

Università degli Studi di Milano-Bicocca

Dipartimento di Fisica "Giuseppe Occhialini"

Corso di Laurea Triennale



Analisi spettrale di eventi SEP e stime della dose per missioni
interplanetarie

Relatore:

Massimo Gervasi

Candidato:

Stefano Dolci

Correlatore:

Stefano Della Torre

ANNO ACCADEMICO 2024/2025

Indice

1	Introduzione	1
1.1	Particelle Energetiche Solari (SEP)	1
1.2	Spettri in energia dei SEP	3
1.3	Dose e danni da radiazione per missioni spaziali	4
1.3.1	Total Ionizing Dose	5
2	Dati e analisi spettrale	7
2.1	Procedura sistematica	7
2.1.1	Fase 1: Raccolta dati e preprocessing	7
2.1.2	Fase 2: Calcolo fluenza	8
2.1.3	Fase 3: FIT spettrale	10
2.2	Analisi 8 SEP	12
2.2.1	Agosto 1972	12
2.2.2	Ottobre 1989	14
2.2.3	Ottobre 2003	14
2.2.4	Gennaio 2005	14
2.2.5	Luglio 2012	14
2.2.6	Settembre 2017	14
2.2.7	Ottobre 2021	14
2.2.8	Maggio 2024	14
2.3	Tabella riassuntiva: risultati	14
3	Calcolo della dose SR-NIEL	16
3.1	Modello simulazione SR-NIEL	16
3.2	Geometrie e modello della sonda	16
3.3	Propagazione delle incertezze	16
3.4	Risultati dosi stimate	16

4 Funzione di trasferimento	17
4.1 Funzione dose-fluenza D(F)	17
4.2 Influenza della metrica	17
5 Stime della dose per la missione	18
5.1 Modelli probabilistici SEP	18
5.2 Parametri missionistici	18
5.3 Simulazioni SAPPHIRE	18
5.4 Validazione con missioni reali	18
6 Conclusioni e miglioramenti	19
Bibliografia	20
A Appendice	21

1. Introduzione

Nello spazio interplanetario sono principalmente due le sorgenti di radiazione ionizzante per le sonde spaziali: i raggi cosmici galattici (GCR) e le particelle energetiche solari (SEP). Quest'ultime sono particelle ad alta energia (da KeV fino a GeV), emesse durante eventi di attività solare, principalmente protoni (90% del flusso) ma anche ioni pesanti ed elettroni. Le SEP sono note per avere energie inferiori rispetto ai GCR, ma la natura imprevedibile delle attività solari a loro legate le rende un rischio significativo per le missioni spaziali, soprattutto quelle interplanetarie dove la magnetosfera terrestre non può offrire protezione. Lo scopo di questo elaborato è proprio quello di analizzare in dettaglio alcuni eventi SEP noti della storia recente e di stimare la dose (TID) che una sonda interplanetaria riceverebbe durante una tipica missione verso Marte.

1.1 Particelle Energetiche Solari (SEP)

La fisica delle SEP è uno dei campi dell’eliofisica, un nuovo termine definito dalla Nasa[4] all’inizio di questo millennio per indicare la scienza del Sole congiunta con i suoi effetti sul’ambiente interplanetario. È una disciplina relativamente giovane, agli inizi degli anni 50’ Scott Forbush riportò per la prima volta un evento SEP come un improvviso aumento del flusso di particelle energetiche che raggiungevano le camere a nebbia a terra. In quegli anni si conoscevano come candidati solamente i *solar flare*, brillamenti solari, impulsive esplosioni visibili di energia in prossimità della corona solare. Con l’avvento dei satelliti per osservazioni solari, ad oggi sappiamo che esistono due categorie di SEP:

- SEP impulsivi: brevi e intensi aumenti del flusso di particelle, il plasma intrappolato nelle linee di campo chiuse ad arco del Sole viene accelerato verso la superficie e in fine espulso, questi eventi sono legati prorio ai flare.
- SEP graduali: si tratta di eventi più lunghi che si possono estendere per più giorni, sono legati alle espulsioni di massa coronale (CME), quando le linee di campo ven-

gono stirate dal vento solare possono rompersi e il plasma intrappolato viene espluso, le particelle presenti nel tragitto vengono costantemente accelerate dall'onda d'urto e guidate verso lo spazio interplanetario.

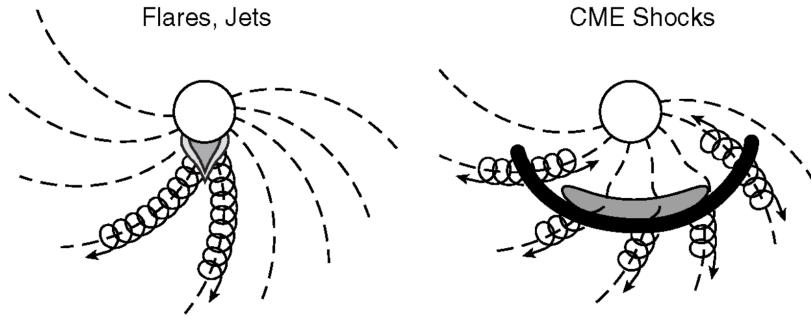


Figura 1.1: Tipologia di eventi SEP, a sinistra evento impulsivo (Flare) a destra evento graduale (CME). Immagine adattata da "Solar Energetic Particles - Reames" [7].

Le differenze tra questi due tipi di eventi sono quindi: la loro origine e durata come spiegato poco fa, questa domina i possibili danni alla strumentazione spaziale, come vedremo il tempo di esposizione è un fattore fondamentale per la dose accumulata; abbiamo poi differenze nell'abbondanza isotopica, per i SEP graduali è stata trovata una diretta corrispondenza con l'abbondanza misurabile nella corona solare, negli strati immediatamente sotto troviamo la cromosfera, una regione dove le temperature raggiungono i 10.000 K, qui elementi con diversi potenziali di prima ionizzazione (FIP) si differenziano, i campi magnetici spingono prima gli elementi con un basso FIP come magnesio, silicio e ferro, e questa impronta si ritrova negli spettri dei SEP graduali. Altre differenze riguardano: la distribuzione angolare, dato che le linee di campo magnetico giocano un ruolo fondamentale nel guidare le particelle espulse, l'intensità dei SEP dipende da quanto "bene" è magneticamente connesso il satellite che fa le misure rispetto alla sorgente; emissioni di segnali radio sono un'altra impronta utile per distinguere i due tipi di eventi. I fasci di elettroni che si propagano rapidamente lungo le linee di campo aperte stimolano le onde di Langmuir nel plasma locale, la frequenza di oscillazione di queste onde $\omega_p = \sqrt{n_e}$ diminuisce rapidamente con l'aumentare della distanza dal Sole dove la densità del plasma n_e è più bassa, questa variazione è misurabile a terra come un breve segnale radio di

tipo III a questi si associano i SEP impulsivi, l'emissione prodotta invece dalle onde d'urto che si propagano con le CME si dice essere di tipo II, sono più lunghe e la frequenza diminuisce lentamente, in accordo con i meccanismi fisici dei SEP graduali.

1.2 Spettri in energia dei SEP

Arriviamo ora alla distinzione più rilevante per questa tesi, ovvero la differenza tra i due eventi SEP in termini di spettri. Lo spettro è definito come la distribuzione del numero di particelle in funzione della loro energia, è la grandezza più importante per estrarre informazioni sulla fisica di questi meccanismi ma soprattutto per le stime della dose. Uno spettro è definito nel seguente modo

$$J(E) = \frac{dN}{dEdAdtd\Omega} \quad (1.1)$$

ovvero il numero di particelle dN che attraversa un'area dA in un tempo dt e in un angolo solido $d\Omega$ con energia compresa tra E ed $E + dE$. In prima approssimazione lo spettro ci dice quante particelle ci sono a una determinata energia e come cambia questa distribuzione, una formula approssimativa che descrive gli spettri dei SEP è la seguente:

$$J(E) \propto E^{-\gamma} e^{-E/E_c} \quad (1.2)$$

dove γ è detto l'indice spettrale per descrivere la pendenza dello spettro, E_c è l'energia di cut-off che indica dove lo spettro inizia a decadere esponenzialmente. I SEP impulsivi come abbiamo accennato dipendono da flare, riconnessioni magnetiche localizzate, tempi di accelerazione rapidi, forte selezione magnetica e quindi spettri più duri, tipicamente γ è compreso tra 1.5-3 con cut-off a energie basse. Al contrario i SEP graduali sono noti per i loro spettri più morbidi, con γ che può superare 4 e cut-off a energie più alte ($> 100\text{MeV}$). Questo spettro riflette l'accelerazione continua sulle grandi scale dello spazio interplanetario, dove le particelle vengono accelerate più lentamente e possono raggiungere energie più elevate prima di essere espulse nello spazio. Come accennato un primo tentativo (anni '60-'70) utilizzato per descrivere gli spettri dei SEP è quello di usare leggi di potenza pure con l'aggiunta di cut-off esponenziali per spiegare i decadimenti

ad alte energie. Esistono principalmente due modelli scelti dalla comunità scientifica per descrivere la maggior parte dei SEP, e sono anche i due modelli utilizzati per l’analisi di questa tesi. La prima forma funzionale è basata modello Ellison-Ramaty (1985) [3], il quale deriva dalla teoria dell’accelerazione diffusiva da shock, un meccanismo di fermi al primo-ordine che descrive molto bene la fisica dei SEP associati a CME:

$$\Phi_{E-R}(E) = AE^{-\gamma}e^{-E/E_r} \quad (1.3)$$

È una legge di potenza modulata da un esponenziale, A è il fattore di normalizzazione, γ è l’indice spettrale e E_r è l’energia di *rollover*. Questo modello viene tipicamente utilizzato per descrivere eventi SEP alle alte energie ($> 80\text{MeV}$). Il secondo modello introdotto da Band et al.(1993) [1] era stato originariamente sviluppato per descrivere spettri di gamma-ray burst, ma negli anni è stato adottato come modello empirico che meglio descrive la maggior parte degli spettri SEP su ampi range energetici:

$$\Phi_{Band}(E) = \begin{cases} AE^{-\gamma_a}e^{-E/E_0} & E < (\gamma_b - \gamma_a)E_0 \\ AE^{-\gamma_b}[(\gamma_b - \gamma_a)E_0]^{(\gamma_b - \gamma_a)}e^{(\gamma_a - \gamma_b)} & E \geq (\gamma_b - \gamma_a)E_0 \end{cases} \quad (1.4)$$

è una doppia legge di potenza con quattro parametri liberi, la normalizzazione A , due indici spettrali, γ_a per le basse energie e γ_b per le alte energie e un termine di transizione $(\gamma_b - \gamma_a)E_0$, questa forma permette di descrivere un transizione ”smooth”, tipicamente a decine o centinaia di MeV, tra le due regioni di energie. Chiaramente esistono molti altri modelli e persino una versione ”combined” che unisce E-R con Band, gli eventi SEP reali sono spesso sovrapposti tra loro e sono il risultato di molteplici processi di accelerazione, inoltre il meccanismo di trasporto interplanetario introduce ulteriori cambiamenti. Tutto questo si traduce in correlazioni tra i parametri durante il fit e grandi incertezze. Per lo scopo di questo elaborato, questi due modelli sono sufficienti per descrivere la maggior parte dei SEP.

1.3 Dose e danni da radiazione per missioni spaziali

Le particelle energetiche in ambiente interplanetario possono avere un profondo impatto sulle performance e sulla longevità dell’elettronica a bordo delle sonde spaziali. Gli effetti

della radiazione sono classificati in due macro categorie:

- Effetti cumulativi: riguardano il danno provocato dal passaggio di molteplici particelle. Includono la *Total ionizing dose (TID)* e *Displacement damage dose (DDD)*.
- Effetti singoli: risultato del passaggio di una singola particella ad alta energia. Possono alterare temporaneamente o permanentemente il funzionamento di componenti elettriche ad esempio il memory upset, quando un bit di memoria cambia valore 0-1. Ricadono sotto la categoria di *Single events effect (SEE)*.

1.3.1 Total Ionizing Dose

Alla base della maggior parte dei componenti elettronici troviamo il transistor MOS (metal-on-silicon), sono dispositivi che sfruttano la fisica dei semiconduttori, applicando piccole tensioni si possono controllare i flussi di corrente tra il *source* e il *drain* come mostrato in figura:

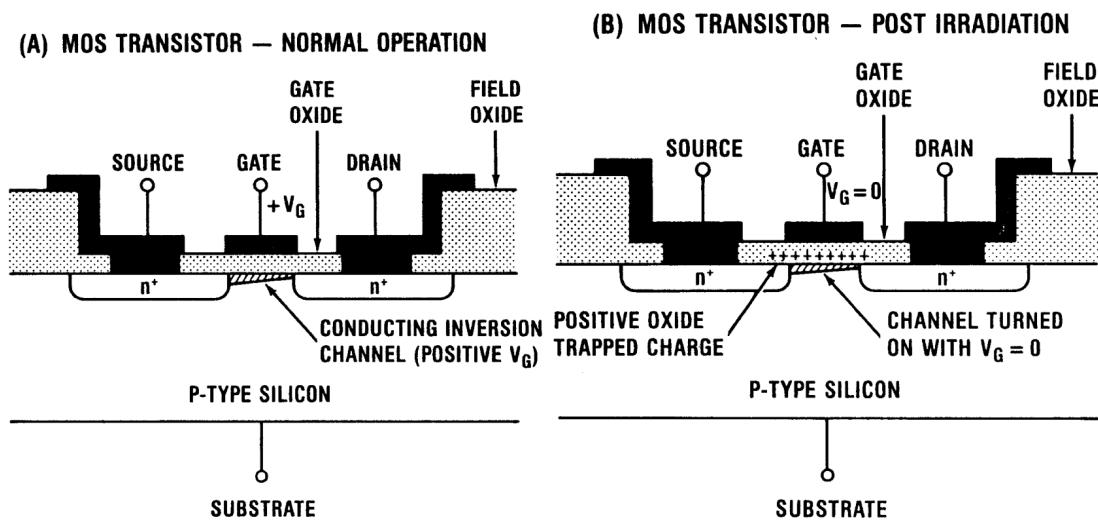


Figura 1.2: Schema di un transistor MOS con aumento di carica sull’ossido di gate indotta da radiazione esterna: a) operazione normale b) post irradiazione. Immagine adattata da "Basic Mechanisms of TID and DDD Response in MOS and Bipolar Microelectronics - Timothy R. Oldham" [5].

Quando della radiazione ionizzante passa per il dispositivo la sua energia può strappare elettroni dagli atomi di silicio, creando così delle lacune di carica positiva che si accumu-

lano e rimangono intrappolate nello strato di ossido del gate. Questo accumulo di cariche positive intrappolate prende il nome di *Total Ionizing Dose (TID)*, quando le cariche sono abbastanza il transistor può danneggiarsi permanentemente e rimanere bloccato nello stato ON. La *TID* è definita come la quantità di energia depositata in un materiale da radiazione ionizzante, ha come unità di misura il Gray (Gy):

$$\text{TID} = \frac{E_{dep}}{m} \quad [(Gy) = 1J/Kg]$$

Per mitigare i danni di questa radiazione tipicamente si costruiscono le componenti dei circuiti con *Radiation hardness-by-design techniques (RHBD)*, ad esempio l'utilizzo di materiali con ampio band-gap come il carburo di silicio (SiC) o l'arsenico di gallio (GaAs). Un altro approccio è quello di schermare accuratamente le componenti più sensibili con materiali che riducono drasticamente la fluenza di particelle incidenti. L'alluminio è storicamente il materiale più utilizzato per le schermature di sonde spaziali dove peso e costi dettano le scelte progettuali. Lo spessore della schermatura viene espresso in unità di g/cm², ad esempio 1 cm di alluminio ha una densità di 2.7 g/cm³ e quindi uno spessore equivalente di 2.7 g/cm². Per missioni interplanetarie spessori di alluminio da 5 a 10 g/cm² sono sufficienti a schermare la maggior parte dei protoni da eventi SEP. In uno studio del 2021 Dobynede et al.[2] hanno dimostrato che esiste un minimo locale nella dose efficace per schermature di alluminio, superare 30 g/cm² porta a un aumento della dose accumulata a causa della produzione di particelle secondarie; quando particelle ad alta energia interagiscono con materiali ad alto numero atomico Z possono produrre particelle come neutroni che sono altamente penetranti, aumenta così il rischio di danni alle componenti.

2. Dati e analisi spettrale

[Paragrafo introduttivo al capitolo] L’obiettivo principale di questa tesi è quello di partendo dall’analisi spettrale di 8 eventi SEP riuscire a stimare la *Total Ionizing Dose (TID)* che l’elettronica di una sonda modello riceverebbe durante una tipica missione di 6 mesi verso Marte. L’idea è quella di utilizzare spettri da SEP reali per stimare, tramite simulazione con software di trasporto SR-NIEL, la dose risultante dietro una schermatura; costruire una funzione di trasferimento dose-fluenza $D(F)$ calibrata sugli eventi scelti e infine utilizzare questa funzione di trasferimento per stimare, con il modello probabilistico SAPPHIRE, il contributo dei soli eventi SEP alla dose cumulativa totale per la missione; il tutto in relazione alla schermatura della sonda, alla durata del transito e alla fase del ciclo solare.

2.1 Procedura sistematica

Nel seguente capitolo viene descritta la procedura sistematica applicata a ciascuno dei 8 SEP selezionati. Si articola in tre fasi: una descrizione dei dati e dei metodi di pulizia, il calcolo della fluenza integrata, il fit spettrale e infine una tabella riassuntiva con i risultati ottenuti, i quali verranno poi utilizzati per la fase successiva ovvero il calcolo della dose con SR-NIEL.

2.1.1 Fase 1: Raccolta dati e preprocessing

Come punto di partenza sono stati scelti 8 eventi SEP: AUG 1972, OCT 1989, OCT 2003, JAN 2005, JUL 2012, SEP 2017, OCT 2021 e MAY 2024. Questi rappresentano alcuni tra i più studiati dei rispettivi cicli solari. Il sole è noto per attraversare periodi di massima attività alternati a periodi di quiete su un ciclo di circa 11 anni.

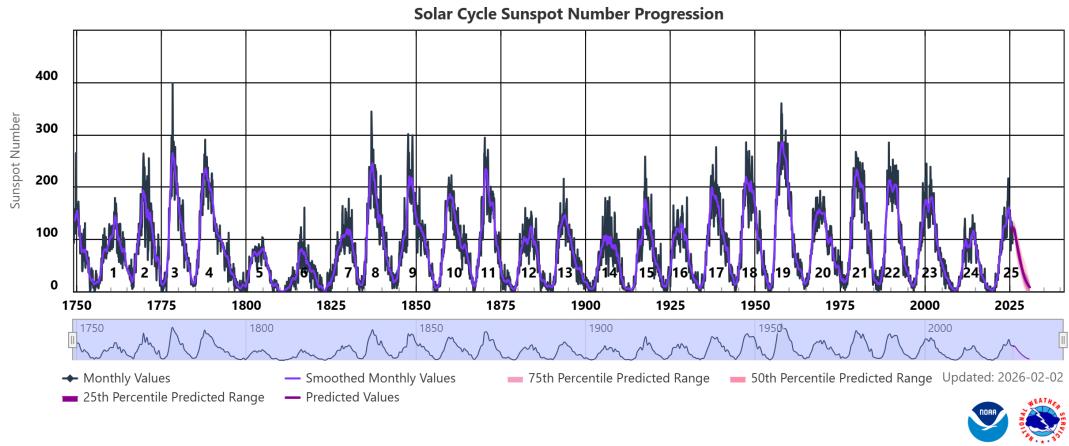


Figura 2.1: Ciclo solare misurato con progressione del numero di macchie solare, Immagine adattata da NOAA-Space Weather Prediction Center.

Ci sono molte differenze tra i vari cicli solari ed è una distinzione tutt’altro che perfettamente simmetrica ma in generale è noto che durante periodi di massima attività solare si verificano più eventi SEP e più intensi. Alcuni tra questi sono stati scelti in quanto rappresentativi del *Worst-case scenario*, ovvero l’evento più intenso del rispettivo ciclo solare, questi vengono spesso utilizzati come riferimento per le stime di dose in fase di mission design, AUG 1972, OCT 1989 e OCT 2003 sono lo standard sempre presente in letteratura, anche per questo sono stati scelti, in modo da poter confrontare i risultati ottenuti.

2.1.2 Fase 2: Calcolo fluenza

Per ciascuno di questi 8 eventi sono stati scaricati i dati di flussi differenziali protonici da satelliti come GOES (EPS/HEPAD), ACE (EPAM), STEREO (LET/HET) e IMP-8, tramite principalmente 2 portali, il primo è il sito della Nasa ”OMNIWeb” che raccoglie dati in formato standardizzato da molteplici missioni; il secondo è il catalogo SEPEM Reference Data Set v3.0 (RDS v3.0), un database realizzato dall’agenzia spaziale europea (ESA) che raccoglie dati di eventi SEP dal 1973 fino ad oggi. I satelliti utilizzati hanno detector che misurano i protoni in vari canali energetici, il range energetico varia da pochi KeV fino al GeV. I dati scaricati sono stati puliti secondo la seguente procedura:

- Ricampionamento temporale standard per tutti calcolando media su intervallo $\Delta t=30$ min per ridurre rumore da fluttuazioni statistiche.
- Selezione di un intervallo temporale di quiete, tipicamente da 5-15 giorni nel periodo precedente all'evento, per stimare il fondo di rumore strumentale e il contributo dei GCR sempre presenti.
- Definizione evento: sul periodo di background si calcola la media μ e la deviazione standard σ , secondo un metodo proposto da Whitman et al. [8] si definisce soglia di attivazione:

$$\Phi_{\text{thr}} = \mu + 3\sigma$$

Si sottrae il background e si applica una selezione per la soglia:

$$\Phi_{\text{net}}(t) = \begin{cases} \Phi_{\text{raw}}(t) - \mu & \text{se } \Phi_{\text{raw}}(t) \geq \Phi_{\text{thr}} \\ 0 (\text{NaN}) & \text{altrimenti} \end{cases}$$

questo permette di mitigare artefatti strumentali e flussi non statisticamente significativi nel calcolo della fluenza.

Si calcola la fluenza per ciascun canale energetico integrando nel tempo:

$$F = \int_{t_1}^{t_2} \Phi(E) dt$$

dove $\Phi(E)$ è il flusso differenziale in unità [$\text{p}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\text{MeV}^{-1}$], dt è l'intervallo di campionamento in secondi tra due misure consecutive, t_1 e t_2 sono i tempi di inizio e fine dell'evento. Per ogni canale k , si sommano i flussi netti per l'intera durata dell'evento:

$$F_k = \sum_i \Phi_{\text{net},k}(t_i) \cdot \Delta t$$

Il risultato è appunto la fluenza differenziale totale F_k in unità [$\text{p}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\text{MeV}^{-1}$]. A ciascun canale energetico si associa l'energia efficace $E_{eff}[\text{MeV}]$, questo valore può essere o la media geometrica dei due estremi del canale $E_{eff} = \sqrt{E_{min} \cdot E_{max}}$, oppure quando disponibile si usa il valore riportato nelle tabelle di calibrazione dei sensori. Per quanto riguarda le incertezze sulla fluenza sono due i principali contributi:

- Errore sistematico: costante su tutto il canale e proviene dalle calibrazioni dei sensori e si applica al valore di F_k misurato, tipicamente $\sigma_{sys} = 10 - 30\%$ tiene conto delle efficienze geometriche e delle cross-calibrazioni tra sensori diversi.
- Errore statistico: conteggi discreti del numero di particelle contate aggiungono l'errore poissoniano $\sigma_{stat} = \sqrt{F_k}$, tipicamente trascurabile per fluenze elevate.

L'errore totale è dato dalla somma in quadratura dei due:

$$\sigma_{tot} = \sqrt{\sigma_{sys}^2 + \sigma_{stat}^2}$$

Per ogni punto spettrale ci sono poi le barre d'errore orizzontale sui canali energetici, definite in questo modo:

$$\sigma_{low} = |E_{eff} - E_{min}| \quad \sigma_{high} = |E_{max} - E_{eff}|$$

2.1.3 Fase 3: FIT spettrale

Dopo aver calcolato la fluenza integrata si combinano i risultati da strumenti diversi, nella maggior parte dei casi: ACE/EPAM per le basse energie e GOES/EPS/HEPAD per le alte energie, se nel raccordo tra i due strumenti ci sono delle discrepanze si applicano dei fattori di correzione per allineare i due spettri, questo verrà descritto meglio nel capitolo successivo. Una volta costruito lo spettro combinato per un dato evento, si esegue un fit con i due modelli E-R e la Band function. Il fit viene eseguito in spazio logaritmico per gestire meglio il salto di circa 8 ordini di grandezza; si usa l'algoritmo di Levenberg-Marquardt per funzioni non lineari, l'algoritmo minimizza il chi-quadro pesato:

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^N \left(\frac{\log_{10} F_k - \log_{10} \Phi(E_k; \mathbf{p})}{\sigma_{log,k}} \right)^2$$

e per i parametri si utilizzano dei vincoli fisici per la convergenza del fit. Gli errori in spazio logaritmico sono:

$$\sigma_{log,k} = \frac{\sigma_{F_k}}{F_k \cdot \ln(10)}$$

La correlazione tra parametri della Band function non consente la semplice propagazione lineare degli errori. Si salva dunque la matrice di covarianza ottenuta dal fit e per propagare gli errori si sfrutta un campionamento Monte Carlo parametrico. La matrice di covarianza viene prima stabilizzata, dopo averla simmetrizzata si impone che tutti gli autovalori siano positivi in modo che la matrice sia definita positiva, questo è necessario per poter campionare da una distribuzione normale multivariata. La procedura per ottenere gli intervalli di confidenza è la seguente:

- Si generano 1000 set di parametri da una distribuzione multivariata normale

$$\mathbf{p}^{(j)} \sim \mathcal{N}(\hat{\mathbf{p}}, \mathbf{C}_{\text{stab}}), \quad j = 1, \dots, 1000$$

dove $\hat{\mathbf{p}}$ sono i parametri migliori ottenuti dal fit e \mathbf{C}_{stab} è la matrice di covarianza stabilizzata.

- Per ogni set generato di parametri si ricalcola lo spettro su una griglia discreta di 500 punti equispaziati in spazio logaritmico, per standardizzare la procedura per tutti 8 i SEP è stato scelto un range energetico da 0.05 a 1000 MeV:

$$\Phi^{(j)}(E_i) = \text{SpectralModel}(E_i; \mathbf{p}^{(j)}) \quad i = 1, \dots, 500$$

- per ogni punto della griglia si calcola l'intervallo di confidenza e la statistica:

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{med}}(E_i) &= \text{mediano} \left\{ \Phi^{(j)}(E_i) \right\}_{j=1}^{1000} \\ \Phi_{16}(E_i) &= \text{percentile}_{16} \left\{ \Phi^{(j)}(E_i) \right\}, \quad \Phi_{84}(E_i) = \text{percentile}_{84} \left\{ \Phi^{(j)}(E_i) \right\} \end{aligned}$$

Si ottengono dunque tre spettri, uno per la mediana Φ_{med} , più robusta della media rispetto ai possibili outlier generati, e due per i limiti di confidenza $[\Phi_{16}, \Phi_{84}]$, si costruisce una tabella energia e fluenza (E, Φ) con Φ [$\text{p}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\text{MeV}^{-1}$] ed energia E in [MeV]. Questi risultati vengono esportati in SR-NIEL per il calcolo della fluenza residua dietro la schermatura di alluminio. Infine usando lo spettro differenziale dal miglior fit si calcolano le fluenze integrali omnidirezionali, ovvero la fluenza totale di particelle con energia maggiore di una certa soglia E_0 , integrando numericamente con il metodo dei trapezi su una griglia discreta (5000 punti equispaziati in spazio logaritmico da 0.05 a 1000 MeV):

$$J(>E_0) = 4\pi \int_{E_0}^{\infty} \Phi(E) dE$$

Le soglie tipicamente utilizzate nella fisica dei SEP sono $E_0 = 10, 30, 60, 100, 500$ MeV, questi valori di fluenza integrale vengono poi utilizzati per costruire la funzione di trasferimento dose-fluenza D(F) nel Capitolo 4.

2.2 Analisi 8 SEP

[piccola intro] Nel seguente capitolo vengono presentati i risultati dell’analisi spettrale appena descritta per ciascuno dei 8 eventi selezionati, alla fine viene presentata una tabella riassuntiva dei risultati ottenuti.

2.2.1 Agosto 1972

L’evento SEP di Agosto 1972 è il prototipo del *Worst-case scenario* per le missioni spaziali, nello studio di King et al. (1974) viene mostrato come questo evento sia estremamente anomalo rispetto agli altri eventi del ciclo solare 20, è probabilmente il più inteso mai registrato negli ultimi anni. Vari studi riportano la presenza di incompletezza nei dati probabilmente a causa di saturazione dei sensori, per questo motivo per questo evento a differenza degli altri, sono stati presi i parametri dello spettro riportati in un dataset da Raukunen et al.[6]:

Tabella 2.1: Parametri spettrali per GLE 24 di Agosto 1972

GLE	$J_0(p/cm^2)$	$\Delta J_0(p/cm^2)$	γ_1	$\Delta \gamma_1$	γ_2	$\Delta \gamma_2$	$R_0(GV)$	$\Delta R_0(GV)$
24	6.47×10^{10}	7.50×10^9	0.87	0.01	7.95	0.42	7.13×10^{-2}	1.00×10^{-3}

la scelta di includere comunque questo evento senza rifare l’analisi dati da zero è giustificata dal fatto che questo evento è per l’appunto il riferimento standard per le stime di dose, e rappresenta il caso estremo peggiore da includere. Questi parametri sono stati ottenuti da un fit con la Band function e le incertezze sono stimate variando i parametri di interesse mantenendo gli altri fissi ai loro *best-fit values*. In questo caso lo spettro è

parametrizzato con la rigidità R anziché l'energia cinetica, questo è tipico di molti cataloghi SEP. La rigidità è definita come $R = \frac{p}{Ze}$ dove p è il momento della particella, Z il numero atomico e e la carica di un elettrone. Per protoni la conversione tra rigidità R in GV (giga-volt) e energia cinetica E in MeV è data dalla seguente formula:

$$R = \sqrt{(E^2 + 2Em)} \cdot 10^{-3}$$

m rappresenta la massa del protone, 938.272 MeV. Per ricostruire lo spettro differenziale in energia si usa la regola della catena per le derivate:

$$\frac{dJ}{dE} = -\frac{dJ}{dR} \cdot \frac{dR}{dE}$$

in questa formula $-\frac{dJ}{dR}$ è la derivata della Band function integrale e $\frac{dR}{dE}$ è la derivata della formula di conversione tra rigidità ed energia. Questo dà lo spettro omnidirezionale già integrato su angolo solido di 4π sr. Di seguito in Figura 2.2 viene riportato lo spettro differenziale ricostruito diviso per l'angolo solido 4π per coerenza con gli spettri.

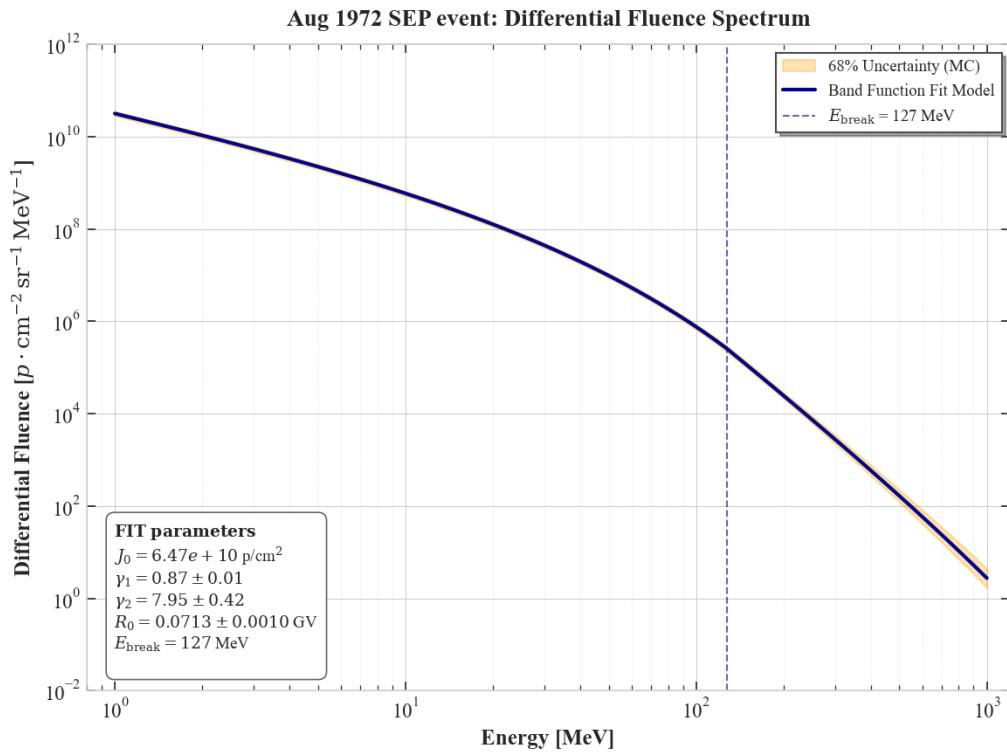


Figura 2.2: Spettro differenziale per l'evento di Agosto 1972.

Successivamente sono state calcolate le fluenze integrali, i risultati sono riportati nella seguente tabella:

Soglia	Calcolata (cm^{-2})	Jiggens (2018) (cm^{-2})	King (1974) (cm^{-2})	Note
$> 10 \text{ MeV}$	5.30×10^{10}	1.96×10^{10}	2.25×10^{10}	$\sim 2.4 \times$ King
$> 30 \text{ MeV}$	7.85×10^9	8.42×10^9	8.10×10^9	buon accordo
$> 60 \text{ MeV}$	1.38×10^9	2.58×10^9	2.45×10^9	$\sim 0.6 \times$ King
$> 100 \text{ MeV}$	2.57×10^8	—	5.50×10^8	$\sim 0.5 \times$ King
$> 500 \text{ MeV}$	2.17×10^5	—	—	—

Tabella 2.2: Fluenze integrali calcolate per l'evento di Agosto 1972 (GLE 24) dalla Band function (Raukunen et al. 2018), confrontate con i valori di King (1974) e Jiggens et al. (2014, dati IMP-5).

2.2.2 Ottobre 1989

2.2.3 Ottobre 2003

2.2.4 Gennaio 2005

2.2.5 Luglio 2012

2.2.6 Settembre 2017

2.2.7 Ottobre 2021

2.2.8 Maggio 2024

2.3 Tabella riassuntiva: risultati

- AUG 1972

- OCT 1989

- OCT 2003

- JAN 2005
- JUL 2012
- SEP 2017
- OCT 2021
- MAY 2024

3. Calcolo della dose SR-NIEL

3.1 Modello simulazione SR-NIEL

3.2 Geometrie e modello della sonda

Il modello rappresentativo della sonda spaziale e della sua elettronica è costruito con schermatura (Al) + strato di silicio (Si) nel quale si calcola la dose. Per lo strato di schermatura si studiano due geometrie: una planare e una sferica. In entrambi i casi si assume una schermatura di alluminio con spessore $X = 3.7\text{cm}$ che fornisce uno spessore equivalente di 10g/cm^2 , il quale rappresenta un valore medio utilizzato per le sonde interplanetarie. Lo spettro di fluenza incidente viene propagato attraverso la schermatura e il codice SR-NIEL resistuisce la fluenza residua $\Phi_{res}(E)$

3.3 Propagazione delle incertezze

3.4 Risultati dosi stimate

Calcoli dose e propagazione incertezze Modello shielding planare e sferico utilizzati per sonda

4. Funzione di trasferimento

4.1 Funzione dose-fluenza D(F)

4.2 Influenza della metrica

5. Stime della dose per la missione

5.1 Modelli probabilistici SEP

5.2 Parametri missionistici

5.3 Simulazioni SAPPHIRE

5.4 Validazione con missioni reali

[9]

6. Conclusioni e miglioramenti

Sintesi dei risultati ottenuti confronto SEP vs GCR Punti critici di queste stime Possibili miglioramenti generali per il lavoro di Tesi

Bibliografia

- [1] D. Band et al. «BATSE Observations of Gamma-Ray Burst Spectra. I. Spectral Diversity». In: *The Astrophysical Journal* 413 (1993), pp. 281–292. DOI: 10.1086/172995.
- [2] M. I. Dobynde et al. «Beating 1 Sievert: Optimal Radiation Shielding of Astronauts on a Mission to Mars». In: *Space Weather* 19.9 (2021). DOI: 10.1029/2021SW002749.
- [3] Donald C. Ellison e Reuven Ramaty. «Shock Acceleration of Electrons and Ions in Solar Flares». In: *The Astrophysical Journal* 298 (1985), pp. 400–408.
- [4] NASA. *NASA Official Website*. 2024. URL: <https://science.nasa.gov/>.
- [5] Timothy R. Oldham. *Basic Mechanisms of TID and DDD Response in MOS and Bipolar Microelectronics*. DSFG, Inc, NASA Goddard, Radiation Effects e Analysis Group, 2012, p. 3.
- [6] Osku Raukunen et al. «Two solar proton fluence models based on ground level enhancement observations». In: *J. Space Weather Space Clim.* 8.A04 (2018). DOI: 10.1051/swsc/2017031.
- [7] Donald V. Reames. *Solar Energetic Particles: A Modern Primer on Understanding Sources, Acceleration and Propagation*. Springer, 2020, p. 7.
- [8] K. Whitman et al. «A Statistical Study of Solar Particle Events in Flux and Dose». In: (2018). URL: <https://ntrs.nasa.gov/citations/20180006658>.
- [9] C. Zeitlin, D. M. Hassler, F. A. Cucinotta et al. «Measurements of Energetic Particle Radiation in Transit to Mars on the Mars Science Laboratory». In: *Science* 340.6136 (2013), pp. 1080–1084. DOI: 10.1126/science.1235989.

A. Appendice

Materiale aggiuntivo, formule, grafici supplementari.