

Perturbazioni geomagnetiche, aurorali, ionosferiche e dei raggi cosmici: interdipendenze e relazioni con l'attività solare

F. MARIANI (*) - F. MOLINA (**)

Ricevuto il 6 Dicembre 1962

RIASSUNTO. — In questa prima parte del Capitolo V della presente rassegna viene esaminata la situazione fisica dello spazio esterno alla Terra, specialmente per quanto riguarda il campo magnetico e le particelle in esso «intrappolate».

Per la distribuzione del campo magnetico, vengono riportate innanzi tutto le deduzioni ottenute indirettamente dall'effetto di latitudine della intensità della radiazione cosmica, con particolare riguardo al cosiddetto «equatore dei raggi cosmici», e vengono poi illustrati i primi risultati delle misure dirette dei campi magnetici nella esosfera eseguite a mezzo dei satelliti e delle sonde spaziali, risultati che, complessivamente, fanno pensare che il confine fra il campo geomagnetico e il campo magnetico interplanetario sia a una distanza di 70.000-80.000 km dalla Terra.

Segue una breve descrizione delle informazioni che si possono ottenere a mezzo dei whistlers sulla densità elettronica a distanza della Terra dell'ordine di alcune migliaia di chilometri.

Vengono poi illustrate le caratteristiche delle fasce di radiazione di Van Allen (morfologia, intensità, natura e spettro energetico delle particelle che le costituiscono), nonché delle loro variazioni temporali soprattutto in dipendenza delle perturbazioni magnetiche, e vengono brevemente passate in rassegna alcune delle ipotesi avanzate sulla origine delle fasce.

Vengono infine illustrati, fra gli effetti geofisici delle esplosioni nucleari in alta quota, quelli che hanno speciale attinenza con gli argomenti trattati in questa parte, e precisamente quelli che possono fornire informazioni o indicazioni sull'andamento delle linee di forza del campo magnetico terrestre e sull'intrappolamento delle particelle.

(*) Istituto di Fisica dell'Università e Commissione Italiana per le Ricerche Spaziali del C.N.R., Roma; Istituto Nazionale di Geofisica, Roma.

(**) Istituto Nazionale di Geofisica, Roma.

SUMMARY. — In the present review, the first part of Chapter V is concerned with an examination of the physical situation in space surrounding the earth, especially as regards the magnetic field and the "trapped" particles.

For the distribution of the magnetic field, the report first of all gives all the deductions obtained indirectly from the latitude effect of the intensity of the cosmic radiation, with particular regard to the so-called "cosmic ray equator"; there follow the first results of the direct measurements of the magnetic fields in the exosphere, carried out by means of satellites and space probes. These results, considered as a whole, suggest that the boundary between the geomagnetic field and the interplanetary magnetic field may lie at a distance of 70,000-80,000 Km. from the Earth.

There follows a brief description of the information obtainable by means of whistlers, concerning the electron density at a distance from the Earth of the order of several thousand kilometers.

The characteristics of the Van Allen radiation belts are then illustrated (morphology, intensity, nature and energy spectrum of the particles of which they are formed), as well as their time variations, especially as regards their dependence upon magnetic disturbances, and a brief mention is made of the theories advanced regarding the origin of these belts.

In conclusion, with regard to the geophysical effects of high-altitude nuclear explosions, the report describes those that have a special connection with the present subject: namely, those that can provide information or indications concerning the behaviour of the lines of force of the earth magnetic field and the trapping of the particles.

5. STATO FISICO DELLO SPAZIO INTERPLANETARIO (*)

a. — CAMPO MAGNETICO NELL'ESOSFERA E CAMPO INTERPLANETARIO. FASCE DI RADIAZIONE

La conoscenza delle condizioni fisiche a quote superiori al centinaio di km dal suolo è assai interessante perché in questa regione ha inizio il passaggio più o meno graduale dalla atmosfera alla situazione fisica propria dello spazio interplanetario, e perché solo in questi ultimi anni si è potuto cominciare a effettuare rilevazioni « in loco ».

Ci limitiamo nel seguito a considerare solo quelli dei risultati sperimentali che in qualche modo interessano la situazione magnetica, elettromagnetica e corpuscolare nello spazio prossimo alla Terra.

(*) I primi quattro capitoli di questo lavoro sono pubblicati in « Ann. Geof. » **12**, 297 e 389 (1959); **13**, 85 e 135 (1960).

5.1. Il campo magnetico nello spazio intorno alla Terra.

La conoscenza della distribuzione del campo magnetico terrestre intorno alla Terra, a distanze dell'ordine del raggio terrestre, e la sua «saldatura» con quello eventuale del Sole o, comunque, con quello esistente nello spazio interplanetario ha grande importanza nello studio delle perturbazioni geomagnetiche, aurorali, ionosferiche e dei raggi cosmici che abbiamo considerato nei precedenti capitoli. In effetti, la distribuzione del campo magnetico nello spazio interplanetario, regolare o no nello spazio, costante o no nel tempo, condiziona in modo essenziale il moto e la distribuzione nello spazio delle particelle cariche cui molta parte dei fatti sperimentali induce ad attribuire la causa delle perturbazioni stesse.

Particolare importanza ha, a tale riguardo, lo studio della distribuzione dell'intensità della radiazione cosmica primaria, la cui densità nello spazio è talmente bassa da poter ritenere le particelle che la costituiscono esenti da interazioni di sorta; le singole particelle risentono così del solo effetto del campo magnetico nello spazio, in particolare di quello interplanetario e terrestre, sui quali si possono così ottenere importanti informazioni.

5.1.1. Posizione dell'equatore geomagnetico e radiazione cosmica. — La analisi in serie di funzioni armoniche sferiche del campo geomagnetico superficiale intrapresa da Gauss, continuata e affinata successivamente da numerosi Autori, consente di definire con notevole precisione la distribuzione del campo geomagnetico intorno alla Terra; nella approssimazione di dipolo ne vengono così definiti il momento e l'orientamento. Resta in particolare definita come equatore geomagnetico la linea intersezione del piano equatoriale del dipolo con la superficie terrestre. Nella detta approssimazione, il dipolo ha il suo centro nel centro della Terra e i suoi poli magnetici nord e sud puntano rispettivamente verso i punti di coordinate geografiche (78°5' N, 291° E) e (78°5' S, 111° E) rispettivamente.

Aumentando il numero di termini presi in considerazione si ottengono espressioni meglio approssimate del campo magnetico terrestre. In particolare, la fig. 5.1 mostra ⁽¹⁾ l'intersezione delle linee di forza del campo magnetico con la superficie della Terra per l'emisfero nord e sud, calcolate con l'uso dei primi 48 coefficienti di Gauss.

L'interpretazione degli effetti geomagnetici sulla radiazione cosmica (v. 4.2) è stata per molto tempo fatta con riferimento al campo magnetico prodotto da un dipolo centrato; tuttavia, negli ultimi anni, il raf-

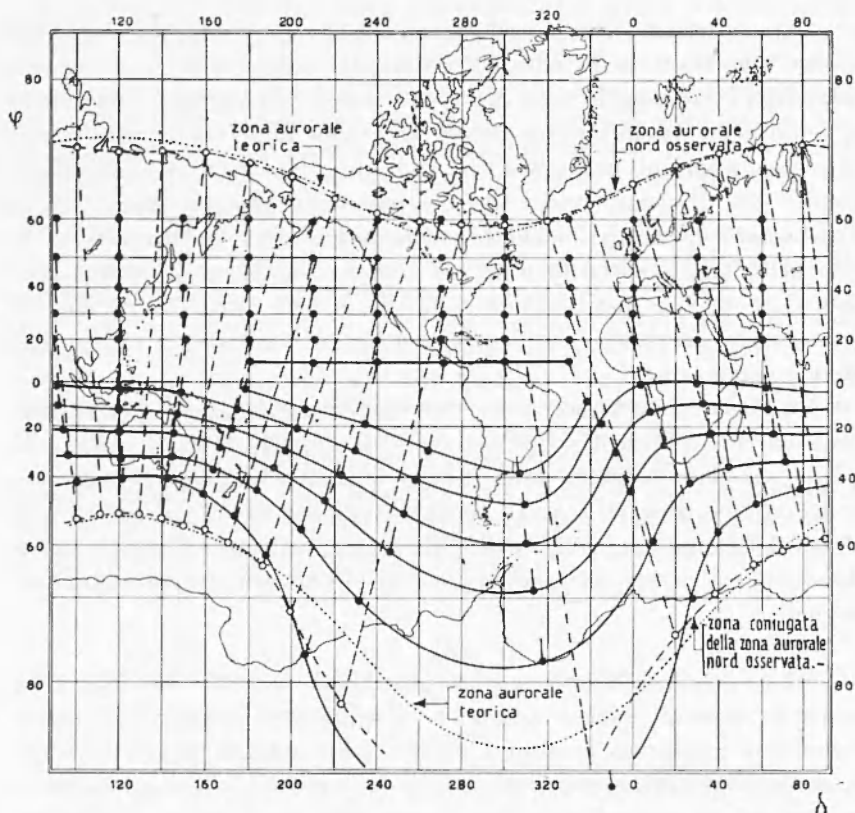


Fig. 5.1 - Rappresentazione dei punti magneticamente coniugati, intersezione delle linee di forza del campo magnetico terrestre con la superficie della Terra; φ e λ , latitudine e longitudine geografiche (secondo Vestine e Sibley).

finamento delle misure d'intensità dei raggi cosmici ha portato a taluni risultati inattesi. In particolare, Simpson e coll. (2), in base a misure di intensità della componente nucleonica e della componente mesonica, definito un «equatore geomagnetico dei raggi cosmici» come la linea luogo dei punti di minima intensità, hanno ottenuto un equatore corrispondente a un dipolo di momento e inclinazione rispetto all'asse di rotazione terrestre identici a quelli desunti dall'analisi di Gauss, rotato

però verso ovest di 40-45° (fig. 5.2). Il conseguente cambiamento delle coordinate geomagnetiche permette d'interpretare parecchie anomalie della intensità e dello spettro delle particelle α e dei nuclei pesanti primari.

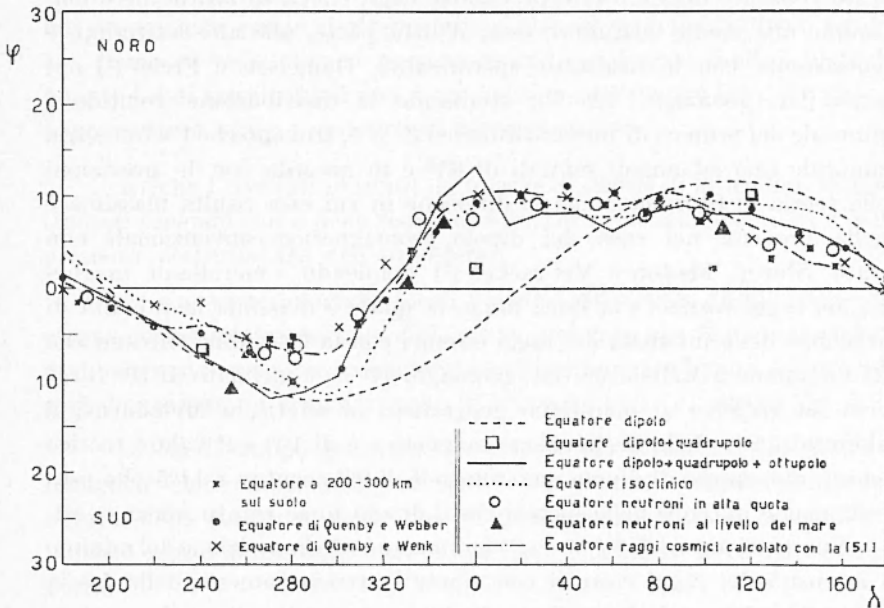


Fig. 5.2 - Andamento dell'equatore magnetico terrestre secondo le diverse definizioni; φ e λ . latitudine e longitudine geografiche (secondo Kellogg e Schwartz; Rothwell; Vernov e coll., Quenby e Webber; Quenby e Wenk).

Altre discrepanze rispetto al modello di dipolo geomagnetico sono messe in evidenza da McDonald (3), il quale confronta l'energia di taglio T (in MeV/nucleone) per particelle α misurata sotto uno spessore residuo di atmosfera di 6 g/cm² e alla latitudine geomagnetica Φ_0 di 52-53° con la corrispondente energia di taglio prevista dalla teoria di Störmer (v. tabella 5.1) e determina la latitudine «effettiva» Φ' richiesta dai valori misurati di T .

Tabella 5.1

Φ_0	T prevista	T misurata	Φ'
52°16'	455	225 ± 25	56°30'
52°23'	445	220 ± 30	56°23'
53°10'	400	160 ± 15	58°10'

Non tutti i risultati sperimentali si inquadrano nel modello di dipolo rotato: Rose, Fenton, Katzman e Simpson (^{4,5}), in una serie di misurazioni estese dall'Artico all'Antartico, rilevano che se l'ipotesi del dipolo rotato consente migliore interpretazione degli effetti di latitudine e longitudine alle medie latitudini, essa, d'altra parte, alle alte latitudini, è inconsistente con le risultanze sperimentali. Danielson e Freier (⁶) nel Texas (lat. geomagn. 42° N), studiando la distribuzione zenitale e azimutale dei primari di numero atomico $Z \geq 5$, trovano che l'asimmetria azimutale fino ad angoli zenitali di 65° è in accordo con le previsioni della teoria di Störmer e che la direzione in cui essa risulta massima è quella prevista nel caso del dipolo geomagnetico convenzionale non rotato. Storey, Fenton e McCracken (⁷) definendo «meridiano magnetico dei raggi cosmici» la linea lungo la quale è massima la rapidità di variazione della intensità dei raggi cosmici con la latitudine trovano che tale meridiano a Melbourne (lat. geomagn. 47° S) è inclinato di $10^\circ \pm 4^\circ$ verso est rispetto al meridiano geografico; in effetti, a Melbourne, il valore misurato della declinazione magnetica è di 10° e il valore teorico dedotto dal campo di dipolo non rotato è di $9^\circ 5'$, contro i $14^\circ 5'$ che essa declinazione avrebbe nella ipotesi che il dipolo fosse rotato verso ovest.

Numerosi autori (^{5, 8, 9, 10, 11, 12}) hanno studiato la posizione del minimo di intensità dei raggi cosmici con ripetuti attraversamenti della fascia equatoriale. Di particolare rilievo gli attraversamenti nella regione atlantica a ovest dell'Africa che è la regione dove maggiore è risultata la discrepanza tra posizione di minima intensità dei raggi cosmici ed equatore geomagnetico del dipolo. Sul meridiano 14° ovest il minimo corrisponde alla latitudine geografica di circa 7° N; a questa longitudine, la latitudine prevista per il minimo differisce da quella prevista sia nel modello di dipolo rotato ($\sim 3^\circ$ N) che nel modello di dipolo non rotato ($\sim 7^\circ$ S), sia anche da quella prevista in base alle misurazioni di energia di taglio delle particelle α . Il punto di minimo risulta invece assai vicino all'equatore isoclinico (*dip equator*), definito come il luogo dei punti di inclinazione magnetica nulla al suolo.

Il problema della effettiva distribuzione del campo geomagnetico a distanza è stato studiato da Pfozter (¹³) sotto un altro punto di vista: l'autore, partendo dall'osservazione che le discrepanze negli effetti di latitudine previsti per i due casi di dipolo rotato e non rotato sono maggiori per particelle il cui spettro di rigidità è più «ripido» di quello della radiazione cosmica normale, ha studiato la distribuzione geografica della intensità delle extraparticelle, principalmente protoni, che raggiunsero la Terra in occasione del brillamento del 23 febbraio 1956 (v. anche

4.5.2). Sebbene i risultati cui Pfozter perviene non possano ritenersi conclusivi, tuttavia gli effetti di latitudine dedotti dall'osservazione in 15 diversi punti della Terra sembrano, nel complesso, meglio in accordo con l'ipotesi del dipolo non rotato, nel senso che sebbene si abbiano sensibili discrepanze queste risultano minori che col modello di dipolo rotato.

Come si vede, non si possono trarre conclusioni molto chiare in quanto i dati sperimentali non sono molto in accordo tra loro. Ciò induce a prospettare varie possibilità di interpretazione:

a) che i risultati ottenuti da misure di effetti di latitudine vadano studiati tenendo conto della teoria di Störmer nella sua generalità e della presenza perturbatrice dell'atmosfera;

b) che vaste anomalie locali possano alterare la distribuzione del campo geomagnetico esterno, cioè, più in generale, che l'approssimazione di dipolo non possa essere considerata sufficientemente buona, occorrendo considerare termini di quadrupolo, di ottupolo, ecc. (v. ancora fig. 5.2);

c) che il campo geomagnetico esterno sia perturbato da effetti di induzione elettromagnetica provocati nella materia ionizzata interplanetaria dalla rotazione delle linee di forza geomagnetiche, la cui distribuzione non è simmetrica rispetto all'asse geografico di rotazione della Terra.

Per approfondire la questione, consideriamo più in dettaglio i punti in discussione: Winckler e Anderson⁽¹⁴⁾, esaminando criticamente il significato fisico delle misure degli effetti di latitudine, richiamano l'attenzione sul fatto che in realtà l'uso di dispositivi omnidirezionali (camere di ionizzazione, ecc.), la complicata distribuzione delle orbite permesse come pure i fenomeni di transizione nella atmosfera possono dar luogo a effetti apparenti anche sensibilmente diversi da quelli effettivi della radiazione primaria; in particolare può aversi un « effetto di saturazione » dei rivelatori in certe condizioni o in certe direzioni: così per es. ad alte quote (spessore residuo di atmosfera ~ 10 g/cm²) la intensità della componente orizzontale dei raggi cosmici si mantiene costante⁽¹⁵⁾ nell'intervallo tra 51° e 69° di latitudine, mentre al contrario la componente verticale risulta crescere del 45% nello stesso intervallo di latitudini. Studiando sotto questa luce la posizione del « ginocchio » dell'effetto di latitudine, gli Autori segnalano che le rigidità di taglio da essi osservate su palloni a varie quote, nell'America settentrionale, corrispondono a latitudini circa 4° più alte di quelle geomagnetiche di dipolo, in ciò accordandosi con i citati risultati di McDonald.

(Circa il punto *b*) sono assai interessanti i risultati di Rothwell⁽¹⁶⁾, che ha cercato una espressione empirica del momento di taglio p_c per la componente nucleonica al livello del mare: chiamato

$$p_D = \frac{Ze}{4c} R \frac{H_D}{\left(1 + \frac{1}{4} \operatorname{tag}^2 \delta_D\right)^{3/2}}$$

il momento di taglio del campo del dipolo geomagnetico centrato, con R raggio della Terra, H_D e δ_D componente orizzontale e declinazione appunto calcolate nel modello di dipolo, e definendo con

$$p_s = \frac{Ze}{4c} R \frac{H_s}{\left(1 + \frac{1}{4} \operatorname{tag}^2 \delta_s\right)^{3/2}}$$

un analogo momento nel quale H_s e δ_s rappresentano gli effettivi valori al suolo, nel luogo di osservazione, della componente orizzontale del campo e della declinazione, Rothwell pone la relazione

$$p_c = x p_s + (1 - x) p_D \left(\frac{p_D}{p_s}\right) \quad [5.1]$$

ove x è una quantità che va opportunamente determinata per confronto con i dati sperimentali.

Paragonando i momenti di taglio per particelle α misurati da Rothwell stessa e da numerosi altri autori, in parte sopra citati, con la [5.1] è risultato per x un valore costante 0,88 a tutte le latitudini geomagnetiche tra 55° nord e 47° sud.

La linea di minima intensità della componente nucleonica dedotta dalla [5.1] con $x = 0,9$ è mostrata in fig. 5.2.

Il lavoro di Rothwell suggerisce che le particolarità segnalate dai vari autori siano soprattutto determinate dalle differenze locali del campo magnetico « reale » da quello geomagnetico convenzionale. In effetti la deflessione dei raggi cosmici per opera del campo magnetico terrestre avviene nella sua maggior parte a distanza non superiore a qualche raggio terrestre; ciò giustifica perchè differenze tra l'effettivo campo magnetico terrestre e quello convenzionale di dipolo, che sono apprezzabili solo fino a distanza dell'ordine delle migliaia di km, abbiano tuttavia effetti rilevanti sui raggi cosmici.

In forma più generale, il problema della effettiva distribuzione del campo magnetico intorno alla Terra va studiato, come già si è detto, includendo nella analisi in serie di armoniche sferiche un numero di

termini sufficientemente elevato: con tale procedura la distribuzione del campo viene a perdere la simmetria circolare propria del modello di dipolo.

In particolare, Kellogg e Schwartz (¹⁷) hanno preso in considerazione l'effetto dei termini di quadrupolo e di ottupolo, mentre Quenby e Webber (¹¹) hanno usato i primi 48 termini dello sviluppo in serie; Quenby e Wenk (¹⁸) più recentemente hanno migliorato le approssimazioni di

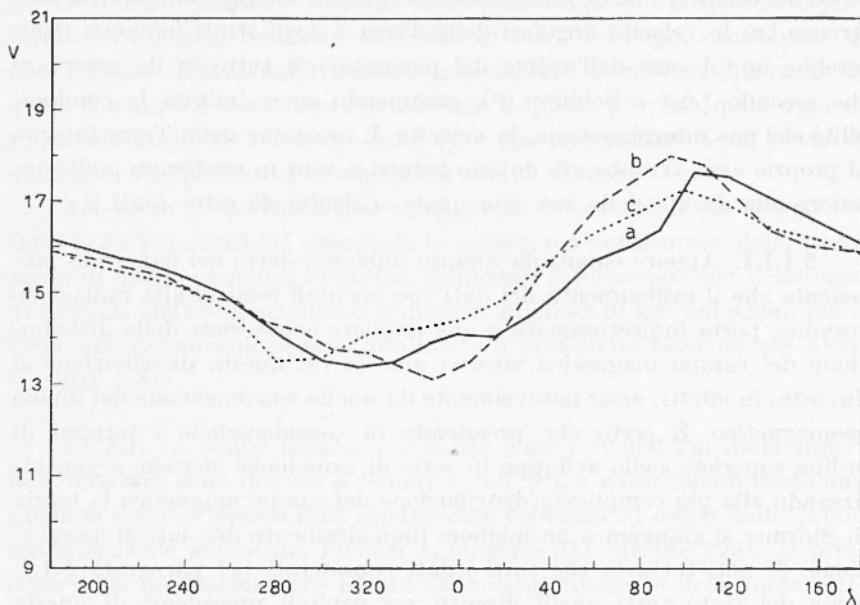


Fig. 5.3 - V , rigidità magnetica di taglio (in GV) per protoni in direzione verticale all'equatore magnetico, secondo Kellogg e Schwartz (curva a), Quenby e Webber (curva b) e Quenby e Wenk (curva c); λ , longitudine geografica.

Quenby e Webber, in particolare prendendo in considerazione gli effetti di « penombra » della Terra. Le figure 5.2 e 5.3 riportano gli andamenti calcolati dai suddetti autori per l'equatore magnetico, definito come luogo dei punti nei quali è massima la rigidità di taglio per particelle dei raggi cosmici incidenti verticalmente, nonché i valori di questa rigidità in corrispondenza dell'equatore stesso.

Diverso è il punto di vista degli autori che attribuiscono le anomalie di distribuzione della intensità dei raggi cosmici a cause esterne alla Terra che provocano distorsioni del campo di dipolo. In particolare, Beiser (¹⁹) attribuisce la distorsione del campo geomagnetico di dipolo all'effetto

delle correnti indotte dal movimento del dipolo magnetico terrestre, inclinato rispetto all'asse di rotazione della Terra, sulla materia interplanetaria ionizzata.

Ingraham ⁽²⁰⁾ sostiene che una rotazione verso ovest del dipolo magnetico risulta semplicemente assumendo che gli strati ionizzati più esterni alla Terra restino indietro rispetto agli strati più vicini, rotando con velocità angolare inferiore a questi; si noti che non si tratta degli strati ionosferici, ma di strati distanti qualche raggio terrestre; la differenza tra le velocità angolari della Terra e degli strati ionizzati risulterebbe in tal caso dell'ordine del per cento; c'è tuttavia da osservare che secondo Lüst e Schlüter ⁽²¹⁾, assumendo come infinita la conducibilità del gas interplanetario, la velocità di rotazione della Terra intorno al proprio asse avrebbe già dovuto ridursi a zero in un tempo molto inferiore alla durata della sua vita quale ci risulta da altre fonti.

5.1.1.1. Appare chiaro da quanto abbiamo detto nel paragrafo precedente che il raffinamento dei dati sperimentali relativi alla radiazione cosmica, porta indirettamente a una migliore conoscenza della distribuzione del campo magnetico intorno alla Terra: questa distribuzione si discosta, in effetti, assai notevolmente da quella convenzionale del dipolo geomagnetico. È certo che prendendo in considerazione i termini di ordine superiore nello sviluppo in serie di armoniche sferiche e generalizzando alla più complicata distribuzione del campo magnetico la teoria di Störmer si giungerà a un migliore inquadramento dei dati di osservazione. Si noti tuttavia che tutti i dati considerati nel paragrafo **5.1.1**, come del resto tutti quelli discussi nei capitoli precedenti di questa rassegna, sono relativi a osservazioni fatte al suolo o a poca distanza dal suolo. Ne consegue la necessità di completare e perfezionare il quadro fin qui costruito con i risultati di misurazioni dirette del campo magnetico terrestre fino a distanza di parecchi raggi terrestri.

5.1.2. *Misure dirette di campi magnetici nella esosfera.* — Di grande interesse sono le misure dirette del campo magnetico nello spazio intorno alla Terra, divenute possibili in questi ultimi anni mediante strumenti portati da satelliti e sonde spaziali.

Si tratta ancora di risultati piuttosto sporadici e preliminari, alcuni dei quali tuttavia consentono già, come vedremo, di acquisire informazioni di grandissima importanza sperimentale e teorica.

5.1.2.1. A parte le misure di campo magnetico effettuate da vari autori nella bassa ionosfera, nell'intento di studiare il sistema di correnti

elettriche circolante nello strato E , considerato come la causa delle variazioni diurne del campo magnetico terrestre al suolo, le prime misure dirette, a quote fino a 1000 km, sono quelle di Dolginov e coll. ⁽²²⁾ su Sputnik III (1958 δ_2) nel periodo 15 maggio-5 giugno 1958. Successive misure, più precise e distribuite nel tempo su un periodo di circa tre mesi, a distanze dal suolo tra 510 e 3750 km nell'intervallo di latitudini geografiche tra 33° nord e sud si debbono a Vanguard III (1959 η), lanciato il 18 settembre 1959. Un risultato interessante agli effetti del nostro problema ⁽²³⁾ è che la cosiddetta anomalia di Città del Capo, consistente in una regione situata sull'Atlantico meridionale e sul Sud Africa nella quale il campo è notevolmente inferiore a quello previsto nella approssimazione di dipolo (v. anche 5.3.5.4), è più pronunciata e più netta di quando ci si aspettasse dall'analisi del campo al suolo.

Nel corso di perturbazioni magnetiche le variazioni di campo osservate da Vanguard III sono state in genere, ma non sempre, dello stesso segno di quelle al suolo; i risultati sono stati interpretati con l'esistenza di correnti elettriche circolanti a qualche migliaio di km dal suolo, più o meno alle distanze dove sono localizzate le cosiddette fasce di van Allen (v. oltre 5.3).

5.1.2.2. Le prime misure a distanze oltre i 10.000 km dalla superficie terrestre sono dovute a Sonett e coll. ⁽²⁴⁾, i quali hanno usato una « bobina sonda » (*search coil*) rigidamente collegata al corpo della prima sonda spaziale americana Pioneer I, lanciata l'11 ottobre 1958. Il principio della misurazione era basato sulla determinazione della forza elettromotrice indotta nella bobina per effetto della sua rotazione intorno all'asse stabilizzato di rotazione del veicolo: veniva in tal modo misurata la componente B_{\perp} del campo geomagnetico secondo il piano normale all'asse di rotazione della bobina. Tale asse risultò fortuitamente, durante molta parte del tempo di misura, quasi perpendicolare alla direzione del campo geomagnetico B previsto nel modello di dipolo: la misura di B_{\perp} rappresenta quindi un valore assai prossimo a quello di B .

I valori misurati si riferiscono agli intervalli di distanze geocentriche di $3,7 \div 7$ e $12,3 \div 14,8$ raggi terrestri (rispettivamente $(2,4 \div 4,4) \cdot 10^4$ e $(7,8 \div 9,4) \cdot 10^4$ km; il periodo di misura cade in una epoca di eccezionale tranquillità geomagnetica (indice magnetico massimo $A_p = 5$).

Nel primo intervallo di distanze i valori misurati di B_{\perp} e quelli previsti nel modello di un dipolo eccentrico sono in accordo, a parte lievi fluttuazioni di ampiezza non superiore a qualche %. Notevolmente diversa è invece la situazione a distanze oltre i 10 raggi terrestri. I valori

misurati si discostano fino al 100% dai valori previsti (fig. 5.4); per di più essi presentano una diminuzione con la distanza geocentrica r che, rispetto a quella prevista (del tipo r^{-3}), è sensibilmente più rapida (del tipo r^{-5}).

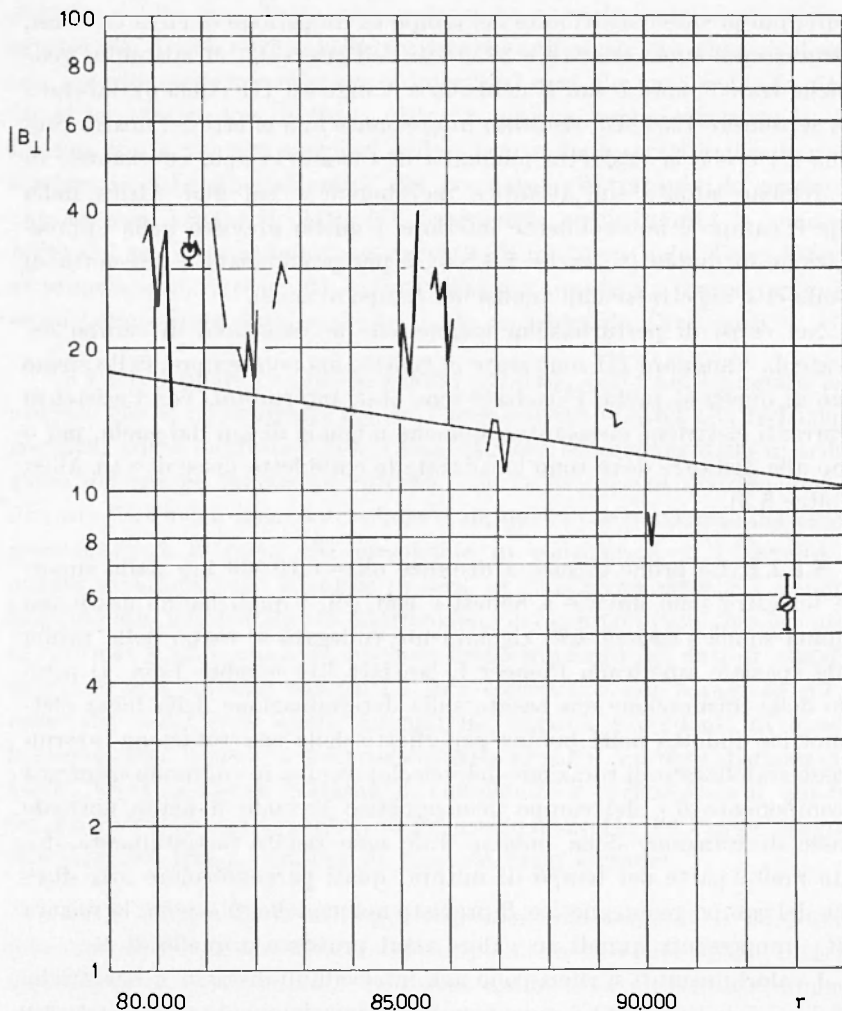


Fig. 5.4 - Andamento della componente B_{\perp} (in gamma); r , distanza geocentrica in km; la linea continua rappresenta l'andamento calcolato per il campo di dipolo (secondo Sonett, Smith e Sims).

Risulta anche ben evidente (fig. 5.5a) la presenza di piccole fluttuazioni quasi periodiche con « periodo » dell'ordine dei secondi, fluttuazioni che non sono presenti invece a distanze inferiori a 7 raggi terrestri.

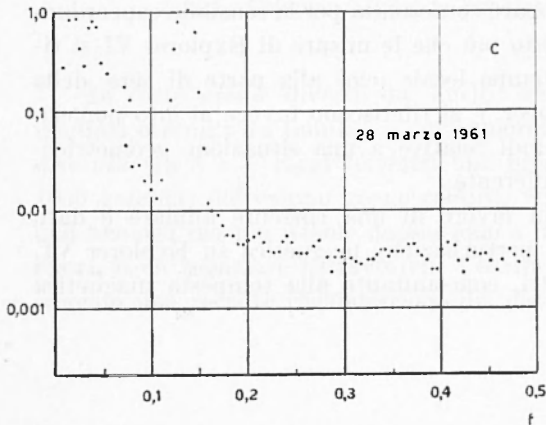
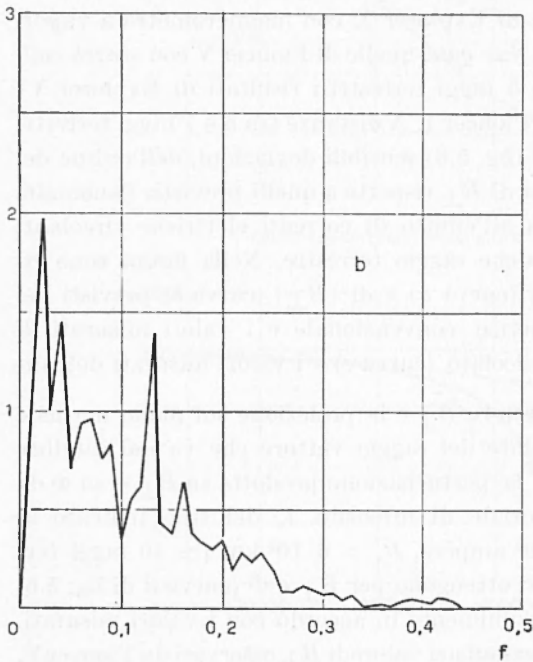
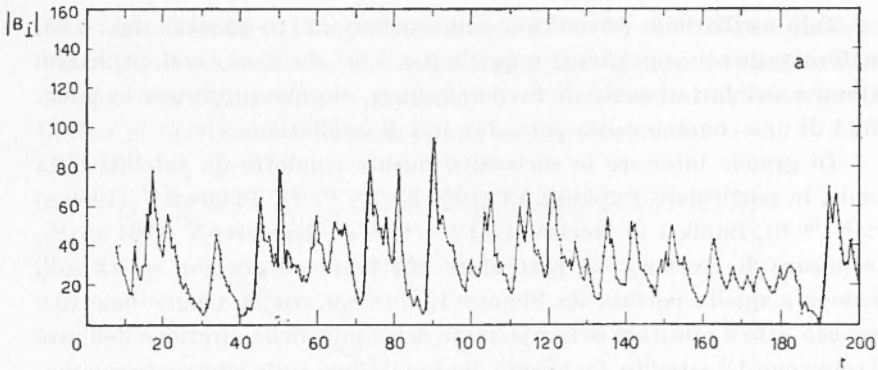


Fig. 5.5 - Andamento (fig. a) dell'involuppo dei valori $|B_{\perp}|$ in gamma a distanza geocentrica intorno a 80.000 km e corrispondente spettro differenziale della potenza associata alle piccole oscillazioni di B_{\perp} in unità 10^{-6} gauss $^2 \cdot$ Hz $^{-1}$ (fig. b); per confronto in fig. c, spettro differenziale della potenza (in unità 10^{-10} gauss $^2 \cdot$ Hz $^{-1}$) a Fredericksburg; t , tempo in secondi; f , frequenza in Hz (secondo Sonett, Judge, Sims e Kelso; Ness, Skillman, Scarce e Heppner).

Tali oscillazioni presentano uno spettro di frequenza (fig. 5.5b) qualitativamente somigliante a quello (fig. 5.5c) che Ness e coll. (25) hanno ottenuto sui dati al suolo di Fredericksburg, ciò che suggerisce la possibilità di una comune causa per i due tipi di oscillazione.

Di grande interesse le successive misure condotte da satelliti e da sonde, in particolare Explorer VI (1959 δ_1) (26, 27, 28), Pioneer V (1960 a) (29, 30, 31), Lunik I (o Mechta) e II (22, 32, 33) ed Explorer X (1961 α) (34). Le misure di Explorer VI sono state effettuate ancora con *search coil*, analoga a quella portata da Pioneer I, e, in più, con un magnetometro a *flux gate* atto a misurare la componente del campo nella direzione dell'asse di rotazione del satellite. Le misure dei Lunik sono state effettuate con magnetometri a *flux gate*, quelle di Explorer X con magnetometro a vapori di rubidio e magnetometri a *flux gate*, quelle di Pioneer V con *search coil*.

Fino a distanze di circa 5 raggi terrestri i risultati di Explorer VI non si discostano da quelli di Pioneer I. A distanze tra 5 e 7 raggi terrestri invece, sono state riscontrate (fig. 5.6) sensibili deviazioni, dell'ordine del 50 — 75% dei valori misurati di B_{\perp} rispetto a quelli previsti; l'anomalia viene dagli Autori attribuita all'effetto di correnti elettriche circolanti a distanze dell'ordine di qualche raggio terrestre. Nella figura sono riportati gli andamenti di $|B|$ (curva a) e di $|B_{\perp}|$ (curva b) previsti nel modello di dipolo geomagnetico convenzionale e i valori misurati di $|B_{\perp}|$, nonché l'andamento calcolato (curva c) e i valori misurati dell'angolo Φ tra la direzione del vettore B_{\perp} e la proiezione sul piano normale all'asse di rotazione del satellite del raggio vettore che va dal satellite al Sole. Gli autori calcolano la perturbazione prodotta su B_{\perp} e su Φ da una corrente anulare equatoriale di intensità I , del tipo indicato in fig. 5.7; assumendo $I = 5 \cdot 10^6$ ampère, $R_0 = 6 \cdot 10^4$ km ($\simeq 10$ raggi terrestri), $a = 3$ raggi terrestri si ottengono per B_{\perp} e Φ (curve d di fig. 5.6) andamenti che appaiono sensibilmente in accordo con i valori misurati.

Se si studiano le perturbazioni nei valori di B_{\perp} osservati da Pioneer V, la suddetta interpretazione appare confermata per la sensibile concordanza nei valori di R_0 , a e I , tanto più che le misure di Explorer VI si riferiscono circa alle 2100 di tempo locale (cioè alla parte di sera della Terra), mentre quelle di Pioneer V si riferiscono invece al lato pomeridiano della Terra e sono quindi relative a una situazione geometrico-astronomica notevolmente differente.

Un ulteriore elemento in favore di una corrente anulare è dato dalla osservazione (35) di una perturbazione magnetica su Explorer VI, a distanza di 4 raggi terrestri, concomitante alla tempesta magnetica

osservata al suolo il 16 agosto 1959 ma 2,5 volte più intensa (massima diminuzione di intensità di campo: circa 350 gamma su Explorer VI contro circa 140 gamma a Huancayo): in altri termini l'effetto perturbativo si accresce avvicinandosi alla corrente anulare.

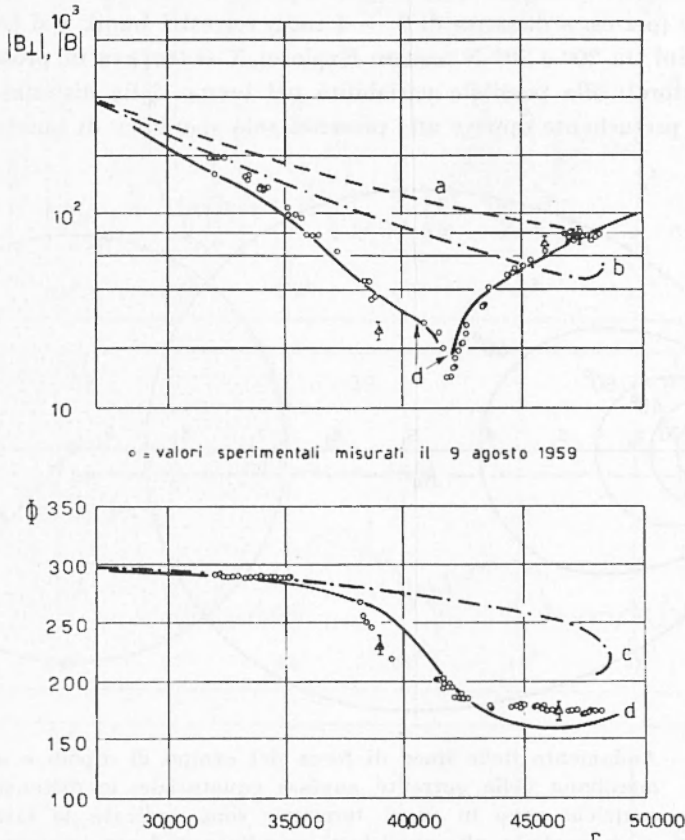


Fig. 5.6 - $|B_{\perp}|$ e $|B|$, in gamma; r , distanza geocentrica in km (secondo Smith, Coleman, Judge e Sonett).

In certo grado diversi da quelli sopra riportati sono invece i risultati ottenuti da Lunik I e da Explorer X. Il primo ha osservato, a distanza tra 3 e 4 raggi terrestri una grossa depressione (fino a circa 1000 gamma) del campo geomagnetico. Explorer X ha invece rivelato una analoga ma più debole depressione a distanza tra 1,6 e 4 raggi terrestri; è da segnalare tuttavia che l'entità di quest'ultima depressione, secondo una recente rielaborazione dei dati ⁽³⁶⁾, si è ridotta da qualche

centinaio a qualche decina di gamma. In ambedue i casi gli autori pensano all'effetto di correnti anulari equatoriali.

Le sensibili differenze tra le distanze alle quali sono presenti tali anomalie del campo magnetico possono attribuirsi a diverse ragioni: alla diversa latitudine alla quale, anche a parità di distanza, si riferiscono le misure (per es. a distanza di $3 \div 4$ raggi terrestri Lunik I si trovava a latitudini tra 20° e 30° N mentre Explorer X si trovava in prossimità dell'equatore); alla possibile variabilità nel tempo della distanza della corrente perturbante oppure alla presenza solo sporadica di questa.

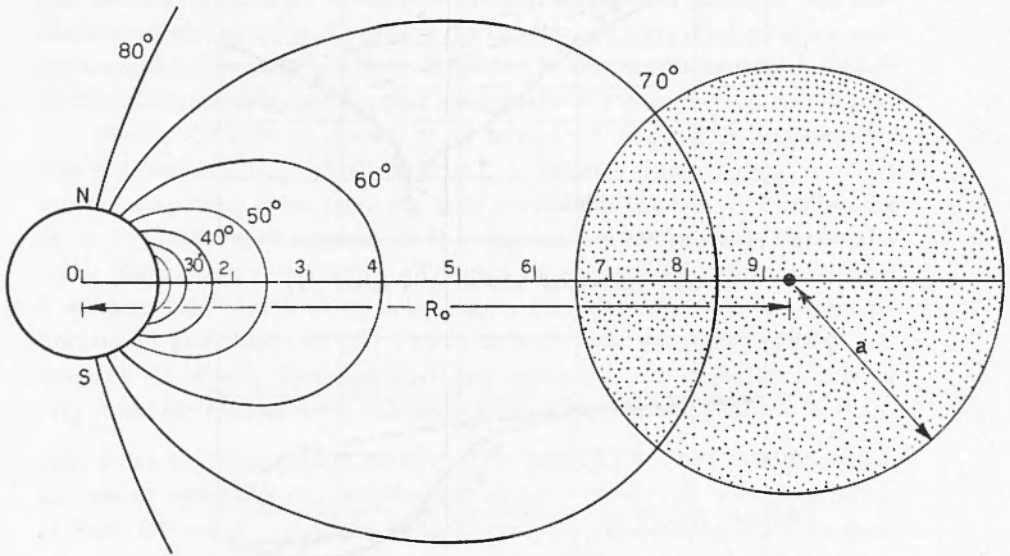


Fig. 5.7 - Andamento delle linee di forza del campo di dipolo e sezione meridiana della corrente anulare equatoriale; le distanze geocentriche sono in raggi terrestri; sono indicate le latitudini geomagnetiche alle quali le singole linee di forza intersecano la superficie terrestre (secondo Smith, Coleman, Judge e Sonett).

Una conferma indiretta della presenza di una corrente anulare come suggerita dalle misure di Explorer VI e Pioneer V viene data dalle misure di flusso di particelle di energia maggiore di circa 200 eV compiute dai Lunik a distanze tra circa 9 e 12 raggi terrestri. I flussi misurati sono dell'ordine di 10^8 elettroni \cdot $\text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$; se si considera che i Lunik tagliano il piano equatoriale geomagnetico a circa 60.000-65.000 km dalla Terra e la corrente anulare postulata per interpretare le misure magnetiche di Explorer VI e Pioneer V fluisce tra circa 40.000 e 80.000 km, il flusso

elettronico misurato può essere proprio quello al quale attribuire la corrente anulare. Come ordini di grandezza un flusso di 10^9 elettroni \cdot $\text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$ corrisponde (su una sezione di diametro di 15.000 km) a correnti

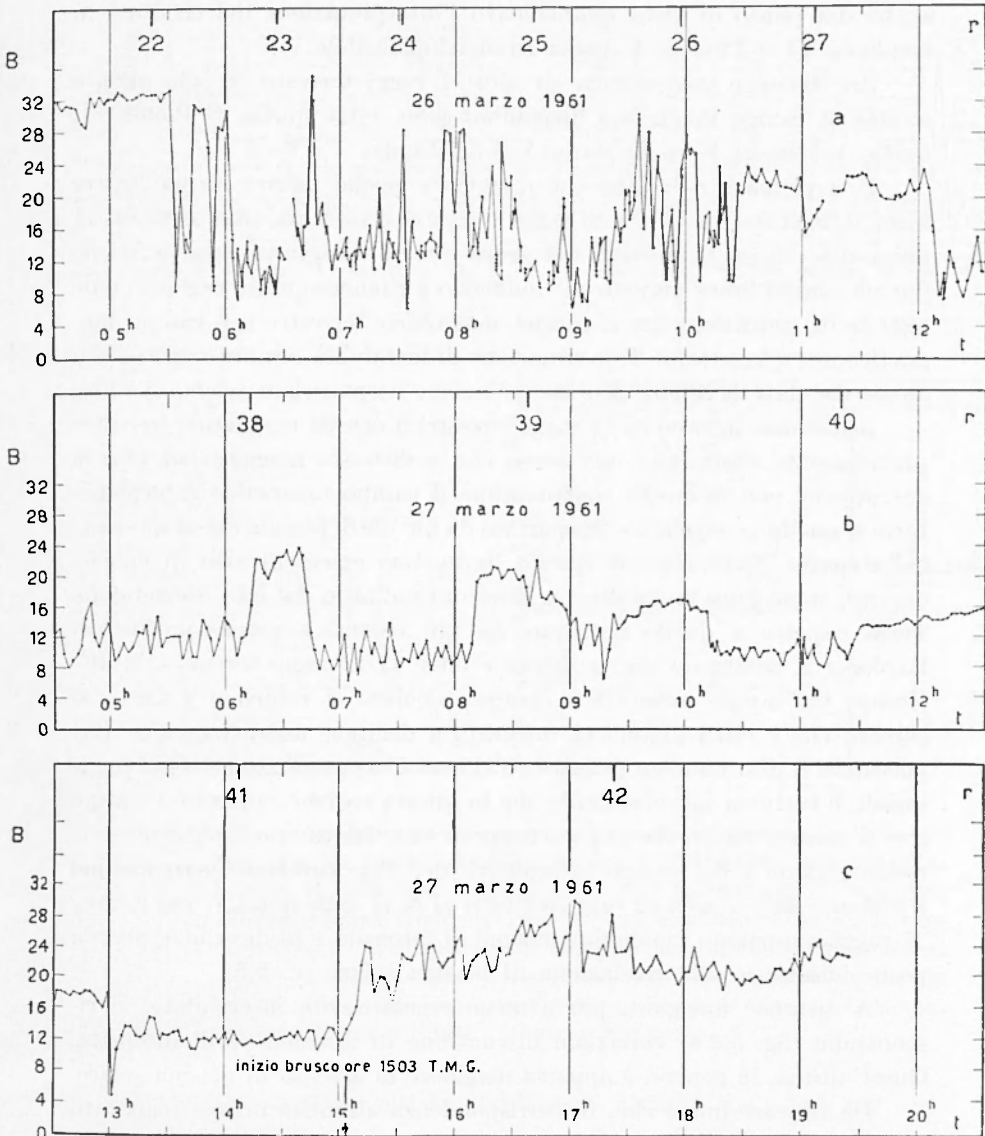


Fig. 5.8 - B , intensità del campo magnetico in gamma; r , distanza geocentrica in raggi terrestri; t , tempo medio di Greenwich (secondo Heppner, Ness, Skillman e Searce).

dell'ordine di 10^7 ampère; tenendo conto del fatto che l'anomalia magnetica osservata va attribuita alla componente di tale corrente perpendicolare alle linee di forza del campo magnetico terrestre, si deduce che anche dal punto di vista quantitativo l'interpretazione dei risultati di Explorer VI e Pioneer V possa ritenersi plausibile.

Per distanze geocentriche di oltre 7 raggi terrestri le sole misure dirette di campo magnetico disponibili sono, oltre quelle di Pioneer I, quelle di Pioneer V, di Explorer X e dei Lunik.

Una prima conclusione che da queste poche misure si può trarre è che a distanze tra i 7 e i 13 raggi terrestri si instaura una certa instabilità del campo magnetico nel senso che si osservano caratteristiche fluttuazioni di breve periodo che inducono a ritenere questa regione come regione di transizione tra il campo magnetico terrestre e il campo magnetico interplanetario. Tale situazione di instabilità sembra rispecchiata anche dai dati di intensità della radiazione corpuscolare (v. fig. 5.14 a).

A distanze intorno ai 13 raggi terrestri il campo magnetico terrestre praticamente «termina», nel senso che a distanze maggiori ad esso si sovrappone con intensità confrontabile il campo magnetico interplanetario o quello «congelato» trasportato da nuvole di plasma che si spostano nello spazio. Naturalmente questo limite può essere diverso in epoche diverse, come pure lungo diverse direzioni radiali o dal lato diurno della Terra rispetto a quello notturno. Le più recenti e precise misure di Explorer X mostrano che, a distanze oltre 11-12 raggi terrestri, le differenze tra campo misurato e campo calcolato si riducono a $20 \div 30$ gamma che è circa l'intensità misurata a distanze assai maggiori. Pur potendosi a priori ancora pensare all'effetto di appropriate correnti equatoriali, è tuttavia più verosimile che in questa regione appunto il campo che si misura risulti da una sovrapposizione del campo magnetico terrestre residuo e del campo interplanetario. Tale carattere permane poi a distanze fino a circa 22 raggi terrestri al di là delle quali, e fino a circa 27 raggi compaiono rapide fluttuazioni di intensità e di direzione, press'a poco simultanee alla rivelazione di plasma solare (v. 5.5).

A distanze maggiori, più o meno regolarmente intervallate, si riscontrano (fig. 5.8 b) variazioni discontinue di direzione e di intensità. Quest'ultima, in genere, è apparsa maggiore in assenza di plasma solare.

Da rilevare infine che, in corrispondenza all'inizio brusco registrato al suolo il 27 marzo 1961 alle 1503 T.M.G., il campo misurato da Explorer X ha preso a crescere dal livello medio di ~ 10 gamma a oltre 20 gamma (fig. 5.8 c) con effetto massimo di variazione di intensità tra 7 e 9 minuti dopo l'inizio brusco sulla Terra.

A fini di chiarezza è da dire che la distanza di Explorer X dal Sole era di ~ 200.000 km maggiore della distanza Terra-Sole: la perturbazione sembra così propagarsi su tale lunghezza nel tempo di qualche minuto.

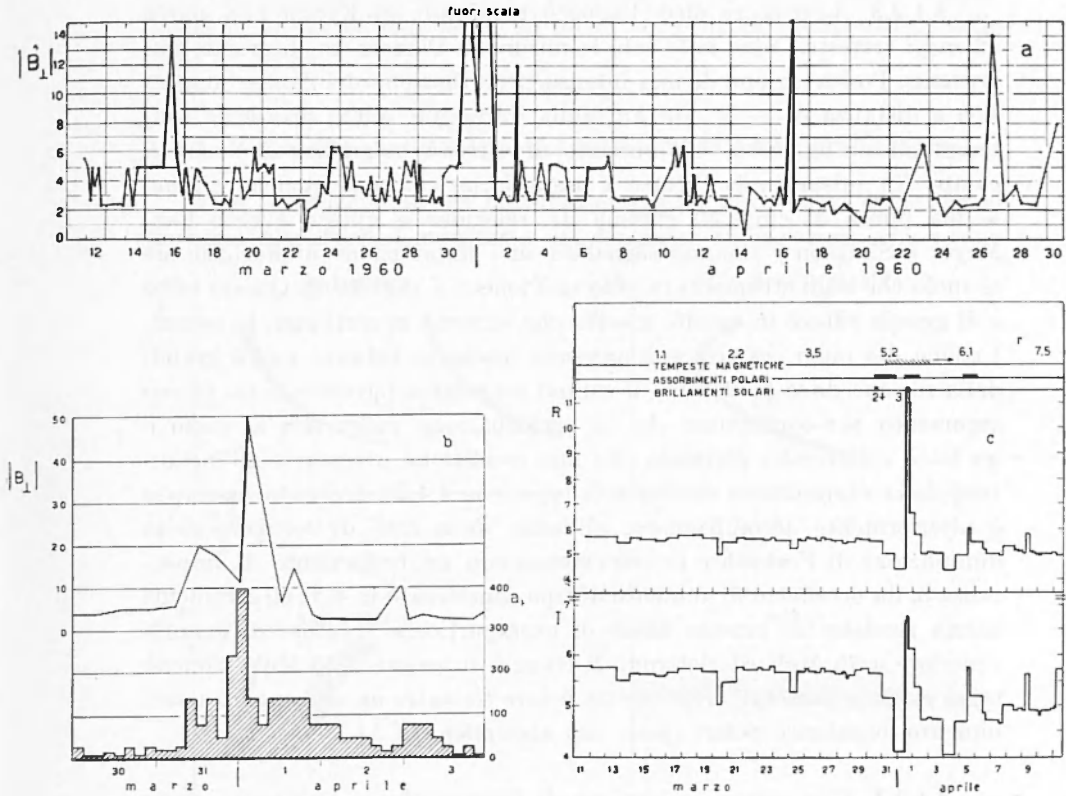


Fig. 5.9 - $|B_1|$, componente normale del campo magnetico in gamma (fig. a e b); nell'istogramma di fig. b andamento dell'indice α_k a Fort Belvoir (lat. geomagn. 50.1° N); I , intensità di conteggio di coincidenza triple su Pioneer V in impulsi/sec (fig. c); R , rapporto tra I e la intensità della componente nucleonica misurata al suolo; r , distanza geocentrica in milioni di km: le date sono in tempo universale (secondo Coleman, Davis e Sonett; Coleman, Sonett, Judge e Smith; Meyer e Simpson).

Sebbene i dati raccolti da Explorer X abbiano un valore per certi versi limitato dalla loro complicata dipendenza dal tempo e dalla posizione nello spazio, tuttavia essi sembrano suggerire alcune possibilità di grande interesse teorico: che nello spazio si abbia effettivamente una propagazione delle perturbazioni magnetiche, quelle a inizio brusco al-

meno, e che, d'altra parte, variazioni anche intense del campo magnetico esterno non appaiono associate ad apprezzabili variazioni del campo magnetico misurato al suolo, almeno a basse e medie latitudini.

5.1.2.3. A distanze oltre l'apogeo raggiunto da Explorer X (circa 42 raggi terrestri) sono note solo le misure di Pioneer V: di grande importanza l'osservazione di una intensa perturbazione del campo magnetico a distanza di $\sim 5 \cdot 10^6$ km dalla Terra (fig. 5.9 *a*) pressoché contemporanea (fig. 5.9 *b*) all'aumento di attività magnetica al suolo; il campo B_{\perp} misurato da Pioneer V passa da un valore di qualche gamma a una punta di circa 50 gamma. In relazione a questo evento Fan, Meyer e Simpson⁽³⁷⁾ hanno segnalato una diminuzione di Forbush sia al suolo che sugli strumenti in volo su Pioneer V (fig. 5.9 *c*). Questo fatto è di grande rilievo in quanto mostra che, almeno in certi casi, la perturbazione dei raggi cosmici può avvenire anche a distanze molto grandi dalla regione dove predomina il campo magnetico terrestre; è un nuovo argomento per confermare che la perturbazione magnetica al suolo è un fatto collaterale, piuttosto che una condizione necessaria all'instaurarsi della diminuzione di Forbush (v. anche 4.4.2). L'evento osservato è ulteriormente accompagnato, all'inizio della fase di recupero della diminuzione di Forbush e in coincidenza con un brillamento di importanza 3, da un effetto di aumento di tipo considerato in 4.5: gli strumenti hanno rivelato un intenso flusso di extraparticelle (protoni di energia superiore a 75 MeV ed elettroni di energia superiore a 15 MeV, nonché raggi γ): pure presente nella calotta polare terrestre un aumento di assorbimento ionosferico polare (*polar cap absorption*, PCA).

5.1.2.4. Una prima conclusione di insieme che si può trarre dalle misure di campo magnetico al suolo e nello spazio circostante la Terra è che l'influenza del campo magnetico terrestre si estende in pratica fino a distanze di 70.000 ÷ 80.000 km. Ad esso sono in ogni caso sovrapposti effetti dovuti ai campi prodotti da correnti circolanti perpendicolarmente alle linee di forza del campo «statico» a distanze notevolmente variabili, prossime o coincidenti con quelle delle fasce di radiazione di van Allen (v. 5.3).

Scendendo a maggiore dettaglio si notano frequentemente situazioni perturbate del campo nello spazio esterno, non sempre associate ad analoghe perturbazioni al suolo e viceversa. Abbastanza collegate tra loro appaiono invece delle fluttuazioni di breve periodo sia al suolo che a distanza di parecchi raggi terrestri plausibilmente dovute a onde idro-

magnetiche: a questo riguardo anzi, da una prima analisi dei dati di Explorer X risulta (25) che nel periodo di rapide fluttuazioni iniziatosi intorno alle 0530 T.M.G. del 26 marzo 1961 (fig. 5.8 a), le variazioni hanno il carattere di un campo perturbatore che ruota perpendicolarmente a un campo statico, in un modo che è quello caratteristico delle onde di Alfvén.

5.2. Fenomeni elettromagnetici nello spazio intorno alla Terra.

Una notevole fonte di informazione sullo stato fisico dello spazio prossimo alla Terra è costituita dai fenomeni radioelettrici che vanno

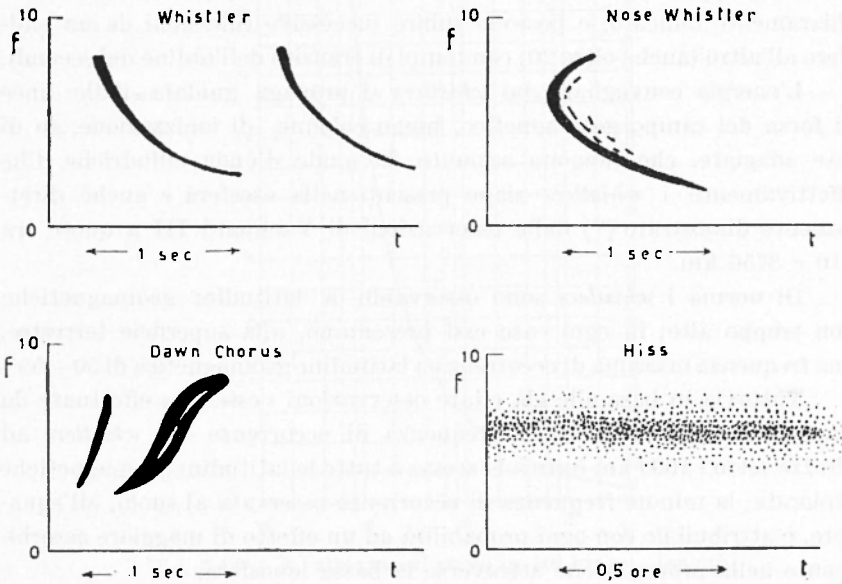


Fig. 5.10 - Andamento temporale caratteristico della frequenza per vari tipi di emissione elettromagnetica di frequenza acustica: f , frequenza in kHz; sono indicate le durate tipiche.

sotto i nomi di *whistlers* (fischii), *dawn chorus* e *hiss*, con ulteriori più particolari specificazioni a seconda delle loro caratteristiche. Si tratta di onde elettromagnetiche di frequenza acustica o ultracustica che si propagano nella esosfera lungo percorsi praticamente coincidenti con le linee di forza del campo geomagnetico. La classificazione nelle tre dette categorie è stabilita in base alla variazione temporale della frequenza e alla durata di ciascun evento (v. fig. 5.10): in particolare mentre *whistlers* e *dawn chorus* durano per tempi dell'ordine del secondo o della frazione

di secondo e variano rapidamente di frequenza, l'*hiss* può invece durare fino a qualche ora con emissione sensibilmente stazionaria in una banda di frequenze ampia qualche kHz.

5.2.1. *Whistlers*. — Sebbene la scoperta del fenomeno (³⁸) risalga al 1919, si deve a Storey (³⁹) un esame approfondito dei fatti sperimentali e una classificazione dei *whistlers* in tipi, nonché uno schema di interpretazione del fenomeno. Questo risulta chiaramente associato ai disturbi atmosferici originati da scariche elettriche nella troposfera; i brevi impulsi elettromagnetici che li costituiscono (⁴⁰) possono facilmente propagarsi dal punto di origine al punto geomagneticamente coniugato nell'emisfero opposto, come misure di Morgan e Allcock (⁴¹) hanno di recente chiaramente indicato, e possono subire successive riflessioni da un emisfero all'altro (anche oltre 20) con tempi di transito dell'ordine dei secondi.

L'energia convogliata dai *whistlers* si propaga guidata dalle linee di forza del campo geomagnetico, lungo colonne di ionizzazione, su di esse adagate, che fungono appunto da guide d'onda cilindriche. Che effettivamente i *whistlers* siano presenti nella esosfera è anche direttamente dimostrato (⁴²) dalle osservazioni di Vanguard III a quote tra 510 e 3750 km.

Di norma i *whistlers* sono osservabili a latitudini geomagnetiche non troppo alte; in ogni caso essi presentano, alla superficie terrestre, una frequenza massima di occorrenza a latitudine geomagnetica di $50 \div 55^\circ$.

Tuttavia in base alle già citate osservazioni « esterne » effettuate da Vanguard III risulta che la frequenza di occorrenza dei *whistlers* ad altezze sotto i 1000 km è circa la stessa a tutte le latitudini geomagnetiche esplorate; la minore frequenza di occorrenza osservata al suolo, all'equatore, è attribuibile con ogni probabilità ad un effetto di maggiore assorbimento nella propagazione attraverso la bassa ionosfera.

In qualche caso sono stati osservati *whistlers* anche a latitudini molto alte: in particolare, Martin (^{43, 44}) ha osservato a Scott Base, a poco più di 10° dal polo geomagnetico sud, treni di echi distanziati di circa 2,5 secondi.

Facendo riferimento alla fig. 5.7, si vede che se i punti coniugati corrispondono a una latitudine geomagnetica di 50° la massima distanza geocentrica della guida d'onda, ovviamente in corrispondenza del piano equatoriale, è di circa 2,5 raggi terrestri. A latitudini geomagnetiche intorno a 80° la corrispondente distanza delle linee di forza magnetiche sarebbe di circa 25 raggi terrestri: tutto ciò che si è detto nei precedenti paragrafi sull'andamento del campo magnetico terrestre permette

senz'altro di escludere che in questo caso i *whistlers* osservati a Scott Base si propaghino lungo le linee del campo magnetico; si deve ritenere che condizioni ionosferiche favorevoli ne possano talvolta consentire la propagazione da latitudini più basse.

Appare chiaro quindi che lo studio dei *whistlers* consente di ottenere informazioni sulla distribuzione di densità ionica a quote notevolmente superiori a quelle ionosferiche. Ciò in particolare perché il tempo di transito da un emisfero all'altro dipende in modo piuttosto semplice dalla distribuzione di densità elettronica lungo il percorso dell'onda.

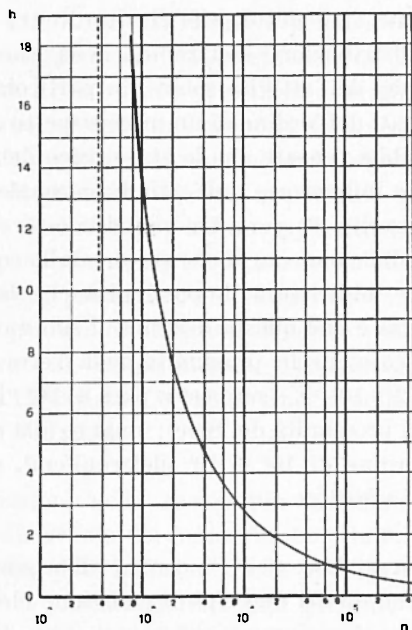


Fig. 5.11 - h , altezza sul suolo in 10^3 km; n , densità elettronica in cm^{-3} (secondo Schmelovsky).

Già dalle citate ricerche di Storey risultano, alle massime distanze da Terra, densità elettroniche assai elevate, dell'ordine delle centinaia di elettroni/ cm^3 . Valori così alti mostrano che al di sopra del massimo di densità elettronica della regione F la diminuzione di densità è assai lenta e comunque di tipo non esponenziale. Combinando risultati ottenuti dallo studio dell'effetto Faraday dei segnali emessi da Sputnik III con quelli desunti dall'esame dei *whistlers*, Schmelovsky⁽⁴⁵⁾ ha costruito un modello di distribuzione di densità elettronica con la distanza geocentrica che riportiamo in fig. 5.11.

C'è da aggiungere che sussiste una correlazione positiva tra frequenza critica dello strato F2 e ritardo tra echi successivi (⁴⁶); Allcock e Morgan (⁴⁷) hanno trovato inoltre una correlazione tra il ritardo con cui i *whistlers* prodotti da una ben identificata scarica elettrica tornano, dopo la prima riflessione nel punto coniugato, nel punto di origine e il numero di Wolf: l'andamento mese per mese della media mensile dei ritardi appare sensibilmente parallelo a quello dei numeri di Wolf osservati da uno a due mesi prima; il coefficiente di correlazione raggiunge in questo caso un valore di circa + 0,8.

Ricordiamo, come si è detto, che il ritardo tra echi successivi è condizionato dalla distribuzione elettronica nella esosfera e che taluni parametri caratteristici dell'attività solare (in particolare l'attività coronale) appaiono ritardati dell'ordine di un mese rispetto ai numeri di Wolf; sembra quindi plausibile pensare che lo stato fisico della esosfera sia più o meno sensibilmente influenzato dall'attività coronale. Un tal modo di vedere è, per es., suggerito (⁴⁸) per altra via dalle osservazioni della radio-emissione nel campo delle onde metriche emesse dalla corona solare. Chapman (^{49, 50}) suggerisce addirittura la possibilità che la corona solare si estenda fino alla Terra e che questa descriva il suo moto di rotazione in essa immersa; il gas coronale in prossimità della Terra avrebbe temperatura dell'ordine di $2 \cdot 10^5$ °K (supposta pari a 10^6 °K la temperatura della corona solare in prossimità del Sole); quanto alla densità elettronica essa si valuta dell'ordine di $10^2 \div 10^3$ elettroni/cm³, appunto quale risulta dallo studio dei *whistlers*.

5.2.2. Dawn chorus, hiss. — Di contro all'origine atmosferica dei *whistlers*, si ritiene che questi due tipi di emissione elettromagnetica abbiano origine nella esosfera, propagandosi poi verso la bassa atmosfera lungo le linee del campo magnetico terrestre, con modalità analoghe a quelle dei *whistlers*. Non è ancora chiaro se anche *dawn chorus* e *hiss* possano propagarsi tra punti coniugati da un emisfero all'altro: mentre Helliwell (⁵¹) lo esclude, Allcock (⁵²) e Ellis (⁵³), invece, ritengono possibile tale propagazione per il *dawn chorus* e, rispettivamente, per i più intensi *hiss*.

Anche *dawn chorus* e *hiss* si osservano più frequentemente a latitudini geomagnetiche non troppo alte ($50 \div 60^\circ$).

Sono in corso di studio da parecchi autori le variazioni diurne e stagionali nonché la correlazione tra occorrenza di *whistlers*, *dawn chorus* e *hiss* e attività geomagnetica e solare. I risultati sono ben lontani dall'essere conclusivi. Si può dire che *dawn chorus* e *hiss* mostrano una certa

associazione con le perturbazioni magnetiche e dei raggi cosmici, nel corso delle quali appaiono con maggiore frequenza che in periodi calmi. In generale sembra provato^(54, 55) che la frequenza di occorrenza è massima in corrispondenza alla fase principale delle tempeste magnetiche, il che può far pensare a un collegamento della emissione con la corrente anulare equatoriale cui si tende ad attribuire la fase principale della perturbazione magnetica.

L'osservazione che le linee di forza magnetiche uscenti dalle zone di massima frequenza attraversano il piano equatoriale geomagnetico a distanze di $3 \div 4$ raggi terrestri induce a pensare che *dawn chorus* e *hiss* possano avere connessione con i processi fisici che avvengono nelle fasce di radiazione di van Allen. Vari meccanismi di origine e di amplificazione della potenza trasmessa sono stati proposti da diversi autori, nel comune presupposto che l'energia trasmessa dall'onda sia ottenuta a spese dell'energia cinetica di particelle cariche penetranti nel campo magnetico terrestre: Gallet e Helliwell⁽⁵⁶⁾ hanno suggerito che l'onda elettromagnetica si generi per interazione tra le particelle che originano il rumore termico normalmente presente nella esosfera e fasci di protoni veloci; MacArthur⁽⁵⁷⁾ ha pensato a radiazione di sincrotrone emessa dai protoni spiralizzanti intorno al campo magnetico terrestre; Ellis⁽⁵⁸⁾ ha suggerito invece trattarsi di radiazione Cerenkov emessa nella penetrazione di protoni nella esosfera ionizzata.

5.2.3. Informazioni nello spazio più prossimo alla Terra possono ottenersi anche dallo studio dei radioechi dalla luna: in particolare, dalle caratteristiche della polarizzazione delle radioonde si deduce⁽⁵⁹⁾ che complessivamente il numero di elettroni presenti a quote superiori a quella del massimo di densità dello strato F2 è varie volte maggiore del numero di elettroni presenti a quote inferiori e presenta rispetto a questo variazioni sia diurne che stagionali più regolari. A distanze maggiori si hanno indicazioni assai incerte: subordinatamente alle notevoli incertezze del metodo, Blackwell⁽⁶⁰⁾, dallo studio della polarizzazione della luce zodiacale, ritiene che a distanze geocentriche dell'ordine dell'unità astronomica la densità elettronica debba essere praticamente nulla.

5.3. Le fasce di radiazione di van Allen.

Una delle più importanti scoperte compiute negli ultimi anni è stata quella della esistenza di una estesa regione circostante la Terra

nella quale sono accumulate (« intrappolate ») in vari strati, in gran numero, particelle cariche, di energia relativamente alta (dell'ordine dei keV e fino a qualche decina di MeV) ma tuttavia molto piccola rispetto a quella media della radiazione cosmica primaria. Si tratta delle cosiddette fasce o cinture di radiazione di van Allen. La presenza e le caratteristiche di tale regione di accumulo appaiono strettamente condizionate dal campo magnetico terrestre.

5.3.1. Le prime segnalazioni dell'esistenza delle fasce di van Allen sono dovute appunto a van Allen e coll. (⁶¹, ⁶²) i quali, nell'intento di misurare la radiazione cosmica fuori dell'atmosfera, rilevarono con contatori G.M. a bordo dei satelliti Explorer I (1958 α) ed Explorer III (1958 γ), che al crescere della quota l'intensità misurata cresceva lentamente fino a circa 700 km, nel rapporto previsto tenendo conto della progressiva apertura dei coni permessi di Störmer e della diminuzione dell'angolo solido sotteso dalla Terra, e che, a quote oltre i 1000 km, l'intensità prendeva invece a crescere molto rapidamente in modo del tutto impreveduto ma, comunque, dipendente da latitudine e longitudine, finché a quote sopra i 2000 km, i contatori cessavano di contare. L'interpretazione data a queste osservazioni fu che a quote oltre i 2000 km, l'intensità di particelle dovesse essere così elevata da « bloccare » i contatori: almeno 1700 particelle \cdot cm⁻² \cdot sec⁻¹ nell'ipotesi che si trattasse di particelle penetranti e addirittura 10⁶ cm⁻² \cdot sec⁻¹ nell'eventualità che si trattasse di elettroni poco energetici dei quali si misurava la *bremsstrahlung*.

Da notare che gli strumenti portati da Sputnik II (1957 β) avevano indicato (⁶³) un aumento massimo di intensità di solo un fattore 2, di breve durata, che fu attribuito a un *burst* di extraparticelle. È ora chiaro che la differenza nei risultati ottenuti da van Allen e coll. e da Vernov e coll. è dovuta alle diversità di traiettoria e di apogeo dei satelliti (più basso quello degli Sputnik).

5.3.2. *Configurazione delle cinture.* — Ricerche sistematiche sulle cinture di radiazione furono iniziate con i lanci di Sputnik III (⁶⁴, ⁶⁵) e di Explorer IV (1958 ϵ) (⁶⁶), i cui strumenti, in particolare scintillatori, erano atti a misurare intensità elevatissime. La fig. 5.12 *a* riporta come esempio una mappa delle linee di uguale intensità osservate nell'intervallo di longitudini geografiche 280° \pm 20° est da uno dei rivelatori portati da Explorer IV. Dal confronto tra gli andamenti delle intensità per diverse bande di longitudini e in periodi diversi di osservazione, van Allen e coll.

deducevano uno stretto controllo geomagnetico delle intensità misurate, le quali presentavano una distribuzione sensibilmente simmetrica rispetto alla latitudine geomagnetica (e non rispetto alla latitudine geografica).

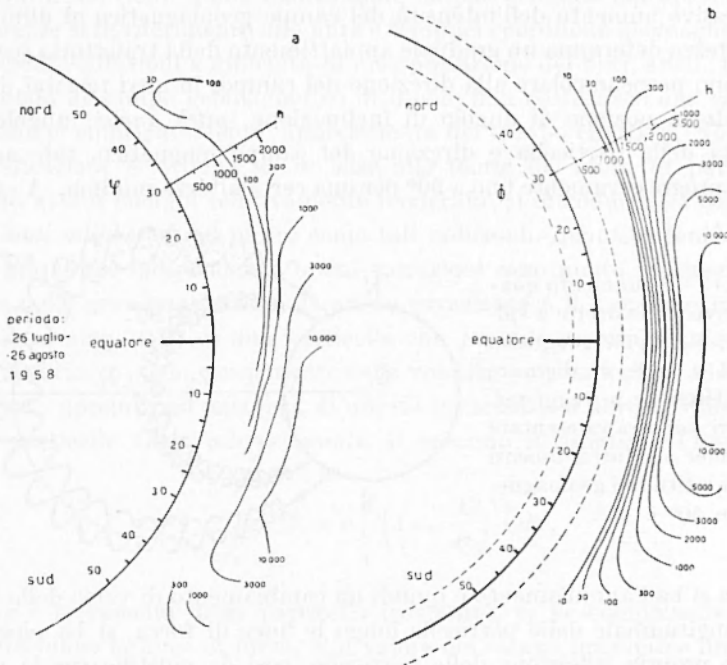


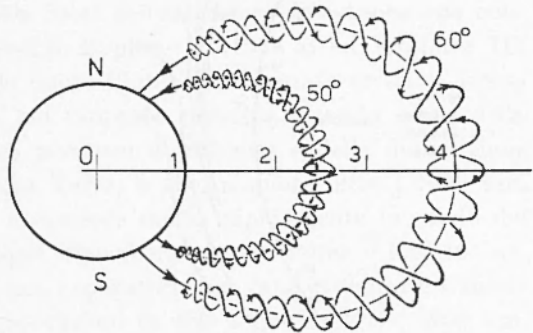
Fig. 5.12 – In fig. *a*, linee di uguale intensità di conteggio (impulsi/sec) misurate da un contatore G.M.; h , altezza in km; φ , latitudine geografica (secondo van Allen, McIlwain e Ludwig); in fig. *b*) linee di uguale intensità di conteggio di Explorer IV, nel sistema di coordinate polari R, Φ equivalente al sistema di coordinate B, L definite da McIlwain. Le linee tratteggiate indicano approssimativamente le escursioni massime della superficie terrestre effettiva nelle coordinate polari (secondo McIlwain).

Con la particolare disposizione dei rivelatori fu anche possibile stabilire una interessante anisotropia della radiazione di van Allen: questa presentava intensità maggiore in direzioni sensibilmente oblique rispetto alle linee di forza del campo geomagnetico, così da dar luogo ad una distribuzione angolare più o meno appiattita, « a disco », a seconda della latitudine geomagnetica e della altezza sul suolo.

Secondo la prima interpretazione della fenomenologia, interpretazione che si è successivamente rivelata corretta, l'aumento di intensità è

dovuto a particelle cariche, presumibilmente elettroni e protoni, intrapolate su orbite periodiche avvolgentisi in forma di spirale intorno alle linee di forza del campo magnetico terrestre (fig. 5.13). In tale schema, il progressivo aumento dell'intensità del campo geomagnetico al diminuire dell'altezza determina un graduale appiattimento della traiettoria secondo un piano perpendicolare alla direzione del campo; in altri termini, introducendo la nozione di angolo di inclinazione (*pitch angle*), angolo tra velocità della particella e direzione del campo magnetico, tale angolo cresce progressivamente fino a 90° per una certa altezza minima. A questa

Fig. 5.13 — Andamento qualitativo delle orbite a spirale: N, S poli geografici nord e sud; r , distanze geocentriche in raggi terrestri; sono rappresentate le linee di forza uscenti dalle latitudini geomagnetiche 50° e 60° .



altezza si ha l'annullamento e quindi un cambiamento di verso della velocità longitudinale delle particelle lungo le linee di forza, si ha cioè una vera e propria riflessione delle particelle, così da giustificare la denominazione di punto di riflessione (*mirror point*). Si noti che la densità di materia che le particelle incontrano nel loro moto da un punto di riflessione all'altro, situato a latitudine geomagnetica uguale ed opposta, è massima appunto in tali due punti per cui è soprattutto nei punti di riflessione che le particelle stesse possono sfuggire dalle fasce di radiazione per interazioni di varia natura con le particelle costituenti l'atmosfera.

Una conferma della situazione fisica sopra indicata e più in particolare informazioni sulla distribuzione radiale e quindi sulla estensione della zona di radiazione intorno alla Terra sono dovute alle successive misure con sonde spaziali (Pioneer I ⁽⁶⁷⁾, Pioneer III ⁽⁶³⁾, Lunik I e Lunik II ^(69, 70), Pioneer IV ⁽⁷¹⁾ ed Explorer VI ⁽⁷²⁾, ecc.). La fig. 5.14 mostra i risultati di alcune delle misurazioni. Si deve ormai ritenere provata l'esistenza di due zone a simmetria circolare intorno all'asse del dipolo magnetico terrestre (fig. 5.15), una più interna con centro a una distanza geocentrica di circa 1,6 raggi terrestri (circa 3600 km dal suolo) al di sopra dell'equatore geomagnetico e l'altra con centro a circa 3,5 raggi terrestri (circa 16.000 km dal suolo).

5.3.2.1. *Il sistema di coordinate « naturali » di McIlwain.* — La grande quantità di misure e la loro notevole diversità in punti anche relativamente vicini quale risulta dalle mappe ottenute dai satelliti può portare, se si fa riferimento alle pure e semplici coordinate geomagnetiche, a notevoli confusioni e difficoltà di interpretazione dei dati, anche perché il modello di campo geomagnetico di dipolo non costituisce una rappresentazione sufficientemente approssimata del campo effettivo. Notevole semplificazione si ottiene se, in base alla teoria del moto di particelle cariche aventi energia relativamente moderata, si introducono i cosiddetti *invarianti adiabatici* del moto, come tali indicando quantità funzione di altre grandezze indipendenti, le cui variazioni sono molto più piccole di quelle delle grandezze stesse. Il primo invariante è il momento magnetico $\mu = mv_{\perp}^2/(2B)$ di una particella che procede a spirale lungo una linea di forza (v_{\perp} è la componente della velocità perpendicolare alla linea di forza); appunto all'esistenza di questo invariante si deve la riflessione delle particelle tra i *mirror points*. Il secondo invariante è l'integrale

$$I = \int_{r_1}^{r_2} v_{\parallel} dl = v \int_{r_1}^{r_2} \left(1 - \frac{B}{B_r}\right)^{1/2} dl,$$

dove v è la velocità della particella (costante), v_{\parallel} la componente della velocità lungo la linea di forza, B il valore del campo magnetico lungo la linea di forza, B_r il suo valore nei due punti di riflessione r_1 e r_2 . Come conseguenza dell'esistenza di questo invariante, le particelle in tutto il loro moto (v. anche 5.3.5) rimangono sempre su quelle linee di forza per cui il valore di I è costante; si viene quindi a formare un « guscio » (*shell*) di particelle, modellato dall'andamento delle linee di forza, guscio che deve rimanere pressoché invariato nel tempo. L'esistenza di questo secondo invariante ha dato a McIlwain⁽⁷³⁾ la possibilità di definire un sistema « naturale » di due coordinate, costituito dal valore scalare del campo magnetico B e dall'invariante adiabatico longitudinale I o, in sostituzione di questo e più vantaggiosamente, da una lunghezza L , funzione di B e di I , il cui significato fisico, nel caso particolare di campo di dipolo, è la distanza geocentrica della intersezione tra linea di forza e piano equatoriale geomagnetico. È ben evidente che uno dei principali vantaggi del nuovo sistema di coordinate è quello di ridurre le coordinate necessarie a due, B e L (o I), in luogo delle tre, altezza, latitudine e longitudine geomagnetiche. Un sistema equivalente, ma che si presta meglio ad una rappresentazione intuitiva, è costituito dalle due coordi-

nate R e Φ , che rappresentano rispettivamente una distanza geocentrica e una latitudine geomagnetica, per altro fittizie, che si ottengono dalle B e L applicando ad esse le relazioni del dipolo:

$$B = \frac{M}{R^3} \left(4 - \frac{3R}{L} \right)^{1/2}, \quad R = L \cos^2 \Phi.$$

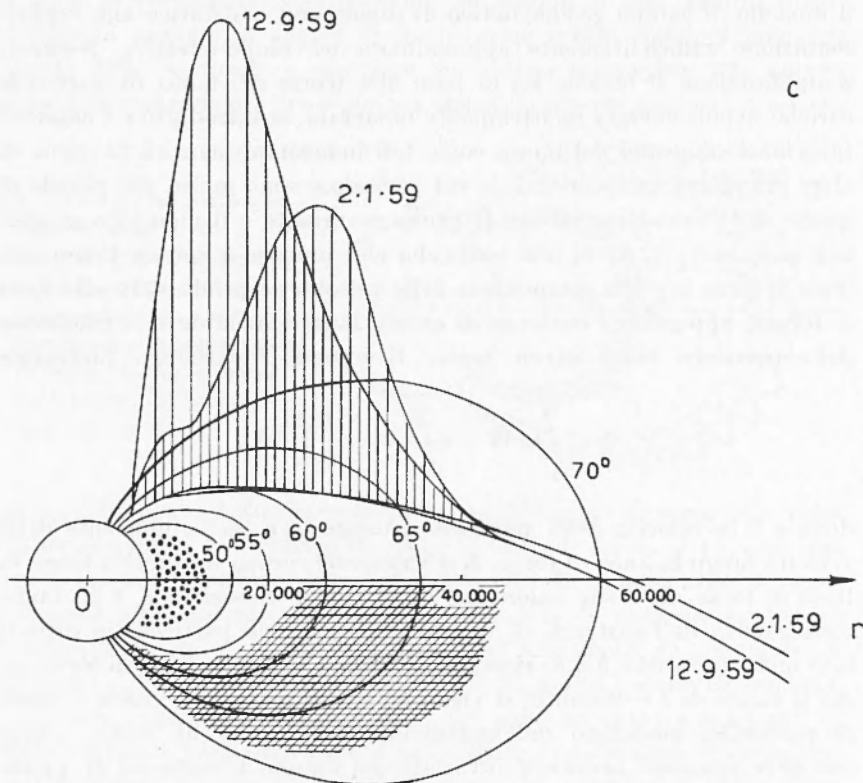


Fig. 5.14 - *a*, intensità (in impulsi/sec) determinata da Pioneer III e Pioneer IV; i due rami α e β rappresentano due andamenti che sono entrambi compatibili, entro gli errori di misura, con il conteggio apparente (secondo van Allen e Frank); *b*, intensità della radiazione ionizzante (in roentgen/ora) misurata da Pioneer I (secondo Rosen, Sonett, Coleman e McIlwain); *c*, traiettorie di Lunik I e Lunik II, e su ciascuna di esse, tratteggiata verticalmente, intensità di conteggio (secondo Vernov, Chudakov, Vakulov, Logachev e Nikolaev). In tutti i grafici r è la distanza geocentrica in km.

Nelle nuove coordinate, è possibile una migliore organizzazione (fig. 5.12 *b*) dei dati sperimentali rispetto a quella possibile in coordinate

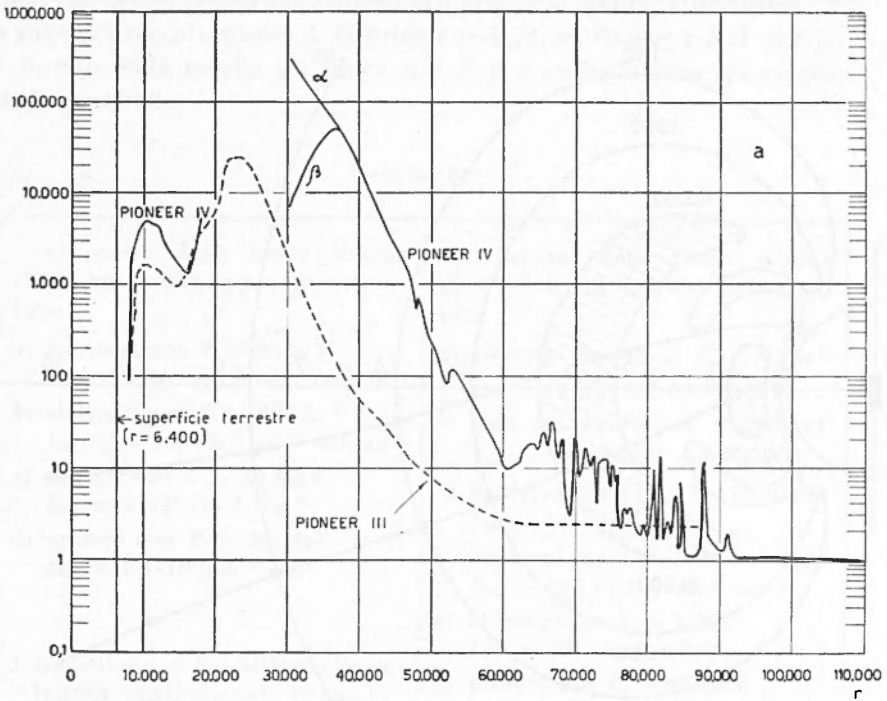


Fig. 5.14 a

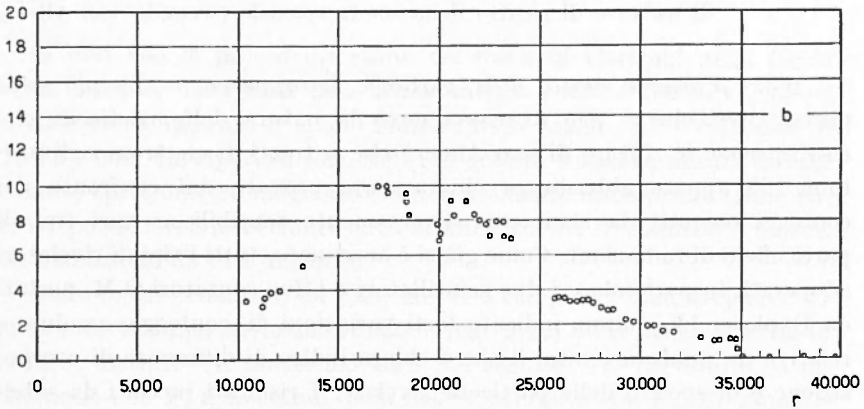


Fig. 5.14 b

geomagnetiche mostrata in fig. 5.12 *a*. Alcuni dei risultati più recenti sono stati assai utilmente studiati nel nuovo sistema di coordinate.

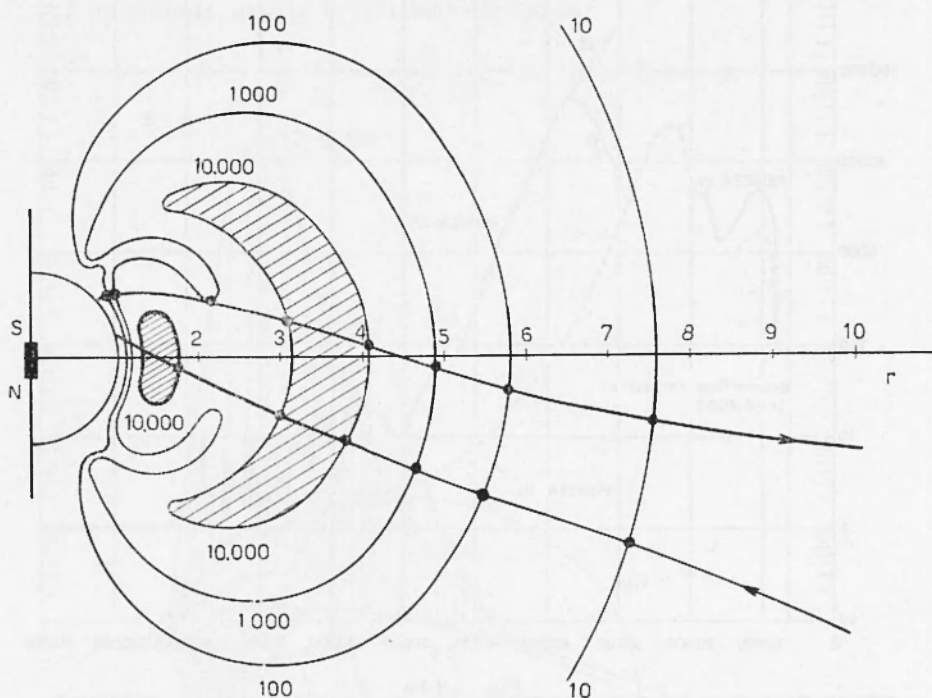


Fig. 5.15 - Intensità di conteggio (in impulsi/sec) misurata da Pioneer I; r , distanza geocentrica in raggi terrestri; S, N, poli sud e nord del dipolo magnetico terrestre; sono rappresentate le traiettorie di uscita e di rientro della sonda spaziale (secondo van Allen).

5.3.3. *Flusso e spettro delle particelle intrappolate.* — La più semplice ipotesi che si può avanzare circa la natura delle particelle che costituiscono le cinture di van Allen è che si tratti di elettroni e di protoni; ciò appare abbastanza chiaramente provato dal confronto dei conteggi eseguiti da strumenti diversamente sensibili ai vari tipi di particelle o di radiazioni. Come già si è accennato, tutti i tipi di rivelatori adoperati, in particolare i due scintillatori e i due contatori G.M. portati da Explorer IV, hanno indicato forti variazioni di conteggio assolute e relative da punto a punto, il che è chiaro indice di differenze di composizione e di spettro delle particelle rivelate. I risultati raccolti da satelliti e sonde spaziali hanno ormai permesso di stabilire con certezza che la fascia interna è costituita da radiazione più dura di quella che costituisce

la fascia esterna. Un quadro indicativo delle intensità, o meglio dei flussi, nelle due fasce, basato sulle misure dei gruppi di Iowa ⁽⁷⁴⁾, di Chicago ⁽⁷²⁾ e sulle più recenti misure di O'Brien e coll. ⁽⁷⁵⁾ su Explorer XII (1961 ν), è fornito dalla tabella 5.2, dove con T si è indicata l'energia cinetica delle particelle.

Tabella 5.2

Al centro della fascia interna (3600 km sull'equatore geomagnetico).	Al centro della fascia esterna (16.000 km sull'equatore geomagnetico)
a) elettroni con $T > 20$ keV $I_{un} \approx 2 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{sterad}^{-1}$	a) elettroni con $45 < T < 60$ keV $I_{on} = (9 \pm \frac{16}{6}) \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$
b) elettroni con $T > 600$ keV $I_{un} \approx 1 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{sterad}^{-1}$	b) elettroni con $80 < T < 110$ keV $I_{on} = (8 \pm \frac{16}{5}) \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$
c) protoni con $T > 40$ MeV $I_{on} \approx 2 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$	c) elettroni con $110 < T < 1600$ keV $I_{on} < 10^8 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$
d) protoni con $T > 75$ MeV $I_{on} \approx 1,4 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$	d) elettroni con $1,6 < T < 5$ MeV $I_{on} = (2 \pm 1) \cdot 10^5 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$
	e) elettroni con $T > 5$ MeV $I_{on} < 10^3 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$
I simboli I_{un} e I_{on} indicano le intensità unidirezionali e omnidirezionali.	f) protoni con $T > 60$ MeV $I_{on} \approx 1 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$
	g) protoni con $T < 30$ MeV nessuna informazione significativa.

Si noti che le precedenti stime dei flussi di elettroni nella fascia esterna davano, nella zona delle basse energie (sotto i 100 keV), valori 100-1000 volte maggiori di quelli indicati nella tabella; gli ultimi dati di O'Brien e coll. qui riportati sono sicuri in quanto basati su misura diretta mediante spettrometro magnetico, differentemente dalle prime stime basate su ipotesi rivelatesi erronee circa la efficienza dei rivelatori e la natura della radiazione da essi misurata.

Dalle misure condotte da Fan, Meyer e Simpson ⁽⁷²⁾ su Explorer VI risulta evidente una netta biforcazione (fig. 5.16) della fascia esterna in due fasce distinte (v. anche 5.3.4.2). Nel seguito, ove necessario, si indicheranno con P_1 il massimo della fascia interna e con E_2 , E_3 rispettivamente i due massimi della fascia esterna e, più genericamente, le due regioni stesse.

Le informazioni sulla forma dello spettro dei diversi tipi di particelle presenti nelle cinture sono ancora piuttosto scarse e frammentarie. La loro attendibilità è incerta a cause delle notevoli difficoltà di individuazione della natura delle particelle rivelate.

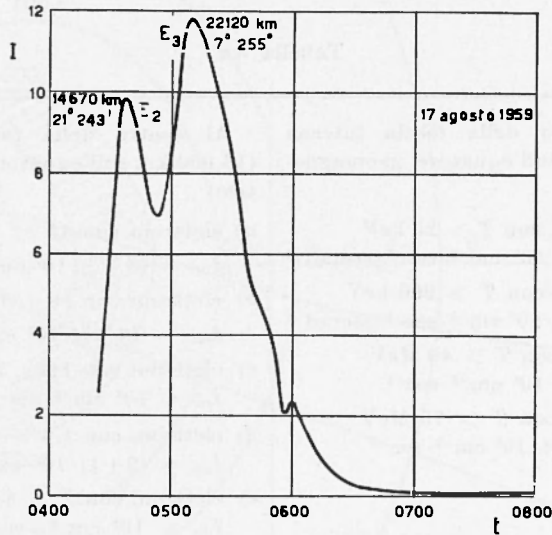


Fig. 5.16 - I , conteggio di contatore singolo in unità 10^2 impulsi/sec, nella fascia esterna durante il 19° passaggio; t , tempo medio di Greenwich; sono indicate le distanze sul suolo dei due massimi E_2 , E_3 e le coordinate geografiche, latitudine e longitudine, alle quali essi furono riscontrati (secondo Fan, Meyer e Simpson).

5.3.3.1. Per quanto riguarda la fascia interna, è stata effettivamente possibile in vari casi una identificazione sicura dei protoni mediante lastre nucleari inviate su razzi e successivamente recuperate. La prima misura del genere si deve a Freden e White (⁷⁶, ⁷⁷), i quali (fig. 5.17) per energie superiori a 75 MeV determinarono uno spettro differenziale della forma

$$dN(T) = N_1 T^{-\gamma} dT \text{ protoni} \cdot \text{MeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \quad [5.2]$$

con

$$N_1 = (2,6_{-0,9}^{+1,5}) \cdot 10^4, \gamma = 1,84 \pm 0,08$$

Successive misure di Armstrong e coll. (⁷⁸), ancora con lastre, hanno dato uno spettro simile che presenta un massimo di intensità intorno agli 80 MeV.

Infine, ulteriori misure di Freden e White (⁷⁹) hanno sostanzialmente confermato i loro precedenti risultati ed esteso lo spettro fino a circa 20 MeV, trovando un massimo intorno a 40 MeV.

A differenza delle misure sopra riportate che danno spettri « integrati » nel tempo e nello spazio, le misure di Nangle e Kniffen (⁸⁰), ancora su razzo, con una serie di lastre nucleari successivamente esposte forniscono lo spettro in punti diversi della traiettoria (fig. 5.18 a). Alle

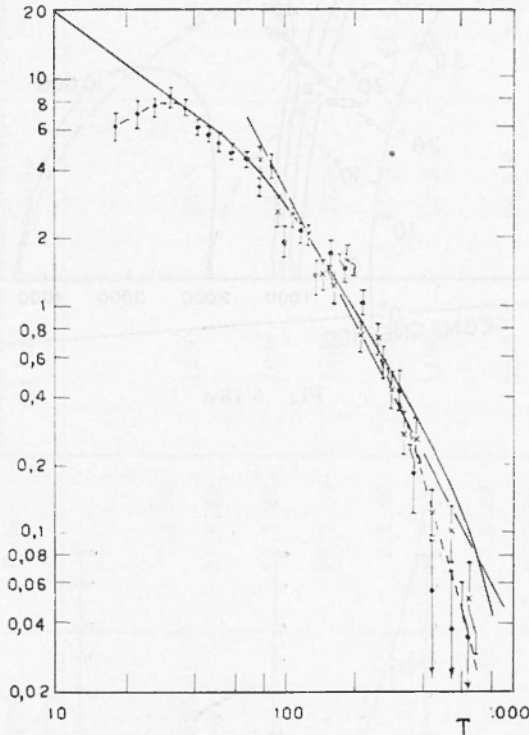


Fig. 5.17 - Spettro energetico differenziale dei protoni, in protoni \cdot MeV⁻¹ \cdot cm⁻² \cdot sec⁻¹; T , energia cinetica in MeV; i punti a croce e i punti pieni rappresentano rispettivamente le misure effettuate il 7-4-1959 e il 13-10-1960; la linea tratteggiata è stata calcolata con il metodo dei minimi quadrati sui punti a croce; la linea piena è un andamento teorico (secondo Freden e White).

latitudini più alte lo spettro è assai più ripido che alle latitudini minori e, comunque, più ripido di quello prevedibile in base alla teoria che attribuisce l'origine dei protoni alla disintegrazione dei neutroni di albedo dei raggi cosmici (v. 5.3.5). Le maggiori intensità di protoni nei punti 3 e 4 può essere dovuta all'iniezione dei protoni di decadimento di neutroni

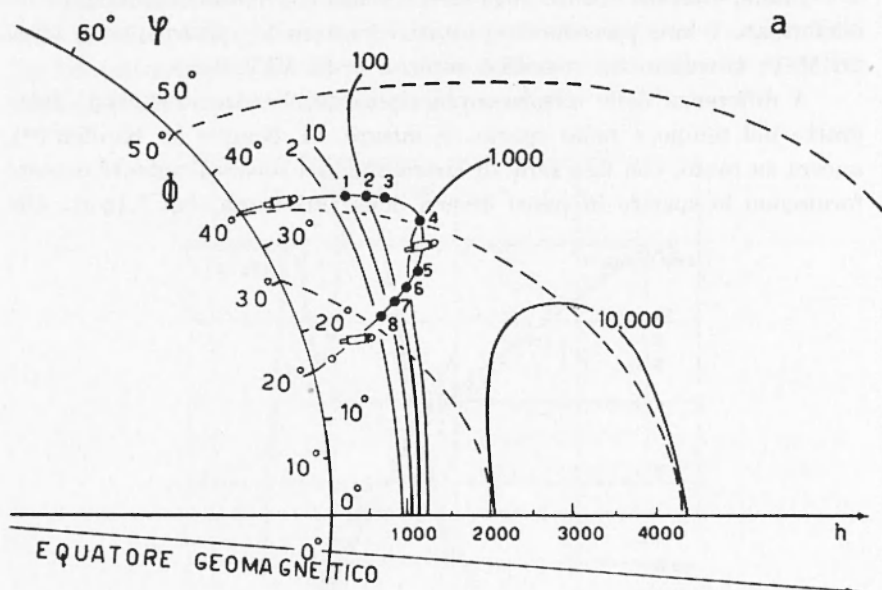


Fig. 5.18 a

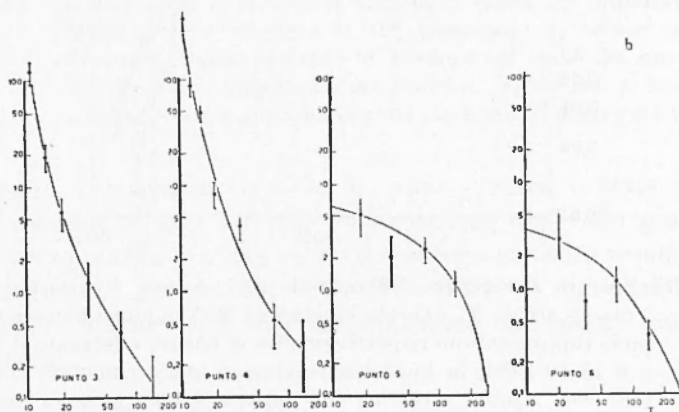


Fig. 5.18 — In fig. *a* traiettoria del missile; le linee tratteggiate rappresentano linee di forza magnetiche; sono anche riportate le linee di uguale intensità omnidirezionale secondo van Allen e coll.; in fig. *b*, spettri differenziali (in protoni \cdot cm $^{-2}$ \cdot sec $^{-1}$ \cdot MeV $^{-1}$ \cdot sterad $^{-1}$) misurati in 4 diversi punti della traiettoria; Φ , latitudine geomagnetica, φ , latitudine geografica; T , energia cinetica in MeV (secondo Naugle e Kniffen).

Tabella 5.3

Autori	Metodo	Data	Altezza media (in km)	Latit. geomagn. media	Esponente γ'	Intervallo di validità (MeV)
Freden e White ^(76,77) . . .	Emulsioni	7.4.59	1200	25°N	1,84	75—700
		21.5.59				
Armstrong e coll. ⁽⁷⁸⁾ . . .	»	21.7.59	1080	22°N	1,80	80—600
Nangle e Kniffen ⁽⁸⁰⁾ . . .	»	19.9.60	1600	27,5°N	1,7	40—100
Holly e coll. ⁽⁸²⁾	Cont. G. M.	2.2.29	980	26°N	1,42 ± 0,11	> 17,5
		21.7.59	1100	19°N	1,68 ± 0,09	> 23
Hoffman e coll. ⁽⁸¹⁾ . . .	Cont. + Cam. ioniz.	dal 7.8.59 al 2.10.59	2225	28,2°S	1,65	> 23,6

prodotti per interazioni nucleari di protoni solari nell'alta atmosfera delle regioni polari nelle quali, come è noto (v. 3.6.4.2), è più intenso l'afflusso di protoni di energie dell'ordine delle decine o delle centinaia di MeV. A questo effetto potrebbe anche essere dovuto il massimo a qualche decina di MeV.

Altre misure con differenti rivelatori sono dovute ad Hoffman, Arnoldy e Winckler (⁸¹): essi hanno determinato uno spettro, per confronto tra le misure con contatore G.M. e camera di ionizzazione su Explorer VI, che è ancora della forma

$$dN(T) = k T^{-\gamma} dT \text{ protoni} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{MeV}^{-1} \quad [5.3]$$

ove k varia, col punto e con il tempo, entro i limiti approssimativi $(0,9 \div 5) \cdot 10^4$ e $\gamma \simeq 1,65$.

L'esponente γ dello spettro è sostanzialmente simile a quello ottenuto da Freden e White; esaminando più analiticamente i dati appare in realtà una tendenza di γ a crescere, assai leggermente, con la latitudine.

Infine misure con contatori G.M. sono state effettuate da Holly, Allen e Johnson (⁸²); i risultati, in particolare l'esponente γ dello spettro, sono sostanzialmente simili a quelli degli altri autori.

Nel corrispondente intervallo di energia si può ritenere che i risultati sperimentali discussi (v. tab. 5.3) siano abbastanza concordanti.

Per ciò che concerne i protoni nell'intervallo di energie sotto il MeV sono particolarmente interessanti le misure di Injun I (1961 α_2) effettuate (⁸³) con cristalli di CdS ad altezze di circa 1000 km, nella fascia interna. I flussi rivelati sono molto intensi, dell'ordine di 10^8 protoni $\cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{sterad}^{-1}$, nell'intervallo di energie da 1 keV a 1 MeV; i protoni presentano la distribuzione angolare in *pitch angle* tipica delle particelle intrappolate. Per spiegare l'esistenza di flussi così elevati dovuti a protoni (o eventualmente protoni e ioni) occorre supporre la presenza di una sorgente di vari ordini di grandezza più intensa di quella cui sono dovuti i protoni di energia più alta (di qualche decina di MeV); altrimenti bisogna supporre che le condizioni atmosferiche che regolano la scomparsa delle particelle e quindi la loro vita media siano notevolmente diverse da quanto comunemente supposto. Si deve notare che al bordo inferiore della cintura esterna, là dove Injun I la attraversa, non è stato rivelato alcun flusso di protoni di bassa energia confrontabile con quello trovato nella cintura interna.

Quanto agli elettroni della fascia interna, si hanno misure di Holly e Johnson (⁸⁴) e di Holly, Allen e Johnson (⁸²). Sebbene piuttosto grosso-

lane, le prime indicano, a 950 km da Terra, una prevalenza molto pronunciata di elettroni di energia sotto i 500 keV. Nelle misure più recenti, con strumentazione più complessa, in particolare atta a separare magneticamente elettroni e protoni, è stato ottenuto lo spettro integrale mostrato in fig. 5.19.

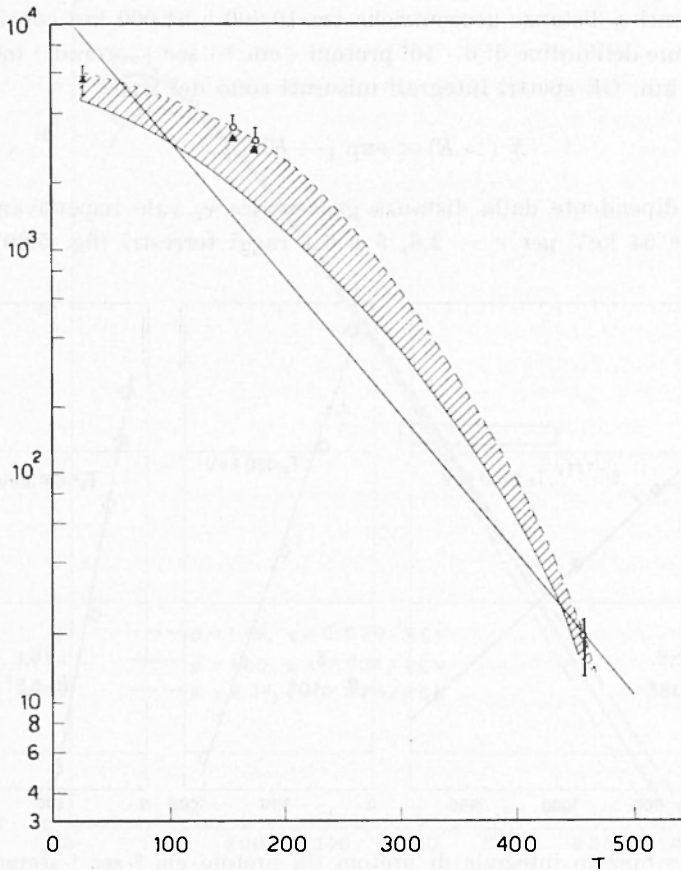


Fig. 5.19 - Spettro integrale degli elettroni della fascia interna, alla latitudine di 15° N e a quote tra 980 e 1100 km, in elettroni $\cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{sterad}^{-1}$; T , energia cinetica in MeV; il tratto rettilineo riporta l'andamento trovato da Walt e coll. al bordo inferiore della fascia esterna (secondo Holly, Allen e Johnson).

5.3.3.2. Una caratteristica assai rilevante della fascia di van Allen esterna è che il flusso di protoni energetici è assai più basso che nella fascia interna; ne derivano maggiori difficoltà nel determinarne lo spettro: si può comunque dire con certezza che esso cade rapidamente dalla parte

delle alte energie, nel senso che in pratica non sono presenti protoni di energia superiore a qualche decina di MeV. Dal lato delle energie più basse si hanno i dati di Davis e Williamson⁽⁸⁵⁾ ottenuti nel periodo 16 agosto-6 dicembre 1961 con uno scintillatore portato da Explorer XII (1961 v) e relative all'intervallo 0,1 ÷ 4,5 MeV. Protoni di tali energie sono presenti a distanze geocentriche tra 10.000 e 54.000 km con intensità massime dell'ordine di $6 \cdot 10^7$ protoni \cdot cm $^{-2}$ \cdot sec $^{-1}$ \cdot sterad $^{-1}$ intorno ai 20.000 km. Gli spettri integrali misurati sono del tipo

$$N(>E) \propto \exp[-E/E_0] \quad [5.4]$$

dove E_0 , dipendente dalla distanza geocentrica r , vale rispettivamente 400, 120 e 64 keV per $r = 2,8$, 5 e 6,1 raggi terrestri (fig. 5.20). Gli

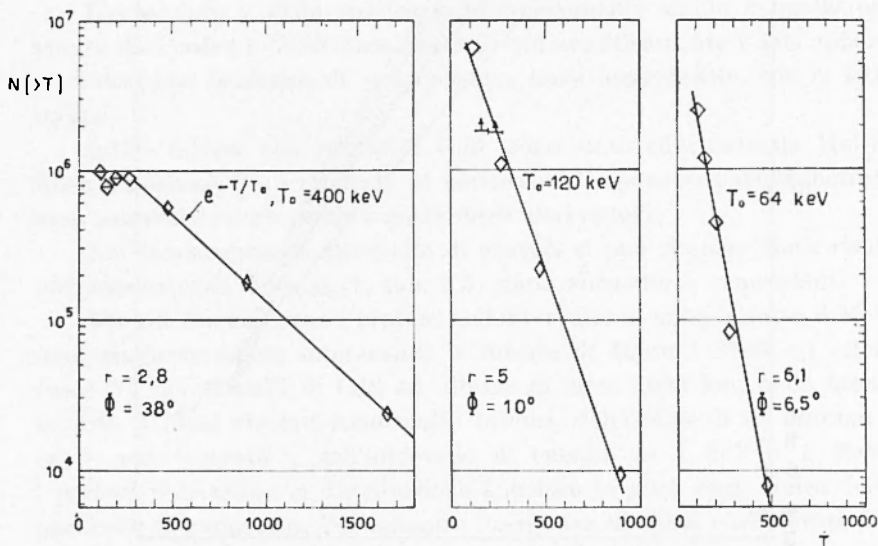


Fig. 5.20 - Spettro integrale di protoni (in protoni \cdot cm $^{-2}$ \cdot sec $^{-1}$ \cdot sterad $^{-1}$) a varie distanze r (in raggi terrestri) e alle latitudini geomagnetiche Φ indicate (secondo Davis e Williamson).

Autori hanno anche determinato la distribuzione equatoriale in *pitch angle* α approssimabile, nell'intervallo tra 0 e 72°, dalla funzione $\sin^3 \alpha$.

Circa gli elettroni si hanno (fig. 5.19 e 5.21) le misure effettuate al bordo inferiore della cintura esterna da Walt e coll.⁽⁸⁶⁾ e da Cladis e coll.⁽⁸⁷⁾ mediante spettrometro magnetico inviato su razzo fino alla quota massima di 1045 km, nell'intervallo di latitudini geomagnetiche

40° ÷ 50° N; nella salita fino a circa 1000 km la traiettoria del razzo fu pressoché coincidente con la linea di forza magnetica attraversante il piano equatoriale a distanza geocentrica di 2,4 raggi terrestri. In fig. 5.21

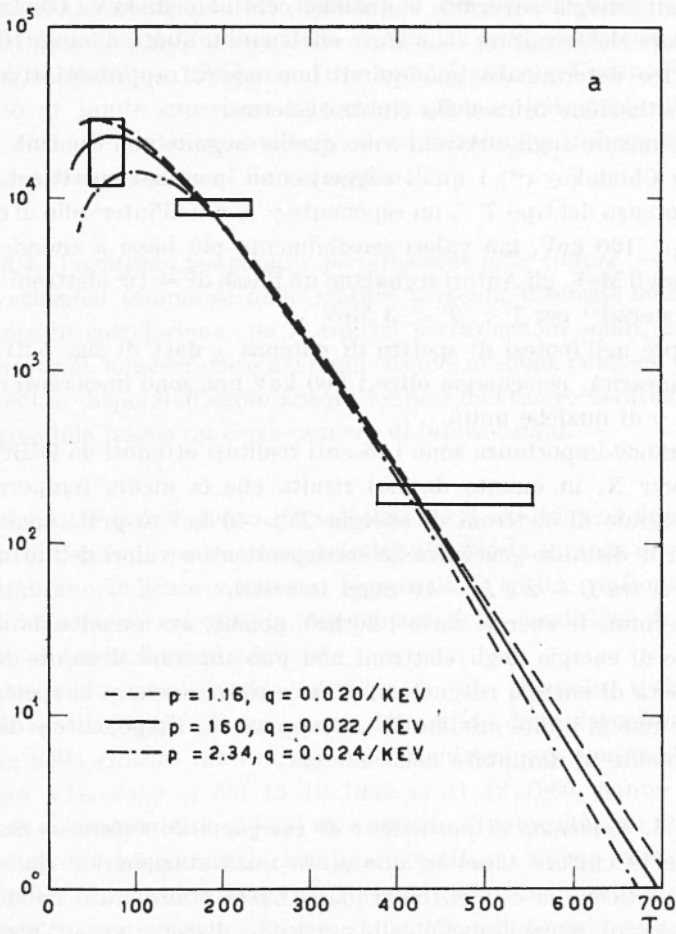


Fig. 5.21 — Flusso differenziale omnidirezionale di elettroni, in elettroni · cm⁻² · sec⁻¹ · keV⁻¹; tra le varie coppie di valori p e q , quella $p = 1,60, q = 0,022 \text{ keV}^{-1}$ rappresenta la migliore approssimazione; T , energia cinetica in keV.

riportiamo il flusso integrale di elettroni misurato il 7 luglio 1959 alla quota di 920 km e alla latitudine geomagnetica di circa 47° N, flusso che è approssimato nel modo migliore dalla funzione

$$F_0(T) \propto T^p \exp[-qT] \tag{5.5}$$

con $p = 1,60_{-0,74}^{+0,73}$; $q = 0,022_{-0,0019}^{+0,0025} \text{ keV}^{-1}$ per energie $T > 50 \text{ keV}$.

L'intensità omnidirezionale sempre alla quota di 920 km (sempre per $T > 50$ keV) è risultata di $(3,4 \pm 0,7) \cdot 10^6$ elettroni \cdot cm $^{-2}$ \cdot sec $^{-1}$.

Dai risultati citati appare molto chiaramente la pratica assenza di elettroni di energia superiore a qualche centinaio di keV. C'è tuttavia da osservare che le misure sono state effettuate a quota di circa 1000 km e lo spettro determinato può quindi non essere rappresentativo della effettiva situazione fisica nella cintura esterna.

Altre misure sugli elettroni sono quelle eseguite con Sputnik III da Vernov e Chudakov⁽⁶⁹⁾ i quali suggeriscono, per uno spettro differenziale di potenza del tipo $T^{-\gamma}$, un esponente $\gamma \approx 6$ nell'intervallo di energie $20 < T < 100$ keV, ma valori sensibilmente più bassi a energie superiori: sopra il MeV, gli Autori segnalano un flusso di $\sim 10^5$ elettroni \cdot cm $^{-2}$ \cdot sec $^{-1}$ \cdot sterad $^{-1}$ per $1 < T < 3$ MeV.

Sempre nell'ipotesi di spettro di potenza i dati di fig. 5.21, nella zona di linearità, per energie oltre i 200 keV non sono incoerenti con un valore di γ di qualche unità.

Di grande importanza sono i recenti risultati ottenuti da O'Brien⁽⁸⁸⁾ su Explorer X, in quanto da essi risulta che la media temporale del flusso integrale di elettroni di energia $T > 40$ keV è praticamente costante per le distanze geocentriche corrispondenti a valori dell'invariante L compresi tra $L = 2$ e $L = 10$ raggi terrestri.

Circa infine le energie sotto i 20 keV poiché, ovviamente, la densità di volume di energia degli elettroni non può superare il valore $B/(8\pi)$ della densità di energia magnetica, si deve ritenere che o lo spettro non si estende fino al limite minimo $T = 0$ oppure che l'esponente γ diminuisca fortemente al diminuire della energia.

5.3.3.3. Contenuto di particelle e di energia nelle cinture. — Se si ammette che le cinture siano in uno stato quasi-stazionario, che cioè il flusso di particelle in esse entranti (dalla bassa atmosfera o dallo spazio interplanetario) uguagli quello delle particelle disperse verso l'atmosfera terrestre alle medie e alte latitudini geomagnetiche, si può dare una valutazione del numero totale e dell'energia totale delle particelle intrappolate.

In base ai dati di tabella 5.2 si può inferire una densità di particelle dell'ordine di una per cm 3 con grandissima maggioranza di particelle di bassa energia: per confronto le densità di protoni di energia di qualche decina di MeV sono dell'ordine di solo $10^{-5} \div 10^{-6}$ cm $^{-3}$. Il numero totale di particelle presenti nelle cinture si può perciò stimare dell'ordine di 10^{29} corrispondenti a una massa totale estremamente bassa. Se si

assume, nel complesso, una vita media delle particelle dell'ordine di $10^6 \div 10^7$ secondi, si ha, nello stato quasi-stazionario, un flusso medio totale di particelle disperse dell'ordine di $10^{22} \div 10^{23} \text{ sec}^{-1}$.

Quanto all'energia totale, assumendo una energia media per particella intrappolata dell'ordine delle decine di keV, si ottiene un valore dell'ordine di $10^{14} \div 10^{15}$ joule. In realtà, Dessler e Vestine⁽⁸⁹⁾ hanno valutato il limite superiore della energia totale delle particelle intrappolate a $6 \cdot 10^{15}$ joule; come si vede, il valore stimato in base ai risultati sperimentali è prossimo al limite teorico.

5.3.4. Variazioni temporali e perturbazioni nelle cinture. — Lo studio delle variazioni temporali nelle cinture presenta interesse notevole specialmente in correlazione con le tipiche perturbazioni solari, geomagnetiche, aurorali, ionosferiche e dei raggi cosmici al suolo. Sebbene i risultati sperimentali disponibili siano ancora lontani dall'essere esaurienti, è tuttavia possibile trarne un certo numero di informazioni.

5.3.4.1. Il primo punto da sottolineare è che almeno fino a questo momento, i dati di osservazione relativi alla fascia interna di van Allen non sembrano indicare variazioni temporali di entità confrontabile con quelle della fascia esterna, in dipendenza delle condizioni dell'attività solare o di perturbazioni terrestri.

Sono tuttavia di grande interesse, a tale riguardo, i risultati di Pizzella e coll.⁽⁹⁰⁾ che, in un esame dettagliato delle variazioni a lungo termine nella cintura interna, secondo le misure con contatori G.M. su Explorer VII (1959 t_1) dal 13.10.1959 al 31.12.1960, hanno messo in evidenza chiaramente (fig. 5.22) un aumento di intensità per un fattore dell'ordine di $2 \div 3$, aumento che appare costituito da una serie di bruschi aumenti concomitanti con arrivi di protoni solari nelle calotte polari e/o con perturbazioni geomagnetiche; in realtà tali bruschi aumenti sono ben netti a distanze $L > 2$, intermedie tra fascia interna e fascia esterna (fig. 5.23), ma sono individuabili anche nelle misure ottenute per valori più bassi di L , cioè ben dentro la cintura interna. Nel complesso la forma della fascia non risulta modificata nei 15 mesi di osservazione, e questo anche nei periodi perturbati.

Queste osservazioni suggeriscono la presenza di una sorgente addizionale di particelle oltre quella del decadimento dei neutroni di albedo che nel periodo considerato non può essere variato più di quel 20% di cui al massimo è variata⁽⁹¹⁾ l'intensità dei raggi cosmici primari.

5.3.4.2. Assai più sensibile alle perturbazioni risulta invece la cintura esterna; un esempio imponente è già ben visibile sui primi dati raccolti (fig. 5.14 *a*); mentre la intensità misurata nella cintura interna non presenta differenze troppo rilevanti tra le due date del 6 dicembre 1958 e del 3 marzo 1959, risultano invece fortemente diverse la posizione e l'intensità nella cintura esterna; inoltre, a distanza tra 10 e 15 raggi terrestri,

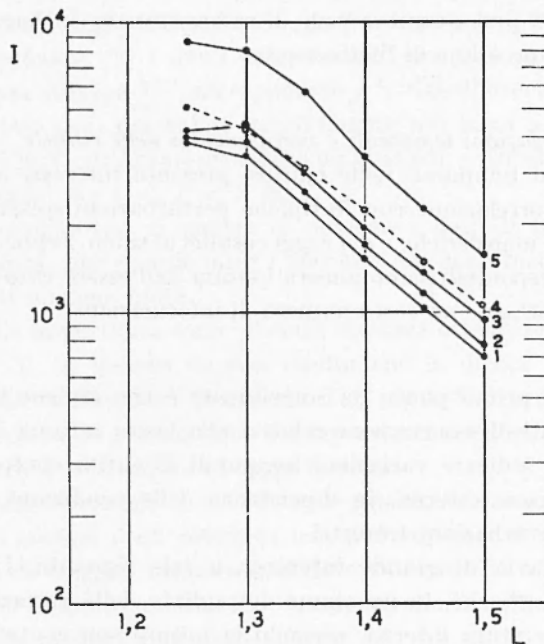


Fig. 5.22 - I , intensità medie (in conteggi/sec.) a varie distanze L (in raggi terrestri); le curve indicate con i numeri 1, 2, ..., 5 si riferiscono rispettivamente ai periodi 13 ottobre 1959-31 marzo 1960, aprile 1960, maggio 1960, giugno-15 novembre 1960 e 16 novembre-31 dicembre 1960 (secondo Pizzella, McIlwain e van Allen).

Pioneer IV ha rilevato una fitta serie di massimi e minimi. Con riferimento alle condizioni esistenti nei giorni di lancio e in quelli immediatamente precedenti, il volo di Pioneer III avvenne in un periodo di calma geomagnetica, mentre il volo di Pioneer IV fu preceduto da una tempesta magnetica (con inizio brusco alle 0215 T.M.G. del 25 febbraio 1959) e da forte attività aurorale nelle notti del 25, 26, 27, 28 febbraio e 1 marzo.

Una situazione della cintura esterna analoga a quella riscontrata da Pioneer III fu anche segnalata da Vernov e coll. (92) in base alle osservazioni di Lunik I, pure in un periodo di calma geomagnetica.

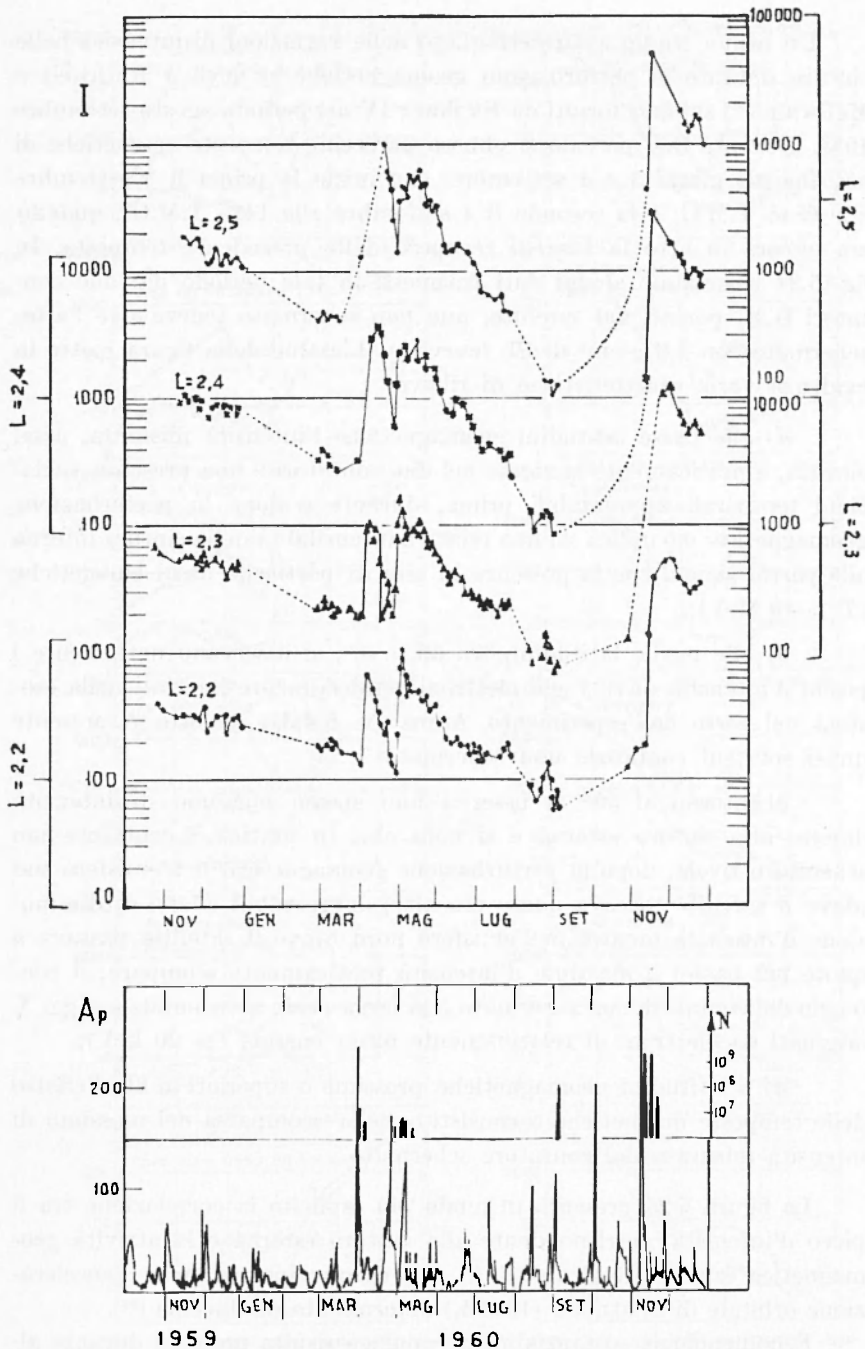


Fig. 5.23 - I , intensità medie misurate (in conteggi/sec) a varie distanze L (in raggi terrestri); A_p , indice di attività magnetica; N , numero totale di protoni solari (in cm^{-2}) affluiti in varie occasioni (secondo Pizzella, McIlwain e van Allen).

Un primo studio assai dettagliato delle variazioni di intensità nelle cinture durante le perturbazioni geomagnetiche si deve a Rothwell e Mellwain⁽⁹³⁾ sui dati forniti da Explorer IV nel periodo agosto-settembre 1958. Durante tale periodo si ebbero parecchie tempeste magnetiche di cui due nei giorni 3 e 4 settembre, con inizio la prima il 3 settembre alle 0843 T.M.G. e la seconda il 4 settembre alle 1415 T.M.G., quando era ancora in atto la fase di recupero della precedente tempesta. In fig. 5.24 riportiamo alcuni dati trasmessi in tale periodo dai due contatori G.M. portati dal satellite, uno non schermato (curve *a*) e l'altro schermato con 1,6 g/cm² di Pb (curve *b*). L'esame della figura mette in evidenza varie caratteristiche di rilievo:

a) alle basse latitudini geomagnetiche l'intensità misurata, assai elevata, è praticamente la stessa nei due contatori e non presenta variazioni temporali apprezzabili prima, durante e dopo la perturbazione geomagnetica; ciò indica sia una relativa insensibilità della cintura interna alle perturbazioni che la presenza in essa di particelle assai energetiche ($T > 40$ MeV);

b) alle medie latitudini, tra 30 e 40°, si osservano nettamente i picchi d'intensità dovuti agli elettroni artificialmente iniettati nella atmosfera nel corso dell'esperimento Argus (v. 5.4.3); l'effetto è presente quasi solo sul contatore non schermato;

c) intorno ai 50° si osserva uno spesso massimo di intensità dovuto alla cintura esterna e si nota che, in pratica, il contatore non schermato rivela, dopo la perturbazione geomagnetica, nell'emisfero sud (dove il satellite toccava quote più alte) apprezzabili effetti di diminuzione d'intensità mentre nell'emisfero nord (dove il satellite passava a quote più basse) il massimo d'intensità praticamente scompare; il conteggio del contatore non schermato è in larga parte attribuibile a raggi X originati da elettroni di relativamente bassa energia (> 20 keV);

d) a latitudini geomagnetiche prossime o superiori ai 60° l'effetto delle tempeste magnetiche è consistito nella scomparsa del massimo di intensità misurato dal contatore schermato.

La figura 5.25 presenta in modo più esplicito la correlazione tra il picco d'intensità corrispondente alla cintura esterna e la attività geomagnetica espressa dagli indici K_p . La figura riporta anche l'accelerazione orbitale di Sputnik I (1958 δ_1) determinata da Jacchia⁽⁹⁴⁾.

Fenomenologia sostanzialmente analoga risulta presente durante altre tempeste.

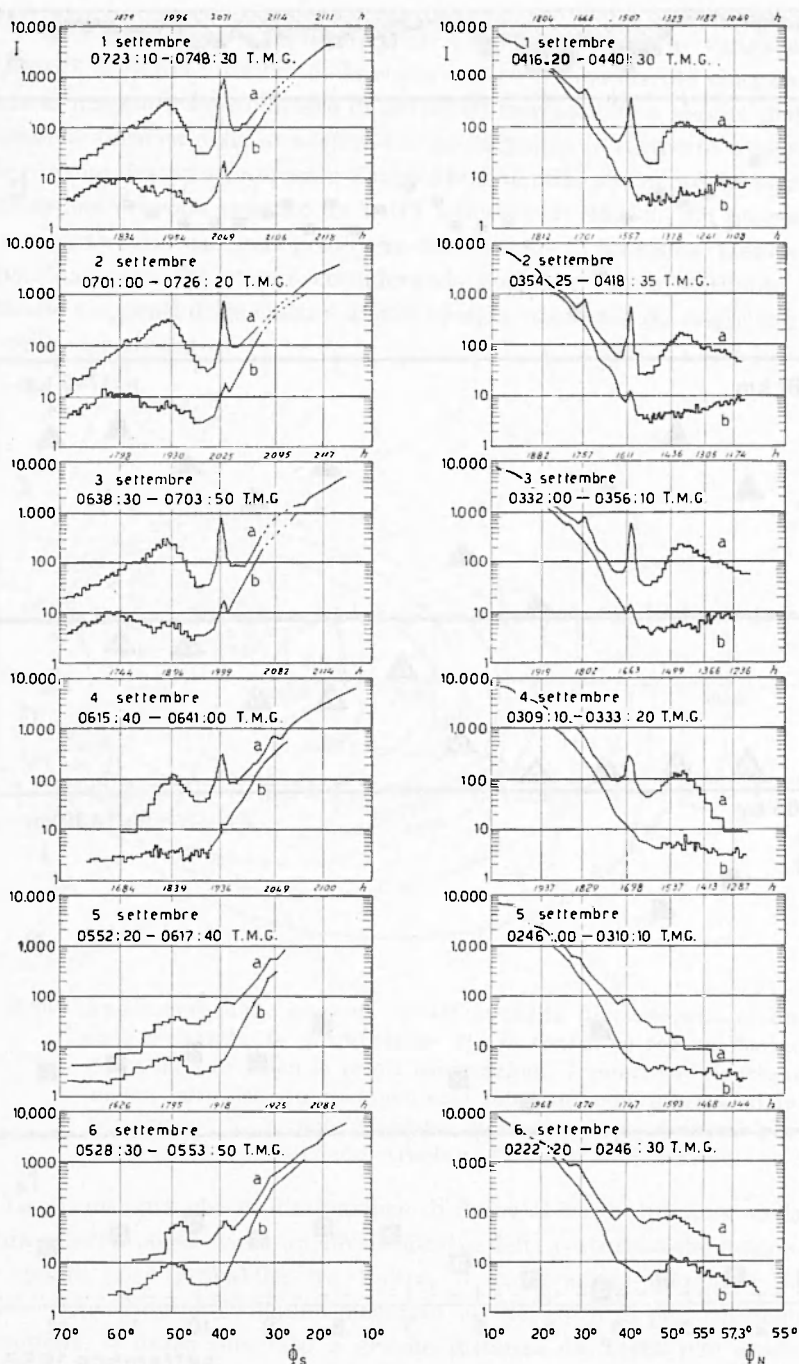


Fig. 5.24 - I , intensità di conteggio in impulsi/sec; Φ_N, Φ_S , latitudine geomagnetica nord e sud; h , altezza del satellite sul suolo. Per ciascuna coppia di grafici è indicato l'intervallo temporale Δt di misurazione (secondo Rothwell e McIlwain).

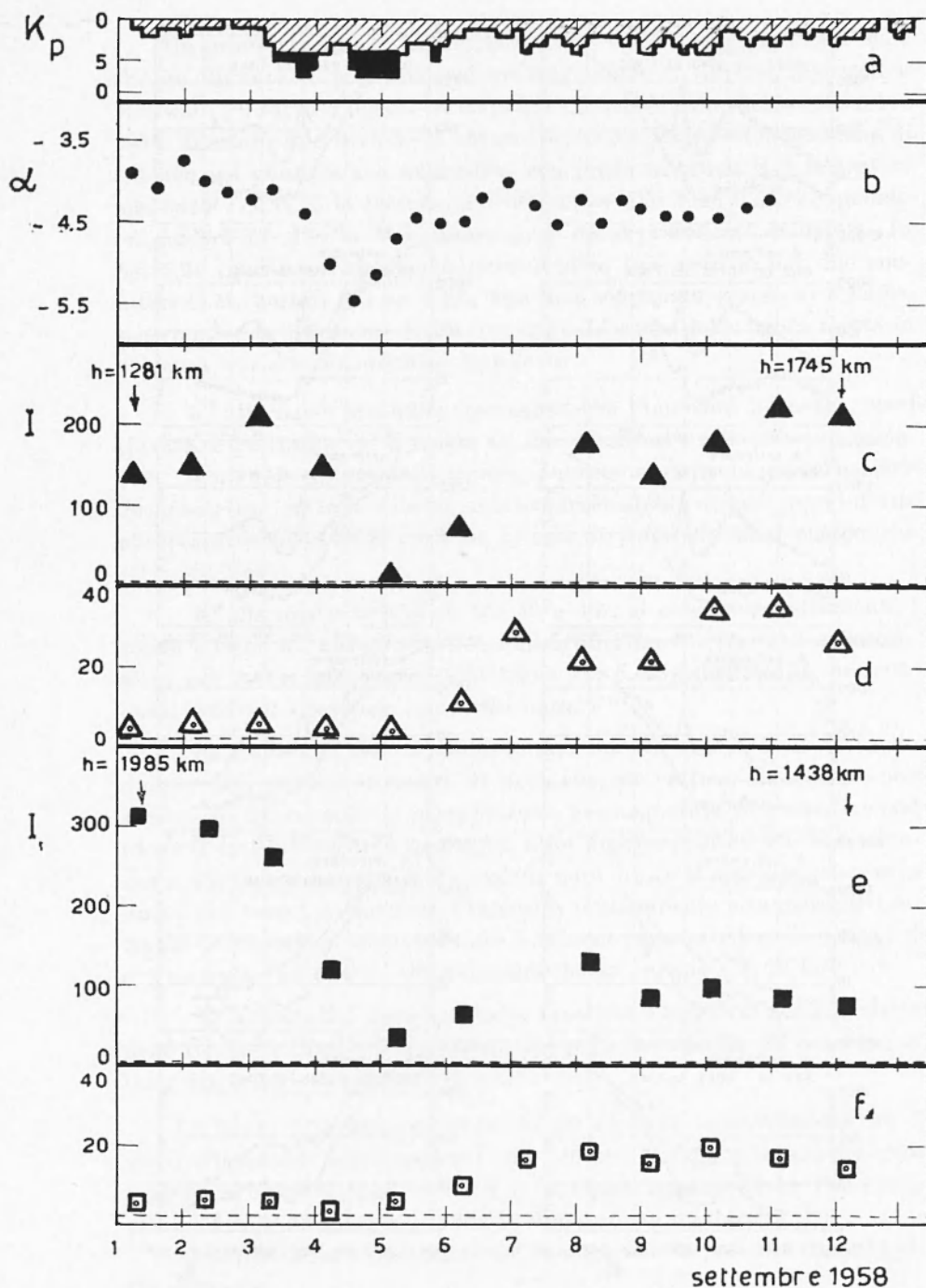


Fig. 5.25 - K_p , indice magnetico planetario (fig. a); α , accelerazione orbitale di Sputnik I in unità 10^{-5} m/sec⁻² (fig. b); I , intensità massima in impulsi/sec. misurata dal contatore G.M. non schermato e risp. da quello schermato sul Nord-America (figg. c, d) e sull'Australia (figg. e, f); sono indicate le altezze h di Explorer IV all'inizio e alla fine del periodo di misurazione; sulle ascisse la data di Greenwich (secondo Rothwell e McIlwain).

I dati sperimentali sopra riportati suggeriscono che le variazioni d'intensità al bordo inferiore della cintura esterna sono dovute essenzialmente al maggiore assorbimento di particelle intrappolate a seguito della dilatazione termica della atmosfera che accompagna le tempeste magnetiche e le manifestazioni aurorali: l'aumento di densità alle quote dei punti di riflessione provoca appunto un netto aumento di efficacia dei processi di scomparsa delle particelle, cioè una diminuzione di intensità. L'effetto di riscaldamento che stiamo considerando potrebbe essere attribuito a particelle sfuggenti dalle cinture aventi energia così bassa da essere sotto la soglia dei rivelatori.

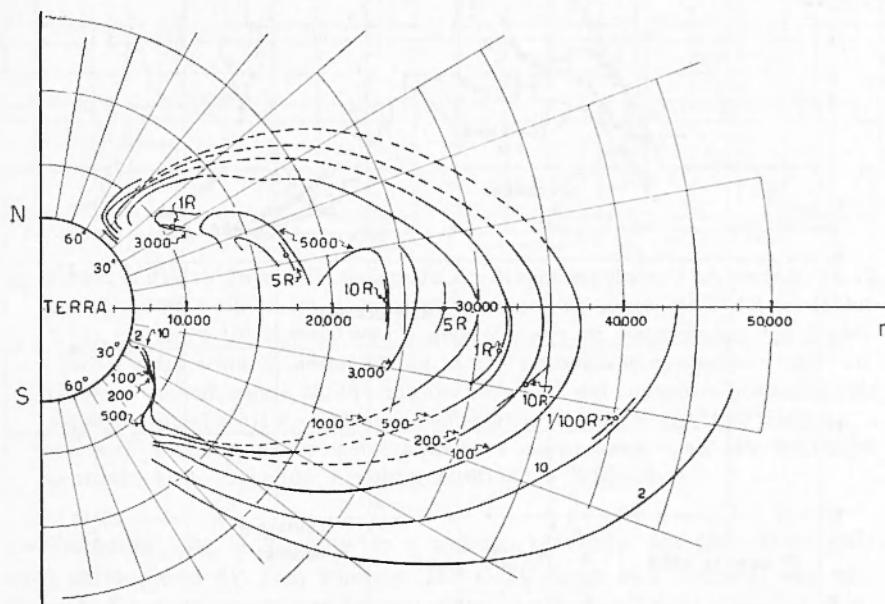


Fig. 5.26 - Andamento delle linee di uguale intensità di conteggio, in impulsi/sec, ottenute con lo stesso tipo di contatore con cui furono fatte da van Allen le prime osservazioni. I punti -o- riportano anche intensità (in roentgen/ora) misurate con camera di ionizzazione: N, S, poli geografici nord e sud; r , distanza geografica in km (secondo Arnoldy, Hoffman e Winckler).

La eventualità che la diminuzione di flusso al bordo inferiore della cintura esterna possa essere un effetto diretto della perturbazione magnetica appare poco probabile; tra l'altro, le osservazioni compiute da Pioneer III e Pioneer IV hanno mostrato che nel corso di perturbazioni magnetiche, il flusso misurato a grande distanza da Terra può anche aumentare.

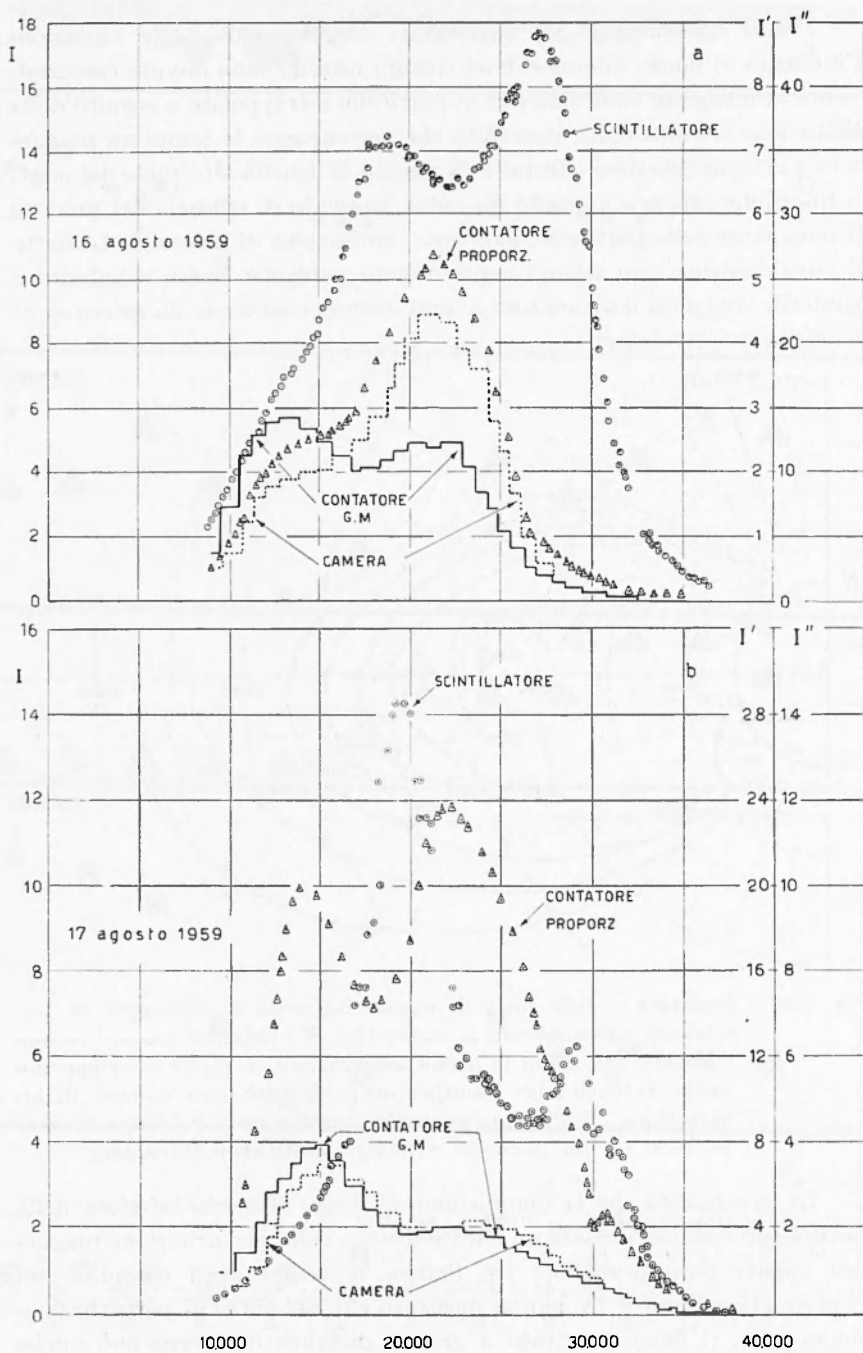


Fig. 5.27 a, b

Ulteriori osservazioni sulla radiazione nelle cinture in periodi sia magneticamente calmi che perturbati sono dovute a Arnoldy, Hoffman e Winckler (95) su Explorer VI nel periodo tra il 7 agosto e il 6 ottobre 1959. Dalle misure ottenute in giorni calmi appaiono nettamente notevoli

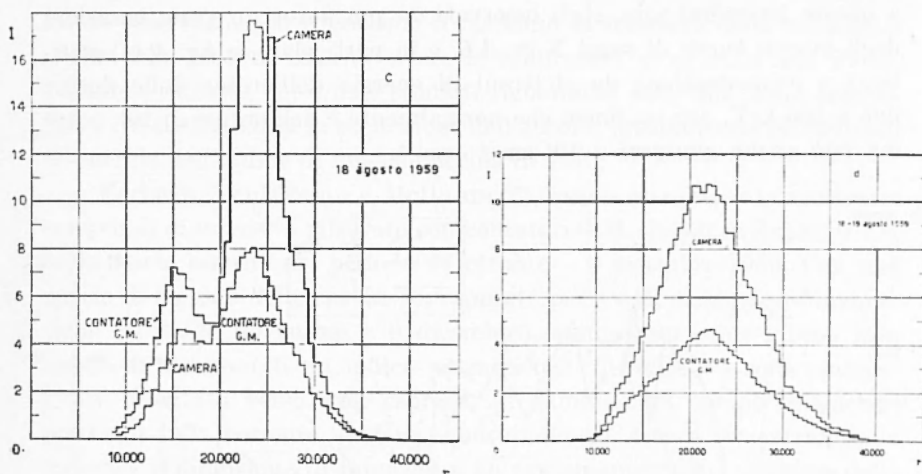


Fig. 5.27 *c*, 5.27 *d* - Intensità registrata da diversi rivelatori nel periodo 16-19 agosto 1959. Sulla scala di sinistra intensità di conteggio I del contatore G. M. (in unità 10^3 impulsi/sec) e della camera di ionizzazione (in impulsi/sec); sulla scala di destra di fig. *a* e *b* intensità di conteggio I' del contatore a scintillazione (in 10^5 impulsi/sec) e I'' del contatore proporzionale (in 10^2 impulsi/sec); r , distanza geocentrica in km; i risultati delle fig. *c* e *d* sono stati ottenuti rispettivamente a molto basse e ad alte latitudini geomagnetiche (secondo Arnoldy, Hoffman e Winckler)).

modificazioni (fig. 5.26) rispetto a quanto ottenuto da van Allen sui dati di Explorer IV e di Pioneer III e IV sono ben evidenti sia un sensibile avvicinamento alla Terra della zona di massima intensità, sia un notevole cambiamento di forma e in particolare un « appiattimento » sul piano equatoriale geomagnetico, per cui i « corni » della cintura esterna vanno a insistere a latitudini più basse. Quanto alle misure in condizioni perturbate è di interesse lo studio dei dati raccolti a cavallo della tempesta magnetica a inizio brusco cominciata alle 0404 T.M.G. del 16 agosto. Al forte effetto di svuotamento (fig. 5.27 *a,b*) presente alla fine del primo giorno di tempesta, rivelato dal contatore G.M. e dalla camera, fa seguito verso la fine del secondo giorno un netto aumento, sia alle basse che alle alte latitudini geomagnetiche (fig. 5.27 *c,d*).

Dal confronto tra le diminuzioni d'intensità osservate dal contatore e dalla camera, gli autori attribuiscono lo svuotamento a perdita di

elettroni di energia dell'ordine dei $40 \div 50$ keV, in corrispondenza alle latitudini geomagnetiche tra 52° e 62° ; l'effetto è massimo intorno ai 57° - 58° . Si noti che queste latitudini sono sensibilmente inferiori a quelle a cui è normalmente presente l'aurora polare e che, d'altra parte, proprio a queste latitudini sono stati osservati da più autori in varie occasioni degli intensi *bursts* di raggi X (v. 4.6. e in particolare la fig. 4.44) attribuiti a *bremsstrahlung* da elettroni di energia dell'ordine delle decine fino a 100 keV, con un flusso che normalmente è dell'ordine di $10^5 \div 10^6$ ma può anche giungere a $10^8 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$.

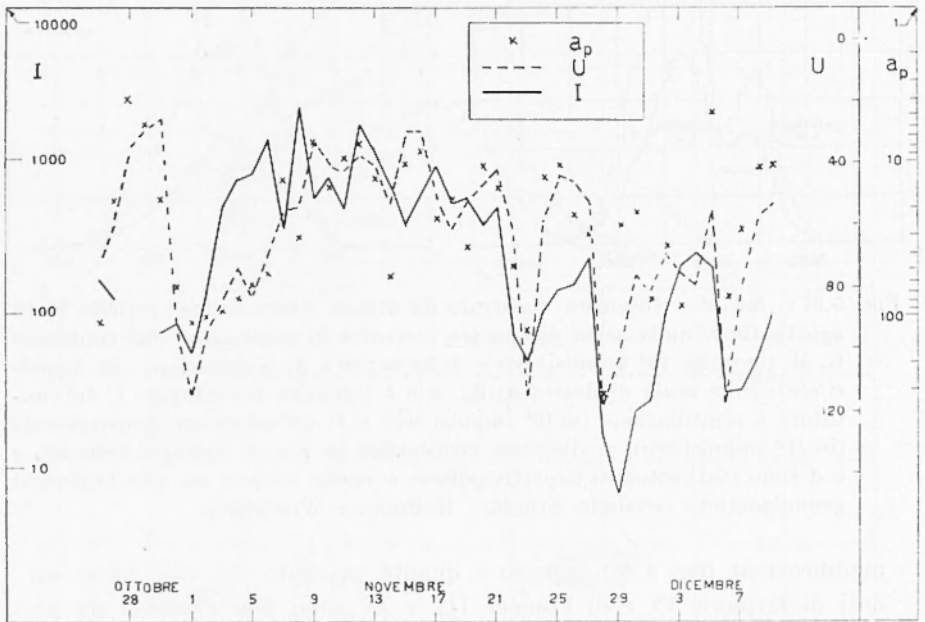


Fig. 5.28 - I , intensità di conteggio; U e a_p , indici magnetici, in gamma (secondo Forbush, Venkatesan e Mellwain).

Dal punto di vista quantitativo, dai dati di osservazione si deduce una rapidità di svuotamento della cintura esterna nel corso della tempesta magnetica che è prossima a quella che si valuta attribuendo agli elettroni dispersi l'origine dei *bursts* di raggi X. Va detto ancora che la notte tra il 16 e il 17 agosto fu visibile sul Minnesota (lat. geomagn. $\sim 57^\circ$ N) un'aurora a struttura raggiata, del tipo di quella considerata nella citata fig. 4.44.

Più o meno nella stessa epoca, Anderson⁽⁹⁶⁾, sulla base di osservazioni di raggi X su palloni fatte in zona aurorale, giunge alla conclusione

che sebbene una intensa radiazione X fosse osservabile nel corso di aurore visuali avvenute a latitudini inferiori a quelle aurorali, alle normali latitudini aurorali tuttavia la radiazione X risultò molto debole: ciò corrisponde con tutta probabilità al fatto sopra rilevato che nell'epoca cui le osservazioni si riferiscono il massimo di intensità della radiazione molle della cintura esterna si era sensibilmente avvicinato alla Terra. Notiamo tuttavia che i dati studiati riguardano solo una delle componenti cui si attribuisce la eccitazione dell'aurora, precisamente gli elettroni di energia dell'ordine di qualche decina di keV.

Forbush, Venkatesan e McIlwain⁽⁹⁷⁾ hanno esaminato le variazioni temporali di intensità misurate con contatori G.M. singoli su Explorer VII nella fascia esterna nel periodo 26 ottobre - 9 dicembre 1959. Con una specie di metodo delle epoche sovrapposte per 4 casi di tempeste magnetiche (1, 23, 28 novembre e 6 dicembre), assumendo come giorno zero quello di massimo di un indice magnetico U (definito⁽⁹⁸⁾ come componente orientata verso sud, espressa in gamma, del campo magnetico prodotto dalla corrente anulare equatoriale) gli Autori riscontrano una notevole diminuzione di intensità e un avvicinamento del massimo della fascia esterna nei giorni 0 e + 1 con un completo ripristino al quinto giorno. Sembra anche presente (fig. 5.28) una debole correlazione negativa tra indici magnetici U e a_p da una parte e conteggio del contatore a distanza $L = 4,1$ raggi terrestri, dall'altra.

La diminuzione di intensità per grandi a_p alle distanze più grandi corrispondenti alla parte esterna della cintura è consistente con l'idea che le particelle vadano a cadere alle alte latitudini geomagnetiche.

È interessante confrontare le misure ottenute con contatore e camera di ionizzazione con quelle effettuate da Rosen e coll.^(99, 100) mediante contatore a scintillatore plastico sensibile a elettroni e protoni di energia rispettivamente superiore a 200 keV e 2 MeV, ma assai poco sensibile alla *bremstrahlung*. In coincidenza con la tempesta del 16 agosto lo scintillatore segnalò (fig. 5.27 *a, b*) un notevole aumento di conteggio, a differenza degli altri rivelatori che indicarono forte diminuzione. Per molti giorni, fino a un successivo aumento di attività magnetica, l'intensità andò declinando lentamente mantenendosi notevolmente più alta di quella « pre-tempesta ». Nei giorni di tempesta lo scintillatore segnalava anche, a distanze geocentriche oltre 40.000 km, cioè al bordo esterno della fascia, rapide variazioni di intensità di ampiezza fino a 2 ÷ 3 ordini di grandezza in intervalli di tempo da qualche secondo a qualche minuto (fig. 5.29).

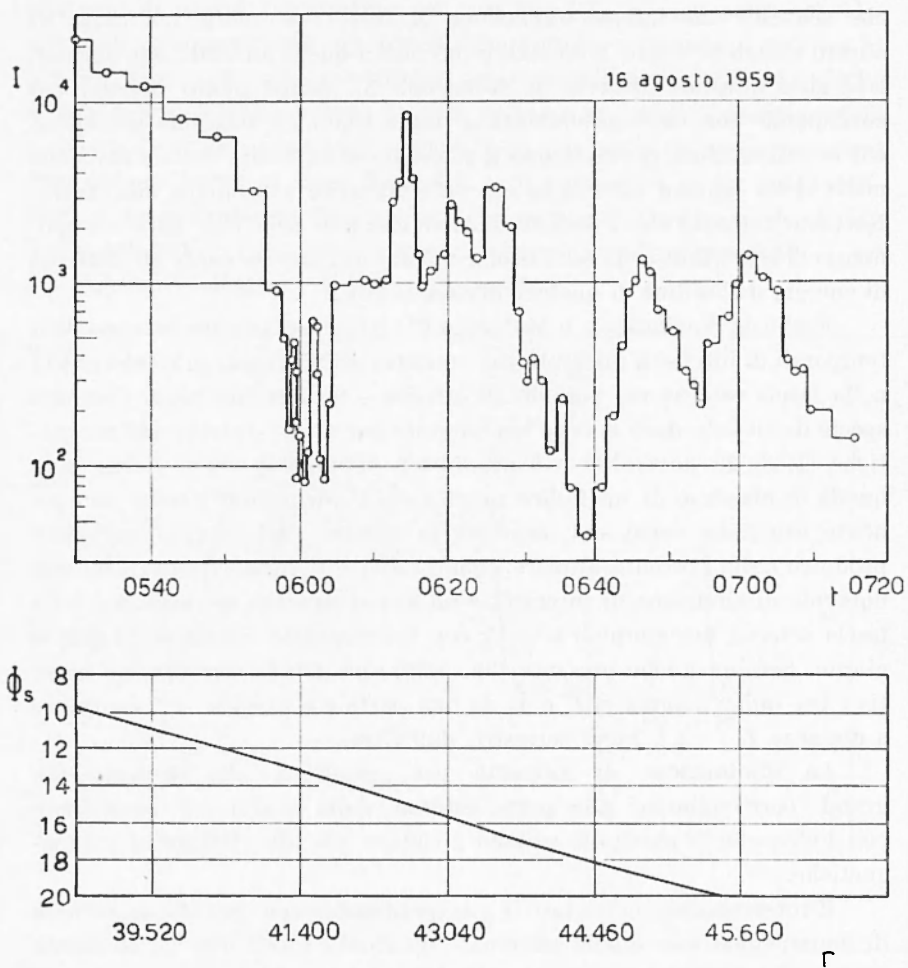


Fig. 5.29 - I , intensità di conteggio in impulsi/sec; ϕ_s , latitudine geomagnetica sud di Explorer VI; t , tempo medio di Greenwich; r , distanza geocentrica in km (secondo Rosen, Farley e Sonett).

Gli aumenti connessi a queste ultime fluttuazioni sono attribuibili con tutta probabilità a un meccanismo di accelerazione, tipo betatrone, che porta l'energia di elettroni molli al di sopra della soglia dello scintillatore, senza però un reale aumento della effettiva intensità elettronica totale, come del resto suggerisce il responso degli altri strumenti particolarmente sensibili alla *bremstrahlung* i quali non rivelano nessuna confrontabile variazione di conteggio. Se questa interpretazione è vera si può prevedere una variazione di intensità in fase con la variazione del

campo magnetico: in effetti questo è realmente avvenuto in parecchi casi (¹⁰¹). Tuttavia durante la tempesta magnetica del 16 agosto la variazione di intensità della radiazione corpuscolare è in netta opposizione di fase (fig. 5.30) con quella del campo magnetico (¹⁰²) misurato localmente dal satellite.

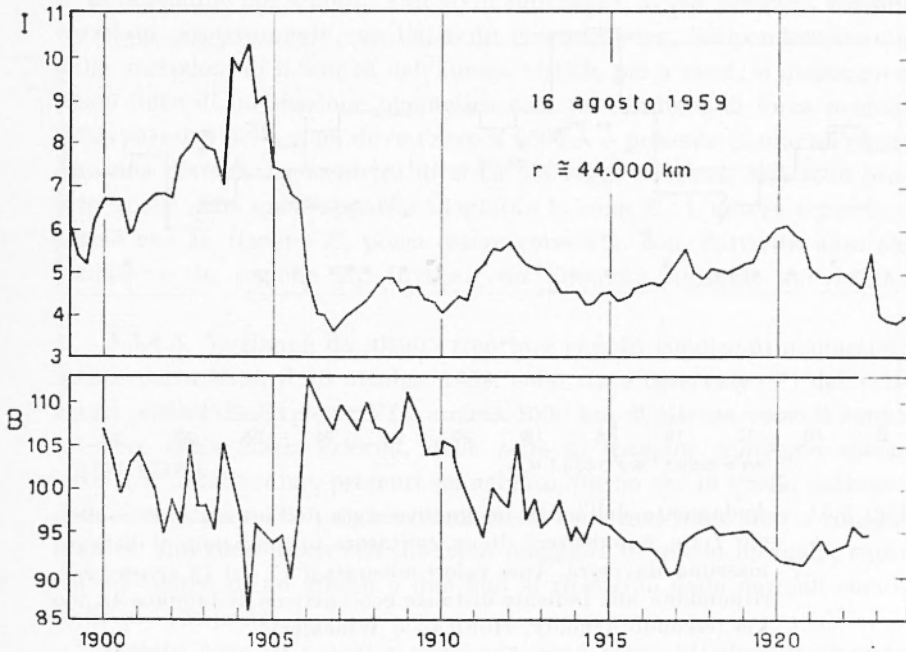


Fig. 5.30 - I , intensità di conteggio (in 10^3 impulsi/sec); B , intensità del campo magnetico in gamma; t , tempo medio di Greenwich; r distanza geocentrica (secondo Farlev e Rosen).

I dati di Explorer VI sono anche interessanti in quanto permettono di determinare, in corrispondenza all'apogeo (~ 48.000 km), le intensità di radiazione al bordo esterno della cintura (fig. 5.31). Appare chiaramente la presenza di due periodi, l'uno in concomitanza alla perturbazione magnetica del 16 agosto e l'altro tra il 27 e il 28 agosto, in cui l'intensità fu ben superiore a quella « normale » dei giorni precedenti. Assai incerto è il significato fisico di tali aumenti: potrebbe trattarsi di radiazione corpuscolare iniettata direttamente dal Sole, come pure di radiazione di energia inizialmente così bassa da non poter essere rilevata dagli strumenti di misura ma poi accelerata al disopra della soglia degli strumenti stessi da qualche meccanismo locale di accelerazione. Nel caso della tempesta

del 16 agosto tale processo sembra coincidere con il ritorno del campo magnetico al suo valore normale, cioè con la scomparsa del campo D_{st} .

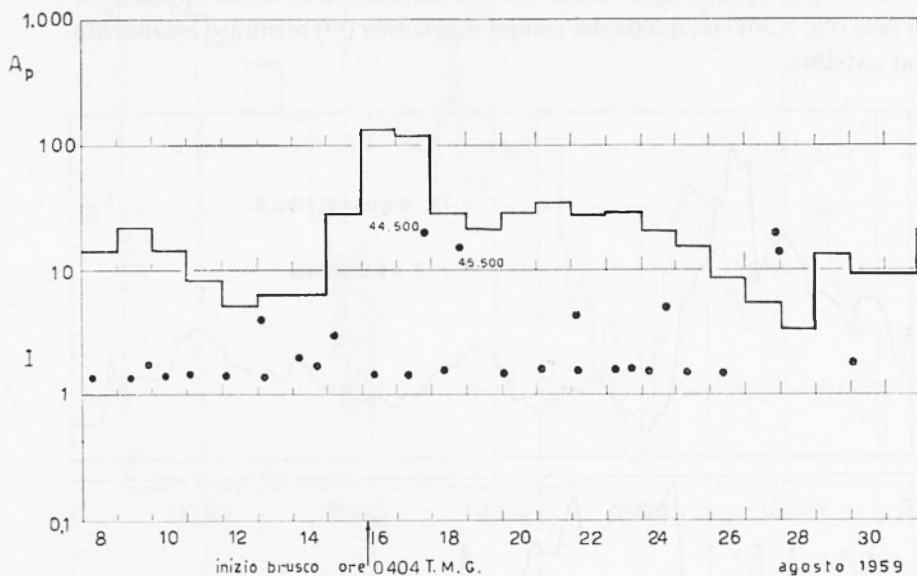


Fig. 5.31 - Andamento dell'indice magnetico A_p e dell'intensità di conteggio I (in impulsi/sec) di un contatore in condizioni di distanza massima da Terra. Due valori misurati il 17 e il 18 agosto corrispondono alle indicate distanze geocentriche di 44.500 km e 45.500 km (secondo Arnoldy, Hoffman e Winckler).

Sono ancora da segnalare alcune interessanti rilevazioni dovute a Fan, Meyer e Simpson (^{72, 103}), relative ai due massimi di intensità elettronica E_2 ed E_3 : mentre il massimo E_3 subisce dopo la tempesta magnetica del 16 agosto un abbassamento, sia pure ritardato di qualche giorno rispetto alla perturbazione, e si sposta di qualche migliaio di km verso la Terra (fig. 5.32), il massimo E_2 appare praticamente insensibile, entro un fattore 2 nella intensità, alla attività geomagnetica. Questo diverso comportamento per i due massimi suggerisce diversa origine e diverso meccanismo di scomparsa degli elettroni nelle regioni interessate: in ogni caso risulta provato che la vita media degli elettroni nella regione più esterna è abbastanza lunga, dell'ordine di parecchi giorni. Comunque la successiva tempesta magnetica del 3 settembre 1959 non ebbe effetto apprezzabile sul massimo esterno; ciò mostra come non tutte le tempeste abbiano necessariamente gli stessi effetti.

In un recente studio sulla fenomenologia delle due regioni E_2 ed E_3 , Stolov ⁽¹⁰¹⁾ fa notare che vari autori hanno osservato fotometricamente (non visibilmente) la frequente occorrenza di un arco aurorale in luce di 6300 Å di assai debole intensità, a quote intorno ai 400 km, in occasione di simultanee manifestazioni aurorali visibili manifestantesi circa 8° di latitudine più a nord. Tali archi subvisibili, la cui presenza sembra correlata positivamente con l'attività geomagnetica, indipendentemente dalle variazioni di intensità dell'aurora visibile più a nord, si dispongono lungo linee di inclinazione magnetica costante; le linee di forza magnetiche passanti nella zona dove l'arco a 6300 Å è presente hanno all'equatore una distanza geocentrica di circa 2,5 raggi terrestri, cioè sono proprio quelle sulle quali appare «adagiata» la zona E_2 . L'autore suggerisce perciò che la regione E_3 possa essere correlata con l'attività aurorale visibile e la regione E_2 , invece, con l'attività aurorale subvisibile.

5.3.4.3. Vogliamo da ultimo riportare che, in condizioni magneticamente perturbate, il 18 ottobre 1959, sono state osservate ⁽¹⁰⁵⁾ dai contatori portati da Explorer VII, a circa 1000 km di altezza verso il lembo inferiore della fascia esterna, delle zone di maggior conteggio spesse circa 0,5° di latitudine, presenti sia nel lato diurno che in quello notturno della Terra, zone che progressivamente si sono mescolate fino a confondersi in una zona unica con intensità maggiore di quella normale; tutto ciò nel tempo di un giorno o due fino al ripristino delle normali condizioni pre-tempesta.

Queste zone di maggior conteggio sono parse attribuibili secondo gli autori a particelle intrappolate con vita media di poche ore.

5.3.4.4. Nei paragrafi precedenti abbiamo considerato qualche aspetto della associazione fra cinture di van Allen e fenomeni aurorali. Vogliamo ora considerare la questione con qualche maggiore dettaglio. Di fatto ci sono argomenti per pensare a un certo rapporto di causa ed effetto tra cinture e aurora: in effetti i corni della fascia esterna insistono intorno a una latitudine geomagnetica approssimativamente compresa tra 50° e 60°; sebbene tale zona di latitudine sia alquanto più bassa di quella che definisce le zone aurorali, si può tuttavia osservare che il bordo esterno della cintura di van Allen si adagia su linee di forza che raggiungono la Terra a latitudini prossime ai 70° e che, d'altra parte, la forma presunta della cintura è quella dedotta da misure di particelle piuttosto energetiche, mentre, come abbiamo visto, alquanto scarse sono le misure relative a particelle di più bassa energia; di conseguenza la

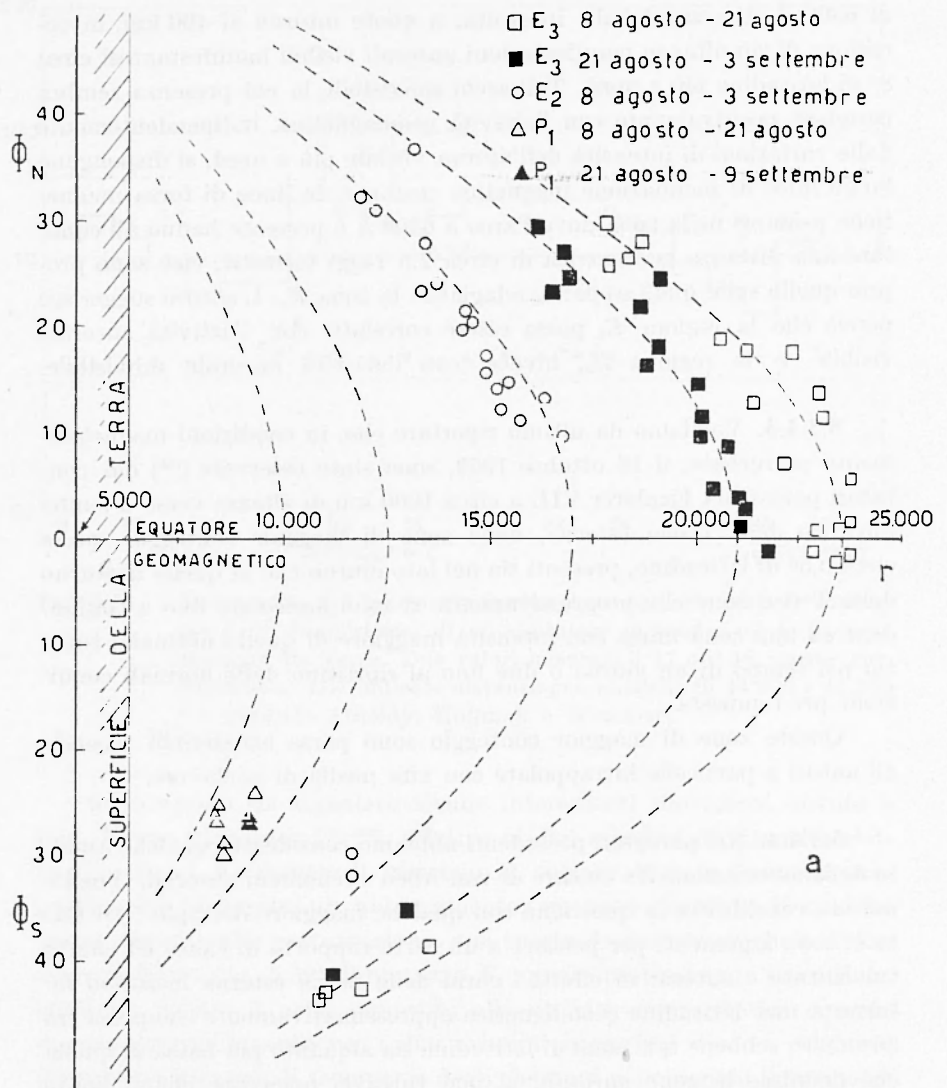


Fig. 5.32 a

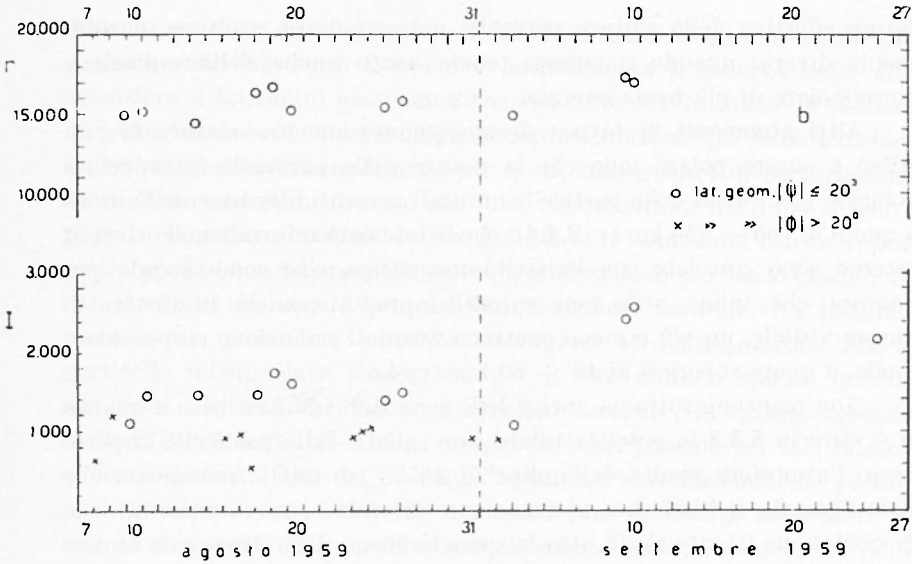


Fig. 5.32 b

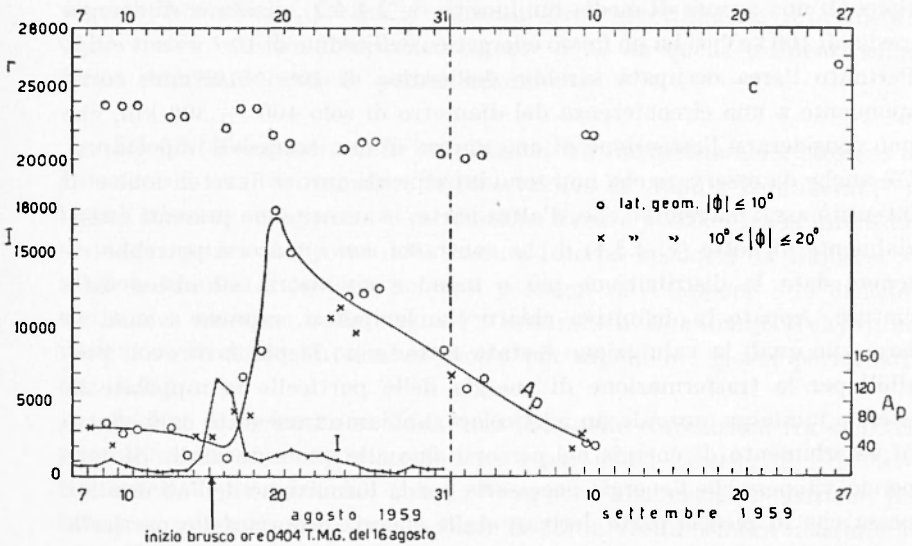


Fig. 5.32 c - In fig. a, distanza misurata dei massimi di intensità E_2 , E_3 e P_1 ; i punti neri si riferiscono a misure effettuate dopo il 19-20 agosto; le linee tratteggiate danno l'andamento delle linee di forza nell'approssimazione di dipolo centrato; in fig. b e c, andamenti temporali del massimo I dell'intensità di conteggio (in impulsi/sec) nella regione E_2 e nella regione E_3 rispettivamente, della distanza geocentrica r (in km) di tali massimi e (in fig. c) dell'indice magnetico A_p (secondo Fan, Meyer e Simpson).

forma effettiva delle cinture potrebbe nel complesso risultare sensibilmente diversa quando si potesse tenere conto anche della radiazione corpuscolare di più bassa energia.

Altri argomenti in favore di una connessione tra cinture di van Allen e aurora polare sono che la natura delle particelle intrappolate coincide con quella delle particelle aurorali presenti alla base dell'aurora a quota di $100 \div 150$ km (v. 2.4.4); che le intensità misurate nella cintura esterna sono correlate con l'attività magnetica, così come accade per l'aurora; che, infine, nelle zone aurorali è presente, anche in assenza di aurora visibile, un più o meno continuo flusso di radiazione corpuscolare molle, a quote superiori ai $40 \div 60$ km (v. 4.6).

Non mancano tuttavia anche delle serie difficoltà. In base a quanto si è visto in 5.3.3 la potenza totale convogliata dalle particelle disperse verso l'atmosfera risulta dell'ordine di $10^7 \div 10^8$ watt. Assumendo che *tutta* l'energia si trasferisca al fenomeno aurorale e, per semplicità, che in qualunque istante sia in atto in qualche luogo della Terra una aurora (v. 2.2.1), si valuta facilmente un limite superiore dell'area media interessata al fenomeno: con un flusso medio di 10^7 particelle \cdot $\text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$, tipico di una aurora di media luminosità (v. 2.4.4.2), ciascuna di energia media di 100 keV, si ha un flusso energetico dell'ordine di 10^{-7} watt \cdot cm^{-2} . Pertanto l'area occupata sarebbe dell'ordine di $10^{14} \div 10^{15}$ cm^2 , corrispondente a una circonferenza del diametro di solo $100 \div 300$ km, che può considerarsi l'estensione di una aurora di non eccessiva importanza. C'è anche da osservare che non sono infrequenti aurore di estensione e di intensità assai maggiori e che, d'altra parte, le aurore sono presenti essenzialmente di notte (v. 2.3.1) il che contrasta con quanto si potrebbe ritenere data la distribuzione più o meno a simmetria cilindrica delle cinture. Appare in definitiva chiaro che le ipotesi, espresse e non, in base alle quali la valutazione è stata fatta, sono le più favorevoli possibili per la trasformazione di energia delle particelle intrappolate in energia luminosa aurorale (in particolare, abbiamo trascurato ogni effetto di assorbimento di energia nel percorso fino alle quote aurorali). Si deve perciò ritenere che l'energia necessaria per la formazione dell'aurora non possa che in piccola parte derivare dalla energia propria delle particelle intrappolate; si deve pensare che qualche altra più intensa sorgente di energia intervenga in modo determinante. Di ciò occorre tener conto anche nelle teorie dell'origine delle fasce di radiazione.

Uno schema ragionevole sembra quello di ritenere l'aurora polare collegata alla presenza delle cinture di radiazione, non però nel senso stretto di effetto e, rispettivamente, di causa. Si può pensare la cintura

esterna come un serbatoio di particelle dal quale sfugge in modo più o meno continuativo il flusso che normalmente si osserva nella alta atmosfera a latitudini geomagnetiche tra i 50° e i 70° anche in assenza di perturbazioni solari e geomagnetiche; la situazione perturbata instaurantesi in particolari condizioni, per es. in conseguenza di perturbazioni solari, determinerebbe intanto una forte accentuazione del flusso disperso rispetto a quello « normale », creando altresì le condizioni fisiche appropriate per la istaurazione delle cause acceleratrici di particelle esosferiche cui attribuire la vera e propria manifestazione aurorale. Un possibile meccanismo di innesco potrebbe ricollegarsi al diamagnetismo che le particelle intrappolate posseggono per il loro moto a spirale intorno alle linee di forza del campo magnetico terrestre, in quanto secondo Kellogg (¹⁰⁶) a distanza di circa 8 raggi terrestri possono per tale ragione aversi delle instabilità del plasma; l'apparente correlazione delle perturbazioni aurorali con l'attività solare sarebbe di natura secondaria in quanto a quest'ultima sarebbe semplicemente dovuto l'« innesco » delle perturbazioni.

Le considerazioni che abbiamo fatto non permettono naturalmente di escludere che le particelle aurorali siano direttamente provenienti dallo spazio esterno, indipendentemente o no da quelle incidenti sulla fascia esterna durante le perturbazioni.

5.3.4.5. Nel quadro delle correlazioni tra radiazione nella esosfera e ionosfera ci sono da segnalare le osservazioni di Aono e Kawakami (¹⁰⁷) i quali rilevano un'apparente correlazione lineare positiva tra la intensità di raggi cosmici al disotto della cintura interna misurata da Explorer I a quote tra 300 e 500 km nei suoi passaggi sul Giappone e la densità elettronica massima dello strato F2 misurata a Kokubunji (Tokyo); la variazione di intensità sembra molto più rapida nei giorni perturbati (fig. 5.33).

Inoltre dallo studio su scala mondiale delle correlazioni tra densità elettronica massima nello strato F2 e i parametri caratteristici dell'attività solare per vari cicli solari (¹⁰⁸) appare una netta indicazione in favore di una radiazione corpuscolare la cui intensità sembra massima a latitudini geomagnetiche di 50° - 60° che sono, come si è visto, quelle verso le quali insistono i « corni » della cintura esterna. L'energia delle singole particelle costituenti la detta radiazione corpuscolare cadrebbe nella regione dei keV. Se una radiazione corpuscolare è effettivamente presente nella ionosfera si dovrebbe ritenere anche presente un effetto per così dire meteorologico: cioè un riscaldamento dell'atmosfera alle

quote ionosferiche là dove il flusso di energia è praticamente continuo nel tempo; questo riscaldamento dovrebbe a sua volta provocare un innalzamento delle superfici isobariche rispetto alle corrispondenti quote alle basse e alle molto alte latitudini.

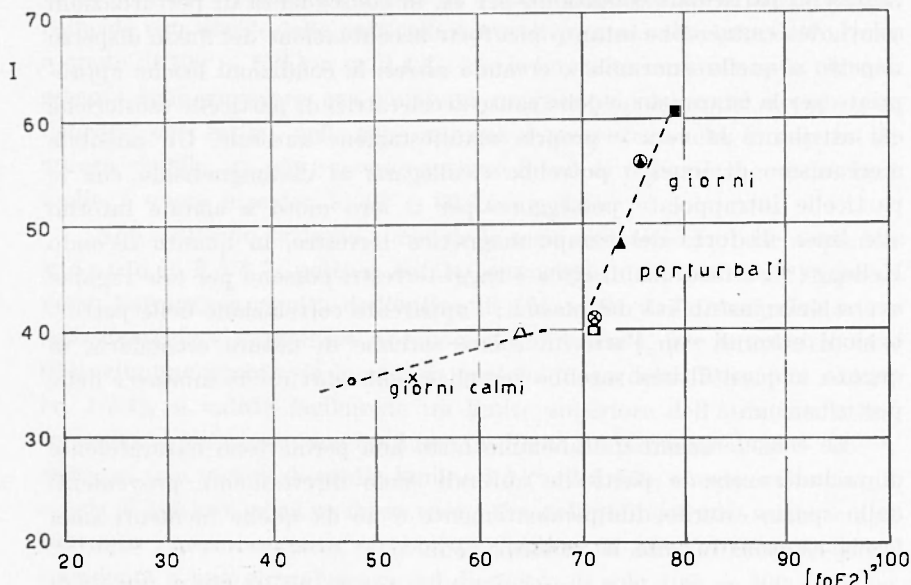


Fig. 5.33 - I , intensità di conteggio in impulsi/sec; sulle ascisse, il quadrato della frequenza critica dello strato F_2 misurata alle ore 20 di tempo locale (ore 10 T.M.G.); i diversi punti si riferiscono a giorni diversi nel periodo 1-11 febbraio 1958 (secondo Aono e Kawakami).

In effetti misure di temperatura condotte su razzi danno chiara evidenza, a parità di quote, di temperatura notevolmente più alta alle latitudini aurorali che a latitudini inferiori: ai ~ 1000 °K misurati, intorno a 150 km dal suolo, a White Sands (lat. geomagn. 41° N) corrispondono da 1500 a 2000 °K a Churchill (lat. geomagn. 69° N). Una stima grossolana del riscaldamento prodotto nelle zone aurorali alle quote ionosferiche dal flusso energetico convogliato da particelle sfuggenti dalle cinture di van Allen porta a valori (¹⁰⁹) intorno ai 2000 °K; in più la distribuzione in altezza della energia termica ceduta all'atmosfera dal flusso di elettroni presenta un massimo assai netto intorno ai 100 km dal suolo così come accade per la massima frequenza di occorrenza delle aurore.

5.3.5. Origine delle cinture di radiazione. — Prima di esaminare con qualche dettaglio il problema dell'origine delle cinture di van Allen, vogliamo costruire un quadro più o meno approssimativo della dinamica delle particelle intrappolate. Queste particelle sono soggette a vari tipi di moto:

a) moto circolare intorno alle linee di forza del campo magnetico con periodo τ_1 proporzionale alla terza potenza della distanza L definita in 5.3.2.1;

b) oscillazione lungo le linee di forza, tra opposti punti di riflessione, con periodo τ_2 proporzionale a L ;

c) deriva in longitudine determinata da due cause: la prima dall'effetto combinato del campo geomagnetico e della forza centrifuga cui le particelle oscillanti lungo le linee di forza magnetica sono soggette per la curvatura di queste; la seconda dall'effetto combinato del campo magnetico e del suo gradiente radiale. La velocità di deriva è orientata, per ambedue le cause, verso est per particelle negative e verso ovest per particelle positive. Il periodo τ_3 del risultante moto di rotazione intorno alla Terra è inversamente proporzionale a L .

La tabella 5.4 riporta alcuni valori di τ_1 , τ_2 e τ_3 , in sec., calcolati per $L = 2$ raggi terrestri e per particelle aventi, all'equatore, angolo di inclinazione prossimo a 90° .

Tabella 5.4

	Elettroni		Protoni		
	10 keV	100 keV	1 MeV	10 MeV	100 MeV
τ_1	$9,4 \cdot 10^{-6}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$	$1,74 \cdot 10^{-2}$	$1,76 \cdot 10^{-2}$	$1,91 \cdot 10^{-2}$
τ_2	$6,4 \cdot 10^{-1}$	$2,3 \cdot 10^{-1}$	2,7	$8,6 \cdot 10^{-1}$	$2,9 \cdot 10^{-1}$
τ_3	$1,4 \cdot 10^5$	$1,4 \cdot 10^4$	$1,3 \cdot 10^3$	$1,4 \cdot 10^2$	$1,4 \cdot 10^1$

Ai moti periodici sopra considerati si aggiungono la deriva e la diffusione lungo la verticale dovuta al gradiente longitudinale del campo nonché, più in generale, i moti dovuti a disomogeneità del campo rispetto alla approssimazione di dipolo o impresse dall'esterno al campo « statico ».

In conseguenza di tali moti, se si assume, indipendentemente dalle cause, l'esistenza di un flusso di particelle penetrante nella esosfera a qualche raggio terrestre di distanza si possono prevedere: una dispersione di parte di esse, incanalate lungo le linee di forza magnetiche fin verso la ionosfera e le quote aurorali; una progressiva diffusione verticale verso la bassa atmosfera e un moto di insieme in senso ovest est per gli elettroni, est ovest per i protoni; la produzione di effetti magnetici.

Non entriamo nello studio dettagliato dei processi fisici di interazione delle particelle intrappolate con le particelle che costituiscono l'esosfera; ricordiamo soltanto che parecchi autori hanno calcolato per numerosi processi la vita media di particelle intrappolate. I risultati sono notevolmente condizionati dai modelli di esosfera adottati; d'altra parte la grande incertezza e la grande difficoltà di identificazione della natura delle particelle rendono problematico allo stato attuale il confronto tra risultati dei calcoli e dati sperimentali.

5.3.5.1. Campo magnetico delle particelle intrappolate. — I moti regolari delle particelle intrappolate, di cui sopra si è fatto cenno, hanno tra le altre la conseguenza di generare un campo magnetico che si sovrappone a quello geomagnetico.

Nel moto a spirale intorno alle linee di forza geomagnetiche ogni particella dà origine a un momento di dipolo di valore

$$M = W_{\perp} / B \quad [5.6]$$

ove B è l'induzione magnetica, W_{\perp} la frazione di energia cinetica dovuta alla componente di velocità normale al campo geomagnetico (indicheremo più avanti con W_{\parallel} l'analoga frazione dovuta alla componente parallela).

Nel moto di oscillazione lungo le linee di forza magnetiche tra opposti punti di riflessione il campo magnetico complessivo risulta praticamente nullo sia per l'interferenza degli effetti di particelle oscillanti in versi opposti sia per la simmetria intorno all'asse del dipolo geomagnetico.

Nel moto di deriva longitudinale, infine, il campo è quello prodotto da un dipolo situato nel centro di simmetria della traiettoria circolare della singola particella intorno alla terra, di momento di valore

$$M = \frac{3}{2} \frac{W_{\perp}}{B} \quad [5.7]$$

e

$$M = 2 \frac{W_{\parallel}}{B} \quad [5.8]$$

rispettivamente per l'effetto collegato alla forza centrifuga e al gradiente radiale del campo. Mentre rinviamo al cap. 6 per una discussione di questi effetti magnetici e sulla loro importanza nella teoria delle tempeste magnetiche, ci limitiamo qui ad osservare che in vicinanza della Terra il campo dovuto al momento [5.6] è concorde a quello geomagnetico; quello dovuto invece ai dipoli [5.7] e [5.8] è di senso opposto.

5.3.5.2. Origine della cintura interna — Vari autori (^{106, 110, 111}) hanno attribuito fin dall'inizio la cintura al decadimento radioattivo dei neutroni di albedo prodotti in alta quota nelle interazioni nucleari della radiazione cosmica primaria con le particelle dell'atmosfera.

La probabilità di tali interazioni è naturalmente apprezzabile solo a quote inferiori a qualche decina di km, cosicchè si può senz'altro trascurare l'effetto di albedo per le particelle cariche che si producono in tali interazioni: ciò in quanto il campo geomagnetico è abbastanza intenso da incurvare sensibilmente le traiettorie fino a farle rientrare nell'atmosfera. I neutroni, invece, non interagendo con il campo geomagnetico, possono più facilmente disperdersi nell'esosfera dove poi, per disintegrazione, danno origine a protoni ed elettroni; questi, infine, per il fatto di essere iniettati in regioni dove la densità di materia è ormai molto bassa, possono rimanere intrappolati dal campo magnetico terrestre con vita media anche molto lunga.

Stime dell'ordine di grandezza del flusso di neutroni di albedo danno (¹¹²) valori di qualche unità di $0,1 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$ e comunque, per ogni determinata quota, crescenti dall'equatore geomagnetico ai poli per un fattore di qualche unità (fig. 5.34 *a, b*).

Dalla disintegrazione prendono origine elettroni di energia non superiore a 782 keV e protoni di rinculo di bassa energia; lo spettro calcolato degli elettroni intrappolati presenta, secondo Kellogg (¹¹³), un massimo tra 400 e 500 keV (fig. 5.35, curva *a*); dallo spettro si deduce il flusso per moltiplicazione per un fattore v velocità (curva *b*); ne consegue che il flusso calcolato ha il suo massimo spostato leggermente verso energie più alte.

Nella tabella 5.5 riportiamo alcuni valori di densità e di flussi di particelle, pure calcolate da Kellogg in prossimità del piano equatoriale a distanza di qualche raggio terrestre, nell'ipotesi che l'unica causa di scomparsa delle particelle intrappolate sia lo *scattering* assumendo vite medie di $3 \cdot 10^9$ e di 10^{12} sec, rispettivamente per elettroni e protoni. Di fatto, come si è già accennato, le effettive vite medie delle particelle intrappolate risultano senz'altro di qualche ordine di grandezza inferiori

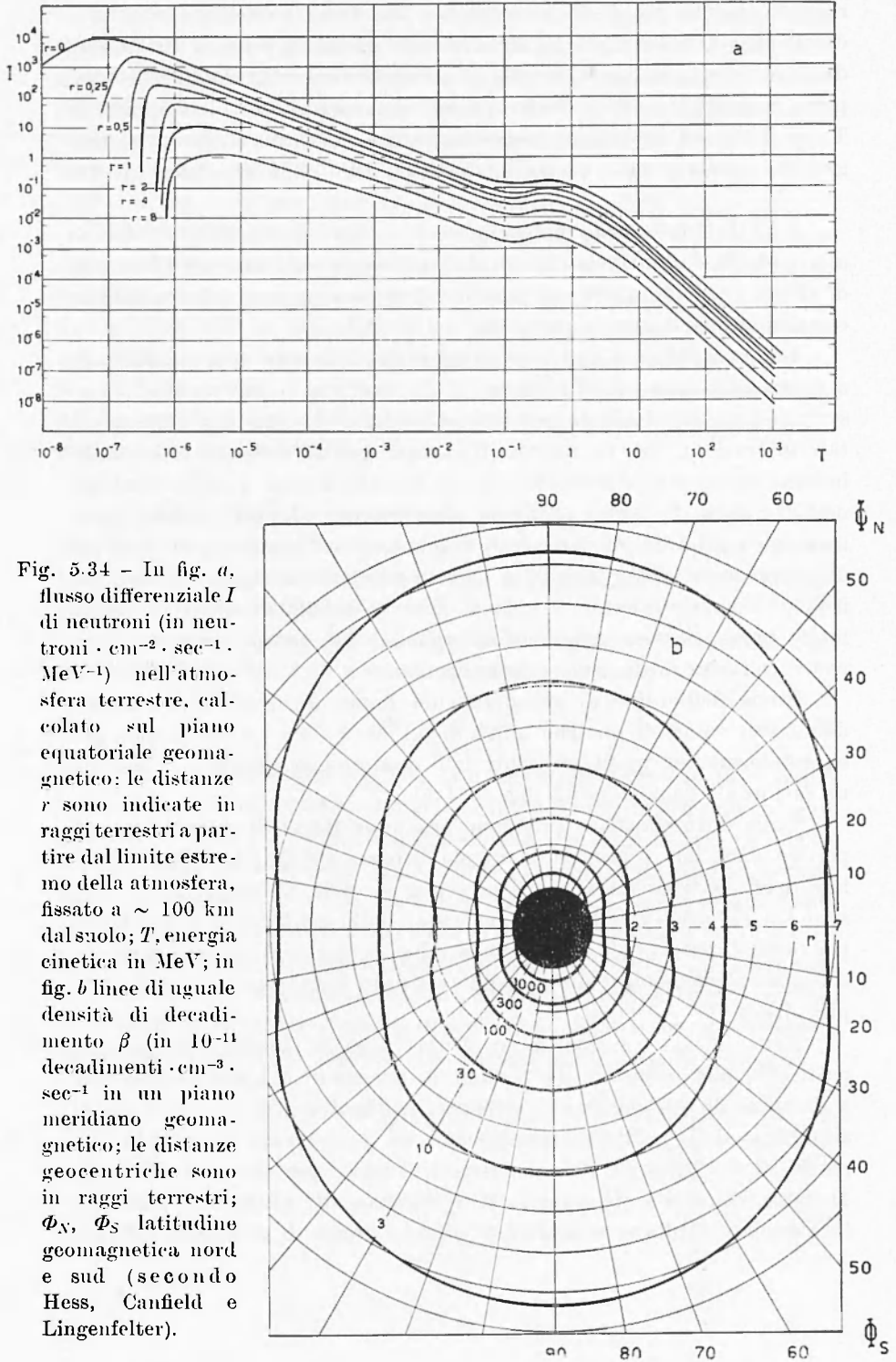


Fig. 5.34 - In fig. *a*, flusso differenziale I di neutroni (in neutroni $\cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{MeV}^{-1}$) nell'atmosfera terrestre, calcolato sul piano equatoriale geomagnetico; le distanze r sono indicate in raggi terrestri a partire dal limite estremo della atmosfera, fissato a ~ 100 km dal suolo; T , energia cinetica in MeV; in fig. *b* linee di uguale densità di decadimento β (in 10^{-11} decadimenti $\cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{sec}^{-1}$ in un piano meridiano geomagnetico; le distanze geocentriche sono in raggi terrestri; Φ_N , Φ_S latitudine geomagnetica nord e sud (secondo Hess, Canfield e Lingenfelter).

a quelle assunte, evidentemente per l'effetto di altri processi di scomparsa oltre lo *scattering*: i valori riportati nella tabella sono quindi superiori, per vari ordini di grandezza, a quelli reali.

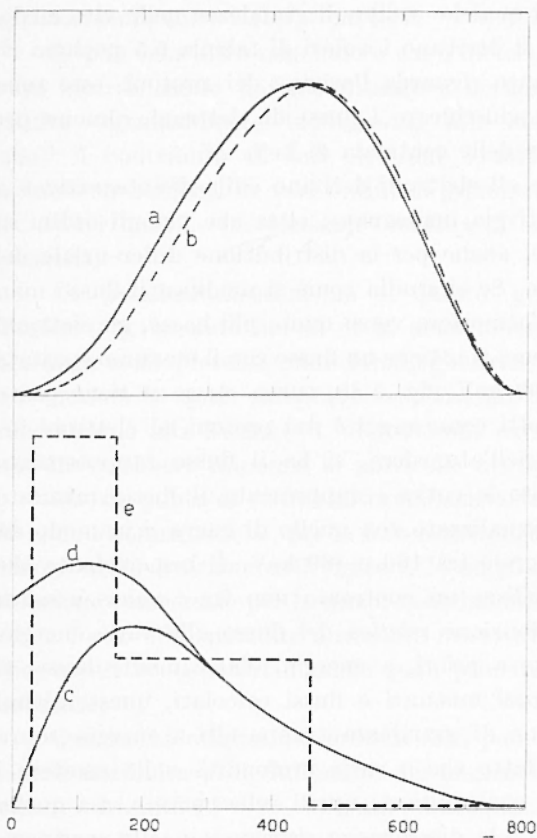


Fig. 5.35—Sulle ordinate, unità arbitrarie; la curva *a* dà uno spettro differenziale, le altre curve danno flussi differenziali: *T*, energia cinetica in keV (secondo Kellogg).

Tabella 5.5

	Elettroni	Protoni di 5 MeV	Protoni di 50 MeV
Densità di particelle (in cm^{-3}) . .	$6 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	10^{-3}
Flusso di particelle (in $\text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$)	$2 \cdot 10^8$	$6 \cdot 10^6$	10^7
Flusso di energia in ($\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$)	100	50	800

Se si confrontano i valori calcolati di tabella 5.5. con quelli misurati di tabella 5.2 si nota che il flusso di elettroni e i flussi energetici calcolati concordano nell'ordine di grandezza ma il flusso di protoni energetici è $10^3 \div 10^4$ volte maggiore di quello misurato. È chiaro allora che conseguenza della riduzione di qualche ordine di grandezza nelle vite medie è che, se le ipotesi da cui si derivano i valori di tabella 5.5 possono ritenersi accettabili per quanto riguarda l'origine dei protoni, esse sono decisamente insufficienti a giustificare i flussi di elettroni, almeno per quelli di energie dell'ordine delle centinaia di keV.

In effetti, l'ipotesi che gli elettroni derivino dalla disintegrazione β dei neutroni di albedo si rivela inadeguata, oltre che per gli ordini di grandezza del flusso totale, anche per la distribuzione differenziale del flusso tra le diverse energie. Se si studia come si modifica il flusso man mano che, penetrando nell'atmosfera verso quote più basse, gli elettroni perdono energia per collisione, si ottiene un flusso con il massimo spostato verso energie intorno a 200 keV (fig. 5.35, curva *c*); se si tiene conto anche degli elettroni prodotti come raggi δ dai protoni ed elettroni intrappolati che penetrano nell'atmosfera, si ha il flusso rappresentato dalla curva *d*; per confronto la curva *e* rappresenta il flusso misurato da Holly e Johnson⁽²⁴⁾ normalizzato con quello di curva *d* in modo da dare un uguale flusso integrale tra 160 e 460 keV. È ben evidente che con tale procedura si stabilisce un confronto non tra i valori assoluti dei flussi, ma tra la distribuzione *relativa* del flusso alle varie energie. Risulta chiaramente che se a priori, a energie relativamente basse, si postula un accordo tra flussi misurati e flussi calcolati, questi ultimi sono invece circa un ordine di grandezza troppo alti a energia sopra i 460 keV. In più, per il fatto che a varie profondità nella esosfera i flussi calcolati variano con continuità da quelli delle curve *c*, *d* a quello di curva *b*, tanto maggiore è la discrepanza rispetto a quello sperimentale osservando che le misure di Holly e Johnson si riferiscono a quote sotto la cintura interna ma tuttavia molto vicino ad essa: l'andamento teorico del flusso da confrontarsi con le determinazioni sperimentali è pertanto assai più prossimo a quello di curva *b* che a quello delle curve *c*, *d*. In definitiva il contributo relativo calcolato delle energie più alte rispetto a quelle più basse può facilmente risultare di $3 \div 4$ ordini di grandezza troppo elevato.

Ancora grosse discrepanze nella forma dei flussi (e degli spettri) differenziali misurati e calcolati vengono segnalate da vari autori^(114,115): in particolare, prendendo in considerazione anche la perdita di energia nell'attraversamento della materia esosferica, Lenček, Singer e Went-

worth (¹¹⁴) trovano che di fronte a un certo accordo quantitativo tra valori misurati e valori calcolati dei flussi *assoluti* a energie superiori a circa 400 keV, questi ultimi risultano invece $2 \div 3$ ordini di grandezza inferiori a energie sotto i $100 \div 200$ keV. Le discrepanze si esaltano ulteriormente sotto i $100 \div 50$ keV.

Si può senz'altro concludere che l'ipotesi che gli elettroni della cintura interna siano dovuti soltanto a decadimento beta dei neutroni risulta essenzialmente inadeguata. Alle energie più basse poi, alle quali il contributo di tali elettroni è assolutamente trascurabile, si richiedono sorgenti di vari ordini di grandezza più intense. Potrebbe ad es. aversi qualche meccanismo « locale » di accelerazione di elettroni già presenti.

Un possibile meccanismo di questo genere viene suggerito da Dessler (¹¹⁶), secondo cui al di là della ionosfera fino a qualche raggio terrestre sono presenti onde idromagnetiche di ampiezza dell'ordine di 10^3 gamma le quali sarebbero responsabili della accelerazione, con un meccanismo alla Fermi (¹¹⁷), di particelle cariche « locali » dei due segni che diverrebbero appunto le particelle intrappolate nelle cinture.

Questo punto di vista è tuttavia contrastato da Singer (¹¹⁰) in quanto le onde idromagnetiche, per la loro caratteristica di propagarsi principalmente nella direzione delle linee del campo magnetico, e assai poco in direzione trasversale per la minore conducibilità trasversa, risulterebbero efficaci solo alle latitudini aurorali e molto di meno o affatto alle latitudini medie ed equatoriali, nelle quali principalmente le cinture sono localizzate.

Quanto all'origine dei protoni essa può, almeno in parte notevole, essere attribuita al decadimento dei neutroni di albedo; oltre quelli già citati, vari autori (^{118, 119, 120}) hanno dettagliatamente studiato le caratteristiche e le proprietà di tale radiazione protonica. Tuttavia valgono le riserve espresse in 5.3.4.1 circa la presenza di protoni provenienti da altre sorgenti; in particolare protoni di origine solare.

5.3.5.3. Origine della cintura esterna. — Nella fascia esterna, come si è detto, le particelle rivelate sono essenzialmente elettroni di energia relativamente bassa. Parecchi autori hanno suggerito che questi elettroni siano di origine extraterrestre, in particolare di origine solare: essi, emessi dalla sorgente in modo saltuario o con continuità, non potendo penetrare per la loro bassa energia nella zona di più intenso campo magnetico terrestre, resterebbero intrappolati lungo le sue linee di forza esterne.

Questa veduta si presta a varie critiche; in particolare Dessler e Karplus (¹²¹) mettono in evidenza varie difficoltà: il flusso misurato appare diminuito durante la fase attiva della perturbazione geomagnetica, cioè proprio nella fase in cui ci si dovrebbe aspettare l'entrata delle particelle solari; un aumento di parecchi ordini di grandezza del flusso si verifica invece nella fase di recupero della tempesta magnetica, proprio cioè quando il ripristino del campo geomagnetico ai normali valori « quieti » dovrebbe far ritenere assai improbabile l'entrata di particelle provenienti dal Sole; le rapide variazioni del flusso di particelle nel corso di perturbazioni geomagnetiche sembrano un indice di molto breve vita media delle particelle stesse, mentre questa a giudicare dalla stabilità della cintura durante i periodi magneticamente calmi sembrerebbe essere parecchio più lunga.

Secondo gli Autori la causa delle variazioni nella cintura sta piuttosto che in variazioni « primarie » di flusso, nelle variazioni del campo magnetico, nel senso che queste provocano variazioni di energia delle particelle già presenti con conseguente variazione della loro distribuzione spettrale, tanto più rilevante quanto maggiore è la ripidità dello spettro energetico; l'effetto di soglia di energia negli strumenti rivelatori simulerebbe così variazioni di intensità totale. Altra causa di variazioni può ricercarsi nello spostamento « lento » (lento rispetto al periodo τ_1 del moto a spirale delle particelle) delle linee di forza magnetiche che provocherebbe uno spostamento di insieme delle particelle ad esse « aggan-ciate » e, con questo, di nuovo una variazione più o meno rilevante del flusso in un determinato punto dello spazio.

Gli Autori propendono per l'attribuzione anche dell'origine della cintura esterna al decadimento β di neutroni: di questi quelli lenti, assai numerosi, darebbero luogo alla formazione della cintura esterna mentre quelli veloci, sarebbero responsabili della formazione della cintura interna.

Hess e Killeen (¹²²) studiano con un certo dettaglio il contributo degli elettroni di decadimento e concludono che mentre ad energie sopra qualche centinaio di keV i flussi sperimentali presentano un certo accordo con quelli calcolati, non così avviene per le energie più basse; gli Autori ritengono comunque che per energie superiori ai 50 keV una significativa frazione degli elettroni possa attribuirsi al decadimento β dei neutroni di albedo.

Un'interpretazione completa dei risultati sperimentali richiede, come già riscontrato nella fascia interna, la presenza di altre sorgenti di iniezione di elettroni. Una conclusione analoga viene suggerita (¹²³) dallo

studio dell'andamento dei flussi misurati lungo una stessa linea di forza da Explorer VI.

Per ciò che concerne i protoni, la loro rapida scomparsa al crescere della distanza da Terra viene attribuita da Singer ⁽¹²¹⁾ a una rapida diminuzione della vita media delle particelle intrappolate più energetiche, per il venir meno (*breakdown*), al crescere della distanza da Terra e dell'energia delle particelle, della condizione di « adiabaticità », cioè di lentissima variazione dell'angolo di inclinazione da una oscillazione all'altra tra successivi punti di riflessione. Nelle zone più esterne, cioè nella cintura esterna, resterebbero intrappolate solo le particelle meno energetiche per le quali la suddetta condizione di adiabaticità resterebbe valida: secondo l'Autore già a energie di 70 MeV i protoni si troverebbero in condizioni di instabilità. Altri autori, tuttavia, ritengono in contrasto con Singer che ancora a distanze di due raggi terrestri i protoni di 500 MeV possano restare intrappolati in modo stabile.

Welch e Whitaker ⁽¹²⁵⁾ a loro volta pensano che, sebbene sia possibile un vero e proprio intrappolamento di protoni energetici su orbite stabili, vi sarebbero tuttavia effetti di onde idromagnetiche che provocherebbero variazioni del momento magnetico dei protoni spiralizzanti intorno alle linee del campo magnetico: conseguenza di ciò sarebbe un continuo susseguirsi di spostamenti a caso (*random walk*) dei loro punti di riflessione, il che in definitiva farebbe scomparire i protoni nella atmosfera densa.

Una particolare questione, che resta per il momento almeno esclusivamente sul piano teorico per le limitazioni imposte dai rivelatori, riguarda i protoni di energie dell'ordine dei keV fino al MeV, in particolare i protoni di origine solare di energie di $20 \div 100$ keV (i quali percorrerebbero la distanza Sole-Terra in circa un giorno e sarebbero responsabili delle tempeste magnetiche): secondo Stuart ⁽¹²⁶⁾ protoni in tale intervallo di energia non avrebbero grande rilevanza nella alimentazione della cintura esterna in quanto, essendo la loro velocità, dell'ordine di 1000 km/sec, assai prossima a quella periferica dell'elettrone nell'atomo di idrogeno, risulta assai elevata la sezione d'urto per il processo di scambio di carica tra protoni e atomi di idrogeno presenti nella esosfera. Tenuto conto della concentrazione di atomi neutri di idrogeno a distanze di qualche raggio terrestre (10^4 cm⁻³ e 10^2 cm⁻³ rispettivamente a 3 e a 6 raggi) i protoni resterebbero intrappolati con vite medie di solo qualche ora e di qualche centinaio di ore, rispettivamente. Analoghi risultati sono stati anche ottenuti da Liemohn ⁽¹²⁷⁾.

Secondo Jastrow ⁽¹²⁸⁾ invece, questi protoni potrebbero addirittura dare origine alla fascia esterna nel senso che, provenendo dall'infinito

su certe particolari orbite avvolgentisi più volte intorno alla Terra, essi potrebbero essere trasferiti per diffusione coulombiana dalla situazione di particelle «quasi intrappolate» a quella di particelle intrappolate; assumendo valori ragionevoli per le grandezze fisiche interessate, Jastrow valuta in 10^{24} protoni \cdot sec $^{-1}$ l'afflusso di protoni nella cintura esterna secondo tale meccanismo. Una volta intrappolati, i protoni equipartirebbero la loro energia con gli elettroni «termici» presenti che risulterebbero così accelerati, dando origine alla componente elettronica della fascia esterna. Non mancano tuttavia difficoltà al meccanismo di iniezione dei protoni dovute al fatto che la penetrazione del campo magnetico nel fascio di particelle incidenti non sembra possa essere sufficientemente rapida.

In ogni caso l'importanza teorica delle particelle di energia contenuta in questa limitata regione spettrale sta nel fatto che effettivamente la loro presenza è essenziale per la spiegazione della fenomenologia delle tempeste magnetiche e delle aurore polari.

5.3.5.4. Un aspetto particolarmente interessante della fenomenologia delle fasce di radiazione è l'esistenza del minimo di intensità che separa nettamente quella esterna da quella interna, centrato a distanze geocentriche di circa due raggi terrestri (all'equatore), nonché la presenza di un minimo secondario che separa nella fascia esterna le due regioni E_2 e E_3 .

Una delle prime ipotesi avanzate è che le due cinture, ambedue aventi la stessa origine, per es. solare, risultino separate (¹²⁹) per la presenza di instabilità del campo magnetico terrestre a distanza dell'ordine dei due raggi terrestri; questa ipotesi tuttavia, allo stato delle conoscenze, appare poco probabile se si tiene conto della sostanziale «staticità» del campo magnetico terrestre a distanza di 2 ÷ 3 raggi terrestri (v. 5.1.2).

Singer (¹²⁴) attribuisce invece la separazione a un più o meno brusco venir meno della condizione di adiabaticità delle particelle più energetiche: la rapida scomparsa di queste determinerebbe appunto la diminuzione del flusso totale misurato; poiché le particelle più energetiche sono i protoni della cintura interna, si verrebbe a determinare oltre il minimo una distribuzione di elettroni di energia piuttosto bassa, come appunto appare nella fascia esterna.

Un meccanismo del tutto diverso, inizialmente proposto da Dessler (¹³⁰) in modo più o meno qualitativo per spiegare la presenza del minimo tra fascia interna e fascia esterna, è stato poi considerato

da Dessler e Karplus (¹²¹) per interpretare la depressione di intensità che dà origine, nella fascia esterna, alle due regioni I_2 , E_4 . Secondo le idee degli Autori, la depressione sarebbe collegata alla presenza della regione di campo geomagnetico sensibilmente meno intenso del campo di dipolo, nota come anomalia di Città del Capo, la quale si estende fino a parecchie migliaia di km di quota, cosicché anche alle quote di riflessione delle particelle intrappolate agganciate alle linee di forza magnetiche da essa uscenti l'intensità del campo geomagnetico risulta più bassa di quanto ci si aspetterebbe; di conseguenza i punti di riflessione subiscono un abbassamento assai sensibile (fig. 5.36) con un corrispondente aumento dell'assorbimento di particelle intrappolate nell'atmosfera più densa. La diminuzione « locale » delle intensità si propagherebbe poi, per il movimento di deriva longitudinale delle particelle intrappolate, a tutte le particelle che vengono a trovarsi man mano agganciate alle linee di forza passanti per la regione anomala di Città del Capo; in altri termini l'effetto di accresciuto assorbimento o, se si vuole, la diminuzione di vita media, darebbe origine a una regione di minimo a simmetria più o meno circolare intorno alla Terra. Gli effetti di questa anomalia sono stati calcolati da Dessler e Karplus in base alla citata analisi del campo geomagnetico con 48 coefficienti di Gauss dovuta a Vestine e Sibley (¹) (fig. 5.36 a) e da Cladis e Dessler (¹²¹) in base all'analisi del campo con 512 coefficienti fatta da Jensen, Murray e Welch (¹²²) (fig. 5.36 b).

Nell'ipotesi già considerata che anche la fascia esterna fosse dovuta a decadimento di neutroni di albedo, l'effetto prodotto dall'anomalia di Città del Capo consisterebbe in una diminuzione del flusso a circa il 10% di quello prevedibile se il campo geomagnetico non fosse anomalo.

La presenza del minimo tra le regioni E_2 ed E_3 viene da Dessler e Karplus considerata come prova che la cintura esterna, o almeno la regione E_2 , non sia di origine solare: infatti la efficacia della anomalia di Città del Capo è subordinata alla condizione che gli elettroni debbano avere punti di riflessione sufficientemente bassi perché il meccanismo di assorbimento nella atmosfera più densa sia efficace: ciò implica una sorgente di iniezione di elettroni soprattutto localizzata a quote piuttosto basse, proprio come avviene per gli elettroni di decadimento dei neutroni di albedo (v. fig. 5.34b).

La interpretazione del minimo tra E_2 ed E_3 proposta da Dessler e Karplus va tuttavia incontro a gravi critiche, in quanto le particelle i cui punti di riflessione scendono nella regione anomala di Città del Capo a quote sotto i 1300 km dal suolo, alle quali l'atmosfera comincia ad

essere sufficientemente densa, non appaiono provenienti, nel loro moto di deriva longitudinale, dalla regione nella quale secondo i dati sperimentali è stato localizzato il minimo di intensità tra le regioni E_2 ed E_3 ; le distanze geocentriche tra le quali le particelle intrappolate debbono essere comprese per passare, nel loro moto di deriva, attraverso l'anomalia di Città del Capo, risultano comprese, a seconda della longitudine, tra i

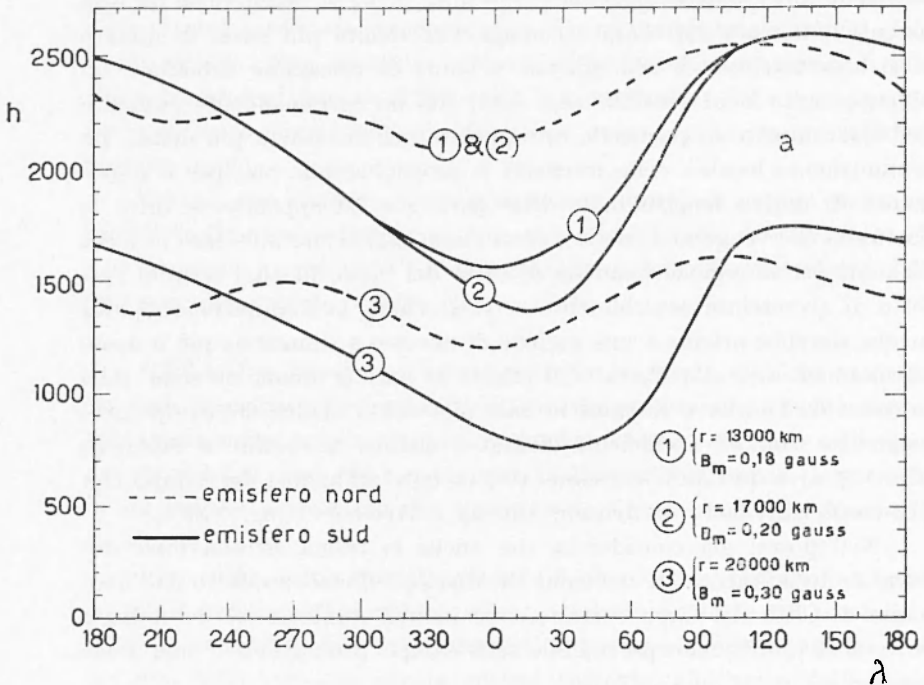


Fig. 5.36 a - Andamento longitudinale dell'altezza h (in km) sul suolo delle linee di uguale intensità B_m del campo geomagnetico, nell'emisfero nord e nell'emisfero sud; le tre linee per ciascun emisfero si riferiscono a tre diverse distanze geocentriche r delle linee di forza nel piano equatoriale (secondo Dessler e Karplus);

limiti estremi di circa 12.000 e 16.000 km, mentre la distanza sperimentalmente osservata risulta intorno ai 20.000 km. Ciò deriva sia dai calcoli di Hoffman⁽¹³³⁾ basati sull'analisi del campo geomagnetico di Jensen, Murray e Welch, sia dal fatto che l'invariante adiabatico L per particelle che hanno punti di riflessione a quote di $1000 \div 2000$ km sulla anomalia di Città del Capo è compreso tra i limiti approssimativi di $2 \div 2,5$ raggi terrestri.

Allo stato delle cose è probabile che la esistenza del minimo sia essenzialmente dovuta alla forma dello spettro e alle particolarità dei rivelatori (soglie, spessori, efficienze), se, come si è detto in 5.3.3.2, i flussi totali di elettroni di energia $T > 40$ keV sono praticamente costanti per distanze equatoriali tra $L = 2$ ed $L = 10$ raggi terrestri. Ugualmente distribuita in modo press'a poco uniforme sembrerebbe la

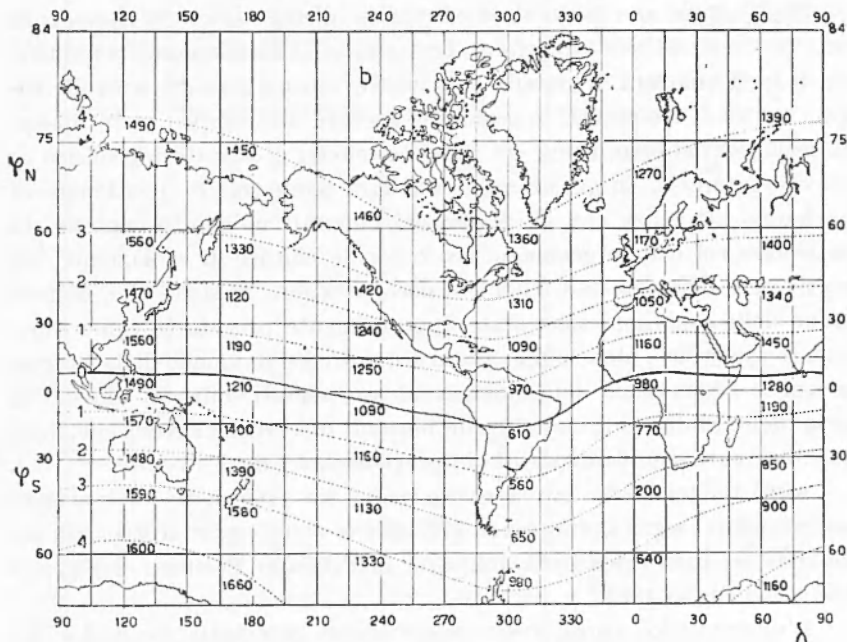


Fig. 5.36 b - Tracce sulla superficie terrestre della traiettoria sulla quale avviene il moto di deriva delle particelle nei punti di riflessione; si riportano le altezze sul suolo (in km) a intervalli di 60° di longitudine; le curve indicate con le coppie di numeri 1, 2, 3, 4 rappresentano le tracce per punti di riflessione coniugati; la curva indicata con 0 rappresenta la traiettoria per particelle aventi angolo di inclinazione costante uguale a 90° (secondo Cladis e Dessler).

sorgente di tali elettroni, proprio come accade per es. per le sorgenti della emissione elettromagnetica nella esosfera (v. 5.2.2).

Una distribuzione pressoché uniforme del flusso di particelle in tutta la regione di intrappolamento può rendere artificiosa la distinzione di varie zone o fasce, le quali sarebbero solo un effetto indotto dalle par-

ticolari caratteristiche e dalla particolare regione spettrale rivelati dai diversi tipi di strumenti.

5.4 Effetti geofisici delle esplosioni nucleari ad alta quota.

Negli ultimi anni sono state effettuate alcune esplosioni nucleari di varia potenza nell'alta atmosfera. Trattandosi di sprigionamenti improvvisi di forti quantità di energia e di un elevato numero di particelle cariche, e quindi ionizzanti, in regioni di densità atmosferica molto bassa, tali esplosioni ebbero, come era previsto, effetti di carattere geofisico di notevole interesse. In questo numero si farà cenno solo di quei fenomeni che hanno attinenza con gli argomenti illustrati in questo capitolo, in particolare col campo geomagnetico e con le cinture di radiazione. Nel descrivere e discutere tali fenomeni occorre tenere presente che, mentre alcune delle esplosioni sono state appositamente progettate come esperimento scientifico, altre hanno avuto scopi diversi da quello della ricerca, per cui le osservazioni dei fenomeni ad esse seguiti soffrono, almeno in parte, delle limitazioni inerenti alle normali osservazioni geofisiche, limitazioni dovute soprattutto alla « imprevedibilità » degli eventi.

Appartengono alla prima categoria le tre esplosioni del cosiddetto « esperimento Argus », effettuate nell'agosto e settembre 1958, alla seconda le esplosioni dell'Isola Johnston nell'Oceano Pacifico, nell'agosto 1958 e nel luglio 1962.

L'esperimento Argus aveva come scopo principale lo studio del comportamento di particelle cariche aventi energia relativamente moderata (in particolare elettroni di disintegrazione dei prodotti di fissione) nel campo magnetico terrestre: la teoria prevedeva un intrappolamento delle particelle da parte del campo, e siccome al momento della prima ideazione del progetto le fasce di radiazione di van Allen non erano state ancora scoperte (la loro individuazione avvenne durante la fase di elaborazione dell'esperimento Argus) era di grande interesse, anche in vista di particolari studi sulla fusione termonucleare controllata, verificarne la validità. Le tre esplosioni, che costituivano le iniezioni di elettroni nel campo geomagnetico, vennero effettuate nell'Atlantico meridionale; nella tabella 5.6 vengono riportati i dati più importanti delle esplosioni.

Nella tabella 5.7 riportiamo i dati finora noti sulle esplosioni presso l'Isola Johnston (comunicati dalla *Atomic Energy Commission*).

Tabella 5.6.

D a t a	T.M.G.	φ	λ	Quota	Energia
Argus I 27 agosto 1958	0230	38°S	348°E	480 km	1-2 kiloton
Argus II 30 agosto 1958	0320	50°S	352°E	480 km	1-2 kiloton
Argus III 6 settembre 1958	2210	50°S	350°E	480 km	1-2 kiloton

Tabella 5.7

D a t a	T.M.G.	φ	λ	Quota	Energia
« Teak » 1 agosto 1958	1050	16,7°N	190°,6 E	> 60 km	1 Megaton
« Orange » 12 agosto 1958	1030	»	»	30 km	»
9 luglio 1962	0900	»	»	~ 500 km	»

Come si è detto precedentemente, accenneremo ora solamente a quei fenomeni conseguenti al fatto della iniezione di una grande quantità di elettroni di energia dell'ordine dei MeV nel campo geomagnetico, al di fuori delle regioni più dense dell'atmosfera. In tali condizioni dobbiamo prevedere che: 1) se effettivamente gli elettroni vengono guidati nel loro moto dalle linee di forza del campo magnetico terrestre (moto a spirale lungo tali linee di forza) essi devono cadere in gran numero nel punto magneticamente coniugato a quello della esplosione; in tal caso sarà possibile dedurre anche qualche informazione sull'andamento effettivo delle linee di forza; 2) se sono valide le varie teorie elaborate per lo studio del moto di particelle cariche nel campo geomagnetico (Stormer, Alfvén, Singer) gli elettroni devono « rimbalzare » ripetutamente fra i due punti di riflessione su di una linea di forza sui quali ci siamo ripetutamente soffermati nei numeri precedenti; e contemporaneamente subire una deriva verso est, in modo da formare attorno alla Terra una fascia simile a quelle di van Allen.

5.4.1. *Fenomeni aurorali.* — Un flusso di elettroni sufficientemente intenso, quale quello prodotto in una esplosione nucleare, deve produrre nell'alta atmosfera fenomeni aurorali non solo nei pressi del punto di esplosione, ma, per quanto or ora detto, anche nel punto magneticamente coniugato. Nel caso delle esplosioni al di sopra dell'Isola Johnston il punto coniugato cade nella regione immediatamente ad ovest delle Isole Samoa. Le coordinate esatte di tale punto dipendono dalla effettiva forma della linea di forza che tocca la superficie terrestre nei pressi dell'Isola Johnston, e si possono determinare ponendo particolari ipotesi sulla conformazione del campo magnetico terrestre. Assumendo il campo di dipolo geomagnetico convenzionale, il punto coniugato dell'Isola Johnston corrisponderebbe alle coordinate geografiche $11,5^\circ$ lat. sud e $184,9^\circ$ long. est; scegliendo invece come riferimento l'equatore isoclinico e il meridiano magnetico quale risulta dalla effettiva direzione della componente orizzontale in superficie, Matsushita⁽¹³⁴⁾ ed Elliot e Quenby⁽¹³⁵⁾ trovano che il punto coniugato giace a $14,5^\circ$ lat. sud e $184,5^\circ$ long. est; infine, basandosi sull'equatore dei raggi cosmici, Kellogg e coll.⁽¹³⁶⁾ indicano un punto a circa 17° lat. sud e 185° long. est. I tre punti suddetti si trovano tutti a qualche centinaio di chilometri da Apia, sede di un Osservatorio Geofisico ($13^\circ 48'$ lat. sud, $188^\circ 14'$ long. est), rispettivamente nelle direzioni NO, OSO, SO.

Alle 1051 T.M.G. del 1 agosto 1958 è stata osservata ad Apia una brillante aurora⁽¹³⁷⁾ della durata complessiva di 14 minuti; data l'assenza

di forti tempeste magnetiche, tale fenomeno deve essere senz'altro connesso alla esplosione « Teak » (tab. 5.7). Per i primi sei minuti l'aurora si presentò sotto forma di raggi brillanti in una regione compresa tra gli azimut di circa 235° e 286° ; l'altezza dei raggi raggiungeva i 12° . In seguito i raggi diedero luogo ad un chiarore diffuso (*glow*, v. 2.1.1) di colore rosso, avente il centro approssimativamente nell'azimut 247° .

La regione aurorale corrisponde piuttosto bene al punto coniugato calcolato con riferimento all'equatore isoclinico e ai valori del campo superficiale. Ciò era abbastanza facilmente prevedibile. Infatti, qualunque sia la forma effettiva della linea di forza, è chiaro che, data la bassa latitudine dell'Isola Johnston, tale linea può raggiungere come massima altezza i 600 km dalla superficie; essa deve quindi essere influenzata dalla distribuzione superficiale del campo magnetico, e inoltre rimane troppo vicina alla superficie per essere interessata dalle più distanti regioni del campo magnetico terrestre che influenzano il moto dei raggi cosmici. Secondo Elliot e Quenby, una esplosione nucleare a latitudini elevate dovrebbe interessare linee di forza che giungono a distanze tali dalla superficie terrestre che per calcolare il punto coniugato non si dovrebbe più fare uso del campo quale si deduce dai valori misurati al suolo, ma del campo esterno quale risulta dalla distribuzione d'intensità dei raggi cosmici, ossia si dovrebbe assumere come riferimento l'equatore dei raggi cosmici.

Le esplosioni dell'esperimento Argus avvennero effettivamente (v. tab. 5.6) a latitudini più elevate, specialmente Argus II e Argus III (50° lat. sud). I punti coniugati ai luoghi di queste due ultime esplosioni si trovano presso le Isole Azzorre. Dopo la terza esplosione venne osservata in questa regione una notevole aurora visibile (¹³⁸) ed una radioaurora (¹³⁹). Secondo Peterson (¹³⁸) il punto coniugato dedotto dalle osservazioni dista meno di 100 km dal punto calcolato da Vestine e Karzas dallo sviluppo del campo geomagnetico in armoniche sferiche con 48 coefficienti all'epoca 1955. La fig. 5.2 mostra che il punto coniugato calcolato con riferimento all'equatore dei raggi cosmici non si accorda bene con le osservazioni. Questo risultato dell'esperimento Argus sarebbe quindi a sfavore della ipotesi del dipolo rotato di Simpson e coll. (²).

5.4.2. Effetti geomagnetici e ionosferici. — Insieme con i fenomeni aurorali, le esplosioni nucleari ad alta quota hanno prodotto anche sensibili effetti geomagnetici e ionosferici, sia nella regione circostante lo scoppio sia nella regione coniugata. È da notare tuttavia l'esistenza di notevoli differenze tra gli effetti prodotti dalle esplosioni dell'Isola

Johnston e quelli prodotti dall'esperimento Argus, differenze dovute evidentemente alla diversa altezza alla quale le esplosioni si sono verificate.

Dopo le esplosioni dell'Isola Johnston del 1958 sono state registrate sensibili perturbazioni magnetiche non solo negli Osservatori a distanza relativamente piccola (Honolulu, Isole Palmyra, Fanning e Jarvis), ma anche ad Apia, dove l'ampiezza della perturbazione ha raggiunto il 1 agosto i 120 gamma; è però da osservare che a questa ampiezza contribuisce una perturbazione preesistente del tipo di una baia. Non è facile stabilire con certezza il processo che ha dato luogo a tali perturbazioni; Matsushita⁽¹³⁴⁾ e McNish⁽¹⁴⁰⁾ ne danno due interpretazioni diverse. Ma in questa sede interessa soprattutto il fatto che anche i fenomeni magnetici ad Apia confermano, come l'aurora ivi osservata, l'incanalamento degli elettroni lungo le linee di forza del campo magnetico terrestre.

Durante l'esperimento Argus, invece, non si sono avute perturbazioni del tipo di quelle precedenti, ma si è verificata la propagazione su buona parte del globo di onde idromagnetiche, che si sono manifestate nei vari luoghi di osservazione con micropulsazioni del campo magnetico terrestre o delle correnti telluriche. Selzer⁽¹⁴¹⁾ ha osservato micropulsazioni evidentemente connesse con l'esperimento Argus in Francia, nelle regioni equatoriali, nell'Isola Kerguelen e nell'Antartide; Berthold e coll.⁽¹⁴²⁾ hanno potuto registrare analoghe perturbazioni negli Stati Uniti (New Jersey e Arizona). L'ampiezza di tali oscillazioni variava dai circa 5 gamma nell'Antartide (Base Dumont d'Urville, lat. geomagn. 75° sud) ai $2 \cdot 10^{-3}$ gamma nell'Arizona. Dall'esame dei tempi di arrivo in vari punti della Terra, Berthold e coll. hanno dedotto due velocità di propagazione delle onde idromagnetiche, dell'ordine dei 3000 e dei 700 km/sec; dallo studio delle ampiezze, inoltre, gli Autori hanno concluso che l'attenuazione delle onde è una funzione della direzione di propagazione, ed è minima lungo il meridiano geomagnetico.

Anche gli effetti ionosferici sembrano confermare, soprattutto nelle esplosioni dell'Isola Johnston, l'importanza delle linee di forza del campo magnetico nella « trasmissione » di fenomeni elettrici e magnetici. Sensibili perturbazioni ionosferiche sono state infatti registrate a Rarotonga (21,2° lat. sud, 200,2° long. est), a un migliaio di chilometri a sud-est di Apia. Cummack e King⁽¹⁴³⁾, dall'esame degli ionogrammi di Rarotonga, trovano un forte aumento della densità elettronica della regione *F* da 40 a 50 minuti dopo l'esplosione « Teak », seguito, nell'ora successiva, da una rapida diminuzione fino alla scomparsa della regione *F* normale; in realtà tale fenomeno, più che indicare un effetto guida delle

linee di forza del campo magnetico, può essere interpretato, come fanno gli Autori, come dovuto a ionizzazione per collisione seguita da scomparsa degli elettroni per attaccamento o ricombinazione; la forte ionizzazione sarebbe a sua volta il prodotto di una specie di onda d'urto propagantesi dal punto della esplosione. Più indicativo di un incanalamento lungo le linee di forza potrebbe essere invece il fatto, segnalato da Uyeda e Ishikawa (¹⁴⁴), di un aumento di assorbimento nella regione *D* a Rarotonga avente inizio cinque ore dopo l'esplosione, massimo dopo sette ore e durato per circa 14 ore. Gli Autori attribuiscono questo fatto agli elettroni emessi dalla nuvola radioattiva che si spostava lentamente nell'alta atmosfera e guidati dalle linee di forza; quando la nuvola ha cominciato a ricoprire, nel suo moto, la regione coniugata a Rarotonga, si è iniziato in tale regione l'aumento di ionizzazione della regione *D*, con conseguente aumento di assorbimento degli echi riflessi dalle regioni ionosferiche soprastanti.

5.4.3. Particelle intrappolate. — In base alla teoria, gli elettroni iniettati nel campo geomagnetico dalle esplosioni dell'esperimento Argus dovevano formare un involucro che, data la latitudine delle esplosioni, era compreso fra la fascia interna e la fascia esterna di van Allen. Questo involucro venne rivelato e studiato da van Allen e coll. (¹⁴⁵) mediante Explorer IV, e da Allen e coll. (¹⁴⁶) mediante razzi lanciati fino ad altezze di 800 km da località degli Stati Uniti (Project Jason).

I risultati ottenuti dai due gruppi di ricercatori sono, nelle conclusioni fondamentali, assai concordanti fra loro. È stata osservata la caratteristica forma a disco della distribuzione degli elettroni (v. 5.3.2), nel senso che il flusso elettronico era limitato a piani quasi perpendicolari alle linee di forza, il che è previsto appunto nei pressi dei punti di riflessione. L'involucro presentava un certo spessore, con l'intensità massima delle particelle al centro; lo spessore medio dell'involucro, definito come distanza fra due livelli, simmetrici rispetto al centro, a cui l'intensità è la metà di quella massima, era, secondo le misure di Explorer IV a varie altezze e latitudini, di 90 km per Argus I e II e di 150 per Argus III; secondo il gruppo del Project Jason, che ha particolarmente studiato Argus II, lo spessore era in questo caso, a 800 km di quota e a 30° di latitudine, di circa 20 km. Sia le misure di Explorer IV che quelle del Project Jason hanno permesso di concludere che lo spessore dell'involucro è rimasto per tutto il tempo di vita di quest'ultimo praticamente costante; ciò significa che le particelle non presentavano una diffusione trasversale alle linee di forza, il che rappresenta una conferma alla esi-

stenza dell'invariante I (v. 5.3.2.1). Un'altra conferma è data dal fatto che anche la posizione dell'involucro rimaneva costante: dalle misure mediante i razzi del Project Jason è risultato che la fascia di elettroni da esse messa in luce subito dopo Argus II lungo la linea di forza intersecante la superficie terrestre in un punto a $33,5^\circ$ lat. nord e 285° long. est non ha mutato di posizione in tutto il periodo di osservazione (4 giorni per un totale di 10 lanci); dal canto loro van Allen e coll. hanno dedotto la stessa conclusione dallo studio dei punti di intersezione con la superficie terrestre delle linee di forza passanti per il centro dell'involucro, per ognuno dei tre eventi Argus.

Un altro risultato concordante per i due gruppi è quello relativo al decadimento della intensità del flusso delle particelle: l'andamento nel tempo di tale intensità è della forma $1/t$, in accordo con l'ipotesi che la perdita delle particelle avvenga per diffusione nella atmosfera nelle vicinanze dei punti di riflessione. Secondo van Allen e coll. l'involucro prodotto da Argus III, nella esplosione del 6 settembre 1958, era ancora rivelabile quindici giorni dopo, e probabilmente una traccia di esso venne registrata dal Pioneer III il 6 dicembre dello stesso anno.

Delle conseguenze della esplosione del 9 luglio 1962 al di sopra della Isola Johnston si ha uno studio preliminare di O'Brien e coll. (147) i quali hanno utilizzato le misure del satellite Injun I. A differenza delle esplosioni dell'agosto 1958, che, per la bassa quota alle quali sono avvenute, non hanno potuto influenzare la cintura interna di van Allen, lo scoppio del 9 luglio 1962, a qualche centinaio di chilometri di altezza, ha aumentato notevolmente l'intensità della cintura interna, soprattutto nel campo degli elettroni di più elevata energia ($T \geq 6$ MeV). Secondo gli Autori, 45 minuti dopo l'esplosione le intensità registrate al di sopra del Sud Africa (per $L = 1,32$; altezza intorno a 1000 km) in direzione normale a quella del campo magnetico erano le seguenti:

per $T \geq 40$ keV	$3 \cdot 10^7$	particelle	\cdot	cm^{-2}	\cdot	sec^{-1}	\cdot	sterad $^{-1}$
$T \geq 1$ MeV	$\sim 10^7$	»	»	»	»	»	»	»
$T \geq 6$ MeV	$3,5 \cdot 10^4$	»	»	»	»	»	»	»

Da un esame dell'andamento della intensità col tempo gli Autori sono portati a concludere che, mentre l'intensità degli elettroni ≥ 6 MeV aventi punti di riflessione attorno ai 140 km di altezza era divenuta trascurabile in poche ore, l'intensità di quelli riflessi a 350 km si è ridotta fortemente solo dopo qualche settimana, e infine quella degli elettroni riflessi al di sopra dei 500 km potrà persistere per alcuni mesi.

BIBLIOGRAFIA

- (1) VESTINE E. H., SIBLEY W. L., *Journ. Geoph. Res.* **65**, 1967 (1960).
- (2) SIMPSON J. A., FENTON K. B., KATZMAN J., ROSE D. C., *Phys. Rev.* **102**, 1648 (1956).
- (3) McDONALD F. B., *Phys. Rev.* **107**, 1386 (1957).
- (4) ROSE D. C., FENTON K. B., KATZMAN J., SIMPSON J. A., *Canad. Journ. Phys.*, **34**, 1 (1956).
- (5) ROSE D. C., FENTON K. B., KATZMAN J., SIMPSON J. A., *Canad. Journ. Phys.* **34**, 968 (1956).
- (6) DANIELSON R. E., FREIER P. S., *Phys. Rev.* **109**, 151 (1958).
- (7) STOREY J. R., FENTON A. G., McCRACKEN K. G., *Nature* **181**, 34 (1958).
- (8) POMERANTZ M. A., SANDSTRÖM A. E., ROSE D. C., *Suppl. Nuovo Cim.* **8**, 257 (1958).
- (9) KATZ L., MEYER P., SIMPSON J. A., *Suppl. Nuovo Cim.* **8**, 277 (1958).
- (10) ROTHWELL P., QUENBY J. J., *Suppl. Nuovo Cim.* **8**, 249 (1958).
- (11) QUENBY J. J., WEBBER W. R., *Phil. Mag.* **4**, 90 (1959).
- (12) POMERANTZ M. A., POTNIS V. R., *Journ. Geoph. Res.* **65**, 3539 (1960).
- (13) PFOTZER G., *Suppl. Nuovo Cim.* **8**, 220 (1958).
- (14) WINCKLER J. R., ANDERSON K. A., *Phys. Rev.* **108**, 148 (1957).
- (15) POMERANTZ M. A., McCLURE G. W., *Phys. Rev.* **86**, 536 (1952).
- (16) ROTHWELL P., *Phil. Mag.* **3**, 961 (1958).
- (17) KELLOGG P. J., SCHWARTZ M., *Nuovo Cim.* **13**, 761 (1959).
- (18) QUENBY J. J., WENK G. J., *Imperial College of Science and Technology, Londra*, preprint (1961).
- (19) BEISER A., *Nuovo Cim.* **8**, 160 (1958).
- (20) INGRAHAM R., *Nuovo Cim.* **12**, 356 (1959).
- (21) LUST R., SCHLÜTER A., *Z. Astrophys.* **34**, 263 (1954).
- (22) DOLGINOV S. SIL., EROSHENKO E. G., ZHUZGOV I. N., PUSHKOV N. V., TYURMINA L. O., *Proc. First Int. Space Science Symp. Nice*, 863 (1960).
- (23) HEPPNER J. P., STOLARIK J. D., SHAPIRO I. R., CAIN J. C., *Proc. First Int. Space Science Symp. Nice*, 982 (1960).
- (24) SONETT C. P., JUDGE D. L., SIMS A. R., KELSO J. M., *Journ. Geoph. Res.* **65**, 55 (1960).
- (25) NESS N. F., SKILLMAN T. L., SCEARCE C. S., HEPPNER J. P., *Journ. Phys. Soc. Japan* **17**, Suppl. A II, 27 (1962).

- (26) SONETT C. P., SMITH E. J., JUDGE D. L., COLEMAN P. J., *Phys. Rev. Letters* **4**, 161 (1960).
- (27) SONETT C. P., SMITH E. J., SIMS A. R., *Proc. First Int. Space Science Symp. Nice*, 921 (1960).
- (28) SMITH E. J., COLEMAN P. J., JUDGE D. L., SONETT C. P., *Journ. Geoph. Res.* **65**, 1858 (1960).
- (29) COLEMAN P. J., SONETT C. P., JUDGE D. L., SMITH E. J., *Journ. Geoph. Res.* **65**, 1856 (1960).
- (30) COLEMAN P. J. JR., DAVIS L., SONETT C. P., *Phys. Rev. Letters* **5**, 43 (1960).
- (31) COLEMAN P. J. JR., SONETT C. P., DAVIS L., *Journ. Geoph. Res.* **66**, 2043 (1961).
- (32) GRINGAUZ K. I., RYTOV S. M., *Doklady Akad. Nauk. SSSR* **135**, 48 (1960), tradotto in *Soviet Phys. Dokl.* **5**, 1225 (1961).
- (33) GRINGAUZ K. I., BEZRUKIKH V. V., OZEROV V. D., RYBCHINSKII R. E., *Doklady Akad. Nauk. SSSR* **131**, 1301 (1960), tradotto in *Soviet Phys. Dokl.* **5**, 361 (1960).
- (34) HEPPNER J. P., NESS N. F., SKILLMAN T. L., SCEARCE C. S., *Journ. Phys. Soc. Japan* **17**, Suppl. AII, 546 (1962).
- (35) SMITH E. J., SONETT C. P., *Journ. Phys. Soc. Japan*, **17**, Suppl. AI, 17 (1962).
- (36) HEPPNER J. P., NESS N. F., SCEARCE C. S., SKILLMAN T. L., *Proc. Third Int. Space Science Symp.* Washington, (maggio 1962).
- (37) FAN C. Y., MEYER P., SIMPSON J. A., *Journ. Geoph. Res.* **65**, 1862 (1960).
- (38) BARKHAUSEN H., *Phys. Z.* **20**, 401 (1919).
- (39) STOREY L. R. O., *Phil. Trans. Roy. Soc. A* **246**, 113 (1953).
- (40) HELLIWELL R. A., MORGAN M. G., *Pire* **47**, 200 (1959).
- (41) MORGAN M. G., ALLCOCK G. M., *Nature* **177**, 30 (1956).
- (42) CAIN J. C., SHAPIRO I. R., STOLARIK J. D., HEPPNER J. P., *Journ. Phys. Soc. Japan*, **17**, Suppl. AII, 84 (1962).
- (43) MARTIN L. H., *Nature* **181**, 1796 (1958).
- (44) MARTIN L. H., *Nature* **187**, 1018 (1960).
- (45) SCHMELOVSKY K. H., *Journ. Atm. Terr. Phys.* **19**, 68 (1960).
- (46) IWAI A., OUTSU J., *Proc. Res. Inst. Atmosph. Nagoya Univ.* **5**, 50 (1958).
- (47) ALLCOCK G. M., MORGAN M. G., *Journ. Geoph. Res.* **63**, 573 (1958).
- (48) RYLE M., *Solar Eclipses and the Ionosphere*, Pergamon Press, Londra, 246 (1956).
- (49) CHAPMAN S., *Journ. Geoph. Res.* **61**, 350 (1956).

- (50) CHAPMAN S., *Journ. Atm. Terr. Phys.* **15**, 43 (1959).
- (51) HELLIWELL R. A., *Journ. Res. Nat. Bureau Standard* **64** D, 642 (1960).
- (52) ALLCOCK G. M., *Austral. Journ. Phys.* **10**, 285 (1957).
- (53) ELLIS G. R. A., *Nature* **186**, 229 (1960).
- (54) ELLIS G. R. A., *Journ. Geoph. Res.* **65**, 1705 (1960).
- (55) YOSHIDA S., HATANAKA T., *Journ. Phys. Soc. Japan* **17**, Suppl. AII, 78 (1962).
- (56) GALLET R. M., HELLIWELL R. A., *Journ. Res. Nat. Bureau Standards* **63** D, 21 (1959).
- (57) MACARTHUR J. W., *Phys. Rev. Letters* **2**, 491 (1959).
- (58) ELLIS G. R., *Journ. Atm. Terr. Phys.* **10**, 302 (1957).
- (59) BAUER S. J., DANIELS F. B., *Journ. Geoph. Res.* **64**, 1371 (1959).
- (60) BLACKWELL D. E., *Nature* **181**, 1237 (1958).
- (61) VAN ALLEN J. A., *Joint Meeting of Nation. Acad. of Sci. and Amer. Phys. Soc.*, 1° maggio 1958.
- (62) VAN ALLEN J. A., LUDWIG G. H., RAY E. C., McILWAIN C. E., *Jet Propulsion* **28**, 588 (1958).
- (63) VERNOV S. N., GRIGOROV N. L., LOGACHEV YU. I., CHUDAKOV A. YE., *Fifth General Assembly CSAGI*, Mosca 1958, in *Annals of IGY*, **XII**, II, 650 (1961).
- (64) VERNOV S. N., VAKULOV P. V., GORCHAKOV E. V., LOGACHEV YU. I., CHUDAKOV A. YE., *Fifth General Assembly CSAGI*, Mosca 1958, in *Annals of IGY*, **XII**, II, 658 (1961).
- (65) VERNOV S. N., CHUDAKOV A. YE., GORCHAKOV E. V., LOGACHEV YU. I., VAKULOV P. V., *Plan. Space Science* **1**, 86 (1959).
- (66) VAN ALLEN J. A., McILWAIN C. E., LUDWIG G. H., *Journ. Geoph. Res.* **64**, 271 (1959).
- (67) ROSEN A., SONETT C. P., COLEMAN P. J., McILWAIN C. E., *Journ. Geoph. Res.* **64**, 709 (1959).
- (68) VAN ALLEN J. A., FRANK L. A., *Nature* **183**, 430 (1959).
- (69) VERNOV S. N., CHUDAKOV A. E., *Proc. First Int. Space Science Symp. Nice*, 751 (1960).
- (70) VERNOV S. N., CHUDAKOV A. YE., VAKULOV P. V., LOGACHEV YU. I., NIKOLAEV A. G., *Doklady Akad. Nauk.* **130**, 95 (1960), tradotto in *Soviet Phys.* **5**, 95 (1960).
- (71) VAN ALLEN J. A., FRANK L. A., *Nature* **184**, 219 (1959).
- (72) FAN C. Y., MEYER P., SIMPSON J. A., *Proc. First Int. Space Science Symp. Nice*, 951 (1960).
- (73) McILWAIN C. E., *Journ. Geoph. Res.* **66**, 3681 (1961).

- (74) VAN ALLEN J. A., *Journ. Geoph. Res.* **64**, 1683 (1959).
- (75) O'BRIEN B. J., VAN ALLEN J. A., LAUGHLIN C. D., FRANK L. A., *Journ. Geoph. Res.* **67**, 397 (1962).
- (76) FREDEN S. C., WHITE R. S., *Phys. Rev. Letters* **3**, 9 (1959).
- (77) FREDEN S. C., WHITE R. S., *Journ. Geoph. Res.* **65**, 1377 (1960).
- (78) ARMSTRONG A. H., HARRISON F. B., HECKMAN H. H., ROSEN L., *Journ. Geoph. Res.* **66**, 351 (1961).
- (79) FREDEN S. C., WHITE R. S., *Journ. Geoph. Res.* **67**, 25 (1962).
- (80) NAUGLE J. E., KNIFFEN D. A., *Journ. Phys. Soc. Japan* **17**, Suppl. A II, 118 (1962).
- (81) HOFFMAN R. A., ARNOLDY R. L., WINCKLER J. R., *Journ. Geoph. Res.* **67**, 1 (1962).
- (82) HOLLY F. E., ALLEN L. JR., JOHNSON R. G., *Journ. Geoph. Res.* **66**, 1627 (1961).
- (83) FREEMAN J. W., *Journ. Geoph. Res.* **67**, 921 (1962).
- (84) HOLLY F. E., JOHNSON R. G., *Journ. Geoph. Res.* **65**, 771 (1960).
- (85) DAVIS L. R., WILLIAMSON J. M., *Proc. Third Int. Space Science Symp.* Washington, (maggio 1962).
- (86) WALT M., CHASE L. F., CLADIS J. B., IMHOF W. L., KNECHT D. J., *Proc. First Int. Space Science Symp. Nice*, 910 (1960).
- (87) CLADIS J. B., CHASE L. F., IMHOF W. L., KNECHT D. J., *Journ. Geoph. Res.* **66**, 2297 (1961).
- (88) O'BRIEN J., *Journ. Geoph. Res.* **67**, 3687 (1962).
- (89) DESSLER A. J., VESTINE E. H., *Journ. Geoph. Res.* **65**, 1069 (1960).
- (90) PIZZELLA G., MCLWAIN C. E., VAN ALLEN J. A., *Journ. Geoph. Res.* **67**, 1235 (1962).
- (91) LIN W. C., *State University Iowa Report*, 61-16 (1961).
- (92) VERNOV S. N., CHUDAKOV A. YE., VAKULOV P. V., LOGACHEV YU. I., *Doklady Akad. Nauk. SSSR* **125**, 304 (1959), tradotto in *Sov. Phys.* **4**, 338 (1959).
- (93) ROTHWELL P., MCLWAIN C. E., *Journ. Geoph. Res.* **65**, 799 (1960).
- (94) JACCHIA L., *Nature* **183**, 1662 (1959).
- (95) ARNOLDY R., HOFFMAN R., WINCKLER J. R., *Journ. Geoph. Res.* **65**, 1361 (1960).
- (96) ANDERSON K. A., *Journ. Geoph. Res.* **65**, 551 (1960).
- (97) FORBUSH S. E., VENKATESAN D., MCLWAIN C. E., *Journ. Geoph. Res.* **66**, 2275 (1961).
- (98) KERTZ W., *Beitrage zum Intern. Geophysikalischen Jahr*, Heft 2, Gottinga (1958).

- (⁹⁹) ROSEN A., FARLEY T. A., SONETT C. P., *Proc. First Int. Space Science Symp. Nice*, 938 (1960).
- (¹⁰⁰) ROSEN A., FARLEY T. A., *Journ. Geoph. Res.* **66**, 2013 (1961).
- (¹⁰¹) JUDGE D. L., COLEMAN P. J., citato in (¹⁰²).
- (¹⁰²) FARLEY T. A., ROSEN A., *Journ. Geoph. Res.* **65**, 3494 (1960).
- (¹⁰³) FAN C. Y., MEYER P., SIMPSON J. A., *Proc. Sec. Int. Space Science Symp. Florence*, 867 (1961).
- (¹⁰⁴) STOLOV H. L., *Journ. Geoph. Res.* **67**, 404 (1962).
- (¹⁰⁵) O'BRIEN B. J., LUDWIG G. H., *Journ. Geoph. Res.* **65**, 2695 (1960).
- (¹⁰⁶) KELLOGG P. J., *Nuovo Cim.* **11**, 48 (1959).
- (¹⁰⁷) AONO Y., KAWAKAMI K., *Rep. Ionosph. Res. Japan* **12**, 28 (1958).
- (¹⁰⁸) MARIANI F., *Journ. Geoph. Res.* **68**, in corso di stampa.
- (¹⁰⁹) JASTROW R., *Proc. First Int. Space Science Symp. Nice*, 1009 (1960).
- (¹¹⁰) SINGER F., *Phys. Rev. Letters* **1**, 171 e 181 (1958).
- (¹¹¹) VERNOV S. N., *Special Lecture, Fifth General Assembly CSAGI*, Mosca (1958).
- (¹¹²) HESS W. N., CANFIELD E. N., LINGENFELTER R. E., *Journ. Geoph. Res.* **66**, 665 (1961).
- (¹¹³) KELLOGG P. J., *Journ. Geoph. Res.* **65**, 2705 (1960).
- (¹¹⁴) LENCIK A. M., SINGER S. F., WENTWORTH R. C., *Journ. Geoph. Res.* **66**, 4027 (1961).
- (¹¹⁵) WALT M., MACDONALD W. M., *Journ. Geoph. Res.* **66**, 2047 (1961).
- (¹¹⁶) DESSLER A. J., *Phys. Letters* **1**, 68 (1958).
- (¹¹⁷) FERMI E., *Phys. Rev.* **75**, 1169 (1949).
- (¹¹⁸) HESS W. N., *Phys. Rev. Letters* **3**, 11 (1959).
- (¹¹⁹) HESS W. N., *Journ. Geoph. Res.* **65**, 3107 (1960).
- (¹²⁰) RAY E. C., *Journ. Geoph. Res.* **65**, 1125 (1960).
- (¹²¹) DESSLER A. J., KARPLUS R., *Phys. Rev. Letters* **4**, 271 (1960).
- (¹²²) HESS W. N., KILLEEN J., *Journ. Geoph. Res.* **66**, 3671 (1961).
- (¹²³) HESS W. N., KILLEEN J., FAN C. Y., MEYER P., SIMPSON J. A., *Journ. Geoph. Res.* **66**, 2313 (1961).
- (¹²⁴) SINGER S. F., *Phys. Rev. Letters* **3**, 188 (1959).
- (¹²⁵) WELCH J. A., WHITAKER W. A., *Journ. Geoph. Res.* **64**, 909 (1959).
- (¹²⁶) STUART G. W., *Phys. Rev. Letters* **2**, 417 (1959).
- (¹²⁷) LIEMOHN H., *Journ. Geoph. Res.* **66**, 3593 (1961).
- (¹²⁸) JASTROW R., *Rev. Mod. Phys.* **32**, 947 (1960).

- (129) GOLD T., *Science* **129**, 1012 (1959).
- (130) DESSLER A. J., *Journ. Geoph. Res.* **64**, 713 (1959).
- (131) CLADIS J. B., DESSLER A. J., *Journ. Geoph. Res.* **66**, 343 (1961).
- (132) JENSEN D. C., MURRAY W., WELCH J. A., *Air Force Spec. Weapons Center Albuquerque Report TN 60-8* (1960).
- (133) HOFFMAN R. A., *Journ. Geoph. Res.* **66**, 4003 (1961).
- (134) MATSUSHITA S., *Journ. Geoph. Res.* **64**, 1149 (1959).
- (135) ELLIOT H., QUENBY J. J., *Nature* **183**, 810 (1959).
- (136) KELLOGG P. J., NEY E. P., WINCKLER J. R., *Nature* **183**, 358 (1959).
- (137) CULLINGTON A. L., *Nature* **182**, 1365 (1958).
- (138) NEWMAN P., *Journ. Geoph. Res.* **64**, 923 (1959).
- (139) PETERSON A. M., *Journ. Geoph. Res.* **64**, 933 (1959).
- (140) McNISH A. G., *Journ. Geoph. Res.* **64**, 2253 (1959).
- (141) SELZER E., *C. R. Acad. Sci. Paris* **249**, 1133 (1959).
- (142) BERTHOLD W. K., HARRIS A. K., HOPE H. J., *Journ. Geoph. Res.* **65**, 2233 (1960).
- (143) CUMMACK C. H., KING G. A. M., *Nature* **184** Suppl., 32 (1959).
- (144) UYEDA H., ISHIKAWA S., *Journ. Geomagn. Geol.* **11**, 54 (1959).
- (145) VAN ALLEN J. A., McILWAIN C. E., LUDWIG G. H., *Journ. Geoph. Res.* **64**, 877 (1959).
- (146) ALLEN L., BEAVERS J. L., WHITAKER W. A., WELCH J. A., WALTON R. B., *Journ. Geoph. Res.* **64**, 893 (1959).
- (147) O'BRIEN B. J., LAUGHLIN C. D., VAN ALLEN J. A., *Nature* **195**, 939 (1962).
-