

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PERUGIA

Dipartimento di Fisica e Geologia

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea Triennale

**Sviluppo di un portale online per il
monitoraggio della radiazione cosmica e
dell'attività solare**



Relatori:

Dott. Nicola Tomassetti

Dott. Matteo Duranti

Candidato:

David Pelosi

Anno Accademico 2018/2019

Indice

1	Introduzione	1
2	L'eliosfera e l'attività solare	3
2.1	Il ciclo di attività solare le Macchie solari	3
2.2	Flares ed eventi solari	4
2.3	L'eliosfera e il vento solare	5
2.4	Campo magnetico solare	6
2.4.1	Modello di Parker	7
2.5	Corrente eliosferica diffusa e angolo di tilt	8
2.6	Misurazioni dei parametri solari e interplanetari	9
3	I raggi cosmici nell'eliosfera	11
3.1	Le sorgenti dei raggi cosmici	11
3.2	Esperimenti e misure di Raggi Cosmici	12
3.3	Neutron monitor	13
3.4	Composizione e spettro di energia	14
3.5	Variazioni temporali	15
3.6	Propagazione dei raggi cosmici nell'Eliosfera	16
3.7	Equazione di trasporto	16
3.7.1	Drift	18
3.7.2	Diffusione	18
3.7.3	Decelerazioni adiabatiche	19
3.8	La derivazione di Gleeson-Axford	19
3.9	Soluzione dell'equazione di Parker	20
3.10	Approssimazione Force-Field	20
3.11	Limiti del modello Force-Field	22
4	Stima "real time" del flusso di raggi cosmici	24
4.1	Il tasso di conteggi dei neutron monitor	24
4.2	Il cutoff geomagnetico	24
4.3	La funzione di risposta	25
4.4	Il flusso di raggi cosmici in alta atmosfera	27
4.5	La ricostruzione di Usoskin del potenziale ϕ	27
4.5.1	Normalizzazione dei conteggi dei neutron monitor	27
4.5.2	Ricostruzione del potenziale di modulazione	29
4.6	Estensione della ricostruzione di Usoskin	29
4.7	Calcolo del flusso dei protoni	31

5 Heliophysics Virtual Observatory	34
5.1 Contesto e motivazioni	34
5.2 Implementazione e specifiche	34
5.2.1 Script	36
5.2.2 JSROOT	37
5.3 Le sezioni di HVO	37
5.3.1 Macchie Solari	38
5.3.2 Campo magnetico solare e angolo di tilt	39
5.3.3 Velocità del vento solare e densità dei protoni del vento	40
5.3.4 Neutron monitor e calcolo real time del flusso di protoni	40
6 Conclusioni	43
A Rigidità magnetica	45
B Parametrizzazione del flusso interstellare locale (LIS)	47
Riferimenti bibliografici	49

Elenco delle figure

2.1	Numero di macchie solari giornaliere dal 1950 al 2020. Evidente il ciclo undecennale dell'attività solare [6].	4
2.2	Rappresentazione grafica della struttura dell'eliosfera e le sue componenti principali: il Sole, il vento solare, lo shock di terminazione, l'elioguaina e l'eliopausa	5
2.3	Velocità del vento solare in relazione alla elio-latitudine, in fase di attività solare minima (sinistra), massima (centro) e ancora minima (destra). In basso sono riportati i corrispondenti valori di macchie solari smoothed (nero) e angolo di tilt (rosso). [Fonte: Southwest Research Institute and Ulysses Data Archive]	6
2.4	A sinistra: schematizzazione di una linea di campo magnetico solare che attraversa la terra. A destra: la struttura a spirale del campo magnetico solare e la sua dipendenza dalla velocità del vento solare.	8
2.5	Rappresentazione grafica della corrente eliosferica diffusa, e della sua estensione dal Sole (al centro) fino alle regioni più lontane dello spazio interplanetario.	8
2.6	Rappresentazione delle missioni spaziali che formano HSO (<i>Heliophysics System Observatory</i>). Fonte: NASA.	10
3.1	L'esperimento Alpha Magnetic Spectrometer (AMS-02) sulla Stazione Spaziale Internazionale	12
3.2	Mappa degli esperimenti di rivelazione di raggi cosmici ad alta energia. Gli esperimenti in orbita effettuano misure dirette di particelle cosmiche. Gli esperimenti a terra effettuano misure indirette di raggi cosmici attraverso la rivelazione di particelle secondarie prodotte dai raggi cosmici in atmosfera.	13
3.3	La rete mondiale dei neutron monitor.	14
3.4	Abbondanze degli elementi dall'idrogeno ($Z = 1$) al Nickel ($Z = 28$) nei raggi cosmici (linea rossa) confrontate con le abbondanze nel sistema solare (area blu), relative al carbonio ($Z = 6$). Le differenze maggiori si hanno con i nuclei del gruppo Li-Be-B ($Z = 3 - 5$): questi elementi sono praticamente assenti nel sistema solare o nelle stelle, ma risultano molto abbondanti nei raggi cosmici, perché vengono prodotti dalle loro collisioni con la materia interstellare [25].	14
3.5	Flusso totale dei raggi cosmici in funzione dell'energia. Lo spettro esibisce un andamento a legge di potenza $\sim E^\gamma$ per molti ordini di grandezza, sebbene l'indice spettrale γ mostri leggeri cambi di pendenza (si veda Eq. (3.3)). Le tre regioni colorate indicano le regioni energetiche di influenza solare (giallo), galattica (azzurro) ed extragalattica (rosa). Nella regione di influenza solare, come si vedrà, il flusso dei raggi cosmici varia apprezzabilmente nel tempo.	15

3.6	Misura dell'evoluzione temporale del flusso di protoni (a) e di elio (b) condotta dall'esperimento AMS-02 nel periodo 2011-2017. I dati di AMS-02 sono confrontati con le misure di protoni effettuate dalla sonda SOHO (a), con i tassi di conteggio del neutron monitor di Oulu (c) e con il corrispondente numero mensile di macchie solari (d).	16
3.7	Flusso di raggi cosmici in funzione dell'energia misurato da vari esperimenti (BESS, PAMELA, AMS-02) ad epoche differenti. Risulta evidente l'effetto della modulazione solare e di come esso agisca in funzione dell'energia [13].	17
3.8	A) Soluzione numerica dell'equazione di trasporto 1D in approssimazione steady-state (linea continua), soluzione approssimata Force-Field (linea tratteggiata) e soluzione Convection-Diffusion (punti) per il flusso di protoni nell'eliosfera, con $r_b = 90$ AU, $V = 400$ km/s e $\phi=407$ MV. Le intensità sono amplificate di un fattore $\sqrt{10}$ [23]. B) Flusso dei protoni cosmici in funzione del tempo misurato dall'esperimento PAMELA a differenti valori della rigidità R in confronto con il modello Force-Field (linea azzurra). Come si nota, l'accordo tra modello e dati sperimentali peggiora al decrescere della rigidità.	23
4.1	Mappa della rigidità di soglia geomagnetica P_c . Il valore di P_c dipende da latitudine e longitudine, variando da circa 0.1 GV (blu) fino a circa 18 GV (rosso) [8].	25
4.2	Tassi di conteggio mensili di alcune stazioni di neutron monitor: OULU (Oulu, Finlandia), JUNG (Jungfrauoch, Svizzera), NEWK (Newark, USA) e APTY (Apatity, Russia). Vista la dipendenza dalla yield function Y e dal cutoff geomagnetico P_c , si nota come i tassi di conteggio per le diverse stazioni cambino sebbene l'andamento temporale presenti le stesse variazioni [6].	26
4.3	Dipendenza della funzione di risposta Y dall'energia E dei raggi cosmici, per neutron monitor di tipo NM64 situati al livello del mare. La dipendenza è mostrata per protoni Y_p e per nuclei di elio (particelle alfa) Y_α [4] [12].	26
4.4	Flussi di raggi cosmici per protoni e particelle alfa misurati dagli esperimento AMS-01 (A) e NMSU (B). Le curve rappresentano i migliori fit eseguiti con il modello Force-Field. I risultati ottenuti sono $\phi_A = 530 \pm 15$ MV e $\phi_B = 1350 \pm 25$ MV [17].	28
4.5	Valori dei parametri k e R_0 (in tabella N_0) ottenuti dal fit per le yield function (DFL82) e (CD00) [17].	29
4.6	Conteggi di particelle $R_{st}(\phi, P_c)$ (nel grafico N_{st}) misurate da un neutron monitor in funzione del potenziale di modulazione ϕ e del cutoff geomagnetico locale P_c [17].	30
4.7	Ricostruzione di Usoskin del potenziale di modulazione $\phi(t)$, ad intervalli temporali mensili, dal 1964 al 2011.	30
4.8	In alto: potenziale di modulazione di Usoskin, ricostruito mensilmente secondo la procedura descritta in Sect. 4.5, dal 1964 al 2011. In mezzo: tasso di conteggi della stazione OULU (Oulu, Finlandia) nello stesso periodo. In basso: tasso di conteggi della stazione NEWK. Si nota come l'evoluzione temporale di ϕ sia anticorrelato con il tasso di conteggi [6].	31
4.9	Diagrammi di dispersione $\phi(t)$ vs $R(t)$ per le stazioni di Oulu (a sinistra) e Newark (a destra). Per entrambe le stazioni, la relazione di anticorrelazione tra ϕ e $R(t)$ è stata descritta attraverso Eq.(4.9).	32

4.10	Flusso di protoni in funzione dell'energia cinetica nello spazio interstellare (LIS, linea tratteggiata) e flusso modulato in approssimazione Force-Field utilizzando il potenziale di modulazione ϕ corrispondente a due differenti epoche: massimo solare (Gennaio 2004, blu) e minimo solare (Gennaio 2010, rosso). Il calo di intensità mostra chiaramente l'effetto della modulazione solare. Ai fini del calcolo dei flussi, la ricostruzione di ϕ è condotta utilizzando i dati della stazione di Oulu (sinistra) e di quella di Newark (a destra)	33
5.1	La <i>homepage</i> del portale HVO.	35
5.2	Esempio di script in Python per l'estrazione dei dati da Neutron Monitor DataBase [19].	36
5.3	A) Codice ROOT per la creazione del file Neutron.root contenente il grafico del tasso di conteggi delle stazioni di NM. B) Codice HTML, con integrazione di script JSROOT, per la visualizzazione online dei grafici salvati nel file Neutron.root.	37
5.4	La selezione manuale, implementata nel portale HVO, permette la selezione di specifici intervalli temporali. In Figura sono mostrati i valori dell'angolo di tilt nel periodo (13/5/2009 - 13/5/2020). I pulsanti evidenziati permettono il download del file ROOT (contenente gli oggetti grafici in formato .root) e la possibilità di estrarre l'immagine del plot ottenuto in formato png.	38
5.5	Grafici nel numero giornaliero (sinistra) e mensile (destra) di macchie solari, dal 1950 al 2020, estratti da HVO [6]. A destra è anche riportato il cosiddetto numero mensile di macchie "smoothed" calcolato come in Eq.2.2.	38
5.6	Sinistra: ricostruzione mensile (27 giorni) dell'angolo di tilt della corrente eliosferica diffusa, estratto da HVO. I valori, catalogati dal 1976 vengono ricostruiti secondo il modello classico (L) e il modello radiale (R), si veda Sez. 5.3.2. Destra: intensità del campo magnetico solare nell'emisfero Nord (N), Sud (S), valore medio ($Avg = (N - S)/2$) e corrispondenti valori "smoothed", dal 1976 al 2020. Entrambi i grafici sono estratti da HVO. I dati provengono dall'osservatorio Wilcox.	39
5.7	Grafici relativi ai valori della velocità del vento solare e alla sua densità estratti da HVO. Si veda Sez. 5.3.3.	40
5.8	Esempio applicativo dell'interfaccia client per tasso di conteggio di NM e corrispondente calcolo del flusso di protoni cosmici basato sul modello Force-Field di Sez. 3. A) Interfaccia client in cui è possibile selezionare le stazioni di NM (nell'esempio, sono selezionate OULU, NEWK, e APTY), l'energia, e l'intervallo temporale per l'implementazione del modello. B) i tassi di conteggio dei NM selezionati nell'intervallo temporale scelto. C) il potenziale di modulazione $\phi(t)$ ottenuto dai dati di NM attraverso l'impiego del modello implementato in Sez. 4.6. D) I flussi "real-time" dei protoni cosmici in alta atmosfera per l'energia di riferimento selezionata (nell'esempio $E = 1$ GeV) ottenuto dall'equazione 4.11 per le varie stazioni di NM selezionate.	41
5.9	Sinistra: diagramma di dispersione tra tasso di conteggio mensile del neutron monitor di OULU e il numero di macchie solari nel periodo 1/1/1970 - 1/1/2000. Evidente l'anticorrelazione tra le 2 grandezze. Destra: diagramma di dispersione tra potenziale di modulazione ϕ , ottenuto dall'equazione 4.9, e il numero di macchie solari nel medesimo periodo. Evidente la correlazione tra le 2 grandezze. Tutti i dati sono stati estratti da HVO.	42
B.1	Rapporto tra il flusso dei protoni misurato da Voyager 1 e P^γ ($\gamma = -2$). La curva in rosso è ottenuta dall'equazione B.3 [2].	48

Capitolo 1

Introduzione

La presente tesi si inserisce nelle discipline dell'eliofisica e della meteorologia spaziale. Essa affronta lo studio dei fenomeni che avvengono sul Sole o nell'Eliosfera e che si propagano nello spazio interplanetario fino alla Terra, anche producendo effetti che interessano la vita dell'uomo e ne condizionano le attività. Un'attività di importanza cruciale, nell'ambito della meteorologia spaziale, è quella di collezionare sistematicamente le osservazioni, interpretarle, e predisporre le predizioni. Nello specifico, l'obiettivo di questo lavoro di tesi consiste nell'ideazione e lo sviluppo di un portale online finalizzato al monitoraggio della radiazione cosmica e dell'attività solare. La rilevanza di tale lavoro è duplice. Da una parte, come si vedrà, la disponibilità di dati "multicanale" (di varie tipologie, provenienti da differenti missioni o esperimenti) è essenziale al fine di effettuare analisi astrofisiche e investigazioni teoriche dei processi di trasporto della radiazione cariche nell'eliosfera. Studi di questo tipo sono finalizzati alla comprensione dei fenomeni solari, eliosferici e galattici, in particolare i meccanismi di trasporto o accelerazione di particelle energetiche nei plasmi astrofisici.

D'altra parte, l'esigenza di ottenere misure di radiazione in tempo reale e in aggiornamento continuo è di vitale importanza ai fini della programmazione ed esecuzione di missioni spaziali interplanetarie. Uscendo dal campo magnetico terrestre, la radiazione diviene il principale rischio per la salute degli astronauti e per la strumentazione elettronica di controllo. La radioprotezione nello spazio rappresenta dunque un argomento di crescente attualità in vista, ad esempio, dei futuri programmi spaziali relativi alle missioni su Marte ed alla colonizzazione del Sistema Solare, in particolare della Luna. Per entrambi gli ambiti di rilevanza, risulta dunque necessario lo sviluppo di modelli numerici efficaci che possano essere utilizzati per effettuare predizioni realistiche del flusso di particelle cariche energetiche e della sua evoluzione temporale.

La tesi si articola come segue.

Il secondo capitolo, "*L'Eliosfera e l'attività solare*" fornisce una descrizione del ciclo solare, dei fenomeni energetici che avvengono sul sole, e principali indicatori usati per il monitoraggio dell'attività solare. Nel capitolo viene anche fornita una descrizione della struttura globale dell'eliosfera: dal vento solare al suo campo magnetico, alla corrente eliosferica diffusa.

Il terzo capitolo, dedicato a "*I raggi cosmici nell'eliosfera*", presenta l'origine e le proprietà principali di queste particelle e approfondisce i meccanismi fisici della loro propagazione nell'Eliosfera. In particolare viene presentata la derivazione del modello "Force-Field", il modello utilizzato in questo lavoro di tesi. Nel capitolo vengono inoltre descritte le misure di radiazione cosmica rilevanti ai fini dell'investigazione eliofisica, effettuate sia da esperimenti nello spazio sia attraverso i rivelatori di neutroni a terra.

Il quarto e il quinto capitolo riportano i contributi originali e di ricerca di questa tesi. Nel quarto capitolo, "*Stima "real time" del flusso di raggi cosmici*", viene dapprima presentata la procedura completa di calibrazione e modellizzazione dei tassi di conteggio mensili dei monitor di neutroni.

Viene poi esposta la semplice procedura ideata e implementata al fine di ottenere una valutazione real time e sempre aggiornata del flusso dei protoni cosmici in alta atmosfera. A questo proposito, è stato implementato il modello di modulazione Force-Field in combinazione con i dati dei neutron monitor provenienti da varie stazioni.

Nel quinto capitolo, “*Heliophysics Virtual Observatory*” viene presentata la piattaforma web HVO sviluppata in questo lavoro di tesi. HVO è stata realizzata ai fini del monitoraggio in tempo reale dei fenomeni fisici descritti nel corso della tesi; fenomeni relativi, quindi, alle condizioni variabili del Sole, dello spazio interplanetario, e della radiazione carica. I dati raccolti in HVO provengono da esperimenti nello spazio o osservatori terrestri: in questo senso si tratta di un osservatorio "virtuale". Nella piattaforma HVO è stato inoltre implementato il calcolo in tempo reale dei flussi dei raggi cosmici, in funzione del tempo e dell'energia, con varie opzioni di scelta da parte dell'utente. Gli aspetti applicativi, le funzionalità e i vari contenuti della piattaforma HVO vengono illustrati in dettaglio nel capitolo. Nel sesto capitolo si riportano le conclusioni e i possibili sviluppi futuri di questo lavoro.

Capitolo 2

L'eliosfera e l'attività solare

Il sole è una tipica stella ordinaria della nostra Galassia, che non esibisce peculiarità in termini di massa o luminosità. Sorgente fondamentale di energia, garantisce le condizioni della vita sulla Terra. Inoltre, data la sua vicinanza, il sole è un oggetto unico per lo studio dettagliato dei fenomeni stellari o galattici. Lo strato più esterno dell'atmosfera solare, la corona, è un plasma caldo e ionizzato che si espande a velocità supersoniche nello spazio esterno. In particolare l'eliosfera, la regione di spazio in cui il sole esercita la propria influenza e in cui è contenuto il nostro sistema planetario, rappresenta un laboratorio per lo studio dei plasmi, delle radiazioni, e dei campi magnetici, in condizioni che risulterebbero impossibili da realizzare nei laboratori terrestri. La fisica del plasma eliosferico, che coinvolge problemi di turbolenza, trasporto di radiazione, accelerazione di particelle, ha assunto un ruolo importante nell'astrofisica moderna sia per la comprensione di una vasta classe di fenomeni naturali sia per motivi più contingenti riguardanti l'influenza dell'attività solare sulla terra e nello spazio. La disciplina per il monitoraggio e la previsione sull'ambiente spaziale prende il nome di Meteorologia Spaziale o, più comunemente, Space Weather.

2.1 Il ciclo di attività solare le Macchie solari

Osservando il Sole con opportuni filtri, è possibile trovare sulla sua superficie le caratteristiche macchie fotosferiche, aree ben definite che appaiono più scure rispetto al resto della fotosfera a causa della loro temperatura più bassa. Sono le cosiddette macchie solari, o *sunspots*: strutture di intensa attività magnetica, nelle quali la convezione risulta bloccata dal forte campo magnetico che le costituisce ($B \approx 2000 - 3000 \text{ G}$). Ciò riduce il trasporto di energia dalle regioni interne più calde alla superficie. La diminuzione della temperatura superficiale (circa 4000 K rispetto ai 5700 K della fotosfera) causa una diminuzione dell'emissività luminosa; pertanto le sunspots appaiono scure. Le macchie solari più grandi possono estendersi anche per migliaia di chilometri, ed alcune sono più grandi della Terra. Sebbene esistano testimonianze di osservazioni da parte di astronomi cinesi del I secolo a.C., le macchie solari vennero osservate per la prima volta (in Occidente) da Galileo Galilei nel 1610.

Le macchie solari appaiono e scompaiono continuamente dalla superficie del sole; pertanto il loro numero non è costante nel tempo. La scoperta della periodicità del numero di macchie solari si deve a Heinrich Schwabe nel 1844, che usava come indicatore il numero di gruppi di macchie solari. Nel 1849 Johann Rudolf Wolf introdusse un nuovo parametro (noto come *International SunSpot Number*) definito come

$$R = k(10g + n), \tag{2.1}$$

dove g è il numero di gruppi di sunspots, n è il numero di sunspots individuali e k un fattore correttivo che dipende dall'osservatore stesso. R è il miglior indicatore dell'attività solare, vista l'ampia raccolta dati su di esso. Tradizionalmente, il numero di sunspots viene riportato in formato giornaliero, mensile, annuale o smoothed. Per *R-smoothed* si intende la media pesata dei valori mensili di 13 mesi, dal sesto mese precedente al sesto mese successivo:

$$R_{\text{smoothed}} = \frac{1}{12} \sum_{i=-6}^6 p_i R_i, \quad (2.2)$$

con $p_i = 1$ escluso i valori estremali per cui $p_{-6,6} = \frac{1}{2}$. I grafici in Figura 2.1 mostrano il ciclo di circa 11 anni del numero di macchie solari e di conseguenza dell'attività solare.

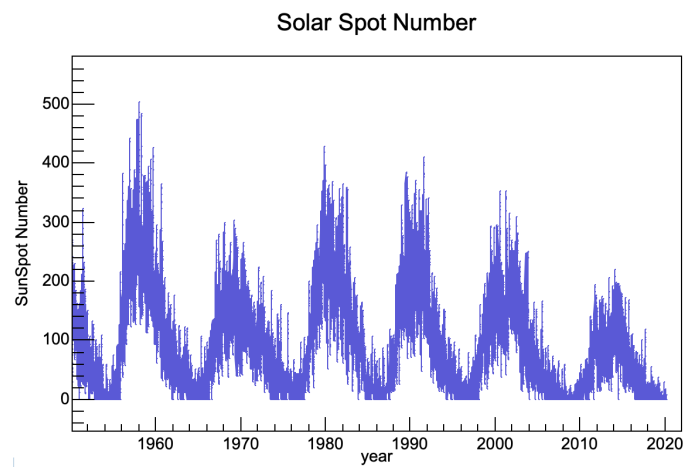


Figura 2.1: Numero di macchie solari giornaliere dal 1950 al 2020. Evidente il ciclo undecennale dell'attività solare [6].

La comprensione circa l'origine del ciclo solare fu possibile solo alla scoperta del magnetismo solare, dovuta a Hale nel 1908. Questo permise anche la formulazione delle due leggi empiriche di Hale secondo le quali le macchie si formano sempre in coppie di polarità magnetica opposta, la polarità delle coppie di macchie si inverte da un ciclo al successivo, dando luogo ad un ciclo complessivo di circa 22 anni, detto ciclo di Hale. Si parla dunque di ciclo solare toutcourt, o di attività solare, riferendosi alla variazione undecennale del numero di macchie solari. Si parla invece di ciclo magnetico o polare riferendosi alla variazione completa del campo magnetico solare, che avviene in un periodo di 22 anni, pari quindi a due cicli solari.

2.2 Flares ed eventi solari

Tra le manifestazioni evidenti dell'attività solare, i cosiddetti flares solari (o brillamenti) sono tra i fenomeni più intensi ed energetici osservati sul sole. Un flare è un processo rapido di emissione, della durata tipica di poche ore, accompagnato dallo sviluppo di intensi campi magnetici (dell'ordine di $0.5 T$) e dall'emissione di una grande quantità di energia nell'ambiente circostante (fino a $10^{26} J$). Parte di questa energia viene convertita in calore, cioè nel riscaldamento del plasma coronale e talvolta nell'espulsione di questo plasma, che viene immesso nel vicino mezzo interplanetario.

Tale fenomeno prende il nome di espulsione di massa coronale (CME). Parte dell'energia è invece trasferita alle particelle cariche, che vengono accelerate ad alte energie. Durante l'accelerazione, le particelle intrappolate nei campi magnetici della corona solare producono un'intensa emissione di radiazione elettromagnetica, osservabile nella banda UV e X. Le particelle infine possono sfuggire e propagarsi nello spazio interplanetario, fino a raggiungere la Terra o altre regioni dell'Eliosfera, causando le cosiddette tempeste magnetiche responsabili di forti disturbi alle comunicazioni radio. Gli eventi di emissioni di particelle vengono detti Solar Energetic Particle events (SEP). I SEP contribuiscono alla radiazione energetica carica presente nell'Eliosfera, costituendo una componente aggiuntiva (di origine solare) rispetto al flusso di raggi cosmici (principalmente di origine galattica).

Un altro fenomeno legato agli eventi solari, in questo caso a CME, è l'effetto Forbush (*Forbush decrease*). Successivamente ad un'espulsione di massa coronale, viene rivelata sulla Terra una rapida diminuzione dell'intensità del flusso dei raggi cosmici galattici (cfr. Sez 3.1), che torna alla normalità in pochi giorni. Le particelle energetiche emesse in questi fenomeni sono anche le prime responsabili delle aurore polari. I flares solari sono eventi difficili da predire. La frequenza e l'intensità con cui essi si verificano tuttavia varia seguendo il ciclo di attività solare: quando il Sole è molto attivo, cioè durante i periodi di massimo solare, si osserva circa un evento al giorno. Quando il Sole è quieto, e in particolare nelle fasi di minimo solare, i flares sono rari e sporadici. Il numero mensile di flares risulta quindi positivamente correlato con il numero di macchie solari. Lo studio della radiazione emessa da questi fenomeni è di grande importanza per le valutazioni di rischio nelle missioni spaziali e per le comunicazioni radio sulla Terra.

2.3 L'eliosfera e il vento solare

L'*eliosfera* è la bolla di plasma generata dal vento solare ed immersa nel mezzo interstellare. Una rappresentazione grafica della sua struttura è data in Figura 2.2. La parte esterna del Sole, nota

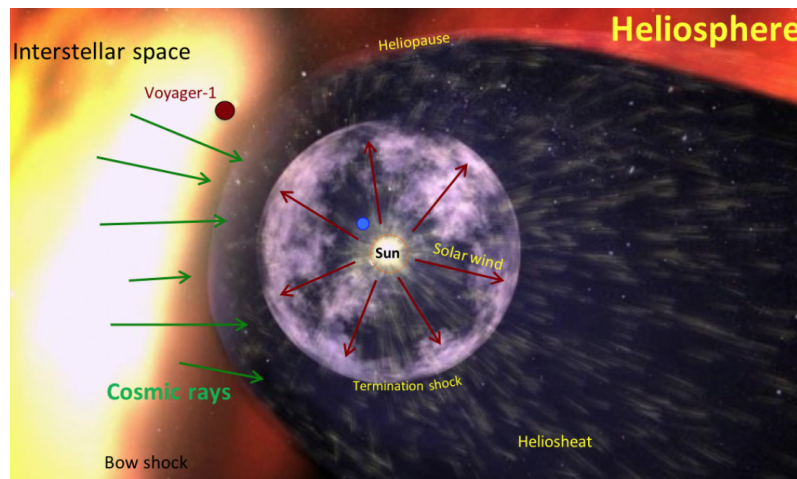


Figura 2.2: Rappresentazione grafica della struttura dell'eliosfera e le sue componenti principali: il Sole, il vento solare, lo shock di terminazione, l'elioguaina e l'eliopausa

come corona, è formata da un plasma che raggiunge temperature di circa un milione di gradi. L'instabilità, dovuta alla pressione del gas degli strati più interni, provoca un flusso di plasma magnetizzato rilasciato nello spazio interplanetario e noto come *vento solare*. Tale fenomeno, oggi

descritto come espansione adiabatica della corona, è stato scoperto agli inizi degli anni '50 osservando il moto delle code delle comete. Il vento solare si espande in direzione radiale ad una velocità media di circa 400 km/s, esercitando pressione sul mezzo interstellare. L'interazione tra vento solare e mezzo interstellare genera lo *shock di terminazione*, posto alla distanza di circa $r = 80 - 90$ AU dal Sole⁽¹⁾, in cui il vento solare rallenta improvvisamente raggiungendo velocità subsoniche di circa 120 km/s. Esternamente allo shock di terminazione inizia la cosiddetta *elio-guaina*, la regione esterna dell'eliosfera in cui il vento solare è molto compresso e turbolento a causa della sua interazione con lo spazio interstellare, ma continua ad espandersi verso l'esterno lentamente. La velocità del vento solare si annulla completamente in corrispondenza dell'*eliopausa*, la regione in cui la pressione del vento solare è bilanciata da quella del mezzo interstellare. Per *eliosfera* ci si riferisce all'intera regione di spazio racchiusa dall'eliopausa. Le osservazioni delle sonde Voyager suggeriscono che l'eliopausa sia posta ad una distanza di circa 120 AU. Tuttavia la sua forma potrebbe essere fortemente asimmetrica, distorta a causa della pressione del mezzo interstellare sull'eliosfera. Inoltre il vento solare non è uniforme né costante nel tempo. Come osser-

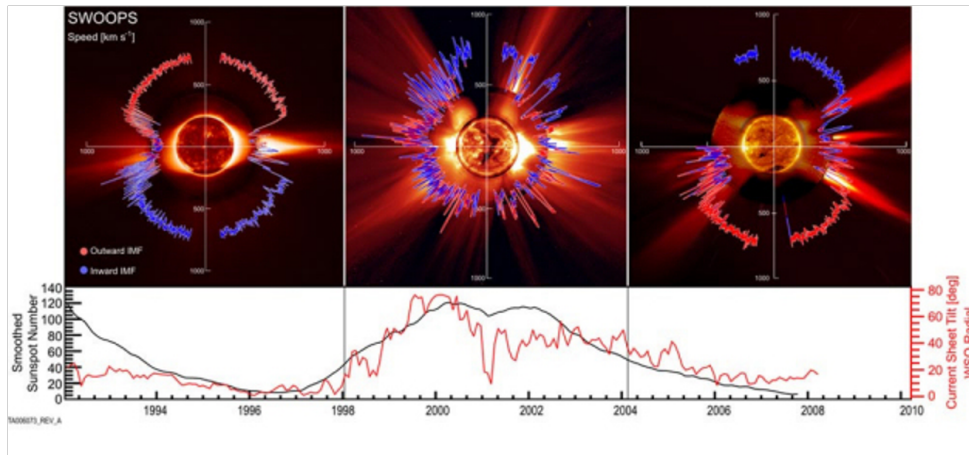


Figura 2.3: Velocità del vento solare in relazione alla elio-latitudine, in fase di attività solare minima (sinistra), massima (centro) e ancora minima (destra). In basso sono riportati i corrispondenti valori di macchie solari smoothed (nero) e angolo di tilt (rosso). [Fonte: Southwest Research Institute and Ulysses Data Archive]

vato dalla sonda Ulysses in Figura 2.3, la velocità radiale del vento solare mostra una dipendenza dalla latitudine. In aggiunta, il profilo della velocità del vento solare cambia nel tempo, così come il suo campo magnetico, al variare del ciclo di attività solare.

2.4 Campo magnetico solare

Il vento solare consiste principalmente di protoni ed elettroni, ma è presente una percentuale non trascurabile (5-20%) di particelle alfa. Tuttavia la carica media è zero. Le cariche elettriche libere rendono il plasma un ottimo conduttore di elettricità e per il teorema di Alfvén il campo magnetico risulta "congelato" all'interno di esso. Ne deriva che il campo magnetico solare si estende a tutto

⁽¹⁾1 AU = 149 598 875 km che corrisponde alla distanza media Terra-Sole.

lo spazio interplanetario raggiunto dal gas coronale. Dunque le linee del campo magnetico seguono le traiettorie delle particelle del vento solare.

2.4.1 Modello di Parker

Assumendo che il Sole ruoti con velocità angolare ω e che il vento solare si trovi in una condizione di stazionarietà i.e. la velocità radiale delle particelle V sia costante e indipendente dalla distanza dal Sole r , il campo magnetico solare \vec{B} assume la caratteristica forma a spirale di Archimede. Sotto queste approssimazioni, la posizione del SW può essere individuata da

$$\begin{cases} \varphi = -\omega t + \varphi_0 \\ r = r_0 + Vt \end{cases} \Rightarrow r = r_0^{(2)} - \frac{V}{\omega}(\varphi - \varphi_0), \quad (2.3)$$

che rappresenta proprio l'equazione della spirale in coordinate polari. Dall'equazione di Maxwell $\nabla \cdot \vec{B} = 0$, in coordinate sferiche, la componente radiale B_r del campo risulta

$$\frac{1}{r^2} \frac{d(r^2 B_r)}{dr} = 0 \Rightarrow B_r(r, \theta, \varphi) = B_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2, \quad (2.4)$$

dove B_0 è una costante. Dato che le linee del campo mantengono una traiettoria a spirale come descritto in (2.3), si può scrivere:

$$\frac{B_\varphi(r, \theta, \varphi)}{B_r(r, \theta, \varphi)} = \frac{V_\varphi}{V} = -\frac{\omega r \sin \theta}{V}, \quad (2.5)$$

dove V è la velocità radiale costante del SW e V_φ è la velocità azimutale del SW. Il termine $\sin \theta$ tiene conto della dipendenza della velocità dalla latitudine θ . Dalle equazioni (2.4) e (2.5) discende che la componente azimutale di \vec{B} risulta

$$B_\varphi = -B_0 \frac{\omega r_0^2}{V r} \sin \theta, \quad (2.6)$$

mentre la B_θ è nulla.

Definendo Ψ l'angolo tra la direzione del campo magnetico e la direzione radiale in un punto (Figura 2.4), si ha

$$\tan \Psi = -\frac{\omega r \sin \theta}{V}, \quad (2.7)$$

Pertanto si ottiene l'equazione di Parker [21] per il campo magnetico

$$\vec{B} = B_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 (\vec{e}_r - \tan \Psi \vec{e}_\varphi) \quad (2.8)$$

Ai confini dell'eliosfera $\Psi \approx 90^\circ$ mentre in prossimità della Terra $\Psi \approx 45^\circ$. L'intensità del campo B dipende dalla distanza r secondo la formula

$$B = B_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \sqrt{1 + (\tan \Psi)^2} \quad (2.9)$$

Il valor medio del campo è dell'ordine di 10^{-5} G ⁽³⁾.

⁽²⁾ $r_0 = r_S = 0.005$ AU

⁽³⁾ 1 G = 10^{-4} T

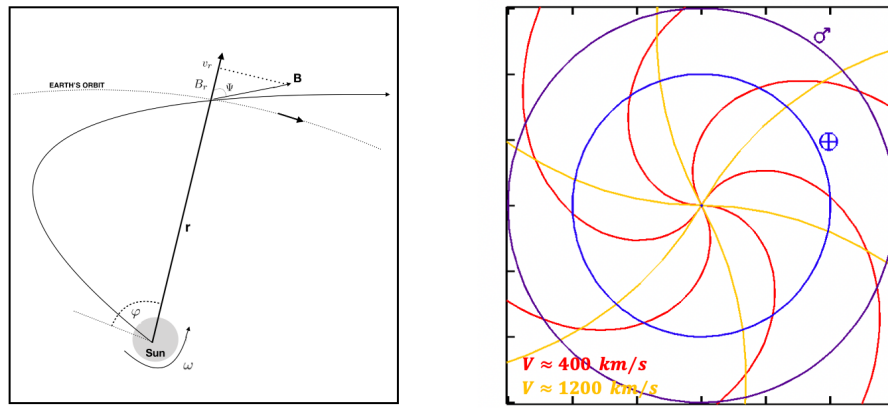


Figura 2.4: A sinistra: schematizzazione di una linea di campo magnetico solare che attraversa la terra. A destra: la struttura a spirale del campo magnetico solare e la sua dipendenza dalla velocità del vento solare.

2.5 Corrente eliosferica diffusa e angolo di tilt

La polarità del campo magnetico nell'emisfero nord del Sole è opposta a quella dell'emisfero sud. Inoltre nord e sud magnetici si scambiano tra loro ogni 11 anni circa, cioè il campo magnetico solare si inverte, in corrispondenza del massimo di ogni ciclo solare. Quando la polarità è ben definita, le linee di campo magnetico escono dal Nord magnetico e rientrano nel sud magnetico, propagandosi nell'eliosfera. Le linee aperte di campo magnetico caratterizzate da polarità opposta sono divise da un sottile foglio noto come *heliospheric current sheet*, o corrente eliosferica diffusa. Questo foglio attraversa tutta l'eliosfera, dividendo i due emisferi magnetici, ed è attraversato da una debole corrente di particelle cariche, guidate dal moto di drift lungo le linee di campo. La forma

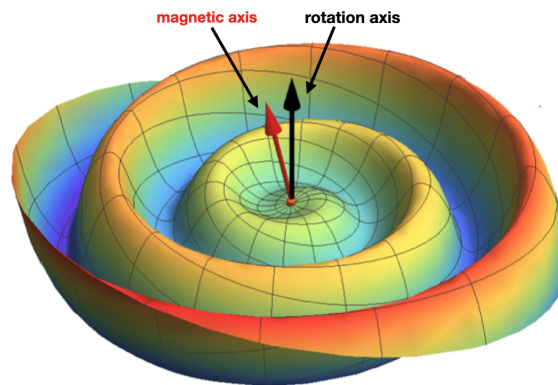


Figura 2.5: Rappresentazione grafica della corrente eliosferica diffusa, e della sua estensione dal Sole (al centro) fino alle regioni più lontane dello spazio interplanetario.

La forma della corrente eliosferica diffusa è rappresentata in Figura 2.5. Essa risulta dall'influenza del campo magnetico in rotazione del plasma, di forma spiraleggiante, in combinazione con l'inclinazione

dell'asse magnetico rispetto all'asse di rotazione del sole. Questo tilt produce una spirale ondulata la cui dinamica è analoga a quella della gonna di una ballerina durante il moto di piroetta. La frequenza con cui ondeggia è data dalla frequenza di rotazione del sole, di 27 giorni. Quindi la corrente eliosferica diffusa attraversa la Terra ogni 27 giorni. L'ampiezza delle sue onde è data invece dall'estensione dell'angolo di inclinazione, il cosiddetto "tilt angle", il quale varia nel tempo seguendo il ciclo solare. Quindi la forma della corrente eliosferica cambia nel tempo. Durante le fasi di minimo solare, l'angolo di tilt è ridotto ($\lesssim 10^\circ$) e la corrente eliosferica è quindi molto piatta. Nelle fasi di massimo il tilt raggiunge inclinazioni molto elevate ($\gtrsim 80^\circ$), e la corrente eliosferica risulta fortemente increspata, fino al momento dell'inversione magnetica in cui il campo magnetico è fortemente turbolento e disorganizzato. Il valore dell'angolo di tilt della corrente eliosferica diffusa è un buon indicatore dell'attività solare, analogamente al numero mensile di macchie, e dello stato magnetico dello spazio interplanetario. Per un confronto tra i due indicatori, si veda anche Figura 2.3.

2.6 Misurazioni dei parametri solari e interplanetari

I dati relativi ai fenomeni solari e interplanetari descritti nei paragrafi precedenti provengono da osservatori terrestri, esperimenti in orbita su satellite e missioni interplanetarie. La parte interna dell'eliosfera è stata ben studiata dalla missione SOHO, ed è ora studiata dalla missione NASA Parker Solar Probe (lanciata nel 2018) e dall'osservatorio ESA Solar Orbiter (lanciato nel 2020). Il profilo spaziale della velocità del vento solare e la sua composizione sono stati mappati dalla missione Ulysses, dal 1990 al 2009. L'interazione tra vento solare e mezzo interstellare è stata studiata dalla sonda IBEX. Molte osservazioni relative al vento solare, come l'evoluzione temporale della velocità o della densità (cfr. 5.3.3) sono state condotte anche dalle missioni ISEE-3, WIND e ACE, lanciate nel periodo tra il 1978 e il 1997.

Lo shock di terminazione è stato attraversato e misurato *in situ* dalle sonde interplanetarie Pioneer 10 e 11, e dalle missioni Voyager 1 e 2. In particolare le missioni Voyager, dopo essersi spinte oltre l'orbita di Plutone hanno fornito importanti informazioni circa l'estensione e le proprietà delle regioni esterne dell'eliosfera come lo shock di terminazione, l'elioguaina, l'eliopausa, e lo spazio interstellare vicino.

Oltre a quelle qui menzionate, ci sono molte altre missioni che hanno permesso una conoscenza profonda dell'attività solare, dei fenomeni ad essa associati, e dei relativi parametri di interesse. Le agenzie spaziali NASA ed ESA hanno costruito negli anni una complessa rete di satelliti e sonde, operanti nello spazio, con lo scopo di comprendere la struttura e la dinamica del sistema solare. Tale rete può essere pensata come un unico grande complesso osservatorio spaziale. A titolo di esempio, in Figura 2.6 viene rappresentata la rete di missioni NASA che costituisce il cosiddetto *Heliophysics System Observatory*.

Molte osservazioni relative in prossimità della superficie solare vengono tuttavia condotte da osservatori terrestri. E' il caso dei dati relativi alle macchie solari (cfr. 5.3.1), all'intensità del campo magnetico solare e l'angolo di tilt della corrente eliosferica diffusa (cfr. 5.3.2), derivanti da una serie di osservazioni fotometriche effettuate presso il Wilcox Solar Observatory (Santa Clara, CA, USA) e dal *Royal Observatory of Belgium* (Bruxelles, Belgio). Questi osservatori assicurano il monitoraggio costante e continuativo della attività solare.

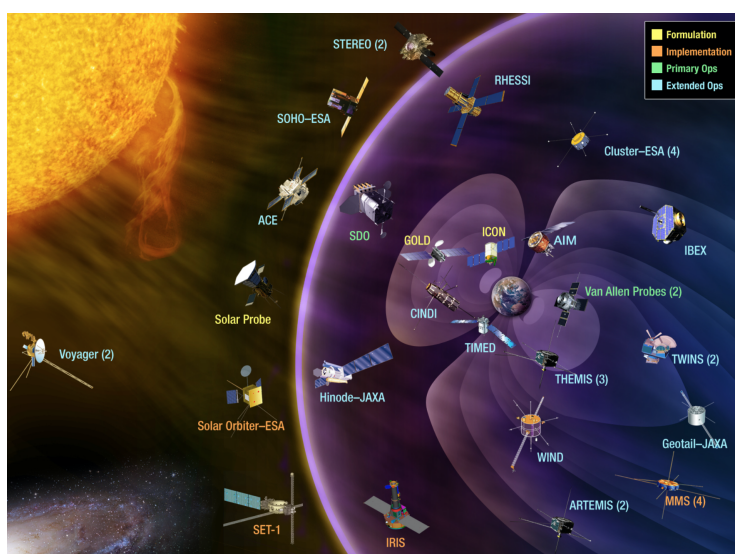


Figura 2.6: Rappresentazione delle missioni spaziali che formano HSO (*Heliophysics System Observatory*). Fonte: NASA.

Capitolo 3

I raggi cosmici nell'eliosfera

La Terra è investita da un flusso continuo di particelle composte per la maggior parte da protoni, particelle α o nuclei più pesanti, neutrini, elettroni liberi e perfino particelle di antimateria. Tutte queste particelle vengono incluse nella denominazione di raggi cosmici (RC). La loro origine è da ricercare nei fenomeni emissivi di stelle (tra cui il Sole), esplosioni di supernovae, stelle di neutroni, buchi neri e nuclei galattici attivi. I raggi cosmici primari (tout court raggi cosmici, in questa tesi) sono le particelle prodotte o accelerate nel mezzo interstellare; essi sono composti prevalentemente da protoni (quasi il 90%), nuclei di elio (circa il 10%) ed elementi più pesanti (circa l'1%) tra cui C, O e Fe i quali, a causa delle collisioni con il mezzo interstellare, generano nuclei più leggeri, come Li, Be e B (Figura 3.4) e rare componenti di antimateria. Quando i raggi cosmici primari attraversano l'atmosfera terrestre, questi si disintegrano a causa di interazioni nucleari con gli atomi dell'atmosfera (ossigeno, azoto), producendo una cascata di particelle più leggere, principalmente costituita da pioni, kaoni, elettroni, muoni, neutrini. Per raggi cosmici secondari, in questa tesi, ci si riferisce a quelle particelle prodotte dalle interazioni dei primari con l'atmosfera, e principalmente alla componente carica che raggiunge il suolo terrestre, i muoni.

3.1 Le sorgenti dei raggi cosmici

Si ritiene che i raggi cosmici che raggiungono il nostro pianeta siano principalmente di origine galattica, ma tra essi sono presenti anche componenti di origine solare (a basse energie) e di origine extra-galattica (ad altissime energie), di intensità molto deboli.

Circa l'origine galattica dei raggi cosmici, va ricordato come la comprensione dei meccanismi astrofisici di accelerazione di particelle non trova ad oggi una risposta definitiva. E' tuttavia noto che le onde di shock generate dalle esplosioni di supernove nella galassia possono accelerare efficientemente le particelle cariche, fino al range energetico del cosiddetto "ginocchio", $E \approx 10^{15} eV$. Anche i dati sull'abbondanza di elementi pesanti, così come le osservazioni di raggi gamma ad alte energie, orientano la scelta verso le supernovae considerate come miglior candidate. Un forte indizio a supporto è dato dall'osservazione di raggi gamma di alta energia provenienti dalle regioni del centro galattico. Un altro indizio è dato dalla presenza nei raggi cosmici di alcuni elementi quali il ferro, che viene prodotto nelle fasi finali del ciclo di supernova.

Si ritiene invece che la debole componente ultra-energetica dei raggi cosmici (con $E \gtrsim 10^{15} eV$) provenga da sorgenti extra-galattiche come nuclei galattici attivi (AGN), gamma ray bursts (GRB) o da stelle di neutroni ad intenso campo magnetico (magnetar).

Vi è evidenza, infine, che alle energie più basse ($\lesssim 10^8 eV$) vi sia una apprezzabile componente di origine solare, fortemente variabile nel tempo, emessa nelle potenti eruzioni di materia che

avvengono sulla superficie del Sole (si veda Sect. 2.2). I raggi cosmici di origine solare hanno energie tipicamente comprese tra i 10^7 e 10^{10} eV e si sovrappongono a quelli provenienti dallo spazio interstellare, dominanti. Va detto che in ogni caso, alle energie dell'ordine di $\sim 10^9$ eV o inferiori, la dinamica dei raggi cosmici è fortemente regolata dall'attività solare sia per particelle di origine solare (provenienti dal Sole) che di origine galattica (provenienti dallo spazio interstellare). Questi aspetti verranno approfonditi in dettaglio nei prossimi paragrafi.

3.2 Esperimenti e misure di Raggi Cosmici

Il monitoraggio costante dell'intensità dei raggi cosmici e la sua variazione del tempo, oltre ad una serie di altri parametri di interesse quali massa, carica ed energia, viene effettuata da diversi esperimenti. L'esperimento Alpha Magnetic Spectrometer AMS-02, ad esempio, è un rivelatore



Figura 3.1: L'esperimento Alpha Magnetic Spectrometer (AMS-02) sulla Stazione Spaziale Internazionale

di particelle di ultima generazione progettato per operare come modulo esterno sulla Stazione Spaziale Internazionale (ISS). Il progetto è stato presentato nel 1995 dal fisico delle particelle e premio Nobel per la fisica Samuel J. Ting, ed è stato lanciato dal Kennedy Space Center e installato sulla ISS nel Maggio 2011. AMS-02, che grazie alle recenti operazioni di sostituzione del sistema di raffreddamento potrà operare almeno fino al 2028, ha già raccolto più di 100 miliardi di eventi ed effettuato precise misurazioni dello spettro energetico e composizione nucleare dei raggi cosmici. Nella ISS è anche presente l'esperimento CALET, attivo dal 2011. Numerose misure sono state condotte su satellite, come lo spettrometro magnetico PAMELA, il telescopio Fermi-LAT, e il rivelatore DAMPE. Tutti questi esperimenti sono in grado di identificare la specie nucleare, l'energia e la direzione d'arrivo delle particelle cosmiche, e di effettuare misure continuative nel tempo dell'intensità di raggi cosmici. Nelle misure di raggi cosmici, la grandezza fisica principale è il flusso in funzione dell'energia:

$$J(E) = \frac{dN}{dE \cdot dt \cdot dS \cdot d\Omega} \quad (3.1)$$

Il flusso esprime quindi il numero di particelle per unità di area, angolo solido, tempo ed energia cinetica. Tipicamente, esso viene misurato in unità di $s^{-1} m^{-2} sr^{-1} GeV^{-1}$. Le misure di flusso condotte dagli esperimenti in orbita bassa si riferiscono ai raggi cosmici che arrivano sulla Terra, appena al di sopra dell'atmosfera terrestre, e quindi la loro misure sono riferite all'intensità dei di

raggi cosmici in prossimità della terra. Tuttavia, il flusso dei raggi cosmici è stato in parte misurato anche in regioni lontane dell'eliosfera, grazie a missioni interplanetarie a lungo termine come Ulysses o Voyager (Sect. 2.6). In particolare, dal 2012, la sonda spaziale Voyager-1 ha attraversato i confini dell'eliosfera, entrando nello spazio interstellare, fornendo quindi per la prima volta nella storia misure dirette dei raggi cosmici nello spazio interstellare (cioè non influenzati dall'attività solare). I dati collezionati dalle sonde Voyager, assieme a quelli ottenuti negli ultimi decenni da altre sonde spaziali come ACE, Ulysses, IMP-7/8, o SOHO, garantiscono futuri sviluppi nella comprensione della fisica del sistema solare e dei raggi cosmici. Esiste inoltre una serie di esperimenti

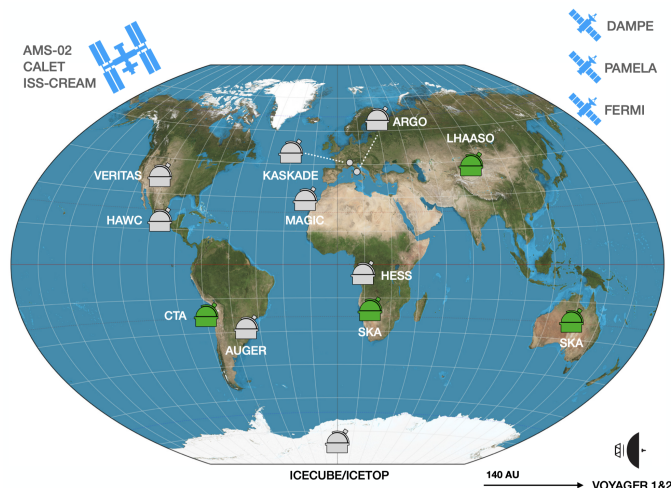


Figura 3.2: Mappa degli esperimenti di rivelazione di raggi cosmici ad alta energia. Gli esperimenti in orbita effettuano misure dirette di particelle cosmiche. Gli esperimenti a terra effettuano misure indirette di raggi cosmici attraverso la rivelazione di particelle secondarie prodotte dai raggi cosmici in atmosfera.

a terra dedicati allo studio dei raggi cosmici, come ARGO, KASCADE e AUGER. Questi esperimenti effettuano misure indirette di raggi cosmici attraverso la rivelazione di particelle secondarie, prodotte dalle cascate adroniche in atmosfera, e permettono la ricostruzione delle energie e direzioni di arrivo dei raggi cosmici primari. Questi esperimenti vengono utilizzati per misurare i raggi cosmici ad altissima energia, alle energie del ginocchio e superiori.

3.3 Neutron monitor

In aggiunta agli esperimenti visti sopra per la misura dei raggi cosmici, vi sono i monitor di neutroni (o *neutron monitor*, NM), che sono da 70 anni gli strumenti principali per studiare le variazioni temporali del flusso di raggi cosmici. La rete mondiale dei neutron monitor (NM), operativa dal 1951, è costituita da circa 50 stazioni situate in diversi punti del globo (Figura 3.3). Il funzionamento di un neutron monitor si basa sulle reazioni tra particelle cosmiche secondarie (adroni) e lo strato di piombo di cui lo strumento è costituito. L'interazione genera un numero di neutroni che vengono registrati dal rivelatore neutronico all'interno. I neutron monitor sono praticamente insensibili all'energia e alla composizione dei raggi cosmici primari. Tuttavia, i conteggi ottenuti da questi rivelatori rappresentano un ottimo indicatore del flusso totale dei raggi cosmici che raggiungono la Terra [3], e delle sue variazioni. I neutron monitor vengono usati per determinare variazioni

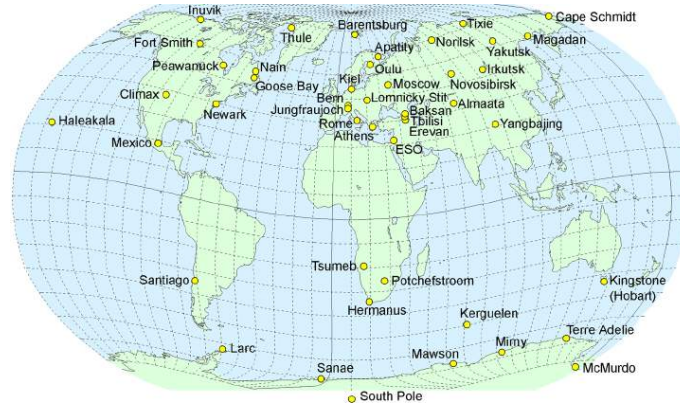


Figura 3.3: La rete mondiale dei neutron monitor.

temporali del flusso a varie scale temporali, dalle scale di qualche ora (ad esempio per studiare eventi SEP) fino a scale decennali (per studiare il ciclo solare o la modulazione dei RC).

3.4 Composizione e spettro di energia

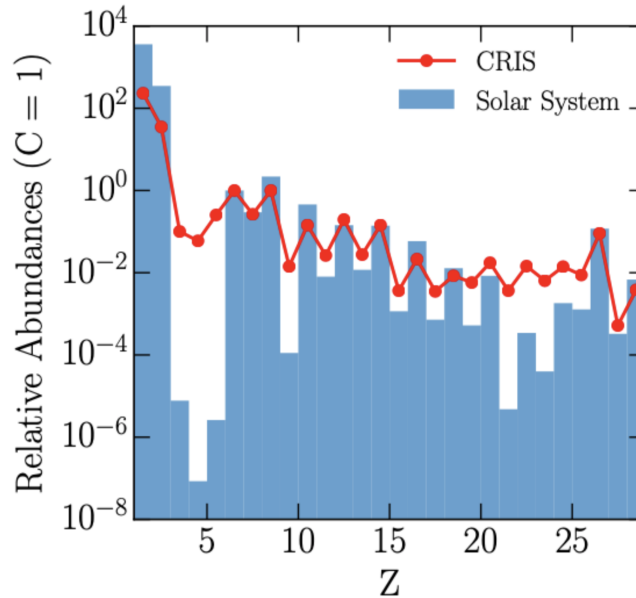


Figura 3.4: Abbondanze degli elementi dall'idrogeno ($Z = 1$) al Nickel ($Z = 28$) nei raggi cosmici (linea rossa) confrontate con le abbondanze nel sistema solare (area blu), relative al carbonio ($Z = 6$). Le differenze maggiori si hanno con i nuclei del gruppo Li-Be-B ($Z = 3 - 5$): questi elementi sono praticamente assenti nel sistema solare o nelle stelle, ma risultano molto abbondanti nei raggi cosmici, perché vengono prodotti dalle loro collisioni con la materia interstellare [25].

Lo spettro energetico dei raggi cosmici, cioè il numero di particelle incidenti per unità di energia, di tempo, di area e di angolo solido, è ben descritto da una legge di potenza:

$$J(E) \propto E^{-\gamma}, \quad (3.2)$$

dove γ , noto come *indice spettrale*, è pari a:

$$\gamma \approx \begin{cases} 2.7 & 10^{10} \text{ eV} < E < 3 \cdot 10^{15} \text{ eV} \\ 3.1 & 3 \cdot 10^{15} \text{ eV} < E < 10^{19} \text{ eV} \\ 2.7 & E > 3 \cdot 10^{19} \text{ eV} \end{cases} \quad (3.3)$$

L'andamento tipico di tale spettro è mostrato in Figura 3.5: il flusso varia di circa 32 ordini di grandezza estendendosi fino al valore di 10^{21} GeV. Inoltre si evidenziano due zone di discontinuità: la prima in prossimità di 10^{15} eV chiamata "ginocchio" ("knee") e l'altra intorno a 10^{19} eV detta "caviglia" ("ankle"). La variazione di pendenza dello spettro si ritiene possa essere originata da cambiamenti nella composizione e nelle sorgenti dei raggi cosmici.

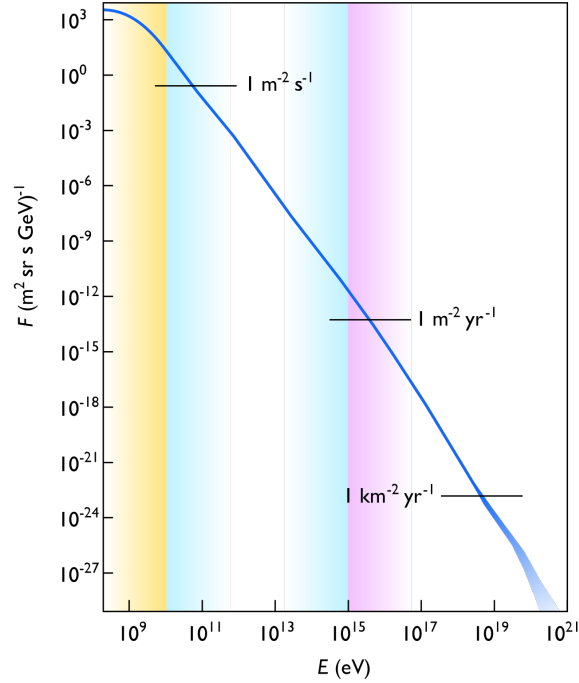


Figura 3.5: Flusso totale dei raggi cosmici in funzione dell'energia. Lo spettro esibisce un andamento a legge di potenza $\sim E^\gamma$ per molti ordini di grandezza, sebbene l'indice spettrale γ mostri leggeri cambi di pendenza (si veda Eq. (3.3)). Le tre regioni colorate indicano le regioni energetiche di influenza solare (giallo), galattica (azzurro) ed extragalattica (rosa). Nella regione di influenza solare, come si vedrà, il flusso dei raggi cosmici varia apprezzabilmente nel tempo.

3.5 Variazioni temporali

I processi galattici o extragalattici che generano e modificano il flusso di raggi cosmici presentano variazioni temporali lente, nell'arco di migliaia o milioni di anni. Per cui il flusso di raggi cosmici

nello spazio interstellare o intergalattico non subisce variazioni apprezzabili e può essere considerato stazionario. Tuttavia il flusso misurato localmente in prossimità della Terra o nello spazio interplanetario (internamente all'eliosfera) è soggetto a significative variazioni nel tempo, legate al ciclo solare. Un esempio è il caso di Figura 3.6, riportante le misure mensili dei flussi di protoni

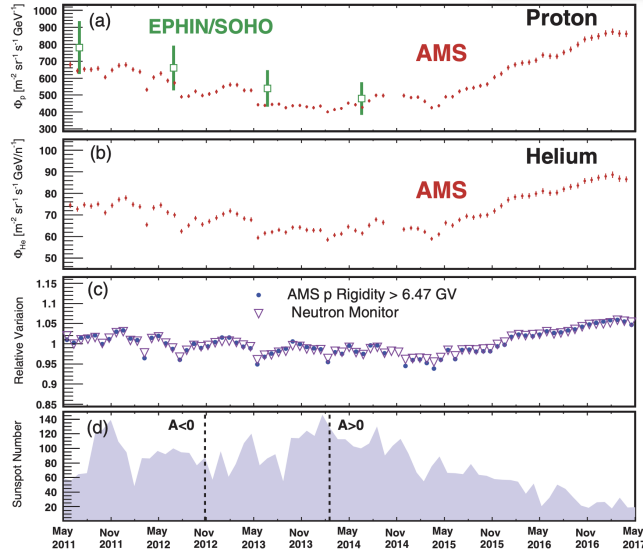


Figura 3.6: Misura dell'evoluzione temporale del flusso di protoni (a) e di elio (b) condotta dall'esperimento AMS-02 nel periodo 2011-2017. I dati di AMS-02 sono confrontati con le misure di protoni effettuate dalla sonda SOHO (a), con i tassi di conteggio del neutron monitor di Oulu (c) e con il corrispondente numero mensile di macchie solari (d).

ed elio condotte dall'esperimento AMS-02 dal 2011 al 2017. Nella figura i dati sono confrontati con le misure di flusso effettuate dallo strumento EPHIN dell'osservatorio spaziale SOHO, con i tassi di conteggio mensili del neutron monitor di Oulu (Sez. 3.3) e con il numero di macchie solare smoothed (Sez. 2.1).

3.6 Propagazione dei raggi cosmici nell'Eliosfera

L'effetto della modulazione varia in funzione dell'energia delle particelle, risulta maggiore per energie dell'ordine delle decine di MeV fino a diventare trascurabile per energie oltre i 20 GeV (Figura 3.7). La modulazione solare è causata da una serie di processi di trasporto come diffusione, convezione, perdite adiabatiche e moto di deriva, sebbene alcuni di essi (e i relativi parametri) siano tutt'ora in fase di studio. Viene lasciata ai prossimi paragrafi la descrizione dettagliata della fisica relativa alla propagazione dei raggi cosmici in eliosfera.

3.7 Equazione di trasporto

Le equazioni di trasporto discendono dal principio di continuità, il quale afferma che la variazione del numero di particelle (N) in un dato volume deve essere uguale alla somma tra il tasso di particelle che attraversano una superficie chiusa attorno a quel volume e il tasso di produzione e

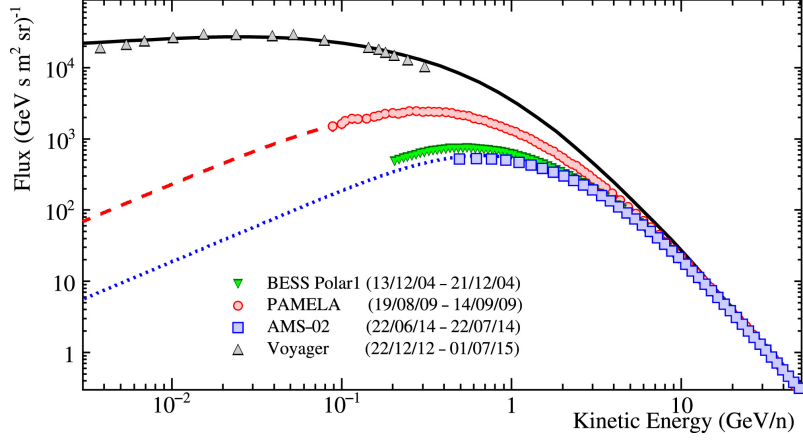


Figura 3.7: Flusso di raggi cosmici in funzione dell'energia misurato da vari esperimenti (BESS, PAMELA, AMS-02) ad epoche differenti. Risulta evidente l'effetto della modulazione solare e di come esso agisca in funzione dell'energia [13].

distruzione di particelle dovuto a processi fisici nel volume stesso:

$$\frac{dN}{dt} = - \oint \vec{S} \cdot d\vec{a} + Q, \quad (3.4)$$

dove $d\vec{a}$ è l'elemento di superficie e Q è la funzione sorgente con dimensioni di particelle per unità di tempo. Applicando il teorema della divergenza $\oint \vec{S} \cdot d\vec{a} = \int \nabla \cdot \vec{S} d\tau$, dove $d\tau$ è l'elemento di volume racchiuso dalla superficie, si passa alla forma differenziale dell'equazione di continuità

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{S} = q, \quad (3.5)$$

dove $N = \int n d\tau$ e q è la funzione sorgente per unità di volume. La fisica relativa alla propagazione dei raggi cosmici in eliosfera è contenuta nei processi che determinano la corrente di particelle \vec{S} . Nel caso di interesse la corrente è caratterizzata da una componente diffusiva (\vec{S}_d) e una convettiva (\vec{S}_c). La componente convettiva è semplicemente $\vec{S}_c = n\vec{V}$, dove \vec{V} è la velocità del vento solare e n la densità totale dei raggi cosmici. I processi di scattering dipendono dalle dimensioni delle irregolarità rispetto al giroraggio $r_g = \frac{P}{Bc}$ dove P è la rigidità magnetica delle particelle (si veda Appendice B). In generale, le particelle vengono diffuse con un angolo di pitch in maniera casuale. Se la densità di particelle lungo la linea di campo è costante, i processi di diffusione non contribuiscono ad un flusso netto. Viceversa tali processi, in presenza di un gradiente di densità, producono una corrente diffusiva in accordo con la legge di Fick: $\vec{S}_d = -k\nabla n$, dove k è il coefficiente di diffusione. Tuttavia, nella precedente modellizzazione si è trascurato il fatto che le particelle subiscono un'ulteriore variazione, quella della girofase. Il processo è stocastico e causa una corrente di particelle perpendicolare alla direzione del campo \vec{B} . In conclusione, la corrente diffusiva, caratterizzata da una componente parallela e una perpendicolare a \vec{B} , è data da

$$\vec{S}_d = k_{\parallel} \nabla n_{\parallel} + k_{\perp} \nabla n_{\perp} \quad (3.6)$$

Il coefficiente di diffusione viene scomposto in componente parallela e perpendicolare. La condizione tipica è quella di scattering debole in cui $k_{\perp} \ll k_{\parallel}$. Nel caso in cui la turbolenza di \vec{B} è molto forte, condizione che si verifica quando la componente random δB del campo \vec{B} è grande quanto il valore medio della sua intensità, risulta $k_{\perp} = k_{\parallel}$ e pertanto la corrente diffusiva è isotropa.

3.7.1 Drift

Nel campo magnetico eliosferico va considerato anche il moto di deriva (drift). Per una distribuzione di particelle isotropa, o quasi isotropa, gli effetti combinati di gradiente e curvatura magnetica causano una velocità netta di deriva data da:

$$\langle \vec{v}_{drift} \rangle = \frac{\beta P}{3} \nabla \times \frac{\vec{B}}{B^2} \quad (3.7)$$

L'introduzione di una velocità di deriva ($\langle \vec{v}_{drift} \rangle$ è la velocità media di drift della distribuzione di particelle) porta un contributo ulteriore alla corrente \vec{S} . La componente \vec{S}_{drift} risulta essere

$$\vec{S}_{drift} = \frac{\beta P}{3B^2} \vec{B} \times \nabla n \quad (3.8)$$

3.7.2 Diffusione

Gli effetti di diffusione anisotropa e drift possono essere combinati tramite l'introduzione di un tensore antisimmetrico \mathbf{K} noto come Tensore di diffusione dei raggi cosmici

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} k_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & k_{\perp} & -k_T \\ 0 & k_T & k_{\perp} \end{pmatrix}, \quad (3.9)$$

dove $k_T = \frac{\beta P}{3B}$. Pertanto la corrente totale \vec{S} è data da

$$\vec{S} = \vec{V}n - \mathbf{K} \cdot \nabla n \quad (3.10)$$

Inserendo \vec{S} in (3.5) si ottiene l'equazione di trasporto

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{V}n - \mathbf{K} \cdot \nabla n) = q \quad (3.11)$$

L'equazione (3.11) è espressa in funzione della densità totale delle particelle n . Si definisce densità differenziale $U(T)$, il numero di particelle in un volume infinitesimo $d\tau$ con energia cinetica compresa nell'intervallo $(T, T + dT)$. Pertanto, la densità totale n può essere descritta in termini della densità differenziale come $n = \int U(T)dT$. Equivalentemente, si può definire una densità differenziale in funzione di momento p o rigidità P . La funzione di distribuzione (F), definita come il numero di particelle nel volume d^3r e di momento compreso nell'intervallo $(\vec{p}, \vec{p} + d\vec{p})$ è data da

$$dn = F(\vec{r}, \vec{p}, t) d^3r d^3p \quad (3.12)$$

Pertanto, la relazione che lega la densità differenziale alla funzione di distribuzione è

$$U(\vec{r}, p, t) = p^2 \int F(\vec{r}, \vec{p}, t) d\Omega \quad (3.13)$$

Si definisce la funzione di distribuzione onnidirezionale come

$$f(\vec{r}, p, t) = \frac{\int F(\vec{r}, \vec{p}, t) d\Omega}{4\pi}, \quad (3.14)$$

legata alla densità differenziale dalla relazione $U(\vec{r}, p, t) = 4\pi p^2 f(\vec{r}, p, t)$. Visto che $n = \int U(p)dp = \int 4\pi p^2 f(p)dp$, è opportuno riscrivere la (3.5) in funzione di f (nell'intervallo $(p, p + dp)$) ottenendo

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{V}f - \mathbf{K} \cdot \nabla f) = q \quad (3.15)$$

3.7.3 Decelerazioni adiabatiche

Nella trattazione precedente non si è tenuto conto del fatto che le particelle, nel loro moto all'interno dell'eliosfera, possono guadagnare o perdere energia; muovendosi fuori dall'intervallo $(p, p + dp)$. Tale fenomeno causa un flusso nello spazio dei momenti e pertanto è necessario aggiungere un ulteriore termine in (3.15). In coordinate polari sferiche risulta

$$\nabla \cdot \vec{S} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \langle \vec{v} \rangle_r f(p)) + g(\dot{\theta}, \dot{\phi}). \quad (3.16)$$

La velocità è data da $\vec{v} = \dot{r} \vec{e}_r + r \dot{\theta} \vec{e}_\theta + r \sin \theta \dot{\phi} \vec{e}_\phi$.

Se la distribuzione di particelle è isotropa la velocità media è data da $\langle \vec{v} \rangle = \langle \dot{r} \rangle \vec{e}_r$ mentre $\nabla \cdot \vec{S} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \langle \dot{r} \rangle f(p))$. Nello spazio dei momenti, per analogia con quello visto nello spazio delle configurazioni, il flusso risulta $\nabla \cdot \vec{S} = \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} (p^2 \langle \dot{p} \rangle f(p))$. In definitiva l'equazione di trasporto risulta essere

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{V} f - \mathbf{K} \cdot \nabla f) + \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} (p^2 \langle \dot{p} \rangle f(p)) = q \quad (3.17)$$

Secondo l'interpretazione di Parker [22], le uniche variazioni di momento significative sono dovute a decelerazione adiabatica (adiabatic cooling) causate dall'espansione del vento solare. Il rate risulta essere

$$\frac{\langle \dot{p} \rangle}{p} = - \frac{\nabla \cdot \vec{V}}{3} \quad (3.18)$$

Inserendo la (3.18) in (3.17) si ricava l'equazione di Parker per il trasporto di raggi cosmici in eliosfera

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{V} f - \mathbf{K} \cdot \nabla f) - \frac{1}{3p^2} (\nabla \cdot \vec{V}) \frac{\partial}{\partial p} (p^3 f) = q \quad (3.19)$$

Spesso viene presentata nella forma equivalente

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla f - \nabla \cdot (\mathbf{K} \cdot \nabla f) - \frac{1}{3} (\nabla \cdot \vec{V}) \frac{\partial f}{\partial \ln p} = q \quad (3.20)$$

Ricordiamo infine che il flusso differenziale visto in Eq. (B.3), è legato alla densità numerica dalla $J = \frac{\beta c}{4\pi} n(E)$, dove quest'ultima è espressa in funzione dell'energia cinetica delle particelle E .

3.8 La derivazione di Gleeson-Axford

Nel 1968 Gleeson e Axford [11] riderivaronò l'equazione di trasporto dei raggi cosmici in eliosfera con un metodo che può essere qualitativamente descritto come segue: partendo dall'equazione di Boltzmann, si valutano i processi di scattering della singola particella nel sistema di riferimento del vento solare per poi integrare sulle direzioni nello spazio dei momenti ed infine ritrasformare nel sistema di riferimento dell'eliosfera. Gleeson e Axford notarono come la corrente convettiva, precedentemente introdotta come $\vec{S}_c = n \vec{V}$ dovesse essere corretta considerando l'effetto Compton-Getting. Nel 1973 Gleeson e Urch [7] semplificarono tale correzione mostrando come il termine convettivo della corrente $\vec{S}_c = \vec{V} U(p)$ (scritto in termini di densità differenziale) dovesse essere corretto introducendo il coefficiente di Compton-Getting C . La corrente convettiva risulta quindi essere

$$\vec{S}_c = C \vec{V} U(p) = 4\pi p^2 C \vec{V} f, \quad (3.21)$$

dove $C = \frac{-1}{3} \frac{\partial \ln f}{\partial \ln p}$. Il coefficiente di Compton-Getting è connesso all'indice γ dello spettro dei raggi cosmici: per una legge di potenza della forma $f = p^{-\gamma}$, risulta essere semplicemente $C = \frac{\gamma}{3}$.

In definitiva la corrente totale risulta $\vec{S} = 4\pi p^2(C\vec{V}f - \mathbf{K} \cdot \nabla f)$ mentre il rate di variazione del momento (nel sistema di riferimento del vento solare) assume la forma $\frac{\langle \dot{p} \rangle}{p} = \frac{-1}{3}\vec{V} \cdot (\nabla f/f)$. Sostituendo le due correzioni in (3.17) si ottiene l'equazione di trasporto

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot (C\vec{V}f - \mathbf{K} \cdot \nabla f) - \frac{1}{3p^2} \frac{\partial}{\partial p} (p^3 \vec{V} \cdot \nabla f) = q, \quad (3.22)$$

equivalente alle forme (3.19) e (3.20).

3.9 Soluzione dell'equazione di Parker

L'equazione di trasporto di Parker (3.20) si presenta come un'equazione alle derivate parziali al secondo ordine cinque-dimensionale ($f(\vec{r}, p, t)$). Tralasciando complesse soluzioni numeriche, esistono due differenti approcci: un metodo stocastico [14] (implementato tramite tecniche Monte Carlo) e uno analitico. Viene lasciata ai prossimi paragrafi l'introduzione del metodo analitico noto come approssimazione Force-Field.

3.10 Approssimazione Force-Field

L'equazione di trasporto dei raggi cosmici in eliosfera (3.22), esplicitando i vari contributi assume la forma

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -(\underbrace{C\vec{V}}_{\text{I}} + \underbrace{\langle \vec{v}_{drift} \rangle}_{\text{II}}) \cdot \nabla f + \underbrace{\nabla \cdot (\mathbf{K} \cdot \nabla f)}_{\text{III}} + \underbrace{\frac{1}{3p^2} \frac{\partial}{\partial p} (p^3 \vec{V} \cdot \nabla f)}_{\text{IV}} + \underbrace{q}_{\text{V}}, \quad (3.23)$$

dove:

- I) termine convettivo dovuto alla velocità del vento solare \vec{V} ,
- II) termine di drift,
- III) termine diffusivo,
- IV) decelerazioni adiabatiche (adiabatic cooling),
- V) sorgente locale di raggi cosmici.

Sebbene la modulazione dei raggi cosmici sia dovuta a tutti i processi elencati, esistono modelli analitici semplificati. L'approssimazione Force-Field assume che:

- I) $\frac{\partial f}{\partial t} = 0$ (steady-state solution),
- II) $q = 0$ i.e. assenza di sorgenti locali di raggi cosmici,
- III) $p^3 \vec{V} \cdot \nabla f = 0$ i.e. non ci siano perdite di momento,
- IV) $\langle \vec{v}_{drift} \rangle$ i.e. non ci siano moti di deriva,
- V) $V(r)$ e $\mathbf{K} = K(r, p)$ i.e. simmetria radiale e coefficiente scalare di diffusione isotropo.

Sotto queste approssimazioni, la (3.23) risulta

$$CVf - K \frac{\partial f}{\partial r} = \text{costante} = 0, \quad (3.24)$$

la costante di integrazione viene posta a zero per evitare singolarità nell'origine. Esplicitando C e riscrivendola in termini di rigidità⁽¹⁾, l'equazione assume la forma

$$\frac{VP}{3} \frac{\partial f(r, P)}{\partial P} + K(r, P) \frac{\partial f(r, P)}{\partial r} = 0, \quad (3.25)$$

che rappresenta un'equazione alle derivate parziali (PDE) al primo ordine con soluzione $f(r, P) = \text{costante} = f(r_b, P_b)$ lungo le linee nel piano (r, p) definite da

$$\frac{dp}{dr} = \frac{pV}{3K(r, p)} \quad (3.26)$$

Il pedice b indica i valori di r e P ai confini della regione di modulazione: in particolare P_b è il valore della rigidità dei raggi cosmici prima di entrare in eliosfera e r_b è la distanza dell'eliopausa dal Sole che risulta essere di circa 100 AU. Gleeson e Axford [11] risolsero la (3.26) assumendo che il coefficiente K potesse essere separato nella forma

$$K(r, P) = \beta K_1(r) K_2(P), \quad (3.27)$$

Separando le variabili ed integrando si ottiene

$$\int_P^{P_b} \frac{\beta(P') K_2(P')}{P'} dP' = \int_r^{r_b} \frac{V(r')}{3K_1(r')} dr' \equiv \phi(r), \quad (3.28)$$

dove $\phi(r)$ è chiamato *potenziale di modulazione*.

Tipicamente $\beta \approx 1$ (la velocità dei raggi cosmici è prossima a quella della luce) e $K_2 \propto P$. Pertanto la soluzione è

$$P_b - P = \phi \quad (3.29)$$

Il potenziale di modulazione può dunque essere interpretato come la perdita di rigidità che le particelle subiscono, in media, durante la propagazione in eliosfera. Come si vede dalla sua definizione in Eq. (3.28), il potenziale di modulazione dipende dalla velocità del vento solare e dal coefficiente di diffusione, cioè dalle proprietà del plasma eliosferico che possono variare con il ciclo solare. Quindi anche il valore di ϕ dipende dall'epoca in esame. I suoi valori tipici di ϕ variano da 300 a 1500 MV . La relazione vista precedentemente

$$f(r, R) = f(r_b, R_b) \quad (3.30)$$

può anche essere riportata in termini di densità differenziale $U(r, P) = 4\pi P^2 f(r, P)$ o in termini di flusso $J(r, P) = \frac{c}{4\pi} U(r, P)$. Dalla (3.30) si ottiene

$$J(r, P) = \frac{P^2}{(P + \phi)^2} J(r_p, P + \phi) \quad (3.31)$$

⁽¹⁾la rigidità ha le dimensioni di un potenziale elettrostatico mentre il coefficiente $\frac{VP}{3K}$ ha le dimensioni di un campo elettrostatico (V/m); da qui discende il nome Force-Field.

Analogamente, esprimendo il flusso in funzione dell'energia cinetica E ⁽²⁾, si ottiene (per un generico nucleo con carica Z e numero di massa A)

$$J(r, E) = \frac{(E + M_p)^2 - M_p^2}{(E + M_p + \frac{Z}{A}\phi)^2 - M_p^2} J_{lis}(E + \frac{Z}{A}\phi), \quad (3.32)$$

con $J_{lis}(E + \frac{Z}{A}\phi) = J(r_b, E + \frac{Z}{A}\phi)$ e M_p massa del protone (assumendo che la massa delle particelle sia data da $M \approx AM_p$).

L'equazione (3.32), originariamente derivata da Gleeson e Axford [11], mette in relazione il flusso dei raggi cosmici (per una data energia E) osservata a una distanza r dal Sole con quello in prossimità dell'eliopausa che viene indicato con J_{lis} (local interstellar spectrum). Nell'approssimazione Force-Field l'effetto della modulazione solare si riduce alla determinazione del solo parametro ϕ .

3.11 Limiti del modello Force-Field

L'equazione del modello Force Field (3.32) è ricavata grazie a una serie di semplificazioni [23]. Tale approccio al problema è giustificato dalla necessità di avere una soluzione analitica semplice, ma è in generale discutibile. Il modello Force-Field si rivela una buona approssimazione in molti casi applicativi. In particolare, come si evidenzia in Figura 3.8 A, l'accordo tra il modello approssimato Force-Field (linea tratteggiata) e la soluzione ottenuta con un modello numerico sofisticato (linea continua) è buono nelle regioni più interne dell'eliosfera, in particolare alla distanza dal Sole $r = 1$ AU. Ciò è dovuto al fatto che l'approssimazione Force-Field include effetti di perdita di energia (dal parametro C), trascurando altri processi.

Con l'aumentare della distanza le perdite di energia adiabatiche diventano trascurabili e il modello Force-Field tende a sovrastimare tale fenomeno, provocando un graduale peggioramento dell'approssimazione. Il modello Force-Field si rivela inadeguato anche nei casi di attività solare molto intensa o fortemente variabile, come in corrispondenza del massimo solare, oppure quando vi è necessità di descrivere i flussi ad energie molto basse ($E \ll \text{GeV}$). Ciò è mostrato in Figura 3.8 B per le misure di flusso dei protoni cosmici in funzione del tempo effettuate dall'esperimento PAMELA durante un periodo di bassa attività solare. Le discrepanze a bassi valori di rigidità R sono dovute al fatto che l'effetto di modulazione solare diventa via via più forte al diminuire della rigidità delle particelle (o dell'energia). Dunque ogni discrepanza tra dati e modello tende in genere ad aumentare al decrescere della rigidità. Nel caso di attività solare massima, anche i modelli numerici più sofisticati presentano problemi nel descrivere la modulazione solare dei raggi cosmici.

Inoltre, il modello Force-Field è inadeguato nel descrivere le differenze di modulazione tra i flussi di particelle cariche di segno opposto, come le misure del rapporto positroni/elettroni, o quelle del rapporto antiprotoni/protoni. In questo caso diventano rilevanti i processi di drift, i quali dipendono esplicitamente dal segno della carica q delle particelle. Tuttavia il drift magnetico è trascurato dal modello Force-Field. Infine, va osservato che il modello Force-Field risulta spesso adeguato (e molto usato) per descrivere e interpretare i dati dei monitor di neutroni.

Come si vedrà nel prossimo capitolo, la risposta dei neutron monitor riflette le energie dei raggi cosmici della scala di 10 GeV, ed è dovuta alla componente nucleare di carica positiva.

⁽²⁾si ricorda la relazione energia-momento $E_{tot}^2 = p^2c^2 + M^2$

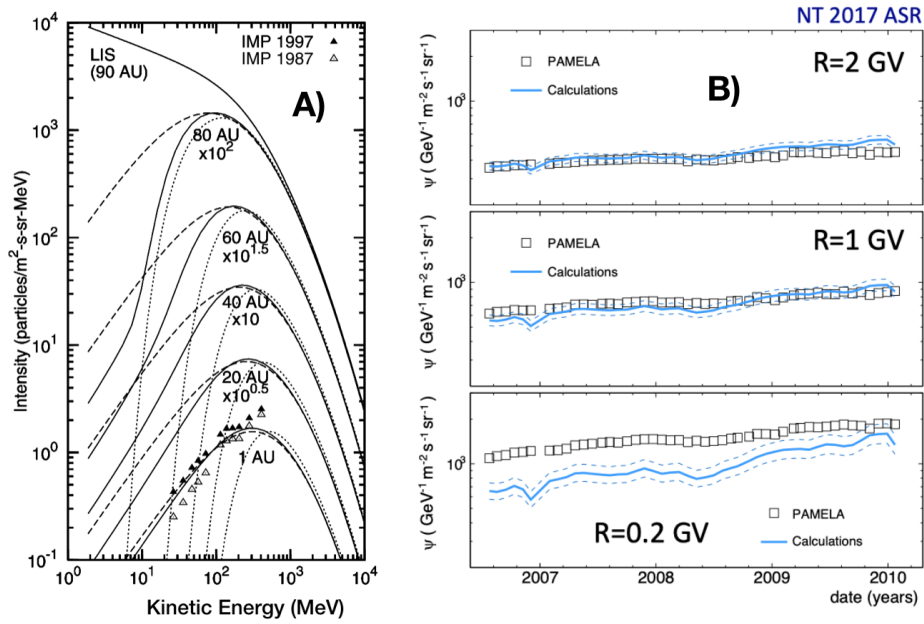


Figura 3.8: A) Soluzione numerica dell'equazione di trasporto 1D in approssimazione steady-state (linea continua), soluzione approssimata Force-Field (linea tratteggiata) e soluzione Convection-Diffusion (punti) per il flusso di protoni nell'eliosfera, con $r_b = 90$ AU, $V = 400$ km/s e $\phi=407$ MV. Le intensità sono amplificate di un fattore $\sqrt{10}$ [23]. B) Flusso dei protoni cosmici in funzione del tempo misurato dall'esperimento PAMELA a differenti valori della rigidità R in confronto con il modello Force-Field (linea azzurra). Come si nota, l'accordo tra modello e dati sperimentali peggiora al decrescere della rigidità.

Capitolo 4

Stima "real time" del flusso di raggi cosmici

In questo capitolo sarà descritta la procedura implementata per la determinazione "real time" del flusso dei raggi cosmici in alta atmosfera e della sua variazione temporale dovuta all'effetto della modulazione solare. In particolare l'attenzione verrà rivolta alla componente dei protoni cosmici. Come visto in in Sez. 3, il flusso di protoni in alta atmosfera $J(E, t)$ può essere calcolato all'epoca t partendo dalla conoscenza del suo spettro interstellare $J^{\text{is}}(E)$ e del potenziale di modulazione solare $\phi = \phi(t)$ associato all'epoca di interesse. Come verrà descritto nei prossimi paragrafi, ai fini della determinazione della serie temporale di $\phi(t)$ verrà esaminato il metodo utilizzato da Usoskin et al. [17, 10], che passa necessariamente per la conoscenza dei elementi caratteristici dei neutron monitor, il cutoff geomagnetico P_c e la funzione di risposta $Y(E)$. Sarà poi presentato un metodo efficace al fine di estendere la determinazione del potenziale ϕ ad epoche successive, utilizzando i dati dei tassi di conteggio dei neutron monitor $R(t)$. Tale procedura permette dunque di ottenere una stima del flusso $J(E, t)$ valutabile a qualsiasi epoca ed energia di riferimento.

4.1 Il tasso di conteggi dei neutron monitor

Un rivelatore NM non è sensibile a energia e specie della particella primaria. Per cui la sua risposta è integrata su tutto lo spettro di energia E dei RC primari, e somma il contributo di tutte le specie presenti nella radiazione cosmica. Il tasso di conteggi R misurato da un NM è quindi la somma dei tassi R_i dovuti alle singole specie di RC. Pertanto, per una generica stazione d , la relazione che lega R al flusso dei raggi cosmici in alta atmosfera J è

$$R^d(t) = \sum_i R_i^d = \sum_i \int_{E_{ci}}^{\infty} J_i(E, t) Y_i^d(E) dE, \quad (4.1)$$

dove $Y_i(E)$ è la funzione di risposta del rivelatore per la specie i -esima all'energia E . I vari elementi che entrano in (4.1) sono descritti nel seguito.

4.2 Il cutoff geomagnetico

In Eq. 4.1, l'integrazione sull'energia del RC primario avviene al di sopra del valore di soglia E_{ci} , l'energia corrispondente alla rigidità di soglia P_c detta *cutoff geomagnetico* locale (per rigidità si intende il rapporto impulso/carica (cfr. Appendice A)). Il cutoff è dovuto alla presenza del

NM station	NEWK	OULU	APTY	JUNG
Detector type	9-NM64	9-NM64	18-NM64	3-NM64
Location	Newark, Delaware	Oulu, Finland	Apatity, Russia	Jungfrauoch, Switzerland
Coordinates	39.68 N 75.75 W	65.05 N, 25.47 E	67.57 N, 33.4 E	46.55 N, 7.98 E
Altitude	50 m	15 m	181 m	3570 m
Cutoff	2400 MV	810 MV	650 MV	4500 MV

Tabella 4.1: Caratteristiche principali di alcune stazioni di neutron monitor.

campo magnetico terrestre, il quale deflette le particelle cariche, compiendo un'efficace azione di schermaggio contro i RC con rigidità P al di sotto di un valore P_c (o energia E al di sotto di E_C). Il valore del cutoff geomagnetico P_c dipende da latitudine, longitudine e altitudine, mentre le sue

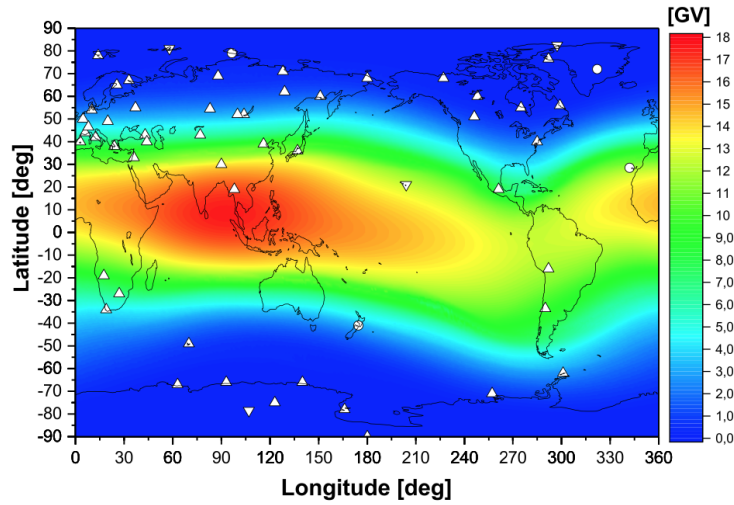


Figura 4.1: Mappa della rigidità di soglia geomagnetica P_c . Il valore di P_c dipende da latitudine e longitudine, variando da circa 0.1 GV (blu) fino a circa 18 GV (rosso) [8].

variazioni nel tempo sono trascurabili. Come mostrato in Fig. 4.1, P_c varia da circa 0.1 GV fino a circa 18 GV, dipende soprattutto dalla latitudine geografica. Dunque il tasso di conteggi di un NM dipende dalla sua posizione geografica e dall'altitudine cui si trova, e ogni stazione è caratterizzata da un proprio valore P_c (Figura 4.2). In particolare, in NM posti in regioni polari sono caratterizzati da bassi valori di P_c , e quindi, da Eq. (4.1), essi presentano tassi di conteggi più alti e una maggior sensibilità alle variazioni di flusso. Le proprietà fondamentali di alcune stazioni di neutron monitor (OULU, NEWK, JUNG e APTY) sono mostrate in Tabella 4.1.

4.3 La funzione di risposta

La funzione $Y_i^d(E)$ di Eq. 4.1, detta funzione di risposta o *yield function* di un NM, tiene conto sia della cascata nucleonica che si genera quando i RC attraversano l'atmosfera e sia dell'efficienza strutturale del rivelatore. Essa dipende quindi dalla specie primaria i , dalle specifiche del rivelatore d , e dall'energia del RC primario. In genere viene calcolata numericamente [9]. L'incertezza sulla yield function si propaga sulla ricostruzione del potenziale di modulazione ϕ a partire dai rate

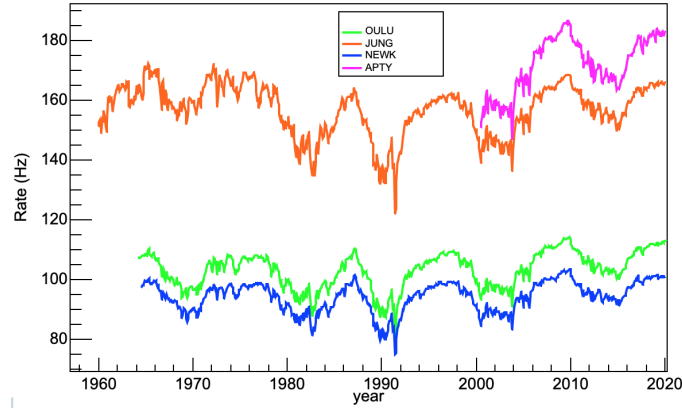


Figura 4.2: Tassi di conteggio mensili di alcune stazioni di neutron monitor: OULU (Oulu, Finlandia), JUNG (Jungfrauoch, Svizzera), NEWK (Newark, USA) e APTY (Apatity, Russia). Vista la dipendenza dalla yield function Y e dal cutoff geomagnetico P_c , si nota come i tassi di conteggio per le diverse stazioni cambino sebbene l'andamento temporale presenti le stesse variazioni [6].

di raggi cosmici. Tuttavia sono state calcolate alcune funzioni di risposta (fino all'energia di 100 GeV/nucleone) specifiche per neutron monitor, di tipo NM64, posti al livello del mare. (Figura 4.3). A rigore, la risposta di un NM può variare nel tempo perché lo sviluppo della cascata dei RC in atmosfera dipende dalle sue condizioni in termini di temperatura e pressione. Tuttavia i tassi di conteggio dei NM vengono in genere forniti al netto di queste correzioni di piccola entità, che vengono eseguite a parte e non entrano nella funzione Y . La funzione di risposta dei NM quindi non dipende dal tempo.

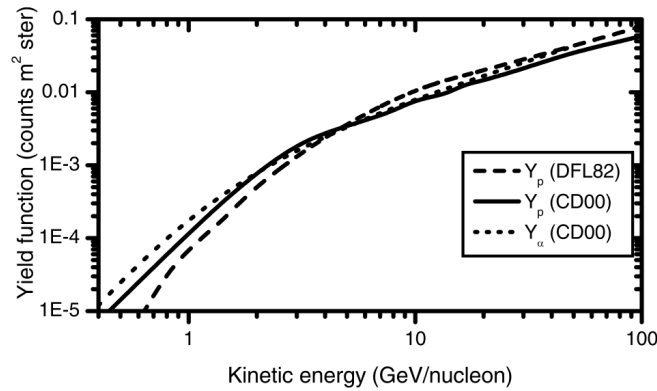


Figura 4.3: Dipendenza della funzione di risposta Y dall'energia E dei raggi cosmici, per neutron monitor di tipo NM64 situati al livello del mare. La dipendenza è mostrata per protoni Y_p e per nuclei di elio (particelle alfa) Y_α [4] [12].

4.4 Il flusso di raggi cosmici in alta atmosfera

La variabilità nel tasso di conteggi mensile dei NM è direttamente collegata alla variabilità del flusso di RC in alta atmosfera, dato dalla funzione $J_i(E, t)$. La variazione riguarda tutte le specie cariche, ma i contributi maggiori vengono dalle specie più abbondanti dei RC, ovvero protoni (al $\sim 90\%$) e nuclei di elio (al $\sim 10\%$). Usando il modello Force-Field, la modulazione del flusso di una data specie i di RC può essere espressa dalla relazione (3.32). Questa relazione si può anche scrivere come

$$J_i(E, t) = (p/p_{is})^2 J_i^{\text{lis}}(E_{is}) \quad (4.2)$$

dove p è il momento del RC corrispondente all'energia E , e $p_{is} = p + \phi(t)$ può interpretarsi come il momento delle particelle nello spazio interstellare locale, appena fuori dall'eliosfera. È importante notare che gli spettri interstellari locali $J_i^{\text{lis}}(E_{is})$ non variano nel tempo.

Pertanto, nell'ambito del modello Force-Field, le variazioni nel tempo dei flussi $J_i(E)$ di tutte le specie cariche possono essere ricondotte alla variazione nel tempo di un unico parametro: il potenziale di modulazione $\phi = \phi(t)$. Usando le misure di rates dei NM, assieme alle relazioni (4.1) e (4.2), è dunque possibile, in linea di principio, ottenere una ricostruzione della serie temporale $\phi(t)$, e quindi dell'evoluzione dei flussi in alta atmosfera di tutte le specie cariche. La ricostruzione del potenziale ϕ stata eseguita su base mensile da Usoskin et al. [17]. La procedura viene descritta nel paragrafo seguente.

4.5 La ricostruzione di Usoskin del potenziale ϕ

L'equazione (3.32), ottenuta dall'approssimazione Force-Field, dipende esplicitamente da ϕ e da J_{lis} , lo spettro interstellare locale (LIS). Questo può essere calcolato o parametrizzato in vari modi. Nel lavoro originale di Usoskin et al. [17], il LIS dei protoni in funzione dell'energia cinetica è dato dalla seguente formula parametrica⁽¹⁾:

$$J_{\text{lis}}(E) = \frac{1.910^4 \cdot P(E)^{-2.78}}{1 + 0.4866 \cdot P(E)^{-2.51}}, \quad (4.3)$$

dove $P(E) = \sqrt{E(E + 2M_p)}$. Sostituendo la (4.3) nella (3.32), si ottiene una relazione che lega il flusso di raggi cosmici in alta atmosfera (cioè nell'eliosfera, a $r = 1$ AU dal Sole) esclusivamente al parametro ϕ . Dalle misurazioni di flusso di raggi cosmici eseguite da AMS-01 nel Giugno del 1998 durante un periodo di bassa attività solare e dall'esperimento NMSU nel Settembre 1989 durante un periodo di alta attività solare, è possibile ottenere i valori di riferimento per il potenziale, e quindi una calibrazione assoluta di ϕ basata su misure dirette di raggi cosmici condotte nello spazio. I valori ottenuti dal fit dei dati sperimentali con l'equazione (3.32) (Figura (4.4)) sono $\phi = 530 \pm 15$ MV e $\phi = 1350 \pm 25$ MV, rispettivamente per i periodi di minima e massima attività solare.

4.5.1 Normalizzazione dei conteggi dei neutron monitor

Inserendo la (3.32) nella (4.1) si ottiene il conteggio dei NM in condizioni standard (R_{st})

$$R_{st}^d(t) = \sum_i \int_{E_{ci}}^{100} \frac{(E + M_p)^2 - M_p^2}{(E + M_p + \frac{Z}{A}\phi)^2 - M_p^2} J_{\text{lis}}(E + \frac{Z}{A}\phi) Y_i^d(E) dE, \quad (4.4)$$

⁽¹⁾L'espressione di (4.3) per il LIS dei protoni è stata successivamente sostituita da un modello più preciso, alla luce dei dati raccolti da Voyager-1 nel 2013, nello spazio interstellare.

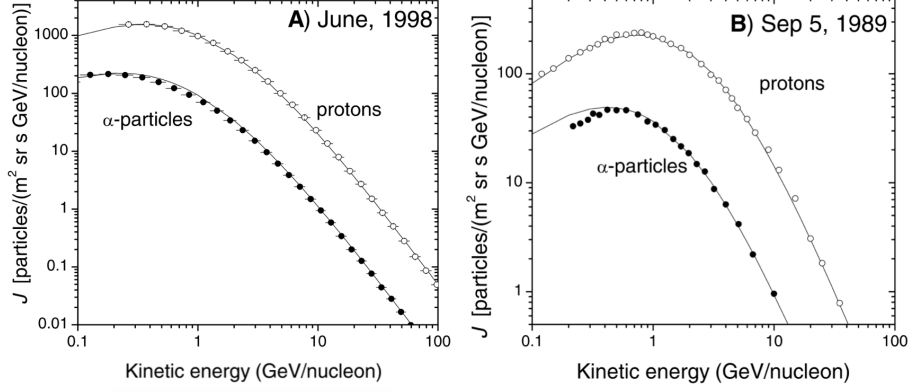


Figura 4.4: Flussi di raggi cosmici per protoni e particelle alfa misurati dagli esperimento AMS-01 (A) e NMSU (B). Le curve rappresentano i migliori fit eseguiti con il modello Force-Field. I risultati ottenuti sono $\phi_A = 530 \pm 15$ MV e $\phi_B = 1350 \pm 25$ MV [17].

dove J_{lis} è dato dalla (4.3), Y^d dai modelli descritti in Figura 4.3 e E_c è legato al cutoff geomagnetico P_c . Oltre i 100 GeV/nucleone l'effetto della modulazione solare può essere trascurato. Tuttavia la componente di particelle nei raggi cosmici oltre tale soglia è significativa. Ciò comporta che nel conteggio totale misurato dai neutron monitor debba essere incluso un fattore costante che tenga conto di tale flusso. Pertanto il rate totale misurato è

$$R(\phi, P_c) = R_{st}(\phi, P_c) + R_0, \quad (4.5)$$

dove la dipendenza temporale è contenuta nel potenziale di modulazione ϕ . Tuttavia ogni NM può avere specifiche caratteristiche strutturali e in efficienza. Pertanto si normalizza il conteggio inserendo un parametro k noto come *scaling factor*. In definitiva, il rate misurato da una generica stazione d risulta

$$R^d(\phi, P_c) = k_d(R_{st}^d(\phi, P_c) + R_0). \quad (4.6)$$

Considerando i valori di riferimento di ϕ (Figura (4.4)) si può ottenere una stima per i parametri k e R_0 . Selezionate le basi di NM, si possono confrontare i rate ottenuti dalla (4.6) con i conteggi misurati nello stesso periodo. La miglior stima viene ottenuta minimizzando la discrepanza logaritmica ϵ , definita come

$$\epsilon = \sum_{j=1}^n (\ln^2(C_{1j}/A_{1j}) + \ln^2(C_{2j}/A_{2j})), \quad (4.7)$$

dove n è il numero di NM selezionati, C_{1j} e C_{2j} sono i conteggi calcolati nei due periodi di osservazione per la j -esima stazione mentre A_{1j} e A_{2j} sono i rate effettivamente misurati.

I risultati ottenuti, per un set di stazioni selezionato, sono presentati in Figura 4.5.

Name	k_j (DFL82)	k_j (CD00)
Goose Bay	1.03	1.02
Hermanus	1.02	1.03
Kerguelen	1.05	1.04
Kiel	0.87	0.87
Oulu	1.01	1.00
Rome	0.95	0.97
N_o , counts/s	5.33	5.88

Figura 4.5: Valori dei parametri k e R_0 (in tabella N_o) ottenuti dal fit per le yield function (DFL82) e (CD00) [17].

4.5.2 Ricostruzione del potenziale di modulazione

Dall'equazione (4.4) è possibile determinare R_{st} variando arbitrariamente i parametri ϕ e P_c (Figura 4.6). Dunque partendo dal rate misurato da un NM e normalizzando alle condizioni standard i.e. sottraendo R_0 e moltiplicando per il relativo scaling factor k , è possibile determinare, noto P_c , il valore di ϕ dal plot in Figura 4.6. Tale operazione può essere ripetuta per tutte le stazioni selezionate. Il valore finale del potenziale di modulazione e il relativo errore sono dati da

$$\phi = (\phi_{DF82} + \phi_{CD00})/2$$

$$\sigma_\phi = \delta\phi + \sqrt{\frac{\sigma_{DF82}^2 + \sigma_{CD00}^2}{n-1}}, \quad (4.8)$$

dove $\phi_{DF82,CD00}$ e $\sigma_{DF82,CD00}$ sono i valori medi e le deviazioni standard ricavate usando rispettivamente le yield function Y_{DF82} e Y_{CD00} . $\delta\phi$ è un errore sistematico dovuto alle funzioni Y mentre n è il numero di stazioni selezionate. Tale metodologia, presentata da Usoskin nel 2005 [17] ed estesa nel 2011 [10], consente di determinare una stima dell'andamento del potenziale di modulazione nel periodo 1964 - 2011 (Figura 4.7). Nella derivazione originale di Usoskin le basi di NM (tipo NM64) selezionate, i coefficienti e le funzioni Y sono quelle mostrate in Figura 4.5 e 4.3. La ricostruzione del potenziale di modulazione di Usoskin si estende fino al 2011.

4.6 Estensione della ricostruzione di Usoskin

La ricostruzione del potenziale di modulazione di Usoskin si estende fino al 2011. L'obiettivo di questa tesi è ottenere una valutazione "real time" del flusso di RC in alta atmosfera $J(t)$, in particolare dei protoni che ne costituiscono oltre il 90 %, e della relativa dipendenza temporale. Per implementare il modello Force-Field è necessario dunque estendere la conoscenza di $\phi(t)$ utilizzando i dati dei NM. In linea di principio, si potrebbe utilizzare l'equazione (4.1) ed invertirla per ricavare ϕ , cioè implementare la procedura di Usoskin descritta nel paragrafo precedente. Questo approccio tuttavia, oltre a essere numericamente difficoltoso per una procedura automatizzata che funzioni in tempo reale, richiederebbe la conoscenza delle funzioni di risposta Y dei NM considerate, che non sono note a priori. Un approccio efficace al problema consiste nello sfruttare le correlazioni tra NM e ϕ utilizzando la serie temporale determinata da Usoskin. Nel modello Force-Field descritto nei capitoli precedenti, emerge come il potenziale di modulazione ϕ sia connesso all'attività solare. In effetti è possibile osservare come nei periodi di intensa attività solare il potenziale aumenta e, di

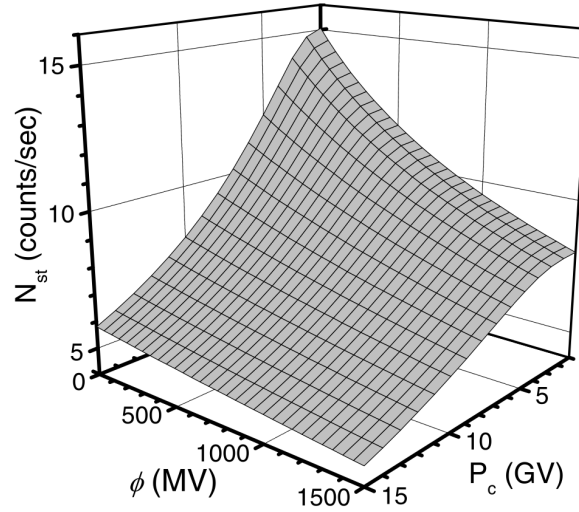


Figura 4.6: Conteggi di particelle $R_{st}(\phi, P_c)$ (nel grafico N_{st}) misurate da un neutron monitor in funzione del potenziale di modulazione ϕ e del cutoff geomagnetico locale P_c [17].

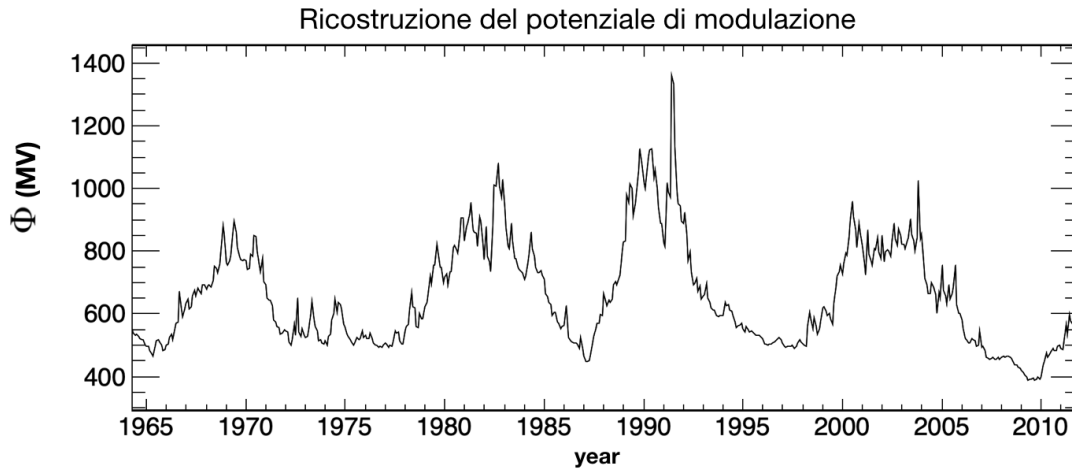


Figura 4.7: Ricostruzione di Usoskin del potenziale di modulazione $\phi(t)$, ad intervalli temporali mensili, dal 1964 al 2011.

conseguenza, il flusso dei raggi cosmici diminuisce (Figura 4.8). Pertanto ci si aspetta una buona anticorrelazione tra $R(t)$ di uno specifico NM, che riflette il flusso J di RC e quindi l'effetto della modulazione, e $\phi(t)$. Dal diagramma di dispersione $\phi(t)$ vs $R(t)$, valutate in un intervallo temporale comune, si nota come i dati siano ben descritti dalla relazione

$$\phi(R(t)) = A + B \cdot R(t) + C \cdot R(t)^2, \quad (4.9)$$

in cui A , B e C sono coefficienti liberi. Tramite un fit dei dati del grafico di dispersione con l'equazione (4.9), si ottengono le migliori stime per i parametri liberi A , B e C . Un esempio di applicazione è presentato in Figura 4.9 per la stazione NEWK situata a Newark (New Jersey, USA). Una volta definita l'equazione (4.9) e noto il rate del neutron monitor al tempo t , è possibile ricavare "real time" il valore del potenziale di modulazione i.e. calcolare ϕ allo stesso istante t . Tale metodologia permette di valutare ϕ per epoche successive al 2011, e in generale per qualsiasi epoca in cui si abbia a disposizione il tasso di conteggi $R(t)$ di un dato NM.

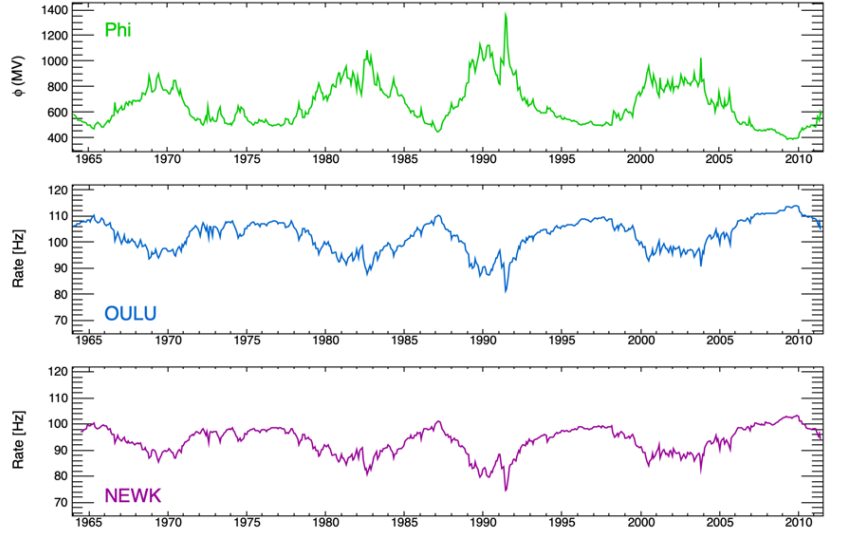


Figura 4.8: In alto: potenziale di modulazione di Usoskin, ricostruito mensilmente secondo la procedura descritta in Sect. 4.5, dal 1964 al 2011. In mezzo: tasso di conteggi della stazione OULU (Oulu, Finlandia) nello stesso periodo. In basso: tasso di conteggi della stazione NEWK. Si nota come l'evoluzione temporale di ϕ sia anticorrelato con il tasso di conteggi [6].

4.7 Calcolo del flusso dei protoni

Una volta determinata la serie temporale del potenziale di modulazione $\phi(t)$, è possibile ricavare una stima del flusso dei raggi cosmici in alta atmosfera dall'equazione

$$J(E, t) = \frac{(E + M_p)^2 - M_p^2}{(E + M_p + \frac{Z}{A}\phi)^2 - M_p^2} J_{\text{lis}}(E + \frac{Z}{A}\phi(t)), \quad (4.10)$$

L'equazione è applicata ad ogni specie nucleare dei RC di carica Z e numero atomico A . Tuttavia, per una corretta valutazione, è necessario conoscere la forma di J_{lis} per la specie in esame. Come notato in precedenza, grazie ai recenti dati di Voyager-1 e AMS-02, è oggi possibile determinare il flusso interstellare con grande accuratezza [20]. In particolare i dati della sonda Voyager-1 nello spazio interstellare (fuori dall'eliosfera) si riferiscono a flussi di particelle a bassa energia ($E \sim \text{MeV} - \text{GeV}$) mentre quelli di AMS-02 in orbita sulla ISS a flussi di particelle ad alta energia ($E \sim \text{GeV} - \text{TeV}$) e dunque poco influenzati dalla modulazione. I dettagli del modello utilizzato sono presentati in Appendice B. Una volta noto il LIS dei protoni $J_{\text{lis}}^p(E)$, è dunque possibile determinare il flusso

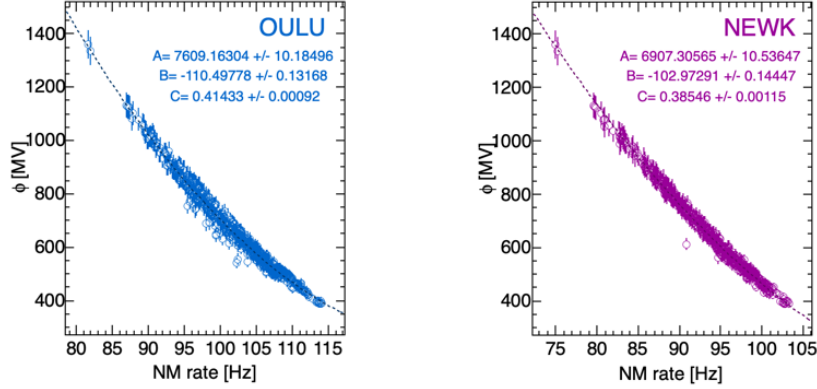


Figura 4.9: Diagrammi di dispersione $\phi(t)$ vs $R(t)$ per le stazioni di Oulu (a sinistra) e Newark (a destra). Per entrambe le stazioni, la relazione di anticorrelazione tra ϕ e $R(t)$ è stata descritta attraverso Eq.(4.9).

dei protoni in alta atmosfera $J^p \equiv J_{r=1AU}^p$ per ogni epoca t per cui sia noto il potenziale di modulazione $\phi(t)$, e per i valori di energia E selezionati dalla relazione:

$$J^p(E, t) = \frac{(E + M_p)^2 - M_p^2}{(E + M_p + \phi(t))^2 - M_p^2} J_{\text{lis}}^p(E + \phi(t)), \quad (4.11)$$

Il modello descritto è stato implementato in un portale online per il monitoraggio della radiazione cosmica e dell'attività solare. Questo permette di ottenere, assieme alla misura del tasso di conteggi dei neutron monitor, la corrispondente valutazione del flusso dei protoni J^p in tempo reale.

L'effetto della modulazione solare descritto da questo modello è bene illustrato in Figura 4.10, in cui viene graficato il flusso interstellare $J_{\text{lis}}^p(E)$ confrontato con due flussi modulati $J^p(E)$ ottenuti da Eq. 4.11. I due flussi modulati sono riferiti a due particolari epoche: Gennaio 2004 e Gennaio 2010, rispettivamente in un periodo di massima e minima attività solare. I corrispondenti valori di ϕ usati per calcolare J^p sono stati ottenuti dai tassi di conteggio mensili dei neutron monitor OULU (a sinistra) e NEWK (a destra) attraverso la procedura presentata in Sez. 4.6. I valori sono $\phi_{\text{OULU}_{2010}} = 396.3$ GV, $\phi_{\text{NEWK}_{2010}} = 385.7$ GV, $\phi_{\text{OULU}_{2004}} = 822.5$ GV, e $\phi_{\text{NEWK}_{2004}} = 815.8$ GV. Come si vede, stazioni differenti forniscono potenziali di modulazione molto simili relativamente alla stessa epoca. Il calcolo dei flussi modulati conduce quindi a risultati molto simili per le due stazioni, come si vede da Figura 4.10 confrontando il grafico di sinistra con quello di destra.

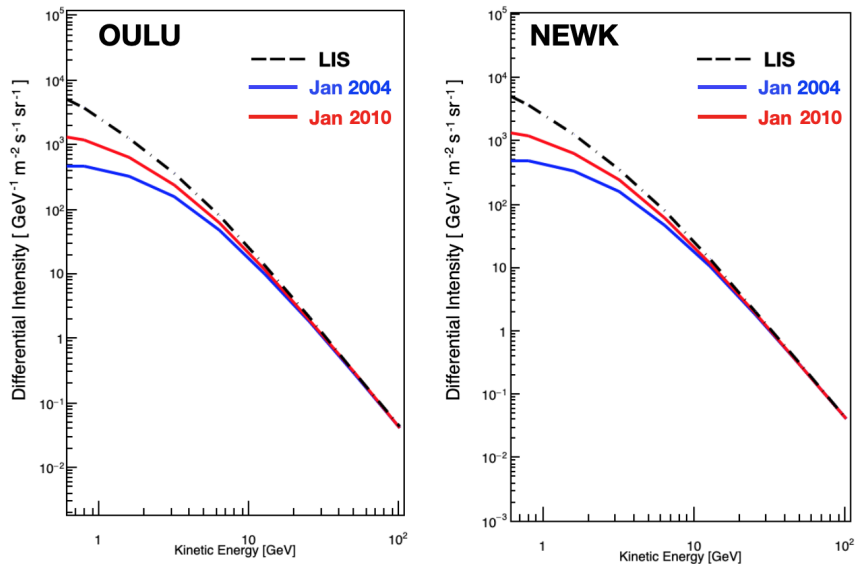


Figura 4.10: Flusso di protoni in funzione dell'energia cinetica nello spazio interstellare (LIS, linea tratteggiata) e flusso modulato in approssimazione Force-Field utilizzando il potenziale di modulazione ϕ corrispondente a due differenti epoche: massimo solare (Gennaio 2004, blu) e minimo solare (Gennaio 2010, rosso). Il calo di intensità mostra chiaramente l'effetto della modulazione solare. Ai fini del calcolo dei flussi, la ricostruzione di ϕ è condotta utilizzando i dati della stazione di Oulu (sinistra) e di quella di Newark (a destra)

Capitolo 5

Heliophysics Virtual Observatory

In questo capitolo verrà descritta la piattaforma web *Heliophysics Virtual Observatory* (HVO), che è stata sviluppata in questo lavoro di tesi. Il portale HVO è finalizzato al monitoraggio in tempo reale dei vari parametri solari e interplanetari descritti in Sez. 2, delle misure relative alla radiazione carica di Sez. 3, e ad effettuare la predizione in tempo reale del flusso di raggi cosmici usando il metodo presentato in Sez. 4.

5.1 Contesto e motivazioni

Il progetto HVO è stato sviluppato nell'ambito delle attività del *Centro Ricerche Innovative per lo Spazio* (CRISP) che nasce come programma attuativo tra l'Università degli Studi di Perugia e l'Agenzia Spaziale Italiana (accordo ASI-UniPG 2019-2-HH.0). Lo sviluppo di HVO si colloca nel programma scientifico CRISP di *studi sperimentali e modellizzazioni fenomenologiche dell'ambiente di radiazione nello spazio*. Tra le attività previste in questo ambito, vi è l'identificazione, raccolta, organizzazione, e sfruttamento di dati multicanale rilevanti per la meteorologia spaziale, nonché lo sviluppo di metodi per l'analisi dei dati, di strumenti di visualizzazione e monitoraggio.

Lo scopo del progetto HVO è infatti quello di canalizzare i dati relativi ad attività solare e radiazione cosmica, resi pubblici da osservatori o missioni su diversi database o repositories in altrettanti formati, su un'unica piattaforma online. Inoltre HVO fornisce la possibilità di visualizzarne i grafici, scaricare i dati in un formato standardizzato, ed accedere ad uno strumento interattivo per il calcolo in tempo reale del flusso dei protoni cosmici in alta atmosfera. I dati e i grafici di HVO vengono aggiornati a cadenza giornaliera. Le varie sezioni del portale sono dedicate alle misurazioni di macchie solari, angolo di tilt, intensità del campo magnetico polare, velocità e densità del vento solare, e tassi di conteggi dei neutron monitor. La homepage di HVO è mostrata in Figura 5.1. La struttura del portale verrà illustrata nel dettaglio nei successivi paragrafi.

5.2 Implementazione e specifiche

Il portale HVO è implementato su una macchina virtuale (VM) e può essere raggiunto all'indirizzo <https://crisp.unipg.it/hvo>⁽¹⁾. Fisicamente, la VM è installata presso la server farm INFN dello

⁽¹⁾Durante la fase di sviluppo, la piattaforma HVO è accessibile solo dalla rete interna al Dipartimento di Fisica e Geologia dell'Università di Perugia.

HELIOPHYSICS VIRTUAL OBSERVATORY

The flux of cosmic rays (CR) in the heliosphere is subjected to remarkable time variations caused by the 11-year cycle of solar activity.

To study this effect, we have developed a web application (**Heliophysics Virtual Observatory**) that collects real-time data on solar activity, interplanetary plasma and charged radiation from several space missions or observatories.

As we will show, our application can be used to **visualize, manipulate, and download** updated data on sunspots, heliospheric magnetic fields, solar wind, and neutron monitors counting rates.

A nowcasting for the energy spectra of CRs near-Earth is also provided, using calculations and real-time neutron monitor data as input.

Data are daily updated from databases listed in Resources section.

ISS Pass Times

Five upcoming ISS passes for Perugia:

Mon Jul 20 2020 21:50:35 GMT+0200 (CEST)
Mon Jul 20 2020 23:28:22 GMT+0200 (CEST)
Tue Jul 21 2020 01:05:30 GMT+0200 (CEST)
Tue Jul 21 2020 02:42:19 GMT+0200 (CEST)
Tue Jul 21 2020 04:20:40 GMT+0200 (CEST)

Current ISS Location

Figura 5.1: La *homepage* del portale HVO.

Space Science Data Center⁽²⁾ dell’Agenzia Spaziale Italiana, ed è controllata nella zona ASI dall’istanza distribuita da Openstack gestita dal *Dipartimento di Fisica e Geologia* dell’Università di Perugia. La piattaforma OpenStack⁽³⁾, nata da una collaborazione tra NASA e Rackspace Cloud, permette infatti di gestire in modo dinamico istanze di macchine virtuali attraverso una serie di servizi specializzati di *cloud computing*. La piattaforma è in grado di offrire funzionalità di calcolo, network e storage secondo il modello *Infrastructure as a Service*, utilizzando software interamente open source in linguaggio Python.

Il portale HVO si presenta come un’applicazione web essenziale dal punto di vista funzionale ma dotata di una robusta ed efficiente base scientifica. In tal senso, l’applicazione potrebbe essere resa pubblicamente accessibile registrando un apposito dominio pubblico e configurando opportunamente la rete interna del Dipartimento di Fisica e Geologia dell’Università di Perugia. In tal senso si potrebbe esporre la porta 80, che di default è destinata al traffico HTTP, mantenendo tuttavia le altre porte di rete non accessibili, garantendo dunque un alto livello di sicurezza. In tale eventualità, è facile prevedere un significativo aumento del traffico di rete, dovuto, ad esempio, ad un maggiore numero di accessi al portale ed a maggiori richieste di elaborazione dati e la conseguente necessità di un’opportuna gestione. Si dovrà perciò decidere se adottare una scalabilità

⁽²⁾<https://www.ssdsc.asi.it>

⁽³⁾<https://www.openstack.org>

orizzontale, replicando i moduli di VM per il bilanciamento del carico, ovvero una scalabilità verticale, potenziando uno o più moduli di VM configurandoli secondo necessità in termini di numero di processori e disponibilità di memoria RAM. La costruzione del portale HVO è stata implementata unicamente con JSROOT e HTML; pertanto sarebbe auspicabile dotarlo di un idoneo supporto per lo sviluppo e la gestione di applicazioni web di Content Management System. In questo senso, l'utilizzo di strumenti software quali WordPress o Drupal potrebbero essere agevolmente integrati e offrire specifiche funzionalità (e.g. registrazione e cronologia degli accessi/utente) per la creazione di siti web dinamici e *user friendly*.

5.2.1 Script

```
#-----NM Station-----
with open('/var/www/html/Neutron/NMStations.txt') as fp:
    line = fp.readline()
    print(line)
    stat = line.split()

#stat contiene i nomi delle stazioni
for i in range(len(stat)):
    NM = "http://www.nmdb.eu/nest/draw_graph.php?formchk=1&stations[]="+stat[i]
    +"&stabchoice=1h&dtype=corr_for_efficiency&resolution=43200&yunits=0&date_choice"+
    "=bydate&start_day=1&start_month=1&start_year=1960&start_hour=0&start_min=0&"+
    "end_day=4&end_month=12&end_year=2019&end_hour=23&end_min=59&output=ascii"

    year = str(now.year)
    month = str(now.month)
    day = str(now.day)
    print(year+month+day)
    NM = NM.replace("end_year=2019", "end_year="+year)
    NM = NM.replace("end_month=12", "end_month="+month)
    NM = NM.replace("end_day=4", "end_day="+day)
    url = simple_get(NM)
    print(NM)
    html = BeautifulSoup(url, 'html.parser')
    path = "/var/www/html/Neutron/"+ stat[i]+".txt"

    f = open(path, "w")
    for i, pre in enumerate(html.select('pre')):
        f.write("%s" % (pre.text))
    f.close()
```

Figura 5.2: Esempio di script in Python per l'estrazione dei dati da Neutron Monitor DataBase [19].

I dati relativi a radiazione cosmica e attività solare vengono archiviati e pubblicati su diversi siti di osservatori e database, tipicamente a cadenza giornaliera o mensile. Tali dati, estratti o scaricati dai database con script in *Python* (Figura 5.2), vengono analizzati da codici numerici in C++ (Figura 5.3A) che fanno uso delle librerie del software ROOT. ROOT contiene tutti i tools necessari per condurre le analisi statistiche, il processamento di big data, la visualizzazione e il loro storage ⁽⁴⁾. I codici sviluppati realizzano i relativi grafici e permettono il salvataggio del file da parte utente in formato ROOT (con estensione *.root*), di grande utilità per l'analisi. Gli script in Python e i codici in C++ per il reperimento dei dati vengono eseguiti ogni giorno in maniera automatizzata, in modo da mantenere i dati sempre aggiornati alla data corrente. La pianificazione dell'esecuzione viene realizzata tramite il servizio, nativo Unix, di *crontab* e quindi eseguiti, in maniera del tutto automatica, ad orari prestabiliti come *cronjob*.

⁽⁴⁾<https://root.cern.ch>

A)	B)
<pre> TFile ff("/var/www/html/Neutron/ROOT/Neutron.root" , "recreate"); ff.cd(); for (int i=0; i<stats.size(); i++) { TString nomefile = "/var/www/html/Neutron/" + stats[i] + ".txt"; TGraph *g = new TGraph(nomefile); g->GetXaxis()->SetTitle("year"); g->GetYaxis()->SetTitle("NM Rate"); g->SetName(stations[i]); g->SetTitle(stations[i] + "Data"); mg->Add(g); legend->AddEntry(g, stations[i], "l"); g->Write(); } c->cd(); mg->Draw("apl"); mg->SetTitle("Neutron Monitor Count Rate"); mg->GetXaxis()->SetTitle("year"); mg->GetYaxis()->SetTitle(" Rate (Hz)"); mg->SetName("Total Graph"); legend->Draw(); ff.cd(); c->Write(); } ff.Close(); </pre>	<pre> <html><head> <script src="/jsroot/scripts/JSROOTCore.js?2d&onload=createGUI"> type="text/javascript"></script> <script type="text/javascript"> var filename = "Neutron/ROOT/Neutron.root"; JSROOT.OpenFile(filename, function(file) { file.ReadObject("TOTAL Graph;1", function(obj) { JSROOT.draw("drawing", obj); }); }); </script></head> <body> <div id="drawing" style="width:650px; height:400px"></div> </body> </html> </pre>

Figura 5.3:

A) Codice ROOT per la creazione del file Neutron.root contenente il grafico del tasso di conteggi delle stazioni di NM.

B) Codice HTML, con integrazione di script JSROOT, per la visualizzazione online dei grafici salvati nel file Neutron.root.

5.2.2 JSROOT

Il pacchetto software *JavaScript* ROOT, detto JSROOT, permette di utilizzare gli strumenti di visualizzazione grafica e manipolazione di ROOT online, attraverso una comune applicazione web browser. Con il codice riportato in Figura 5.3B è possibile, via browser, visualizzare i grafici salvati nei file root. I grafici realizzati con JSROOT sono dinamici e permettono una serie di semplici operazioni da parte dell'utente: selezionare l'intervallo di osservazione sugli assi cartesiani, modificare le dimensioni della "canvas" a piacimento, e scaricare direttamente l'immagine visualizzata in formato PNG. Questa possibilità è di rilevanza per i grafici in HVO (in cui l'asse X rappresenta in genere asse temporale) in cui si rende possibile la determinazione di uno specifico intervallo temporale di visualizzazione dei dati. A questo proposito, è stata inoltre implementata la modalità di selezione manuale. In Figura 5.4 è mostrato un esempio applicativo delle funzionalità descritte. La selezione manuale permette la visualizzazione dei dati appartenenti ad un periodo temporale definito (nell'esempio: i valori dell'angolo di tilt nel periodo dal 13/5/2009 al 13/5/2020) mentre i pulsanti evidenziati permettono il download del file nel formato ROOT (file contenente gli oggetti grafici in formato leggibile e analizzabile via ROOT) e la possibilità di estrarre l'immagine del grafico ottenuto in formato PNG.

5.3 Le sezioni di HVO

HVO è stato sviluppato con l'idea di mettere insieme varie tipologie di osservazioni provenienti da missioni spaziali e osservatori terrestri: dati relativi all'attività solare, misure di parametri interplanetari, e misure di particelle cariche. A queste si affiancano valutazioni in tempo reale basate su modelli efficaci predittivi.

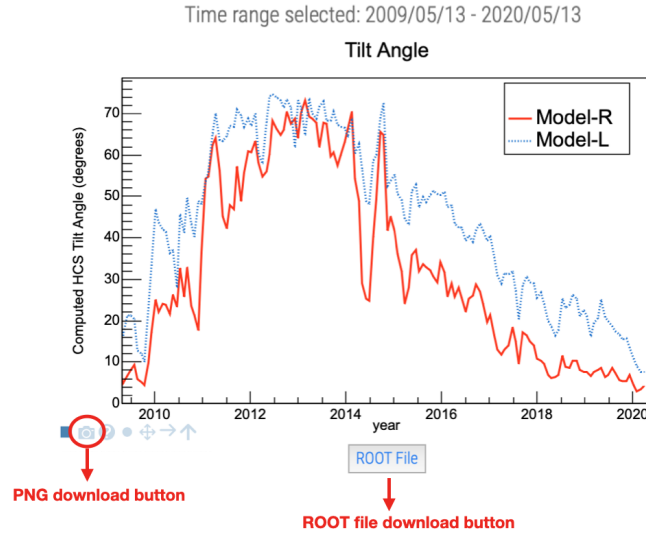


Figura 5.4: La selezione manuale, implementata nel portale HVO, permette la selezione di specifici intervalli temporali. In Figura sono mostrati i valori dell'angolo di tilt nel periodo (13/5/2009 - 13/5/2020). I pulsanti evidenziati permettono il download del file ROOT (contenente gli oggetti grafici in formato .root) e la possibilità di estrarre l'immagine del plot ottenuto in formato png.

5.3.1 Macchie Solari

I dati relativi al numero mensile di macchie solari (cfr. Sez. 2.1) ed alla sua evoluzione in funzione del tempo provengono dalle osservazioni del *Royal Observatory of Belgium*, Brussel, che vengono messe liberamente a disposizione presso la piattaforma *Sunspot Index and Long-term Solar Observations* (SILSO) gestita dal centro di analisi SIDC [24].

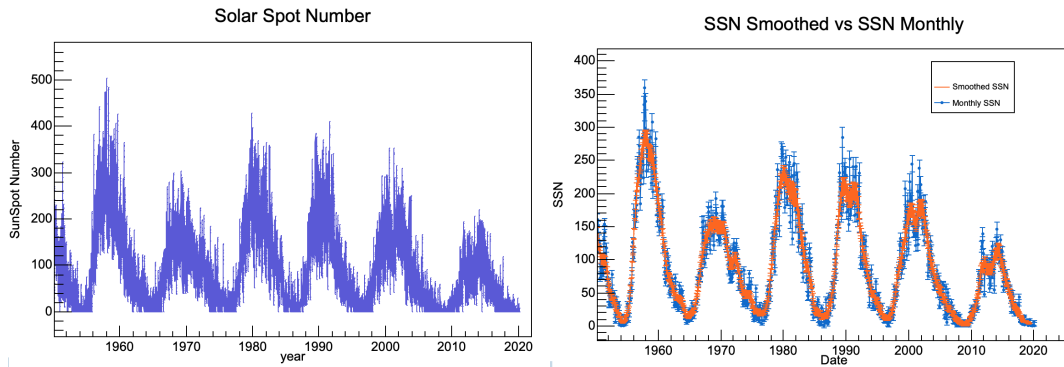


Figura 5.5: Grafici nel numero giornaliero (sinistra) e mensile (destra) di macchie solari, dal 1950 al 2020, estratti da HVO [6]. A destra è anche riportato il cosiddetto numero mensile di macchie "smoothed" calcolato come in Eq.2.2.

I dati SILSO sono costantemente aggiornati su base giornaliera e mensile. I dati del numero di macchie giornaliere sono catalogati dal 1818, mentre la ricostruzione del numero di macchie mensile risale al 1749. In aggiunta, viene anche riportato il numero mensile di macchie "smoothed": questo parametro viene calcolato attraverso una media mobile, si veda Eq. 2.2.

5.3.2 Campo magnetico solare e angolo di tilt

L'intensità, la polarità, e l'orientazione del campo magnetico in prossimità della superficie solare sono costantemente monitorati dal *Wilcox Solar Observatory* di Stanford, USA [26].

In particolare, l'osservatorio Wilcox fornisce ininterrottamente valori dell'angolo di tilt della corrente eliosferica diffusa, aggiornati con cadenza di 27 giorni (il periodo di rotazione solare) dal 1976 ad oggi. I valori dell'angolo di tilt (α) vengono ricostruiti usando due diversi modelli: un *modello*

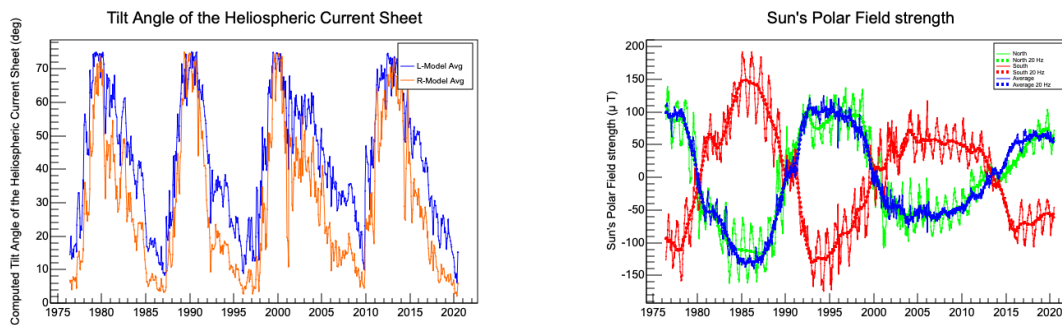


Figura 5.6: Sinistra: ricostruzione mensile (27 giorni) dell'angolo di tilt della corrente eliosferica diffusa, estratto da HVO. I valori, catalogati dal 1976 vengono ricostruiti secondo il modello classico (L) e il modello radiale (R), si veda Sez. 5.3.2. Destra: intensità del campo magnetico solare nell'emisfero Nord (N), Sud (S), valore medio ($Avg = (N - S)/2$) e corrispondenti valori "smoothed", dal 1976 al 2020. Entrambi i grafici sono estratti da HVO. I dati provengono dall'osservatorio Wilcox.

classico (L) che impiega le condizioni al contorno "line-of-sight" e necessita di significative correzioni di campo polare, e un più recente *modello radiale* (R) in cui vengono utilizzate correzioni al contorno radiali per la fotosfera. In particolare il raggio della fotosfera viene approssimato a 3.25 volte quello solare. Come visto in Sez.2.5, l'angolo di tilt della corrente eliosferica è un buon indicatore del ciclo di attività solare, analogamente al numero di macchie. Le ricostruzioni dell'angolo di tilt operate dall'osservatorio Wilcox sono utilizzate in numerosi modelli di modulazione dei raggi cosmici, in particolare per quanto concerne gli effetti dipendenti dal segno della carica e i processi di drift. Lo studio di questi processi è quindi fondamentale per comprendere l'origine delle componenti di antimateria nei raggi cosmici. Il grafico dell'angolo di tilt generato in HVO è mostrato in Figura 5.6, a sinistra.

Il campo magnetico solare in prossimità del sole (in particolare dei poli magnetici) viene misurato dall'osservatorio Wilcox ininterrottamente dal 1976. Le misure di campo magnetico vengono fornite costantemente e vengono aggiornate con cadenza di 10 giorni. In particolare, viene fornita l'intensità del campo in direzione uscente nell'emisfero Nord (N), Sud (S), e il loro valore medio calcolato come $Avg = (N - S)/2$. In aggiunta alle misure effettuate in intervalli di 10 giorni, vengono anche forniti i corrispondenti valori "smoothed", regolarizzati attraverso una procedura analoga a quella utilizzata per le macchie solari. Lo sviluppo lungo un ciclo solare dell'intensità del campo

magnetico solare in prossimità dei poli può essere usato per prevedere l'intensità del prossimo ciclo e il relativo picco. Non è insolito che i valori del campo negli emisferi Nord e Sud siano diversi, e che si sviluppino asincronicamente. Questo avviene in particolare durante il massimo solare, quando si assiste all'inversione dei poli magnetici N/S . Il grafico del campo magnetico solare generato da HVO è mostrato in Figura 5.6, a destra.

5.3.3 Velocità del vento solare e densità dei protoni del vento

I dati relativi alle proprietà del vento solare provengono dalle misurazioni di plasma effettuate nello spazio interplanetario (cioè *in situ*) da missioni spaziali come ISEE-3, WIND, e in particolare ACE in orbita nei punti lagrangiani tra Terra e Sole [18]. Questi dati vengono raccolti 1963 dal catalogo NASA-Omniweb, aggiornati ogni 27 giorni. In Figura 5.7, si mostrano i grafici relativi ai

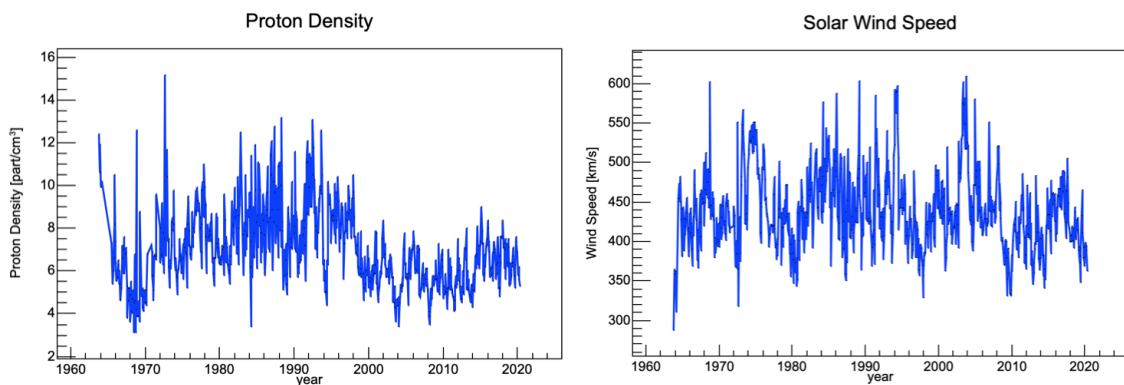


Figura 5.7: Grafici relativi ai valori della velocità del vento solare e alla sua densità estratti da HVO. Si veda Sez. 5.3.3.

valori della densità della componente protonica del vento solare (a sinistra) e alla velocità del vento solare (a destra).

La velocità del vento solare è una grandezza di interesse primario per lo sviluppo di modelli di trasporto della radiazione carica nell'eliosfera e fino a terra. Come visto in Sez. 3.6, da essa dipendono i processi di convezione subiti dalle particelle cariche nel plasma eliosferico. Inoltre, anche la struttura a larga scala del campo magnetico eliosferico dipende crucialmente dalla velocità del vento solare, come visto in Sez. e Fig. 2.4.

5.3.4 Neutron monitor e calcolo real time del flusso di protoni

La sezione dedicata al modello predittivo per il flusso dei protoni e al tasso di conteggi dei neutron monitor (NM) è caratterizzata da un'interfaccia client, che permette di selezionare varie stazioni di neutron monitor e di impostare l'energia a cui il flusso verrà calcolato. Una volta selezionate le stazioni di NM e l'energia di riferimento, si ottiene il tasso di conteggi delle basi selezionate, la ricostruzione del potenziale di modulazione ϕ e il calcolo del flusso dei protoni in alta atmosfera valutato all'energia di riferimento. In Figura 5.8 viene illustrato un esempio applicativo estratto da HVO. La figura che mostra i conteggi mensili di NM misurati dalle stazioni OULU (Oulu, Finlandia), NEWK (Newark, USA) e APTY (Apatity, Russia), assieme al corrispondente valore stimato del potenziale ϕ , e la conseguente valutazione del flusso di protoni cosmici per l'energia di riferimento $E = 1 \text{ GeV}$. Dalla figura, è possibile mettere a confronto l'evoluzione temporale del

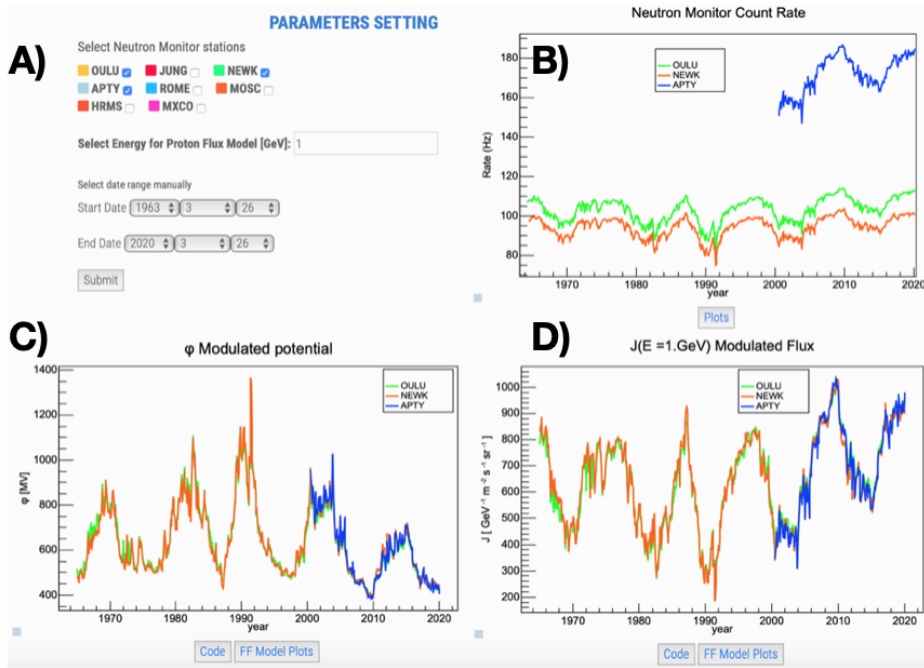


Figura 5.8: Esempio applicativo dell'interfaccia client per tasso di conteggio di NM e corrispondente calcolo del flusso di protoni cosmici basato sul modello Force-Field di Sez. 3.

- A) Interfaccia client in cui è possibile selezionare le stazioni di NM (nell'esempio, sono selezionate OULU, NEWK, e APTY), l'energia, e l'intervallo temporale per l'implementazione del modello.
 B) i tassi di conteggio dei NM selezionati nell'intervallo temporale scelto.
 C) il potenziale di modulazione $\phi(t)$ ottenuto dai dati di NM attraverso l'impiego del modello implementato in Sez. 4.6.
 D) I flussi "real-time" dei protoni cosmici in alta atmosfera per l'energia di riferimento selezionata (nell'esempio $E = 1\text{ GeV}$) ottenuto dall'equazione 4.11 per le varie stazioni di NM selezionate.

parametro ϕ con quella del flusso dei protoni J : si vede come queste due grandezze siano anticorrelate, in accordo con quanto previsto teoricamente e discusso in dettaglio a proposito del modello Force Field in Sez. 3. E' anche interessante notare, dal pannello D della figura, che le diverse predizioni del flusso J provenienti da differenti stazioni risultano tutte consistenti tra loro, nonostante i tassi di conteggio mostrati nel pannello (B) per le stazioni considerate siano molto diversi tra loro. Ciò riflette il fatto che la determinazione dei parametri del modello è stata condotta correttamente per le varie stazioni (Sez. 4.6). Riguardo al calcolo del flusso di protoni cosmici $J(E)$, è importante notare che, nonostante la semplicità dell'approccio adottato, la predizione viene ottenuta e aggiornata in tempo reale combinando il modello di modulazione soale con i dati dei NM, man mano che questi arrivano. Si tratta cioè di un esempio di *nowcasting* di meteorologia spaziale.

Infine è anche interessante notare l'utilità di uno strumento quale HVO ai fini dello studio di correlazioni incrociate tra osservazioni e modelli di vario genere, provenienti da differenti piattaforme e con differenti formati. A titolo di esempio, viene riportato in Figura 5.9 (a sinistra) il diagramma di dispersione tra il numero mensile di macchie solari e il tasso di conteggio mensile di NM, in cui appare evidente la relazione di anticorrelazione, e il diagramma di dispersione trail numero mensile

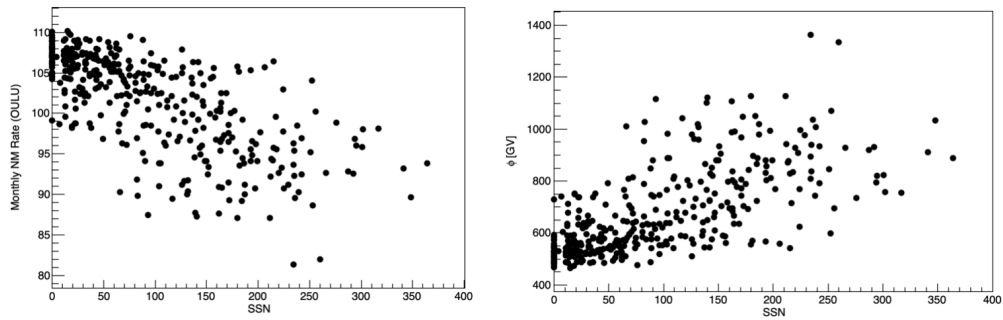


Figura 5.9: Sinistra: diagramma di dispersione tra tasso di conteggio mensile del neutron monitor di OULU e il numero di macchie solari nel periodo 1/1/1970 - 1/1/2000. Evidente l'anticorrelazione tra le 2 grandezze. Destra: diagramma di dispersione tra potenziale di modulazione ϕ , ottenuto dall'equazione 4.9, e il numero di macchie solari nel medesimo periodo. Evidente la correlazione tra le 2 grandezze. Tutti i dati sono stati estratti daHVO.

di macchie solari e il potenziale di modulazione ϕ , che mostra invece una correlazione positiva. Come discusso in Sez. 3, queste osservazioni sono alla base del fenomeno di modulazione solare.

Capitolo 6

Conclusioni

In questo lavoro di tesi sono state descritte le caratteristiche principali dell'ambiente solare e gli effetti dell'attività solare sul trasporto dei raggi cosmici nell'eliosfera. In particolare, è stato implementato il modello *force-field* per descrivere l'effetto di modulazione sul flusso dei protoni cosmici in funzione dell'energia $J_p(E)$, partendo da un'espressione per il flusso interstellare locale J_p^{lis} . Come descritto nella tesi, è stata implementata una parametrizzazione del flusso interstellare aggiornata con le recenti misurazioni di AMS-02 e Voyager-1, ed è stato investigato lo schema generale di calcolo del potenziale ϕ a partire dal tasso dei conteggi mensili dei neutron monitor. Da qui, è stata proposta l'estensione della serie temporale del potenziale di modulazione, attraverso una procedura efficace semplificata che sfrutta la correlazione tra i tassi di conteggio dei neutron monitor e i valori "storici" noti del potenziale di modulazione ϕ (ricavati e pubblicati fino al 2011). Tra le due grandezze sono state stabilite relazioni di tipo quadratico per ognuna delle 8 stazioni considerate. Ciò ha permesso di ottenere una valutazione costantemente aggiornata del potenziale di modulazione solare ϕ , e di conseguenza, una valutazione in tempo reale del flusso dei protoni cosmici in alta atmosfera.

Un possibile sviluppo di questa procedura che può essere implementato con facilità è quello del calcolo di altre specie cariche di raggi cosmici, in aggiunta ai protoni, come per esempio elio, carbonio, ossigeno o ferro. Un ulteriore possibile sviluppo consiste nell'estensione temporale del calcolo rigoroso di Usoskin et al., come descritto in Sez. 4, che permetterebbe valutazioni di flusso più affidabili. Un tale approccio tuttavia richiede la modellizzazione dettagliata delle funzioni di risposta dei neutron monitor. Un'altra possibile estensione del lavoro di modellizzazione è quella relativa al calcolo dei flussi di radiazione in altre regioni dell'eliosfera; per esempio in prossimità dell'atmosfera Marziana, o lungo la traiettoria di un'ipotetica missione planetaria a lungo termine. Un tale obiettivo richiederebbe lo sviluppo di modelli numerici più sofisticati del semplice Force-Field, ma permetterebbe valutazioni affidabili delle dosi e dei rischi da radiazione nelle missioni spaziali.

Questo lavoro di tesi ha portato allo sviluppo del progetto *Heliophysics Virtual Observatory*, HVO, una piattaforma web realizzata ai fini del reperimento in tempo reale di varie tipologie di dati e osservazioni, provenienti da missioni spaziali o da osservatori terrestri, descrittivi le condizioni variabili del Sole, dello spazio interplanetario e della radiazione carica.

Uno degli obiettivi del progetto è quello di combinare insieme dati e modelli, ad esempio affiancando le serie temporali relative a misurazioni con altrettante serie ottenute da modelli predittivi. Nella piattaforma HVO è inoltre stato implementato il calcolo in tempo reale dei flussi dei raggi cosmici, in funzione del tempo e dell'energia, con varie opzioni di scelta da parte dell'utente. Il calcolo è stato eseguito per il flusso dei protoni, i quali costituiscono la componente più abbondante dei raggi cosmici; tuttavia, come detto, l'implementazione può essere facilmente estesa alla

predizione dei flussi di altre specie cariche.

Una possibile estensione di questo lavoro prevede l'aggiunta di altre tipologie di informazioni in HVO. Per esempio, i dati relativi all'occorrenza di fenomeni solari energetici SEP, associati ad esempio a brillamenti solari o espulsioni coronali. Oppure i parametri relativi all'ambiente di radiazione in prossimità della Terra, descrittivi lo stato della magnetosfera o il verificarsi di fenomeni geomagnetici come le tempeste solari o aurore boreali.

Inoltre sarà possibile inserire, come già avviene per la Stazione Spaziale Internazionale, informazioni aggiornate circa lo stato delle missioni in corso, sullo stato e la localizzazione dei vari satelliti in orbita bassa e delle sonde in viaggio nello spazio interplanetario.

Appendice A

Rigidità magnetica

Dal moto di una particelle carica immersa in un campo magnetico uniforme è possibile determinare il raggio di curvatura r_L come

$$r_L = \frac{M\gamma c}{ZeB} \cdot \sin \theta, \quad (\text{A.1})$$

dove B è l'intensità del campo magnetico, Z è il numero atomico e θ è l'angolo fra la direzione del campo magnetico e la velocità della particelle, generalmente detto *pitch angle*. Si nota come r_L sia inversamente proporzionale a B . Ciò comporta che, all'aumentare del campo magnetico, il raggio r_L diminuisce, comportando un aumento nella curvatura della traiettoria percorsa dalla particella. Pertanto è possibile definire la tendenza che ha una particella di carica Ze e velocità v di curvare per azione di un campo magnetico unitario. Si definisce la rigidità magnetica P come il prodotto fra il raggio di curvatura e il campo magnetico che la determina:

$$P = \frac{M\gamma cv}{Ze} = \frac{pc}{Ze} \quad (\text{A.2})$$

Può essere interessante, ricavare la dipendenza esplicita di P dall'energia cinetica E della particelle, per cui considerando la relazione relativistica che descrive l'energia totale di una particella, si ha:

$$E_{tot} = \gamma E_0 = E_0 + E \rightarrow \gamma = \frac{E_0 + E}{E_0}, \quad (\text{A.3})$$

dove con E_0 si indica l'energia della particella nel suo centro di massa, ovvero la sua massa invariante Mc^2 . Utilizzando la nota relazione di mass shell, si ottiene:

$$P = \frac{\sqrt{E^2 + 2EE_0}}{Ze}, \quad (\text{A.4})$$

ossia la rigidità magnetica di una particella in funzione della sua energia cinetica. Tipicamente viene misurata in GV (1 GV=10⁹V). Nel considerare la rigidità magnetica di un nucleo relativistico di carica Z e numero di massa A , risulta utile l'approssimazione $M \cong A \cdot M_n$, dove M_n è la massa del nucleone, ~ 0.938 GV. L'energia di riposo di un nucleo e quella cinetica si esprimono dunque come segue:

$$\begin{aligned} E_0 &= A \cdot M_n c^2 = A \cdot E_0^{(n)}, \\ E &= E_0(\gamma - 1) = A \cdot E_0^{(n)}(\gamma - 1) = A \cdot E^{(n)} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

La grandezza $E^{(n)}$ è detta energia cinetica per nucleone di una particella, ($E^{(n)} = E/A$), e viene utilizzata spesso nelle misure di flusso di nuclei cosmici. In questo modo, dalla relazione A.4, si

ottiene:

$$P = \frac{A}{Ze} \cdot \sqrt{(E^{(n)})^2 + 2E_0^{(n)} E^n} \equiv \frac{Ac}{Ze} \sqrt{M_n^2 + 2M_n E^{(n)}} \quad (\text{A.6})$$

o più comunemente nella forma

$$P = \frac{A}{Z} \cdot P_p, \quad (\text{A.7})$$

dove con P_p si indica la rigidità magnetica del protone. Nel caso di protoni si ha $A = Z = 1$, e quindi $P = P_p$. Inoltre $E_p^{(n)} = E$, cioè l'energia cinetica per nucleone di un protone coincide con la sua energia cinetica. Si nota infine che $P_p = pc/e$, e quindi, in unità naturali, la rigidità di un protone coincide con il suo impulso.

Appendice B

Parametrizzazione del flusso interstellare locale (LIS)

La disponibilità delle accurate misurazioni dei flussi di protoni ad alte energie provenienti da AMS-02 e a basse energie dalla sonda Voyager 1 rappresentano un importante punto di partenza verso la riduzione dell'incertezza della forma dello spettro interstellare locale. Decisiva per un'accurata determinazione del potenziale di modulazione solare e della comprensione della propagazione dei GCR in eliosfera. Il LIS utilizzato per l'implementazione del modello per il calcolo del flusso di protoni in HVO discende dai modelli adottati dalla collaborazione AMS-02 (Agiular et al.[1]) e dalla parametrizzazione secondo i recenti dati di Voyager 1 (Corti et al.[2]). In particolare il flusso per alta energie (nella formulazione originale viene espresso in funzione della rigidità magnetica P cfr. Appendice A) discende da una combinazione di due leggi di potenza con indici spettrali γ e $\gamma + \Delta\gamma$:

$$P^\gamma \left[1 + \left(\frac{P}{P_b} \right)^{\frac{\Delta\gamma}{s}} \right]^s, \quad (\text{B.1})$$

dove P_b è la rigidità in cui le due leggi di potenza si intersecano e s è la *smoothness*.

Tuttavia è possibile generalizzare la B.1, considerando 3 indici spettrali nella seguente forma:

$$P^{\gamma_1} \left\{ 1 + \left[\frac{P}{P_b} \left(1 + \left(\frac{P}{P_{b2}} \right)^{\frac{\Delta\gamma_2}{s_2}} \right)^{s_2} \right]^{\frac{\Delta\gamma_1}{s_1}} \right\}^{s_1} \quad (\text{B.2})$$

Per il range di energia esplorato da Voyager 1, dividendo il flusso misurato per un generica legge di potenza (Figura B.1), è possibile stabilire la seguente parametrizzazione:

$$1 + \exp \left(-\frac{\ln P - \mu}{\sigma} \right)^{-\frac{1}{\nu}}, \quad (\text{B.3})$$

dove μ è il valore della rigidità quando il rapporto vale 1/2, σ determina la *steepness* della curva e ν descrive una possibile asimmetria.

Dunque la parametrizzazione del LIS risulta:

$$\frac{dJ_{LIS}}{dP} = N \left[1 + \exp \left(-\frac{\ln P - \mu}{\sigma} \right)^{-\frac{1}{\nu}} \right] P^{\gamma_1} \times \left\{ 1 + \left[\frac{P}{P_b} \left(1 + \left(\frac{P}{P_{b2}} \right)^{\frac{\Delta\gamma_2}{s_2}} \right)^{s_2} \right]^{\frac{\Delta\gamma_1}{s_1}} \right\}^{s_1}, \quad (\text{B.4})$$

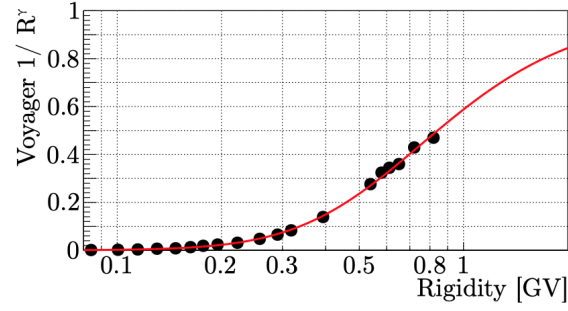


Figura B.1: Rapporto tra il flusso dei protoni misurato da Voyager 1 e P^γ ($\gamma = -2$). La curva in rosso è ottenuta dall'equazione B.3 [2].

dove N è un fattore di normalizzazione. I valori dei parametri usati per la parametrizzazione del LIS, ottenuti dai fit combinati dei dati di Voyager 1 e AMS-02 sono presentati in Tabella B.1.

Parameter	Value
N	11600
μ	-0.559
σ	0.563
ν	0.431
γ_1	-2.4482
R_{b1}	6.2
$\Delta\gamma_1$	-0.4227
s_1	-0.108
R_{b2}	545
$\Delta\gamma_2$	-0.6
s_2	-0.4

Tabella B.1: Parametri usati per la parametrizzazione del LIS in HVO.

Per passare al flusso interstellare locale espresso in funzione dell'energia cinetica E , è sufficiente moltiplicare B.4 per dP/dE (cfr. Appendice A). Dove lo jacobiano è dato da:

$$\frac{dP}{dE} = \frac{\frac{A}{Z} (M_p + E)}{\sqrt{E^2 + 2M_p E}}, \quad (\text{B.5})$$

dove A è il numero di massa, Z il numero atomico e M_p la massa del protone.

Bibliografia

- [1] Aguilar et al. «Precision Measurement of the Proton Flux in Primary Cosmic Rays from Rigidity 1 GV to 1.8 TV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station». In: *Physical Review Letters* (2015). URL: <https://journals.aps.org/prl/pdf/10.1103/PhysRevLett.114.171103>.
- [2] Corti et al. «Solar Modulation of the Proton Local Interstellar Spectrum with AMS-02, Voyager 1 and PAMELA». In: (2015). URL: <https://arxiv.org/pdf/1511.08790.pdf>.
- [3] K. G. McCracken J. Beer. «Long-term changes in the cosmic ray intensity at Earth, 1428–2005». In: *Journal of geophysical research* 112 (2008). URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2006JA012117>.
- [4] J. M. Clem L.I. Dorman. «Neutron Monitor Response Functions». In: *Space Science Reviews volume* 93 (2000), pp. 335–359. URL: <https://link.springer.com/article/10.1023/A:1026508915269>.
- [5] L.J Gleeson G.M. Webb. «On the equation of transport for cosmic-ray particles in the interplanetary region». In: *Astrophysics and Space Science* 60 (1978), pp. 335–351. URL: <https://link.springer.com/article/10.1007/BF00644337>.
- [6] *Heliophysics Virtual Observatory*. 2020. URL: <https://crisp.unipg.it/hvo/>.
- [7] L.J Gleeson I.A. Urch. «A Study of the Force-Field Equation for the Propagation of Galactic Cosmic Rays». In: *Astrophysics and Space Science* 25 (1973), pp. 387–404. URL: <http://adsabs.harvard.edu/full/1973Ap%26SS..25..387G>.
- [8] A. Mishev I. Usoskin. «Current status and possible extension of the global neutron monitor network». In: *Journal of Space Weather and Space Climate* (2020). URL: <https://www.swsc-journal.org/articles/swsc/pdf/forth/swsc200007.pdf>.
- [9] A. L. Mishev I. G. Usoskin G. A. Kovaltsov. «Neutron monitor yield function: New improved computations». In: *JGR Space Physics* 118 (2013), pp. 2783–2788. URL: <https://doi.org/10.1002/jgra.50325>.
- [10] Ilya G. Usoskin Galina A. Bazilevskaya Gennady A. Kovaltsov. «Solar modulation parameter for cosmic rays since 1936 reconstructed from ground-based neutron monitors and ionization chambers». In: *Journal of Geophysical Research* (2011). URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/full/10.1029/2010JA016105>.
- [11] W.I. Axford L.J. Gleeson. «Solar Modulation of Galactic Cosmic Rays». In: *Astrophysical Journal* 154 (1968), p. 1011. URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1968ApJ...154.1011G/abstract>.
- [12] H. Debrunner E. Flueckinger J.A. Lockwood. «Specific yield function S(P) for a neutron monitor at sea level». 1982.

-
- [13] R. Munini M. Boezio e P. Picozza. «Cosmic ray detection in space». In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 112 (2020), p. 103765. DOI: [10.1016/j.pnpnp.2020.103765](https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2020.103765).
- [14] I.G. Usoskin M. Gervasi P.G Rancoita e G.A. Kovaltsov. «Monte-Carlo approach to galactic cosmic ray propagation in the heliosphere». In: *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* 78 (1999), pp. 26–31. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0920563299005186>.
- [15] R.J. Forsyth M.J. Owens. «The Heliospheric Magnetic Field». In: *Living Reviews in Solar Physics* (2013). URL: <https://link.springer.com/article/10.12942/lrsp-2013-5>.
- [16] H. Moraal. «Cosmic-Ray Modulation Equations». In: *Space Science Review* 176 (2013), pp. 299–319. URL: <https://link.springer.com/article/10.1007/s11214-011-9819-3>.
- [17] Ilya G. Usoskin Katja Alanko-Huotari Gennady A. Kovaltsov Kalevi Mursula. «Heliospheric modulation of cosmic rays: Monthly reconstruction for 1951–2004». In: *Journal of Geophysical Research* (2005). URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2005JA011250>.
- [18] *NASA's Space Physics Data Facility*. URL: <https://spdf.gsfc.nasa.gov>.
- [19] *NMDB: Neutron Monitor Database*. URL: <http://www01.nmdb.eu>.
- [20] N. Tomassetti F. Barão B. Bertucci E. Fiandrini J.L. Figueiredo J.B. Lousada M. Orcinha. «Testing Diffusion of Cosmic Rays in the Heliosphere with Proton and Helium Data from AMS». In: *Phys. Rev. Lett.* 121 (2018). URL: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.121.251104>.
- [21] E.N. Parker. «Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields». In: *Astrophysical Journal* 128 (1958), p. 664. URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1958ApJ...128..664P/abstract>.
- [22] E.N. Parker. «The passage of energetic charged particles through interplanetary space». In: *Planetary and Space Science* 13 (1965), pp. 9–49. URL: <http://polaris.nipr.ac.jp/~ryuho/coem/Parker1965PSS.pdf>.
- [23] H. Moraal R.A. Cabellero-Lopez. «Limitations of the Force-Field equation to describe cosmic ray modulation». In: *Journal of Geophysical Research* 109 (2004). URL: https://www.researchgate.net/publication/246692262_Limitations_of_the_force_field_equation_to_describe_cosmic_ray_modulation.
- [24] *SILSO*. URL: <http://www.sidc.be/silso/home>.
- [25] E. Resconi T.K. Gaisser R. Engel. «Cosmic Rays and Particle Physics». In: (2016). URL: <https://www.cambridge.org/core/books/cosmic-rays-and-particle-physics/C81BA71195ADFC89EFCC2C565B617702>.
- [26] *Wilcox Solar Observatory*. URL: <http://wso.stanford.edu>.