Ia supernova 2008fv and the near-infrared second maximum*. Astronomy & Astrophysics, vol. 537, n.57, pp. 1–16
- Boyd, P. W., Ellwood, M. J. (2010), *The biogeochemical cycle of iron in the ocean*. Nature Geoscience, vol. 3, pp. 675–682
- Breischwerdt, D., Feige, J., Schulreich, M. M., et al. (2016), *The locations of recent supernovae near the Sun from modelling ^{60}Fe transport*. Nature, vol. 532, pp. 73–76
- Cappellaro, E., Turatto, M. (2000), *Supernova Types and Rates*. arXiv preprint arXiv: 0012455v1, pp. 3
- Cawthra, H. (2019), *Emergence of the African savannah*. Nature Geoscience, vol. 12, pp. 588–589
- Chevalier, R. A., Plait, P. C. (1988), *The Nature of S Andromedae (SN 1885A)*. Astrophysical Journal Letters, vol. 331, n.2, pp. 109–112
- Clocchiatti, A., Benetti, S., Wheeler, J. C., et al. (1996), *A Study of 1992H in NGC 5377*. The Astronomical Journal, vol. 111, n.3, pp. 1287–1303
- Colgate, S. A. (1979), *Supernovae as a Standard Candle for Cosmology*. The Astrophysical Journal, vol. 232, pp. 404–408
- Colgate, S. A., McKee, C. (1969), *Early Supernova Luminosity*. The Astrophysical Journal, vol. 157, n.2, pp. 623–643
- Cook, D. L., Berger, E., Faestermann, T., et al. (2009), *^{60}Fe , ^{10}Be and ^{26}Al in lunar cores 12025/8 and 60006/7: search for a nearby supernova*. 40th Lunar and Planetary Science Conference. https://webarchiv.typo3.tum.de/PH/gams/fileadmin/w00bjs/www/publications/2009_lunarcres.pdf
- Croot, P. L., Andersson, K., Turner, D. R., et al. (2004), *The distribution and speciation of iron along 6°E in the Southern Ocean*. ScienceDirect, Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography, vol. 51, n. 22, pp. 2857–2879
- Day, J. M. D., Corder, C. A., Assayag, N., et al. (2019), *Ferrous oxide-rich asteroid achondrites*. Geochimica et Cosmochimica Acta, vol. 266, pp. 544–567
- Della Valle, M., Livio, M. (1994), *On the Progenitors of Type Ia Supernovae in Early-Type and Late-Type Galaxies*. The Astrophysical Journal, vol. 432, pp. L31–L33

- Diehl, R., Halloin, H., Kretschmer, K., Lichti, G. G. *et al.* (2006), *Radioactive ^{26}Al and massive stars in the Galaxy*. arXiv preprint arXiv:astro-ph/0601015
- Dhomse, S. S., Saunders, R. W., Tian, W., *et al.* (2013), *Plutonium-238 observations as a test of modeled transport and surface deposition of meteoric smoke particles*. *Geophysical Research Letters*, vol. 40, n.16, pp. 4454–4458
- Dominoni, D. M., Borniger, J. C., Nelson, R. J. (2016), *Light at night, clocks and health: from humans to wild organisms*. *Biology Letters*, vol. 12
- Ekström, S., Georgy, C., Eggenberger, P., *et al.* (2012), *Grids of stellar models with rotation*. *Astronomy & Astrophysics*, vol. 537, n.146
- Ellis, J., Fields, B. D., Schramm, D. N. (1996), *Geological Isotope Anomalies as Signatures of Nearby Supernovae*. *The Astrophysical Journal*, vol. 470, pp. 1227
- Erlykin A. D., Wolfendale, A. W. (2010), *Long Term Time Variability of Cosmic Rays and Possible Relevance to the Development of Life on Earth*. *Surveys in Geophysics*, vol. 31, pp. 383–398
- Faith, J. T., Rowan, J., Du, A., *et al.* (2018), *Plio-Pleistocene decline of African megaherbivores: No evidence for ancient hominin impacts*. *Science*, vol. 362, n. 6417, pp. 938–941
- Feige, J. (2014), *Supernova-Produced Radionuclides in Deep-Sea Sediments Measured with AMS*. Doctoral Dissertation, University of Vienna. <http://othes.univie.ac.at/35089/>
- Feige, J. (2016), *Astronomie unter dem Meer*. *Physik in Unserer Zeit*, vol. 47, n.5, pp. 220–227
- Feige, J., Breitschwerdt, D., Wallner, A., *et al.* (2016), *The Link Between the Local Bubble and Radioisotopic Signatures on Earth*. arXiv preprint arXiv: 1611.01431v1, pp. 1–4
- Feige, J., Wallner, A., Fifield, L. K., *et al.* (2013), *AMS measurements of cosmogenic and supernova-ejected radionuclides in deep-sea sediment cores*. *EPJ Web of Conferences*, vol. 63
- Feng, W., Marsh, D. R., Chipperfield, M. P., *et al.* (2013), *A global atmospheric model of meteoric iron*. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, vol. 118, pp. 9456–9474
- Ferrand, G., Warren, D. C., Ono, M. (2021), *From Supernova to Supernova Remnant: Comparison of Thermonuclear Explosion Models*. *The Astrophysical Journal*, vol. 906, n.2, pp. 1–26
- Fields, B. D., Athanassiadou, T., Johnson, S. R. (2008), *Supernova Collisions with the Heliosphere*. *The Astrophysical Journal*, vol. 678, pp. 549–562
- Fields, B. D., Hecmuth, K. A., Ellis, J. (2005), *Deep-ocean crusts as telescopes: using live radioisotopes to probe supernova nucleosynthesis*. *The Astrophysical Journal*, vol. 621, pp. 902–907
- Filippenko, A. V. (1988), *Supernova 1987K: Type II in Youth, Type Ib in Old Age*. *The Astronomical Journal*, vol. 96, n.6, pp. 1941–1949
- Filippenko, A. V. (1997), *Optical Spectra of Supernovae*. *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, vol. 35, pp. 309–355
- Fimiani, L. (2014), *Interstellar radionuclides in Lunar samples*. Doctoral Dissertation, Technical University of Munich. <https://mediatum.ub.tum.de/1212480>
- Fimiani, L., Cook, D. L., Feastermann, T., *et al.* (2016), *Interstellar ^{60}Fe on the Surface of the Moon*. *Physical Review Letters*, vol. 116, n. 15
- Fitoussi, C., Raisbeck, G. M., Knie, K., *et al.* (2008), *Search for Supernova-Produced ^{60}Fe in a Marine Sediment*. *Physical Review Letters*, vol. 101, n.12, pp. 1–15

- Fry, B. J., Fields, D., Ellis, J. R. (2015), *Astrophysical shrapnel: discriminating among near-earth stellar explosion sources of live radioactive isotopes*. The Astrophysical Journal, vol. 800, n.1, pp. 1–17
- Fry, B. J., Fields, D., Ellis, J. R. (2016), *Radioactive Iron Rain: Transporting ^{60}Fe in Supernova Dust to the Ocean Floor*. The Astrophysical Journal, vol. 827, pp. 1–17
- Gal-Yam, A. (2016), *Observational and Physical Classification of Supernovae*. arXiv preprint arXiv:1611.09353v1
- Gameshrum, R. S., Pedersen, T. F., Calvert, S. E., et al (1995), *Large changes in oceanic nutrient inventories from glacial to interglacial periods*. Nature, vol. 376, pp. 775–758
- Gaston, K. J., Visser, M. E., Holker, F. (2015), *The biological impacts of artificial light at night: the research challenge*. Philosophical Transactions Royal Society Publishing, vol. 370
- Gehrels, N., Laird, C. M., Jackman, C. H., et al. (2003), *Ozone Depletion from Nearby Supernovae*. The Astrophysical Journal, vol. 585, pp. 1169–1176
- Giacinti, G., Kachelrieß, M., Semikoz, D. V. (2015), *Escape model for Galactic cosmic rays and an early extragalactic transition*. Pjysical Review, vol. 91, n. 8–15
- Gruijl, F. R. D., Leun, J. C. V. D. (1994), *Estimate of the wavelenght dependency of UV carcinogenesis in humans and its relevance to the risk assesment of a stratospheric ozone depletion*. Health Physics, vol. 64, n.4, pp. 319–325
- Hörandel, J. R. (2002), *On the Knee in the Energy Spectrum of Cosmic Rays*. Astroparticle Physics, vol. 19, n.2, pp. 193–220
- Huang, Y. L. (1987), *On the Local Environment of Extragalactic Supernovae*. The Astronomical Society of the Pacific, vol. 99, pp. 461–466
- Hyde, M., Pecaut, M. J. (2018), *Supernova Ejecta in Ocean Cores Used as Time Constraint for Nearby Stellar Groups*. Astronomical Notes, vol. 339, n.1, pp. 78–86
- Jickells, T. D., An, Z. S., Andersen, K. K., et al. (2005), *Global Iron Connections Between Desert Dust, Ocean Biogeochemistry and Climate*. Science, vol. 308, n.5718, pp. 67–71
- Keenan, T. F., Prentice, I. C., Canadell, J. G., et al. (2016), *Recent pause in the growth rate of atmospheric CO_2 due to enhanced terrestrial carbon uptake*. Nature Communications, vol. 7
- Knie, K., Korschinek, G., Faestermann, T., et al. (1999), *Indication for Supernova Produced ^{60}Fe Activiy on Earth*. Physical Review Letters, vol. 83, n.1, pp. 18–21
- Knie, K., Korschinek, G., Faestermann, T., et al. (2004), *^{60}Fe Anomaly in a Deep-Sea Manganese Crust and Implications for a Nearby Supernova Source*. Physical Review Letters, vol. 93, n.17, pp. 1–4
- Koll, D., Korschinek, G., Faestermann, T., et al. (2019), *Interstellar ^{60}Fe in Antarctica*. Physical Review Letters, vol. 123, n.7, pp. 1–6
- Koll, D., Korschinek, G., Faestermann, T., et al. (2020), *Origin of Recent Interstellar ^{60}Fe on Earth*. EPJ Web of Conferences, vol. 232, pp. 1–4
- Kumar, S., Siingh, D., Singh, R. P., et al. (2018), *Lightning Discharges, Cosmic Rays and Climate. Surveys in Geophysics*, vol. 39, pp. 861–899
- Leibundgut, B. (2000), *Type Ia Supernovae*. The Astronomy & Astrophysics Review, Vol.10, n.3, pp. 179–209
- Leibundgut, B., Tammann, G. A., Cadonau, R., Cerrito, D. (1991), *Supernova studies. VII. An atlas of light curved of supernovae type I*. Astronomy & Astrophysics Supplement Series, vol. 89, n.3, pp. 537–579

- Lezniak, J. A., Webber, W. R. (1978), *The charge composition and energy spectra of cosmic-ray nuclei from 3000 MeV per nucleon to 50 GeV per nucleon*. The Astrophysical Journal, vol. 223, pp. 676–696
- Lingenfelter, R. E. (2017), *Cosmic rays from supernova remnants and superbubbles*. Advances in Space Research, vol. 62, n.10, pp. 2750–2763
- Lockwood, J. A. (1971), *Forbush decreases in the cosmic radiation*. Space Science Reviews, vol. 12, pp. 658–715
- Ludwig, P., Bishop, S., Egli, R., et al. (2016), *Time-resolved 2-million-year-old supernova activity discovered in Earth's microfossil record*. Proceedings of the National Academy of Science, vol. 113, n.33, pp. 9232–9237
- Lugaro, M., Karakas, A. I. (2008), *^{26}Al and ^{60}Fe yields from AGB stars*. New Astronomy Review, vol. 52, n.7, pp. 416–418
- Madronich, S., Flocke, S. (1997), *Theoretical estimation of biologically effective UV radiation at the Earth's surface*. Solar Ultraviolet Radiation, vol. 52, pp. 23–48
- Madronich, S., McKenzie, R. L., Bjorn, L. O., et al. (1998), *Changes in biologically active ultraviolet radiation reaching the Earth's surface*. Journal of Photochemistry and Photobiology B, vol. 46, n.1, pp. 5–19
- Mamajek, E. E. (2016), *A Pre-Gaia Census of Nearby Stellar Groups*. International Astronomical Union Symposium, vol. 314, pp. 21–26
- Massey, P., Johnson, K. E., Eastwood, K. (1995), *The Initial Mass Function and Massive Star Evolution in the OB Associations of the Northern Milky Way*. The Astrophysical Journal, vol. 454, pp. 32–37
- Maza, J., Van den Bergh, S. (1976), *Statistics of Extragalactic Supernovae*. The Astrophysical Journal, vol. 204, pp. 519–529
- Medley, B., McConnell, J. R., Neumann, T. A., et al. (2018), *Temperature and Snowfall in Western Queen Maud Land Increasing Faster Than Climate Model Projections*. Geophysical Research Letters, vol. 45, n.3, pp. 1472–1480
- Melott, A. L., Matinho, F., Paulucci, L. (2019), *Hypothesis: Muon Radiation Dose and Marine Megafaunal Extinction at the End-Pliocene Supernova*. Astrobiology, vol. 19, n.6
- Melott, A. L., Thomas, B. C. (2009), *Late Ordovician geographic patterns of extinction compared with simulations of astrophysical ionizing radiation damage*. Paleobiology, vol. 35, n.3, pp. 311–320
- Melott, A. L., Thomas, B. C. (2018), *Terrestrial effects of moderately nearby supernovae*. Lethaia, vol. 51, n.3, pp. 325–329
- Melott, A. L., Thomas, B. C. (2018), *From cosmic explosions to terrestrial fires?* The Journal of Geology, vol. 127, n.4
- Melott, A. L., Thomas, B. C. (2020), *Climate change via CO_2 drawdown from astrophysically initiated atmospheric ionization?* International Journal of Astrobiology, vol. 19, n.5, pp. 349–352
- Melott, A. L., Thomas, B. C., Kacherlrieß, M., et al. (2017), *A Supernova at 50 pc: Effects on the Earth's Atmosphere and Biota*. The Astrophysical Journal, vol. 840, n.2, pp. 1–9
- Melott, A. L., Thomas, B. C., Semikoz, D. V., et al. (2017), *A Supernova at 50 pc: Effects on the Earth's Atmosphere and Biota*. The Astrophysical Journal, vol. 840, n.2
- Minkowski, R. (1941), *Spectra of Supernovae*. The Astronomical Society of the Pacific, vol. 53, n.314, pp. 224–225
- Moore, J. K., Braucher, O. (2008), *Sedimentary and mineral dust sourced of dissolved iron to the*

world ocean. Biogeosciences, vol. 5, pp. 631–656

Nagano, M., Watson, A. A. (2000), *Observations and implications of the ultrahigh-energy cosmic rays*. Reviews of Modern Physics, vol. 72, n.3, pp. 689–732

Nakar, E., Sari, R. (2010), *Early Supernovae Light Curves following the Shock Breakout*. The Astrophysical Journal, vol. 752, n.1, pp. 904–921

Neale, P. J. (2000), *The effects of UV radiation in the marine environment*. Cambridge University Press, pp. 72–100

Neale, P. J., Thomas, B. C. (2016), *Solar irradiance changes and phytoplankton productivity in Earth's ocean following astrophysical ionizing radiation events*. Astrobiology, vol. 16, n.4, pp. 245–258

Neale, P. J., Sobrino, C., Segovia, M., et al. (2014), *Effect of CO₂, nutrients and light on coastal plankton*. Aquatic Biology, vol. 22, pp. 25–41

Niciejewski, R., Skinner, W., Cooper, M., et al. (2010), *Verification of large-scale rapid transport in the lower thermosphere: Tracking the exhaust plume of STS-107 from launch to the Antarctic*. Journal of Geophysical Research, vol. 116, pp. 1–17

Nomoto, K., Iwamoto, K., Suzuki, T. (1995), *The evolution and explosion of massive binary stars and Type Ib-Ic-IIb-II-L supernovae*. Physics Reports, vol. 256, pp. 173–191

Nomoto, K., Thielemann, F. K., Yokoi, K. (1984), *Accreting white dwarf models for type I supernovae. III. Carbon deflagration supernovae*. The Astrophysical Journal, vol. 286, pp. 644–658

Nomoto, K., Yamaoka, H., Pols, O. R., et al. (1994), *A carbon-oxygen star as progenitor of the type Ic supernova 1994I*. Nature, vol. 371, pp. 227–229

Oriowo, O. M., Cullen, A. P., Chou, B. R., et al. (2001), *Action Spectrum and Recovery for In Vitro UV-Induced Cataract Using Whole Lenses*. Investigative Ophthalmology & Visual Science, vol. 42, n.1, pp. 2596–2602

Parker, E. N. (1958), *Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields*. The Astrophysical Journal, vol. 128, pp. 664–676

Patat, F., Barbon, R., Cappellaro, E., Turatto, M. (1993), *Light curves of type II Supernovae. I – The Atlas*. Astronomy & Astrophysics Supplement Series, vol. 98, n.3, pp. 443–476

Pecaut, M. J., Mamajek, E. E. (2016), *The star formation history and accretion-disc fraction among the K-type members of the Scorpius-Centaurus OB association*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 461, n.1, pp. 794–815

Pimienta, C., Griffind, J. N., Clements, C. F., et al. (2017), *The Pliocene marine megafauna extinction and its impact on functional diversity*. Nature ecology & evolution, vol. 1, n.6, pp. 1100–1106

Plane, J. M. C., Feng, W., Dawkins, E. C. M. (2015), *The Mesosphere and Metals: Chemistry and Changes*. Chemical Reviews, vol. 10, pp. 4497–4541

Rugel, G., Faestermann, T., Knie, K. (2009), *New Measurement of the ⁶⁰Fe Half-Life*. Physical Review Letters, vol. 103, n.7, pp. 1–4

Sanders, W. T., Kraushaar, W. L., Nousek, J. A., et al. (1977), *Soft diffuse X-rays in the southern galactic hemisphere*. The Astrophysical Journal, vol. 217, pp. 87–91

Saunders, R. W., Dhomse, S., Tian, W. S., et al. (2012), *Interactions of meteoric smoke particles with sulphuric acid in the Earth's stratosphere*. Atmospheric Chemistry and Physics, vol. 12, n. 10, pp. 4387–4398

Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G., et al. (1992), *New grids of stellar models from 0.8 to 120*

- $M_{\odot}$ at $Z = 0.020$ and $Z = 0.001$. *Astronomy & Astrophysics Supplement Series*, vol. 96, pp. 269–331
- Schindewolf, O. H. (1954), *The fauna change from the Paleozoic to the Mesozoic*. *Journal of the German Geological Society*, vol. 105, n.2, pp. 153–183
- Schlegel, E. M. (1990), *A New Subclass of Type II Supernovae?*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 244, pp. 269 – 271
- Schulreich, M. M., Breitschwerdt, D., Feige, J., et al. (2017), *Numerical studies on the link between radioisotopic signatures on Earth and the formation of the Local Bubble*. *Astronomy & Astrophysics*, vol. 604, n.81, pp. 576–581
- Schulreich, M. M., Breitschwerdt, D., Feige, J., et al. (2018), *A Way Out of the Bubble Trouble? – Upon Reconstructing the Origin of the Local Bubble and Loop I via Radioisotopic Signatures on Earth*. *Galaxies*, vol. 6, n.1, pp. 1–10
- Seitenzahl, I. R., Taubenberger, S., Sim, S. A. (2009), *Late-time supernova light curves: the effect of internal conversion and Auger electrons*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 400, pp. 531 – 535
- Senut, B., Pickford, M., Gommery, D., et al. (2018), *Palaeoenvironments and the origin of hominid bipedalism*. *Historical Biology*, vol. 30, n.1, pp. 284–296
- Setlow, R. B. (1974), *The wavelengths in sunlight effective in producing skin cancer: a theoretical analysis*. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol.71, n.9
- Slavin, J. D., Dwek, E., Jones, A. P. (2010), *Destruction of interstellar dust in evolving supernova remnant shock waves*. *The Astrophysical Journal*, vol. 807, n.7, pp. 1–13
- Smartt, S. J. (2015), *Observational Constraints on the Progenitors of Core-Collapse Supernovae: The Case for Missing High-Mass Stars*. *Publications of the Astronomical Society of Australia*, vol. 32, pp. 1–22
- Smith, R. K., Cox, D. P. (2001), *Multiple Supernova Remnant Models of the Local Bubble and Soft X-Ray Background*. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, vol. 134, n.2, pp. 283–309
- Smith, R. C., Cullen, J. J. (1995), *Effects of UV radiation on phytoplankton*. *Reviews of Geophysics*, vol. 33, n.52, pp. 1211–1223
- Sukhbold, T., Woosley, S. E. (2016), *The Most Luminous Supernovae*. *The Astrophysical Journal Letters*, vol. 820, n.2, pp. 1 – 5
- Thomas, B. C. (2017), *Photobiological Effects at Earth's Surface Following a 50 pc Supernova*. *Astrobiology*, vol. 18, n.5, pp. 481–490
- Thomas, B. C., Jackman, C. H., Melott, A. L., et al (2005), *Terrestrial ozone depletion due to a milky way gamma-ray burst*. *The Astrophysical Journal*, vol. 622, pp. 153–156
- Thomas, B. C., Melott, A. L., Arkenberg, K. R. (2012), *Terrestrial effects due to possible astrophysical sources of an AD 774–775 increase in ^{14}C production*. *Geophysical Research Letters*, vol. 40, n.6, pp. 1237–1240
- Turatto, M. (2003). *Classification of Supernovae*. arXiv preprint arXiv:astro-ph/0301107v1
- Turatto, M., Benetti, S., Cappellaro, E., et al. (1996), *The properties of the peculiar type Ia supernova 1991bg – I. Analysis and discussion of two year of observations*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 283, pp. 1–17
- Turatto, M., Cappellaro, E., Barbon, R., et al. (1989), *Photometric Behavior of Evolved Supernovae*. *The Astronomical Journal*, vol. 100, n.3, pp. 771–781
- Veraverbeke, S., Rogers, B. M., Goulden, M. L., et al (2017), *Lightning as a major driver of*

- recent large fires in North American boreal forests*. Nature Climate Change, vol. 7, pp. 529–534
- Waddington, C. J. (1967), *Paleomagnetic Field Reversals and Cosmic Radiation*. Science, vol. 158, pp. 913–921
- Wallner, A., Feige, J., Kinoshita, N., et al. (2016), *Recent near-Earth supernovae probed by global deposition of interstellar radioactive ^{60}Fe* . Nature, vol. 532, pp. 69–72
- Wallner, A., Froehlich, M. B., Hotchkis, M. A. C., et al. (2021), *^{60}Fe and ^{244}Pu deposited on Earth constrain the r -process yield of recent nearby supernovae*. Science, vol. 372, pp. 742–745
- Wheeler, J. C., Harkness, R. P. (1990), *Type I supernovae*. Reports on Progress in Physics, vol. 53, n.12, pp. 1467 – 1557
- Wolfe, J. H., Silva, R. W., McKibbin, D. D., et al. (1967), *Preliminary observations of a geomagnetospheric wake at 1000 Earth radii*. Journal of Geophysical Research, vol. 72, n.17, pp. 4577–4581
- Woosley, S. E., Eastman, R. G. (1997), *Type Ib and Ic Supernovae: Models and Spectra*. NATO Advanced Study Institute, vol. 468, series C, pp. 821–838
- Woosley, S. E., Weaver, T. (1986), *The Physics of Supernova Explosions*. The Annual Review of Astronomy & Astrophysics, vol. 24, pp. 205–253
- Xing, Y., Wang, Z., Zhang, X., et al. (2016), *The Likely Fermi Detection of the Supernova Remnant SN 1006*. The Astrophysical Journal, vol. 823, n.1
- Zhao, F. Y., Strom, R. G., Jiang, S. Y. (2006), *The Guest Star AD185 must have been a Supernova*. Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics, vol. 6, n.6, pp. 635 – 640
- Zhou, B., Shen, C., Sun, W., et al (2014), *Late Pliocene-Pleistocene expansion of C_4 vegetation in semiarid East Asia linked to increased burning*. Geology, vol. 42, n.12, pp. 1067–1070
- Zuckerman, B., Song, I., Bessell, M. S., et al. (2001), *The β Pictoris Moving Group*. The Astrophysical Journal, vol. 562, n.1, pp. 87–90