

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

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

Ricevuto il 30 Aprile 1966

RIASSUNTO. — In relazione all'esistenza, accertata sperimentalmente (Cap. V a), di campi magnetici interplanetari diversi dal campo geomagnetico e alla ipotesi delle nuvole di plasma come causa di essi, si prendono in esame i campi magnetici solari, in vista della possibilità di una loro estensione nello spazio. Siccome con i campi solari più intensi sono associati i fenomeni che danno luogo a effetti terrestri, si descrivono, fra tali fenomeni, gli eventi di radioemissione, che hanno strette relazioni sia con i suddetti campi magnetici sia con l'emissione di plasma.

Prima di discutere i dati sperimentali, diretti e indiretti, relativi alle nuvole di plasma emesse dal sole, si passano in rassegna gli eventi connessi con l'arrivo nell'atmosfera terrestre di protoni solari di 10-100 McV, i cosiddetti PCA (Polar Cap Absorption), di cui si esamina la morfologia, la distribuzione geografica e le relazioni con gli eventi solari. Si descrivono infine i risultati finora ottenuti delle misure dirette dei protoni solari effettuate sia a mezzo di palloni sia a mezzo di satelliti.

SUMMARY. - Existence of interplanetary magnetic fields other than the geomagnetic field is now well established. They travel as frozen-in fields inside the solar plasma clouds: magnetic fields on the Sun are then discussed. Furtherly radioemission phenomena are considered from the viewpoint of their association and correlation with the interplanetary magnetic field and solar plasma phenomena.

Morphology and geographical distribution of Polar Cap Absorption events and their correlations with solar phenomena are reviewed.

At last experimental results on solar protons events are discussed.

(*) Istituto di Fisica dell'Università di Roma.

(**) Istituto Nazionale di Geofisica, Roma.

5. STATO FISICO DELLO SPAZIO INTERPLANETARIO (*)

b. - CAMPI MAGNETICI E RADIOEMISSIONE SOLARI PROTONI SOLARI

5.5. Campi magnetici solari.

Nei paragrafi precedenti abbiamo studiato i campi magnetici esistenti nello spazio extraterrestre, quali si sono potuti determinare o con inferenze indirette basate soprattutto sul comportamento dei raggi cosmici nelle vicinanze del nostro pianeta, o con misure dirette eseguite mediante satelliti artificiali e sonde spaziali. Abbiamo così visto che non esiste solo il campo magnetico terrestre tendente ad annullarsi a grandi distanze, ma che lo spazio interplanetario appare permeato di campi magnetici piuttosto irregolari e disordinati nei quali il campo magnetico terrestre è immerso.

Ci proponiamo ora di studiare eventuali campi magnetici solari per potere in seguito discutere la possibilità di una loro estensione in modo più o meno ordinato nello spazio interplanetario. Lo studio dei campi magnetici sul Sole è più facile di quello dei campi interplanetari, e di fatto si è iniziato verso il principio di questo secolo, utilizzando l'effetto Zeeman.

5.5.1. Principio della misura. — Schematicamente, il principio della misura dei campi magnetici solari è il seguente. In un campo magnetico le righe spettrali di un atomo si scindono in più componenti (effetto Zeeman); nei casi più semplici, osservando lungo la direzione delle linee di forza del campo si nota una scissione in due componenti di lunghezza d'onda spostata di $\pm \Delta\lambda$ da quella λ_0 della riga indisturbata, polarizzate circolarmente l'una in verso opposto all'altra (effetto longitudinale); osservando invece perpendicolarmente alle linee di forza del campo, si ha una scissione in tre componenti linearmente polarizzate (effetto trasversale); la componente centrale ha la stessa lunghezza

(*) Questo lavoro costituisce la seconda parte del capitolo 5. I primi quattro capitoli e la prima parte del capitolo 5 sono pubblicati rispettivamente in «Ann. Geof.» **12**, 297 e 389 (1959); **13**, 85 e 135 (1960); **16**, 161 (1963).

d'onda λ_0 della riga indisturbata, ed è polarizzata parallelamente alla direzione del campo, mentre le due componenti laterali, a distanza $\pm \Delta\lambda$ dalla componente centrale, sono polarizzate perpendicolarmente a questa. Infine, osservando obliquamente alle linee di forza, l'effetto trasversale si trasforma nel senso che le due componenti laterali risultano polarizzate ellitticamente l'una in verso opposto all'altra.

La differenza $\Delta\lambda$ di lunghezza d'onda fra le componenti e la riga indisturbata è data dalla espressione

$$\Delta\lambda = \frac{e \lambda_0^2}{4 \pi m c^2} g H = C g \lambda_0^2 H \quad [5.9]$$

dove e è la carica dell'elettrone, m la sua massa, λ_0 la lunghezza d'onda, H l'intensità del campo magnetico e g il cosiddetto fattore di Landé, funzione dei numeri quantici di momento orbitale e di spin, che può assumere valori compresi tra 0 e 3. Esprimendo nella [5.9] le varie grandezze in unità c.g.s. (e in u.e.s.), si ottiene per la costante C il valore $4,7 \cdot 10^{-6}$.

Per la [5.9], dalla misura di $\Delta\lambda$ si può risalire alla intensità del campo magnetico esistente nella regione dove la riga ha origine. Per avere una idea dell'entità dell'effetto, si noti che per $\lambda_0 = 6000 \text{ \AA}$, $g = 3$, $H = 1000$ oersted, si ha $\Delta\lambda = 0,05 \text{ \AA}$. Si comprende quindi come solo per campi molto intensi si possa osservare un effettivo sdoppiamento delle righe; per intensità piuttosto basse si nota soltanto un allargamento, e in tal caso la misura è resa possibile solo estinguendo a mezzo di opportuni analizzatori l'una o l'altra delle due componenti.

5.5.2. Campi magnetici delle macchie. — Le macchie solari sono centri di intensi campi magnetici. La scoperta risale ad Hale (1908), il quale fu condotto alla ricerca di tali campi dalla struttura della cromosfera attorno alle regioni delle macchie, struttura che lo aveva fatto pensare alla esistenza di linee di forza magnetiche. Molto più tardi Hale e Nicholson (1938) pubblicarono i risultati di molti anni di studio, dai quali essi e numerosi altri Autori hanno potuto trarre varie conclusioni.

I campi magnetici delle macchie sono generalmente piuttosto intensi, dell'ordine delle centinaia o delle migliaia di oersted. Esiste una certa relazione tra l'area delle macchie e il valore massimo H_m del campo

magnetico da esse presentato; secondo Houtgast e Van Sluifers (1948) tale relazione è espressa dalla formula

$$H_m = 3700 \cdot A / (A + 66) \text{ oersted}$$

dove A è l'area espressa in milionesimi dell'emisfero visibile. Nicholson (1933) aveva precedentemente dedotto una relazione che dava per H valori un po' minori della espressione suddetta. Naturalmente si tratta di relazioni empiriche che forniscono valori medi dei campi, i quali possono a volte raggiungere valori ben più elevati; sono stati misurati infatti campi fino a 4500 oersted.

In realtà il valore H_m che viene effettivamente osservato presenta una sistematica dipendenza dalla posizione della macchia sul disco solare: esso è minore per le macchie presso il bordo che per quelle vicine al centro. Ciò potrebbe indicare una diminuzione del campo con l'altezza nell'atmosfera solare al di sopra delle macchie, ma potrebbe anche trattarsi solo di un effetto apparente, dovuto alla influenza perturbatrice della scintillazione e della diffusione della luce fotosferica sulle osservazioni dell'allargamento delle righe spettrali. Mattig (1958) sembra attribuire l'effetto a questa sola causa perturbante.

Il campo magnetico è massimo al centro della macchia, e va diminuendo fino a scomparire al bordo della penombra; inoltre, al centro, esso è diretto radialmente al Sole, cioè perpendicolarmente alla superficie solare, ma l'angolo tra la direzione radiale e il campo va progressivamente aumentando quando ci si allontana dal centro, fino a raggiungere un valore praticamente uguale a $\pi/2$ al limite della penombra. Secondo Broxson (1942), la relazione tra l'intensità del campo H e la distanza r dal centro di una macchia considerata approssimativamente circolare, il raggio della cui penombra sia b , è

$$H = H_m (1 - r^2/b^2) \quad [5.10]$$

Questa relazione viene confermata da Thiessen (1953), il quale giudica inesatta l'espressione di Mattig (1953).

$$H = H_m (1 - r^4/b^4) e^{-2r^2/b^2}$$

in quanto nel dedurre quest'ultima non si sarebbe tenuto conto di un sistematico effetto ottico nelle osservazioni, tale da dare valori troppo bassi per l'effetto Zeeman e quindi per l'intensità del campo. In ogni caso formule del tipo ora citato rappresentano semplicemente un andamento medio del campo magnetico all'interno di una macchia; in

realtà il campo presenta spesso una struttura fine piuttosto complessa, come è stato messo in rilievo da Severny (1965 b).

Il flusso magnetico attraverso l'area di una macchia è dato da $\Phi = \int \mathbf{H} \perp d\sigma$, dove $d\sigma$ è l'elemento di superficie; noto H_m , Φ si può calcolare approssimativamente dalla [5.10]. L'ordine di grandezza del flusso magnetico delle macchie è di 10^{21} - 10^{22} oersted-cm².

Attraverso l'esame delle osservazioni di Monte Wilson, Cowling (1946) ha potuto tracciare nelle grandi linee la « storia magnetica » delle macchie solari. Durante i primi giorni della formazione della macchia sia l'area che il campo magnetico aumentano con notevole rapidità; raggiunto un massimo verso il decimo giorno, l'area comincia lentamente a diminuire, mentre il campo magnetico rimane pressoché costante fin verso la fine della vita della macchia, quando anche esso diminuisce rapidamente. In termini di flusso, si ha perciò un notevolissimo aumento iniziale, dovuto all'incremento contemporaneo del campo e dell'area, seguito da una diminuzione praticamente proporzionale alla diminuzione dell'area, e infine un calo rapido fino alla estinzione.

L'esistenza dei campi magnetici nelle macchie ha condotto alla classificazione dei gruppi di macchie in tre categorie, denominate rispettivamente α , β , γ . I gruppi α hanno un carattere unipolare, cioè i loro campi magnetici presentano un solo polo; i gruppi β sono bipolari, costituiti, nei casi più semplici, da due macchie di polarità opposta, ma in generale da più macchie, di cui quelle situate nella regione ovest hanno tutte una polarità opposta a quelle della regione est; i gruppi γ , infine, presentano ambedue le polarità, ma distribuite in modo assai irregolare.

Per farsi una idea della frequenza relativa delle tre categorie, si noti che dalla statistica di Richardson (1948) risulta che su 6387 gruppi di macchie misurati a Monte Wilson tra il 1917 e il 1946 ben 5814, cioè il 91,0% erano bipolari; 24, pari allo 0,4% erano di tipo γ , mentre 549 (8,6%) erano unipolari. Si conclude quindi che la grandissima maggioranza dei gruppi presenta una regolare bipolarità; ed è inoltre da notare che molti dei gruppi classificati come unipolari sono in realtà il residuo di gruppi bipolari ben sviluppati; essi sono spesso accompagnati da una regione facolare presentante un notevole campo magnetico di polarità opposta nella posizione in cui dovrebbe trovarsi la macchia principale ormai dissolta (« macchie invisibili », secondo la denominazione di Hale).

Un fenomeno molto importante è quello noto sotto il nome di *legge della polarità*: tutte le macchie ovest dei gruppi bipolari di un certo

emisfero solare (nord o sud) hanno la stessa polarità, opposta nei due emisferi; tale polarità cambia segno all'inizio di ogni nuovo ciclo solare. Dal punto di vista magnetico si ha dunque un ciclo non più di 11 anni, ma di 22 anni. Nel ciclo ora chiuso, iniziatosi nel 1954, le macchie ovest avevano polarità *N* nell'emisfero nord del Sole, polarità *S* nell'emisfero sud. Le eccezioni a questa legge della polarità sono molto poche: Richardson ha trovato infatti che dei 5814 gruppi bipolari di cui si è detto sopra solo 180, cioè il 3,1% non seguivano tale legge.

5.5.3. Campi magnetici fotosferici. — Il costante progresso nella tecnica di osservazione dei campi magnetici solari, culminato nel cosiddetto « magnetografo solare » ideato da Babcock (1953, 1955) e perfezionato specialmente da Severny (1962, 1964), ha permesso di studiare lo stato magnetico di tutta la superficie solare, e non solo delle regioni delle macchie.

Nella fascia di latitudini eliografiche $\pm 50^\circ$ esistono numerose regioni caratterizzate da campi magnetici localizzati. Tali regioni non sono permanenti, ma hanno una vita che va da circa un'ora a qualche mese; l'intensità dei campi magnetici è generalmente compresa tra qualche frazione e parecchie decine di oersted. Le regioni magnetiche possono classificarsi in due tipi: regioni bipolari (BM) e regioni unipolari (UM).

Le regioni BM sono le più numerose; sembra che le macchie solari si formino solo in esse, ma certamente non in tutte. È interessante il fatto che le regioni BM seguono la stessa legge di polarità delle macchie in modo quasi rigoroso. Le regioni BM hanno dimensioni assai variabili; le più estese possono giungere a più di un decimo di emisfero visibile, le più piccole non superano il millesimo. Secondo le osservazioni dei Babcock vi è una stretta corrispondenza tra regioni caratterizzate da forte emissione cromosferica nella riga *K* ($\lambda = 3133,7$) del CaII (facole) e intense regioni BM.

Con un magnetografo di Babcock modificato, Howard (1959) ha misurato, nell'autunno 1957 e nell'estate 1958, cioè al massimo dell'attività solare, i campi magnetici in varie regioni di macchie, trovando che molto spesso presso le macchie ma al di fuori di esse esistono campi maggiori di 75 oersted (limite di linearità dello strumento); ciò naturalmente porta a modificare le espressioni del tipo della [5.10] sulla distribuzione del campo. Un confronto con gli spettroliogrammi in CaII conferma la corrispondenza già trovata dai Babcock tra campi magnetici e facole cromosferiche; più esattamente, secondo Howard il confine

delle facole coincide con buona approssimazione con la linea di contorno di 10 oersted. Una ulteriore conferma di ciò è data dalle osservazioni di Leighton (1959), il quale, da misure eseguite nell'agosto e settembre 1958, conclude che vi è uno stretto accordo fra la forma delle facole in luce di CaII e quella delle regioni magnetiche, e che in corrispondenza delle facole il campo magnetico raggiunge spesso valori di $100 \div 200$ oersted.

Secondo Simon (1963) tale stretta correlazione si estende fino ai campi magnetici più deboli (circa 2 oersted). Sembra inoltre che l'intensità del campo presenti una notevole correlazione con l'intensità di emissione delle facole, cosicché una rappresentazione della struttura cromosferica potrebbe venir considerata come la mappa solare del valore assoluto del campo magnetico (Leighton, 1965).

Le regioni UM sono zone, generalmente molto estese, della superficie solare in cui si osserva un campo magnetico di una unica polarità. L'intensità del campo è bassa, da frazioni di oersted a circa 3 oersted.

Malgrado siano meno numerose delle regioni BM, le regioni UM non sono tuttavia dei fenomeni rari. Scoperte dai Babcock (1955) durante la fase di declino del ciclo solare (1952-54) e considerate allora come eventi di carattere piuttosto eccezionale, esse sono state nuovamente osservate da Howard (1965) nel periodo compreso fra l'estate del 1959 e la fine del 1962, in una fase del ciclo solare praticamente corrispondente a quella analizzata dai Babcock. Howard ha studiato più di 100 regioni UM di notevoli dimensioni; in esse il campo magnetico non è distribuito con continuità, ma è concentrato in piccole zone. Contrariamente a quanto si pensava dopo le prime osservazioni, anche le regioni UM sono associate a manifestazioni cromosferiche; infatti, secondo Howard, gli spettrogrammi di calcio presentano, in corrispondenza di una regione UM, un aumento della emissione di fondo.

Le regioni UM si formano dalla disintegrazione di regioni BM ben sviluppate nell'ultima fase di esistenza di queste. Dopo un tempo variabile a partire dalla loro formazione, ma dell'ordine di qualche mese, queste regioni BM si espandono, con diminuzione di campo, e infine si disintegrano, lasciando due regioni UM di polarità opposte, che tendono a migrare in direzione dei poli. La vita delle singole regioni UM può essere a sua volta notevolmente lunga: la più importante delle regioni unipolari osservate dai Babcock è durata almeno sei rotazioni solari, dal maggio all'ottobre 1953 (v. anche 1.5.5.1.).

Nella valutazione di questi risultati occorre tuttavia tener conto di un fatto molto importante, messo in luce da Severny (1965 a): aumen-

tando il potere risolutivo dello strumento, una regione unipolare può apparire magneticamente molto più complessa, con struttura multipolare.

Lo studio delle regioni BM e UM permette di completare ed estendere la « storia magnetica » delle macchie solari descritta da Cowling

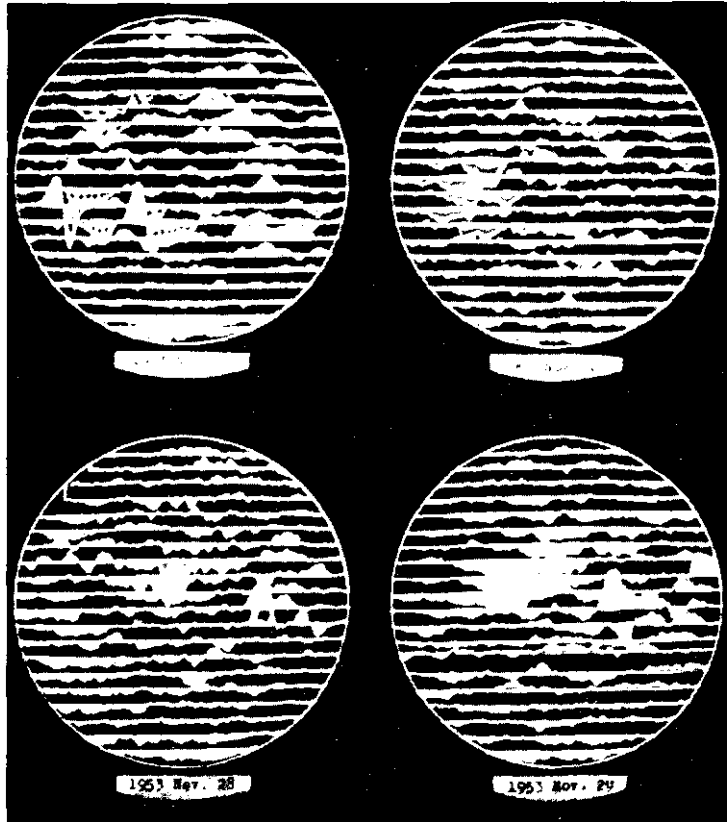


Fig. 5.37 - Esempi di magnetogrammi solari ottenuti da Babcock: sono visibili regioni BM e UM, nonché polarità opposte e piuttosto uniformi nelle due calotte polari (secondo Babcock).

(v. 5.5.2); esso anzi suggerisce che il fenomeno fondamentale dell'attività solare sia la vita e l'evoluzione delle regioni magnetiche, mentre macchie, brillamenti e facole non sarebbero che episodi di tale evoluzione. Infatti le regioni magnetiche nascono qualche giorno prima delle macchie e delle facole, durano per molto tempo dopo che queste manifestazioni sono scomparse, e rappresentano infine l'estremo residuo dei centri di attività.

5.5.4. Brillamenti e campi magnetici fotosferici. — È interessante studiare quanto avviene nei campi magnetici osservabili nella fotosfera, nelle regioni al disopra delle quali hanno luogo i brillamenti. Importanti informazioni sono fornite dalle osservazioni di Gopasyuk e coll. (1963), i quali hanno esaminato i campi magnetici di gruppi di macchie prima e dopo 52 brillamenti di varia importanza fra il luglio 1957 e la fine del 1961. Risulta da tali osservazioni che i brillamenti hanno luogo in regioni dove esistono forti gradienti magnetici; l'importanza del brillamento cresce al crescere della intensità dei gradienti. In seguito al brillamento i gradienti diminuiscono nettamente, in misura tanto maggiore quanto maggiore è l'importanza del brillamento stesso.

Alcuni casi particolari, studiati in modo dettagliato, hanno fornito ulteriori informazioni. Ad esempio, le osservazioni combinate di Howard e Severny (1963) a Monte Wilson e all'Osservatorio Astrofisico di Crimea in occasione del brillamento di importanza 3+ del 16 luglio 1959 hanno mostrato che in seguito ad esso si è verificata una variazione non solo dei gradienti ma anche della intensità del campo, che è diminuito di un fattore 3; la diminuzione di energia magnetica è stata valutata a circa 10^{32} erg. È interessante il fatto che in realtà solo i campi magnetici di valore elevato sono stati modificati in tale evento; le osservazioni di Monte Wilson, riportate da Howard e Babcock (1960), hanno infatti mostrato che per i valori non superiori a 40 oersted (limite superiore dello strumento usato) i campi magnetici fotosferici nella regione del brillamento non hanno presentato durante il fenomeno variazioni degne di rilievo; anche la struttura filamentosa cromosferica attorno al brillamento, indicatrice di linee di forza magnetiche nella cromosfera, è rimasta pressoché invariata.

Variazioni piuttosto complesse nella configurazione dei campi magnetici sono state osservate da Severny (1965 c) in occasione del brillamento di importanza 2 del 22 giugno 1962; in questo caso non si può parlare di una rapida diminuzione del campo in generale, ma piuttosto di forti deformazioni locali.

5.5.5. Campi magnetici nella cromosfera e nella corona. — I campi di cui si è parlato nei numeri precedenti sono quelli esistenti nella fotosfera, e sono i soli campi magnetici solari per i quali è possibile la misura diretta. È naturale supporre che i campi fotosferici si estendano anche al di sopra della fotosfera, nella cromosfera e nella corona.

Questa supposizione è confermata da osservazioni di vario tipo, in primo luogo da quelle del movimento di materia ricadente dalle protu-

beranze solari (osservate al bordo) nella fotosfera. Essendo la materia delle protuberanze fortemente ionizzata, essa tenderà a seguire, nel suo moto, le linee di forza di eventuali campi. Correll e coll. (1956, 1958), studiando i moti della materia di due protuberanze presso il bordo del Sole il 26 febbraio 1946 e il 20 aprile 1950, hanno concluso che tali moti avvenivano sotto l'azione di un campo di dipolo, il cui centro era rispettivamente 0,2 e 0,03 raggi solari al di sotto della superficie. La protuberanza del 20 aprile 1950 si è prodotta al di sopra di un importante gruppo di macchie, nel quale la massima intensità del campo magnetico aveva raggiunto i 4200 oersted. Le traiettorie del moto della materia, supposte coincidenti con le linee di forza del campo magnetico, si estendono fino a circa $7 \cdot 10^4$ km al di sopra della fotosfera. È quindi evidente che i campi delle macchie si estendono a notevoli altezze nella cromosfera; essi giungono anche nella corona, come induce a pensare la forma degli archi coronali al di sopra dei centri di attività. A quest'ultima conclusione si perviene anche in base alla osservazione che (come vedremo più estesamente in 5.6) la radioemissione solare di lunghezza d'onda attorno al metro, che ha certamente una origine coronale ed è particolarmente associata ai centri di attività, è generalmente polarizzata, indicando l'esistenza di notevoli campi magnetici.

A questo proposito è interessante uno studio di Cohen (1961) su di un fenomeno di radiopropagazione (e quindi indipendente dalla natura della sorgente) nell'atmosfera solare: in molti *bursts* di radioemissione nella gamma delle microonde si osserva una polarizzazione circolare, in cui il senso di rotazione si inverte a una certa frequenza. Questo fenomeno, interpretato in termini di teoria magnetoionica, suggerisce che il campo magnetico ad una altezza di circa 10^5 km al di sopra di una regione attiva ha un valore compreso fra 2 e 6 oersted.

5.5.6. Campo magnetico generale del Sole. — Una questione di grandissimo interesse è infine quella della esistenza o meno di un campo magnetico generale del Sole, campo che, in analogia con quello terrestre, potrebbe in linea di principio essere approssimato con un campo di dipolo.

Tale ipotesi sembra confermata dalla forma dei raggi coronali polari, che si possono osservare verso il minimo della attività solare; essi hanno infatti l'aspetto delle linee di forza di un dipolo, il cui asse coincide approssimativamente con l'asse di rotazione solare. Misure accurate eseguite in occasione di varie eclissi hanno mostrato che in realtà i raggi divergono in misura maggiore di quanto fanno le linee di forza

di un dipolo, e sembra anche che tale divergenza vari durante il ciclo solare (van de Hulst, 1953).

I primi tentativi di misura diretta del campo magnetico generale del Sole furono opera di Hale e dei suoi collaboratori (Hale, 1913; Seares, 1913; Hale e coll., 1918). Essi conclusero che il campo solare è un campo di dipolo, il cui asse è inclinato di pochi gradi rispetto all'asse di rotazione, e il cui momento magnetico ammonta a $8,4 \cdot 10^{33}$ oersted·cm³, il che comporta per il campo polare un valore di 50 oersted; l'orientazione del dipolo rispetto all'asse di rotazione è analoga a quella terrestre, cioè al polo eliografico nord corrisponde una polarità sud e viceversa.

Successive misure eseguite in anni più recenti con dispositivi sempre più perfezionati da von Klüber e da Thiessen non hanno tuttavia confermato tali conclusioni; l'intensità del campo polare è risultata di soli pochi oersted, con indicazioni che l'orientamento dell'asse del dipolo è opposto a quello del dipolo terrestre.

Il magnetografo solare di Babcock ha fornito un ulteriore importante contributo alle osservazioni del campo magnetico generale del Sole (Babcock, 1955). Secondo le osservazioni eseguite negli anni 1952-54 tale campo è rilevabile solo a latitudini eliografiche maggiori di circa $\pm 55^\circ$. L'intensità della componente nella direzione di osservazione è, in vicinanza dei poli solari, circa 1 oersted; assumendo come direzione delle linee di forza in tali regioni quella dei raggi coronali, si può ammettere che il valore medio dell'angolo tra le linee di forza e la direzione di osservazione sia attorno ai 60° , da cui risulta per il campo polare un valore dell'ordine dei 2 oersted. La polarità è risultata opposta a quella del dipolo terrestre.

Sono estremamente interessanti le misure eseguite in seguito. Infatti, sempre secondo Babcock (1959), tra il marzo e il luglio del 1957 il campo nella regione del polo eliografico sud è dapprima diminuito di intensità fino ad annullarsi, poi ha cambiato verso; si sono così avute due polarità dello stesso segno (nord) fino al novembre 1958, quando quasi improvvisamente anche il campo della calotta nord ha cambiato polarità, ricostituendo in tal modo il dipolo, questa volta orientato come quello terrestre.

Dalle misure di Howard (1965) a Monte Wilson, eseguite con continuità a partire dal 1960, risulta confermata la nuova polarità del campo generale del Sole, almeno fino al marzo 1961; a questa epoca l'intensità del campo nei pressi del polo sud solare è diminuita fino a risultare praticamente nulla, e tale sembra essere rimasta fino all'estate del 1963, data della comunicazione di Howard. È di quest'ultima epoca

una osservazione di Severny effettuata con un potere risolutivo assai elevato, resa pubblica nella discussione sulla nota di Howard; tale osservazione conferma sostanzialmente quelle di Howard, precisando tuttavia che al polo sud solare si notavano zone di campo positivo in numero uguale a quelle di campo negativo, e questa era la ragione per cui il risultato dava in media intensità nulla. Dalle osservazioni di Howard e di Severny risulta che nelle zone alle latitudini più elevate e perciò al di fuori della fascia dei centri di attività, e quindi capaci di fornire informazioni più chiare sul campo generale del Sole, il campo magnetico non è distribuito uniformemente sulla fotosfera, ma è concentrato in piccole aree, che in pratica coincidono con i flocculi polari in luce di CaII; si tratta della stessa caratteristica osservata, come abbiamo visto, da Howard nelle regioni unipolari.

È importante notare che serie riserve sono state sollevate (Alfvén, 1956; Alfvén e Lehnert, 1956) sulla attendibilità delle deduzioni attorno a deboli campi magnetici solari fatte sulla base dell'effetto Zeeman. Secondo Alfvén, la turbolenza della fotosfera rivelata dalla presenza della granulazione deve produrre un campo magnetico turbolento di alcune centinaia di oersted; la misura dell'effetto Zeeman viene necessariamente eseguita, a causa dei limiti della risoluzione strumentale, su di una regione fotosferica contenente migliaia di granuli e nelle conclusioni fin qui tratte si è supposto che il risultato desse semplicemente un valor medio del campo magnetico in questa regione. Ma non è detto che l'influenza del campo turbolento sia in media nulla, poiché esso deve essere necessariamente «accoppiato» con la densità e la temperatura, dalle quali dipende l'assorbimento di una riga dello spettro, e può darsi che il modo di accoppiamento sia tale da falsare sistematicamente la misura del campo basata sull'effetto Zeeman. In assenza di una teoria esatta dell'effetto Zeeman in condizioni fisiche quali quelle della fotosfera non è possibile, afferma Alfvén, ritenere conclusive le misure su di esso basate.

A questa interessante obiezione si possono tuttavia contrapporre due dati di fatto: 1) i deboli campi delle regioni bipolari obbediscono alla legge di polarità, come abbiamo visto in 5.5.3., e ciò è un forte argomento a favore della attendibilità dell'uso dell'effetto Zeeman; 2) le misure della polarizzazione delle componenti delle righe usate proverebbero anch'esse che si tratta di un autentico effetto Zeeman.

È tuttavia necessario tener conto dell'influenza del potere risolutivo dello strumento sui risultati, influenza messa in luce soprattutto da Severny. Agli effetti del campo magnetico generale del Sole sono da

citare a questo proposito le misure di Stenflo (1966) col magnetografo dell'Osservatorio di Crimea con fenditure di varia grandezza, dalle quali risulterebbe nelle regioni polari del Sole una intensità del campo crescente al diminuire delle dimensioni della fenditura e quindi all'aumentare del potere risolutivo, intensità che sarebbe dell'ordine dei 5 oersted, con una polarità parallela a quella del campo terrestre.

5.6. Radioemissione solare.

Da quanto detto nei precedenti capitoli, in particolare in **1** e **2**, e nella prima parte del presente capitolo, è chiaro che l'ipotesi più immediata riguardo alla causa prossima delle tempeste magnetiche e fenomeni concomitanti è quella di una nuvola di particelle emessa dal Sole; per la categoria delle tempeste s.e. tale emissione dovrebbe aver luogo con carattere esplosivo durante un brillamento. La forte influenza del campo geomagnetico sul corso e sulla distribuzione delle perturbazioni, nonché la produzione dei fenomeni aurorali, rendono inoltre evidente che si tratta di particelle elettricamente cariche.

Questa ipotesi apre ovviamente notevoli problemi sulla natura delle particelle, sul processo di emissione e sulla loro propagazione nello spazio interplanetario. Occorre quindi cercare di conoscere qualche cosa di più preciso su tale radiazione corpuscolare.

A questo scopo può servire sia una eventuale osservazione diretta della nuvola di particelle cariche (plasma) nel tragitto dal Sole alla Terra, sia, con procedimento più indiretto ma di più facile disponibilità, lo studio approfondito della connessione tra i fenomeni solari e gli eventi terrestri. Iniziamo da questo secondo procedimento, passando in rassegna i principali risultati ottenuti negli ultimi anni, dopo la pubblicazione del capitolo **1**. E come primo passo illustreremo brevemente le nuove conoscenze acquisite sui fenomeni di radioemissione solare, limitandoci tuttavia alla cosiddetta *radioemissione del Sole attivo*, fenomeni che si sono dimostrati di grandissima importanza nello studio della interdipendenza fra attività solare ed eventi geofisici.

5.6.1. Fenomeni di radioemissione durante un brillamento. — In **1.5.4.3.** e **1.5.4.4.** abbiamo messo in evidenza che una caratteristica fondamentale di un brillamento solare produttivo di tempesta magnetica è la esistenza di intensa radioemissione, ed abbiamo accennato alla esistenza di varie specie di radioemissione, caratterizzate ciascuna da un

particolare aspetto dello spettro di frequenza (*bursts* di tipo II, III e IV). Riprendiamo qui l'argomento, descrivendo in modo più particolareggiato quanto si è fino ad oggi scoperto su questi tipi di radioemissione.

5.6.1.1. *Outbursts* di tipo II. — Sono compresi in questa categoria gli *outbursts*, della durata dell'ordine dei 10 minuti, costituiti da una intensa radiazione in una banda piuttosto ristretta di frequenze, banda che si sposta lentamente verso le frequenze più basse (*slow-drift bursts*). In questo spostamento, gli *outbursts* spazzano tutte le gamme d'onda

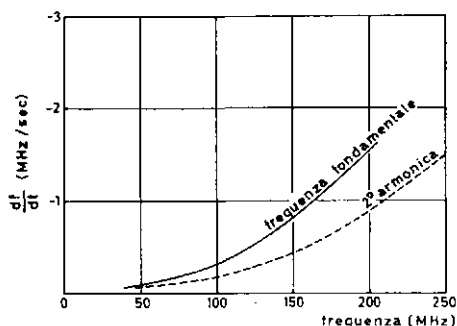


Fig. 5.38 — Deriva di frequenza degli *outbursts* di tipo II (secondo Maxwell e Thompson).

dalle onde centimetriche alle onde decametriche (cioè da circa 10^4 a 10 MHz); passando dalle alte alle basse frequenze il fenomeno si presenta con una intensità rapidamente crescente: mentre alle onde centimetriche l'intensità dell'*outburst* è dell'ordine del 5-10% del livello di base, essa sale al 100% alle onde decimetriche, a un valore di $10\text{-}10^3$ volte quello del livello di base alle onde metriche, a addirittura a un valore 10^6 volte maggiore alle onde decametriche. La temperatura equivalente (temperatura di un corpo nero che emette su tali frequenze con la data intensità) giunge ad un valore dell'ordine di $10^{10}\text{-}10^{11}$ °K; ciò rende evidente che la radioemissione di tali *outbursts* non può essere di origine termica.

La deriva di frequenza è stata studiata da Maxwell e Thompson (1962) su sessanta eventi fra il 10 ottobre 1956 e il 31 dicembre 1960; essa appare come una funzione crescente della frequenza (fig. 5.38), con $df/dt \cong -0,3$ MHz/sec attorno ai 100 MHz, e $-1,5$ MHz/sec sui 200 MHz.

Una caratteristica interessante degli *outbursts* di tipo II è che gran parte di essi (circa l'80 per cento secondo Maxwell e Thompson) sono

costituiti da una radioemissione su di una frequenza fondamentale accompagnata da una seconda armonica, che presenta una intensità praticamente uguale a quella della frequenza fondamentale. Anche questo fatto porta ad escludere che la radioemissione in esame sia di origine termica.

Gli *outbursts* di tipo II presentano una strettissima associazione con i brillamenti, in particolar modo con quelli più importanti, nel senso che essi sembrano verificarsi solo in occasione di questi; solo pochi sono stati osservati senza che alcun brillamento venisse segnalato, ma non è chiaro se ciò sia dovuto solo a mancanza di osservazione ottica solare

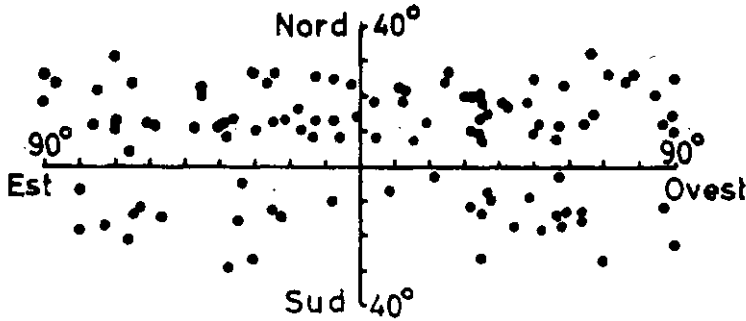


Fig. 5.39 - Distribuzione eliografica di brillamenti associati con *outbursts* di tipo II (secondo Maxwell e Thompson).

in quelle occasioni. In fig. 5.39 è riportata la posizione in latitudine e longitudine eliografiche di 106 brillamenti associati ad *outbursts* di tipo II osservati da Maxwell e Thompson (1962); tali brillamenti sono ugualmente distribuiti su tutte le longitudini, il che rivela che la radiazione di tipo II viene emessa in coni molto larghi.

L'interpretazione più attendibile degli *outbursts* di tipo II sembra essere quella che attribuisce tale radioemissione a oscillazioni di plasma nella cromosfera e nella corona solare. È noto infatti che in un gas ionizzato, soggetto ad una rapida perturbazione, si possono produrre oscillazioni con una frequenza fondamentale

$$f_0 = \sqrt{Ne^2/\pi m} \tag{5.11}$$

dove N è la densità elettronica in cm^{-3} , e è la carica dell'elettrone in u.e.s., m la massa dell'elettrone in gr; al cessare della perturbazione, l'ampiezza delle oscillazioni diminuisce esponenzialmente con una costante di tempo pari a $1/\nu$, dove ν è la frequenza di collisione tra elet-

troni e ioni positivi. Una frazione della energia delle oscillazioni del plasma si trasforma in radiazione elettromagnetica. Aggiungiamo che secondo Westfold (1949) in presenza di un campo magnetico H , oltre alla frequenza di oscillazione f_0 , si possono produrre le frequenze

$$f_1 = \sqrt{f_0^2 + (f_H/2)^2} + f_H/2$$

$$f_2 = \sqrt{f_0^2 + (f_H/2)^2} - f_H/2$$

dove f_H è la girofrequenza per gli elettroni, data da

$$f_H = eH/(2\pi mc).$$

A questo fatto potrebbe essere dovuta la struttura complessa della componente fondamentale e della armonica di molti *outbursts* di tipo II, con la loro suddivisione in due sottocomponenti (Wild 1950; Maxwell e Thompson, 1962). Ciò permetterebbe di determinare l'intensità dei campi magnetici alle varie altezze solari, che sarebbero dell'ordine di qualche oersted (v. 5.5.5.). Roberts (1959) ha però avanzato molte obiezioni a tale interpretazione.

Come si è detto, l'intensità della radiazione elettromagnetica decade esponenzialmente con una costante di tempo $1/\nu$. Secondo Smerd e Westfold (1949) (v. anche Pawsey e Smerd (1953)) la frequenza di collisione degli elettroni è data da

$$\nu = \frac{4 e^4 \pi^{1/2} Z^2 N_i A}{3 (2m)^{1/2} (kT)^{3/2}} \quad [5.12]$$

dove k è la costante di Boltzman, Z la carica ionica in unità di carica elementare, N_i la densità degli ioni positivi ed A la funzione

$$A = \ln \left[1 + \left(\frac{4kT}{Z e^2 N_i^{1/2}} \right)^2 \right].$$

Assumendo una atmosfera solare costituita da idrogeno completamente ionizzato, avremo $Z = 1$ e $N_i = N$. Per una frequenza di oscillazione di 200 MHz e per $T = 10^6$ °K, si ha, dalle [5.11] e [5.12], $\nu = 27$ sec⁻¹; per una frequenza di 20 MHz, $\nu \approx 0,27$ sec⁻¹. Ciò significa che l'oscillazione si smorza in tempi dell'ordine del secondo al cessare della causa eccitatrice.

Come è noto, la frequenza f_0 è anche la frequenza critica per una data densità elettronica N : l'indice di rifrazione per un'onda elettro-

magnetica di frequenza f_0 diviene, per quella data N , uguale a 0, mentre per una densità superiore esso diviene immaginario. Se si ammette che la densità elettronica della cromosfera e della corona diminuisca con l'altezza, dalla regione sottostante alla data densità N non può sfuggire quindi alcuna radiazione elettromagnetica di frequenza uguale o inferiore a f_0 .

La deriva di frequenza degli *outbursts* di tipo II fa pensare che essi siano dovuti a oscillazioni di plasma in regioni di densità elettronica via via minore, cioè ad altezze via via maggiori. La sorgente che perturba il plasma si sposterebbe quindi verso l'alto. Conoscendo la variazione di N con l'altezza, dalla deriva di frequenza df/dt si può dedurre la velocità della sorgente.

Ponendo $\varrho = r/R_0$, dove r è la distanza dal centro del Sole e R_0 il raggio della fotosfera, una forma attendibile della funzione $N(\varrho)$ nella corona solare, è data dalla espressione di Baumbach-Allen (Allen, 1947).

$$N = 10^8 (1,55 \varrho^{-6} + 2,99 \varrho^{-10}) \text{ cm}^{-3}. \quad [5.13]$$

È da notare tuttavia che tale modello si riferisce ad una corona non perturbata, mentre è noto che in corrispondenza dei centri di attività la corona presenta delle condensazioni, nelle quali la densità elettronica può aumentare di un fattore 10 rispetto ai valori dati dalla [5.13]. In effetti Maxwell e Thompson (1962), utilizzando numerose misure interferometriche dell'altezza delle sorgenti di radioemissione sopra centri di attività a varie frequenze, trovano che la distribuzione della frequenza (cioè della densità N) in altezza si accorda bene, almeno per frequenze inferiori a 500 MHz, con un modello di corona in cui N è data dalla [5.13] moltiplicata per 10.

Con questa modifica della [5.13], da essa e dalla [5.11] si deduce la velocità radiale v_r della sorgente della perturbazione:

$$v_r = -4,9 \cdot 10^{-3} \frac{(1,55 + 2,99 \varrho^{-10})^{1/2}}{9,3 \varrho^{-3} + 47,8 \varrho^{-14}} \frac{df}{dt} \text{ km/sec}. \quad [5.14]$$

Dai valori di df/dt dedotti dalla fig. 5.38 si ricava la velocità radiale in funzione della frequenza (o dell'altezza), come mostrato in fig. 5.40. Da essa si nota che la velocità è dell'ordine dei 1000-1500 km/sec, cioè maggiore per un fattore 3 di quella dedotta in precedenza da altri autori che si basavano sul modello di Baumbach-Allen non modificato.

In uno studio analogo a quello di Maxwell e Thompson, Weiss (1965), basandosi sullo spettro dinamico (deriva di frequenza) di 21 *outbursts* di tipo II osservati fra il 1952 e il 1963, e usando, anziché

il modello coronale di Baumbach-Allen moltiplicato per 10, il modello di Newkirk (1961) per la densità elettronica lungo l'asse di un raggio coronale moltiplicato per 2, giunge a conclusioni non molto dissimili a quelle di Maxwell e Thompson ma con velocità leggermente inferiori; egli fa tuttavia notare l'influenza della scelta del modello coronale sui risultati.

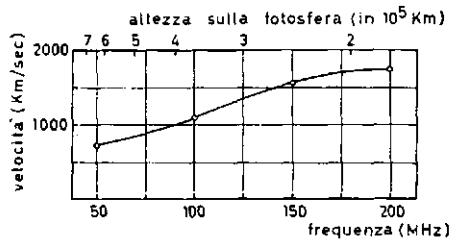


Fig. 5.40 - Velocità radiale media delle perturbazioni origine degli *outbursts* di tipo II (secondo Maxwell e Thompson).

È probabile che le oscillazioni del plasma siano prodotte dal passaggio attraverso la cromosfera e la corona di una nuvola di particelle, verosimilmente elettroni e ioni positivi, in particolare protoni, emessi durante il complesso fenomeno che ha come manifestazione ottica più evidente il brillamento. Più esattamente, l'eccitazione delle oscillazioni sarebbe prodotta dal fronte di un'onda d'urto idromagnetica dovuta al fatto che la velocità della nuvola di particelle è superiore alla velocità del suono e che la regione in cui l'evento ha luogo, cioè in prossimità di un brillamento, è caratterizzata in generale dall'esistenza di campi magnetici. L'esistenza della seconda armonica rivela una *non linearità* nel meccanismo delle oscillazioni. Quanto alla polarizzazione della radio-emissione, essa sembra piuttosto scarsa e in ogni caso senza un carattere sistematico.

Mediante misure interferometriche (Weiss e Sheridan, 1962) sono state studiate anche le dimensioni della sorgente di un *outbursts* di tipo II; è risultato che il diametro della regione di emissione è dell'ordine dei 10 primi di arco.

5.6.1.2. Bursts di tipo III. — Anch'essi, come quelli di tipo II, presentano una caratteristica deriva di frequenza, la quale però è molto maggiore che per gli *outbursts* in precedenza descritti; si ha infatti

$df/dt = - f/4,5 \text{ sec}^{-1}$ (Wild, Murray e Rowe, 1954). La durata è molto più breve: i *bursts* isolati possono durare una decina di secondi, ma molto spesso essi si presentano in gruppi della durata complessiva di pochi minuti. Tali *bursts* sono molto più frequenti degli *outbursts* di tipo II. Benché la loro forma sia più semplice, la loro intensità è però dello stesso ordine e anche maggiore, con una temperatura equivalente che raggiunge i 10^{11} °K.

Anche i *bursts* di tipo III sono probabilmente dovuti a oscillazioni di plasma; col metodo precedentemente descritto si può dedurre la velocità della sorgente della perturbazione, che risulta compresa fra i 60.000 e i 150.000 km/sec. Ciò sembra confermato da misure interferometriche (Wild, Sheridan e Trent, 1959), secondo cui la sorgente si muove con velocità dell'ordine dei 10^5 km/sec. L'opinione, espressa per la prima volta da de Jager (1960), che si tratti di un fascio di elettroni di tali velocità, sembra ora generalmente accettata (v. ad es. Stewart, 1965; Takakura, 1966).

Per quanto riguarda la polarizzazione, le osservazioni degli ultimi anni (Komesaroff, 1958; Cohen, 1959; Akabane e Cohen, 1961; Bhonsle e McNarry, 1964; Gopala Rao, 1965) hanno accertato che i *bursts* di tipo III sono indubbiamente polarizzati, anche se il grado di polarizzazione è in generale moderato.

Come per il tipo II, anche per questa radiazione le dimensioni della sorgente sono dell'ordine dei 10 primi d'arco, e sembra che esse aumentino con l'aumentare della lunghezza d'onda (Contrez, 1960).

Una categoria particolare di *bursts* di tipo III sembra essere costituita dai cosiddetti *bursts* a « U », così chiamati a causa della forma dello spettro dinamico (Maxwell e Swarup, 1958). In altre parole, essi presentano all'inizio una deriva di frequenza negativa, approssimativamente della stessa grandezza dei normali *bursts* di tipo III; raggiunta una frequenza minima, generalmente attorno ai 100-150 MHz, la deriva diventa positiva, con un df/dt praticamente uguale in valore assoluto alla prima parte dell'evento. Questo ha nel suo complesso una durata generalmente minore di 10 secondi. Nella interpretazione data per i *bursts* di tipo II e III si tratterebbe di una sorgente di oscillazioni di plasma che dapprima sale ad elevata velocità nell'atmosfera solare per poi ridiscendere. Secondo Maxwell e Swarup (1958) e Hughes e Harkness (1963) questa sorgente seguirebbe le linee di forza di un campo magnetico fra due regioni di polarità opposta; secondo Takakura e Haddock (v. Takakura, 1966) sarebbe preferibile pensare che la nuvola elettronica emessa verso l'alto non abbia in tali casi (al contrario di quanto avver-

rebbe nei tipi III normali) velocità sufficiente a superare i campi magnetici, e dopo aver « piegato » le linee di forza verrebbe respinta verso il basso (fig. 5.41).

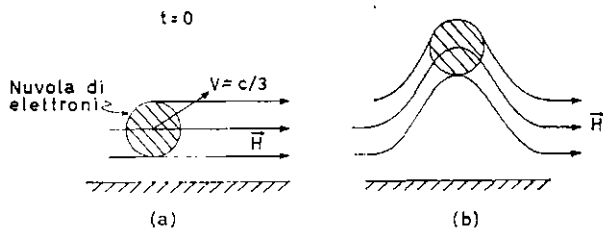


Fig. 5.41 - Modello di *burst* di tipo U: in a) inizio del *burst* e moto obliquo della sorgente verso l'alto; in b) fase di massima altezza (secondo Takakura e Haddock).

5.6.1.3. Outbursts di tipo IV. — Come si è accennato in 1.5.4.4., un altro tipo di radioemissione associato ai brillamenti è stato individuato da Boisshot (1957) mediante osservazioni all'interferometro di Nançay sulla frequenza di 169 MHz, e da lui è stato chiamato di tipo IV. Si tratta di un forte aumento di flusso della durata di alcune decine di minuti e anche di alcune ore, spesso con una polarizzazione prevalentemente circolare. Questi *outbursts* di tipo IV sono stati studiati da molti autori, soprattutto per la loro associazione con importanti eventi geofisici, come vedremo più avanti; si è trovato che essi si estendono in una vastissima gamma di frequenze, dalle onde centimetriche alle onde metriche, e sono sostanzialmente costituiti da uno spettro continuo di frequenza, di intensità dell'ordine, e anche maggiore, di quella degli *outbursts* di tipo II.

La grande varietà di aspetti degli eventi di radioemissione ai quali, dopo la comunicazione di Boisshot, è stata attribuita la denominazione « tipo IV », ha reso necessario un accordo per una definizione non troppo vaga e generica. Al Congresso Internazionale di Kyoto del settembre 1961 è stata scelta la seguente definizione (Wild, 1962): si assume come *burst* di tipo IV un evento di lunga durata e spettro continuo in una qualsiasi gamma di radioemissione, *seguito a un brillamento*.

Con questa definizione, l'*outburst* di tipo IV si presenta in genere in una forma assai complessa. Vi si possono distinguere varie componenti, sia secondo il criterio della successione cronologica, sia secondo il criterio delle caratteristiche fisiche.

Per quanto riguarda la successione cronologica degli eventi, si possono distinguere due parti (Boisshot e Pick-Gutmann, 1962; Fokker,

1963). La prima parte è costituita da un largo spettro continuo, dalle onde centimetriche alle onde metriche, della durata da 10 minuti a circa 2 ore a seconda della intensità del fenomeno. Essa ha spesso un inizio piuttosto rapido ed è di frequente associata con *bursts* di tipo II; in tali casi la radiazione di tipo IV di frequenza inferiore ai 100 MHz inizia dopo gli *outbursts* di tipo II, mentre alle frequenze superiori li precede (Thompson e Maxwell, 1962). Alle frequenze superiori della gamma centimetrica, attorno ai 1500 MHz, l'evento procede in modo del tutto simile alle diverse frequenze, e generalmente consiste in un aumento e successiva diminuzione di intensità con andamento piuttosto calmo; alle frequenze inferiori si hanno fluttuazioni di intensità più vivaci e più diversificate da frequenze a frequenza.

Talvolta, dopo l'estinzione della radiazione centimetrica e decimetrica, sulle onde metriche l'intensità permane, anche molto intensa, per alcune ore; ciò costituisce la seconda parte. La distinzione in due parti è giustificata non solo dal fatto che quella che ora abbiamo chiamato seconda parte è costituita quasi esclusivamente di onde metriche, ma anche e soprattutto dalle diverse caratteristiche fisiche, come vedremo più avanti, e di direttività: mentre infatti la prima parte ha una direttività molto bassa, in quanto essa può essere rivelata in eventi che hanno luogo sia al centro che ai bordi del Sole, la seconda presenta una direttività piuttosto spiccata, essendo osservata solo raramente in associazione con brillamenti presso il bordo.

Recenti studi (Takakura e Kai, 1961; Takakura, 1962; Kakinuma e Tanaka, 1961; Tanaka e Kakinuma, 1962; Kundu, 1962; Wild, 1962; v. più in generale Fokker, 1963) hanno dimostrato che una netta distinzione fisica esiste anche fra le varie gamme di frequenza nella prima parte dell'evento; questa distinzione si manifesta nella posizione della sorgente, nelle sue dimensioni e nella polarizzazione della radiazione emessa. Si noti che quest'ultima caratteristica rivela l'influenza di campi magnetici sull'evento di radioemissione.

La sorgente delle onde centimetriche è in generale ad un livello piuttosto basso, attorno ai $0,05 R_o$ (R_o raggio della fotosfera), ed è di piccole dimensioni: da $1'$ essa tende ad espandersi fino a circa $4'$. Il grado di polarizzazione si aggira fra il 10 e il 40%; il verso della polarizzazione corrisponde alla propagazione del raggio straordinario, assumendo come polarità del campo magnetico quella della macchia «ovest» del gruppo associato al centro di attività.

Alle onde decimetriche, la sorgente è situata a un livello più elevato, raggiungendo $0,3 R_o$ al di sopra della fotosfera, e sembra fissa, o

quasi, nella sua posizione; le sue dimensioni raggiungono alcuni primi di arco. La polarizzazione è di verso opposto a quella della radiazione centimetrica, cioè corrisponde alla propagazione del raggio ordinario, e raggiunge il 100%.

Infine, alle onde metriche la sorgente, di dimensioni fra i 6' e i 12', si sposta verso l'alto alla velocità di circa 1000 km/sec, e si trova nella corona fra 0,5 e 5 R_{\odot} al di sopra della fotosfera. La polarizzazione è in media piuttosto debole, ma soprattutto molto irregolare (Fokker, 1963), ed è difficile stabilire se essa corrisponda alla propagazione del raggio ordinario o del raggio straordinario.

La radioemissione metrica della seconda parte dell'*outburst* di tipo IV appare fisicamente disrinta, come già si è accennato, dalla radiazione metrica della prima parte; l'elemento fondamentale della distinzione è rappresentato dalla polarizzazione, molto più intensa nella seconda parte che nella prima. Sulla sorgente e sui suoi moti non si hanno ancora conoscenze sufficienti; ma indubbiamente qualche differenza fisica notevole è assai probabile che vi sia, come è suggerito dalla sensibile differenza nella direttività delle due radiazioni. Boisshot e Pick-Gutmann (1962) assumono che la radioemissione della seconda parte sia praticamente dello stesso tipo di quella delle cosiddette «tempeste di radioemissione», cioè di quella radiazione nella gamma delle onde metriche, di notevole intensità e della durata di parecchie ore o anche di giorni, che non è necessariamente associata ai brillamenti ma solo ai centri di attività; la sorgente di tale emissione è piuttosto bassa nella corona (0,2-0,4 R_{\odot} a 169 MHz) e ha un diametro di solo 3'.

Gli *outburst* di tipo IV non possono essere attribuiti a oscillazioni di plasma. Innanzi tutto essi si estendono ad una vasta gamma di frequenze e hanno una durata assai più lunga della manifestazione ottica del brillamento; ora, le oscillazioni di plasma devono essere limitate ad una ristretta banda di frequenze, e devono cessare, per la [5.12], contemporaneamente alla causa eccitatrice, che è plausibile assumere di durata non superiore a quella del brillamento. Inoltre, come si è detto precedentemente, le sorgenti degli *outbursts* di tipo IV che emettono anche sulle onde metriche (≈ 100 MHz) raggiungono spesso altezze di alcuni raggi solari al di sopra della fotosfera, alle quali altezze è molto poco probabile, a causa della relativamente bassa densità elettronica, che si possano produrre, secondo la [5.11], oscillazioni di frequenza così elevata.

Per spiegare la radioemissione degli *outbursts* di tipo IV è quindi necessario fare ricorso, secondo il suggerimento di Boisshot e Denisse (1957), alla ipotesi che si tratti di radiazione di sincrotrone, emessa da

elettroni aventi energia dell'ordine dei MeV in un campo magnetico dell'ordine degli oersted. Una particella di carica e e di energia $E \gg m_0 c^2$ in un campo magnetico H perde energia (si veda ad es. Alfvén e Herlofson, 1950), emettendo onde elettromagnetiche, secondo la espressione

$$-dE/dt = (2e^2/3c) \omega_0^2 a^2$$

con $\omega_0 = eH/m_0 c$ (girofrequenza per la massa di quiete), e $a = E/m_0 c^2$. Le onde emesse hanno una frequenza

$$f = \frac{\omega_0 a^2}{2\pi} = 2,8 \cdot 10^8 H a^2.$$

Elettroni di 5 MeV in un campo magnetico di 1 oersted danno quindi luogo ad una radioemissione di frequenza di circa 270 MHz. È evidente che uno spettro di energia molto vasto, quale è certamente quello delle particelle interessate dal fenomeno del brillamento, e campi magnetici di valore compreso in un intervallo piuttosto ampio, come esistono nelle regioni di un centro di attività, possono dar luogo ad uno spettro continuo di radioemissione compreso entro una amplissima gamma di frequenze.

Tuttavia Boischot e Pick-Gutmann (1962) e Denisse (1960) ritengono che la seconda parte degli *outbursts* non si possa spiegare mediante radiazione di sincrotrone; è da notare che tale supposizione si basa sulla ipotesi, da Boischot e Pick-Gutmann ammessa, che la radiazione della seconda parte sia uguale a quella delle tempeste di radioemissione, come abbiamo accennato dianzi. Secondo tali autori, infatti, elettroni di alcuni MeV all'altezza della sorgente di tale radioemissione, che abbiamo visto essere poco elevata, perderebbero energia molto rapidamente per collisione e irraggiamento; inoltre anche le caratteristiche di polarizzazione sarebbero a sfavore della ipotesi della radiazione di sincrotrone, poiché questa ultima non dà emissione secondo il raggio ordinario, come avviene invece, secondo Boischot e Pick-Gutmann nella radioemissione in esame. Denisse ha avanzato l'ipotesi che si tratti di emissione dovuta ad effetto Cerenkov nel plasma.

5.6.1.4. Bursts di tipo V. — Si tratta di radioemissione su di una larga banda di frequenza, ma prevalentemente inferiore ai 200 MHz, che accompagna molto spesso i *bursts* di tipo III; in sostanza il tipo V è un « continuo » associato al tipo III così come il tipo IV è un continuo associato al tipo II (Wild e coll., 1959; Thompson e Maxwell, 1962).

Tuttavia il tipo V ha una durata molto minore del tipo IV (pochi minuti) anche se la sua intensità è dello stesso ordine, o poco minore.

Secondo Weiss e Stewart (1965) la sorgente dei *bursts* di tipo V è per lo più stazionaria; tuttavia in un certo numero di casi si notano dei moti della sorgente attraverso il disco solare con velocità maggiori di 2000 km/sec. Generalmente la sorgente del tipo V si trova nelle vicinanze di quella del tipo III ad esso associata, a distanza non maggiore di $R_0/3$.

Può darsi che il tipo V, come il tipo IV, sia dovuto a radiazione di sincrotrone; secondo il modello di Weiss e Stewart (1965) esso potrebbe essere tuttavia prodotto da oscillazioni di plasma generate nella corona entro un vasto intervallo di altezze (e quindi in un vasto intervallo di frequenze) da elettroni appartenenti alla stessa nuvola che ha provocato il *burst* di tipo III, ma che sono stati catturati dai campi magnetici del centro di attività e guidati lungo le loro linee di forza fra punti di riflessione (in modo analogo alle particelle nelle cinture di Van Allen).

5.6.1.5. Abbiamo fin qui descritto singolarmente alcuni degli aspetti della radioemissione associata ad un brillamento; agli effetti di una visione completa del fenomeno è tuttavia necessario studiare la concatenazione degli eventi descritti e la loro successione temporale.

L'andamento tipico della radioemissione associata ad un brillamento di notevole importanza è all'incirca il seguente. Contemporaneamente all'inizio del brillamento si ha un breve ma intenso fiotto di radioemissione, che alle onde metriche è costituito da un gruppo di *bursts* di tipo III, seguito da emissione di tipo V; questo primo evento ha una durata di pochi minuti. A questa prima fase segue, spesso dopo una pausa di qualche minuto, un *outburst* di tipo II, della durata di alcune decine di minuti, che al termine si confonde con un intenso « continuo » di tipo IV il quale, come già si è detto, può persistere per varie ore.

Questo andamento, che potremmo chiamare « completo », non è tuttavia molto frequente: assai spesso mancano una o più delle fasi descritte. In particolare non è detto che esista la combinazione tipo II tipo IV: vi possono essere *outbursts* di tipo II senza la emissione di tipo IV e viceversa. La percentuale delle diverse « esclusioni » non è ancora ben precisata; i valori dati dai vari autori dipendono evidentemente dal particolare periodo preso in esame. Secondo Maxwell, Thompson e Garmire (1959), fra il primo ottobre 1956 e il 30 settembre 1958 solo sette di sessanta *outbursts* di tipo II erano seguiti (entro un periodo di 15 minuti) da radioemissione di tipo IV; secondo Kundu

(1962) nel quadriennio 1957-60, su 64 *outbursts* di tipo IV, 35 erano associati a *outbursts* di tipo II. Quest'ultimo autore rileva inoltre delle significative differenze fra eventi solari, in relazione alla associazione o alla mancata associazione fra tipi II e tipi IV: quanto maggiore è l'importanza ottica del brillamento, tanto maggiore è la probabilità che esso sia seguito da un tipo IV con tipo II, e altrettanto si può dire della intensità della radioemissione sulle onde centimetriche associata al tipo IV, nel senso che quest'ultima è meno intensa per i tipi IV senza tipo II che per quelli associati.

Risultati molto simili sono stati ottenuti da Thompson e Maxwell (1962), in seguito alle osservazioni di un quinquennio, dall'ottobre 1956 all'ottobre 1961: secondo questi autori il 65% degli *outbursts* di tipo IV è associato con *outbursts* di tipo II, e l'85% con *bursts* di tipo III.

5.6.2. Radioemissione a variazione lenta. — Oltre alla radioemissione concomitante ai brillamenti e di cui abbiamo finora parlato, e alle «tempeste di radioemissione» associate con i centri di attività più che con i brillamenti (v. 5.6.1.3.), esiste anche una componente a variazione lenta, osservata specialmente sulle onde decimetriche. Tale radiazione presenta molto spesso il caratteristico periodo di 27 giorni; da determinazioni di posizione durante eclissi solari e mediante metodi interferometrici si è potuto stabilire (de Jager, 1959; Smerd, 1964) che le sorgenti di questa radioemissione corrispondono in generale alle facole di Ca, e sono costituite da regioni a densità superiore al normale che si estendono radialmente a partire dalla fotosfera attraverso le facole cromosferiche fino a varie decine di migliaia di km al di sopra della fotosfera, vale a dire nella corona. La temperatura equivalente di questa radiazione è dell'ordine di 10^6 °K; appare quindi probabile da questo fatto, dalla ubicazione delle sorgenti e dalla lentezza della loro evoluzione temporale, che si tratti di radioemissione di origine termica, anche se la forma del suo spettro ha potuto destare qualche perplessità (v. Smerd, 1964, p. 80).

5.7. Protoni solari.

5.7.1. Polar Cap Absorption (PCA). — In 3.6.4.2 si è accennato al fenomeno dei *black-outs* polari distinti dai *black-outs* aurorali, caratterizzati dal fatto che, pur essendo strettamente dipendenti dai brillamenti solari, come le tempeste magnetiche e le aurore, il loro svolgi-

mento appare praticamente indipendente dallo svolgimento di queste; in particolare, essi hanno inizio generalmente diverse ore prima delle tempeste magnetiche.

Come si è allora detto, si tratta di fenomeni di assorbimento delle radioonde da parte della ionosfera; per la loro caratteristica distribuzione geografica, su cui torneremo in seguito, si è dato a tale eventi il nome di *Polar Cap Absorption*, più brevemente indicato dalla sigla PCA.

Il fenomeno consiste nella attenuazione che un'onda elettromagnetica subisce nell'attraversare strati ionosferici dove la frequenza di collisione degli elettroni liberi contro le molecole dei gas atmosferici è rilevante. L'intensità dell'onda è data dalla espressione

$$I = I_0 e^{-j k ds} \quad [5.15]$$

dove l'integrale è calcolato sul percorso dell'onda. Il coefficiente di assorbimento k si deduce dalla teoria magnetoionica; se la frequenza dell'onda è sufficientemente elevata da poter considerare trascurabile rispetto ad essa la girofrequenza, ed inoltre è lontana dalla frequenza critica, si ha per k l'espressione approssimata

$$k = \frac{2 \pi e^2}{mc} \frac{N \nu}{\omega^2 + \nu^2} \quad [5.16]$$

dove N è la densità elettronica, ω la pulsazione dell'onda incidente, ν la frequenza di collisione degli elettroni ed e , m sono rispettivamente la carica e la massa dell'elettrone.

Dalle [5.15] e [5.16] si rileva che l'assorbimento espresso in dB è approssimativamente proporzionale al prodotto $N\nu$; valori anormalmente grandi dell'assorbimento si hanno perciò quando ad una determinata altezza, cioè con buona approssimazione per una determinata frequenza di collisione, la densità elettronica cresce al di sopra del suo valore normale a causa di qualche processo di ionizzazione straordinario.

I PCA vengono studiati con vari metodi. Uno di essi è il metodo tradizionale del sondaggio verticale, mediante la misura della minima frequenza riflessa f_{\min} ; la [5.16] mostra infatti che l'assorbimento aumenta al diminuire della frequenza dell'onda incidente; in pratica vengono assorbite completamente tutte le frequenze inferiori ad una frequenza limite f_{\min} , funzione crescente del prodotto $N\nu$, del quale diviene una misura indiretta. Oltre all'inconveniente che il sondaggio verticale è di natura sua intermittente e quindi discontinuo, questo metodo presenta anche quello di una totale assenza di echi riflessi quando l'assorbimento è molto forte, come avviene spesso durante i PCA, nel qual caso

esso diviene semplicemente un rivelatore qualitativo dell'esistenza del fenomeno.

L'inconveniente ora citato si presenta più raramente nel metodo della « diffusione in avanti » (*forward scatter*) delle onde ad elevata frequenza (dell'ordine di parecchie decine di MHz) per tragitti di alcune migliaia di chilometri; tali onde, usate nelle radiocomunicazioni, incidono obliquamente sulla ionosfera e vengono diffuse e riflesse in avanti da irregolarità locali di densità elettronica, prodotte per la maggior parte da scie di meteoriti, cioè in un intervallo di altezza fra gli 80 e i 100 km. Recentemente Gregory (1962) ha utilizzato la retrodiffusione di onde di media frequenza (2,3 MHz).

Il metodo che appare migliore è quello del *riometro* (*relative ionospheric opacity meter*). Questo dispositivo è sostanzialmente un ricevitore di rumore cosmico su frequenza fissa, generalmente attorno ai 30 MHz; l'assorbimento viene rivelato e misurato dalla attenuazione del segnale, che viene ricevuto con continuità. Per misure esatte occorre in realtà calcolare il rapporto fra l'intensità del segnale cosmico effettivamente ricevuto e quella del segnale che si registra *allo stesso tempo siderale* in condizioni ionosferiche calme.

Il riometro è un dispositivo che presenta un certo grado di « selettività »: dalla [5.16] si deduce infatti che, per una determinata densità elettronica N , l'assorbimento è massimo a quelle altezze alle quali la frequenza di collisione ν è uguale alla pulsazione ω dell'onda ricevuta. Per un segnale di 30 MHz questa altezza è attorno ai 50 km.

5.7.1.1. Morfologia. — La continuità di registrazione del riometro ha consentito di studiare più a fondo i PCA: si è constatato che essi si distinguono dai *black-out* aurorali non solo per la differente relazione con l'attività magnetica e aurorale (v. 3.6.4.1 e 3.6.4.2), ma anche per le caratteristiche della registrazione. I PCA si presentano con un andamento molto più liscio e lento dei *black-out* aurorali (fig. 5.42), e questo è un elemento che permette piuttosto facilmente la individuazione dei due tipi di eventi, a differenza del tradizionale sondaggio verticale. Tuttavia, usando opportuni criteri suggeriti dalle caratteristiche dei PCA emerse già dai primi casi chiaramente riconosciuti, è possibile utilizzare il gran numero di dati forniti dal sondaggio verticale per estendere al massimo il numero di eventi suscettibili di studio. La descrizione che ora daremo del fenomeno è appunto dedotta dagli studi mediante ionosonde normali di Hakura, Takenoshita e Otsuki (1958), Hakura e Goh (1959), Obayashi e Hakura (1960), Collins, Jelly e Matthews

(1961), e mediante riometro da Reid e Collins (1959) e da Reid e Leinbach (1959), mentre Baily (1957 e 1959) ha descritto un unico evento (23 febbraio 1956) mediante l'uso dei vari metodi sopra citati, ivi compreso il *forward scatter*.

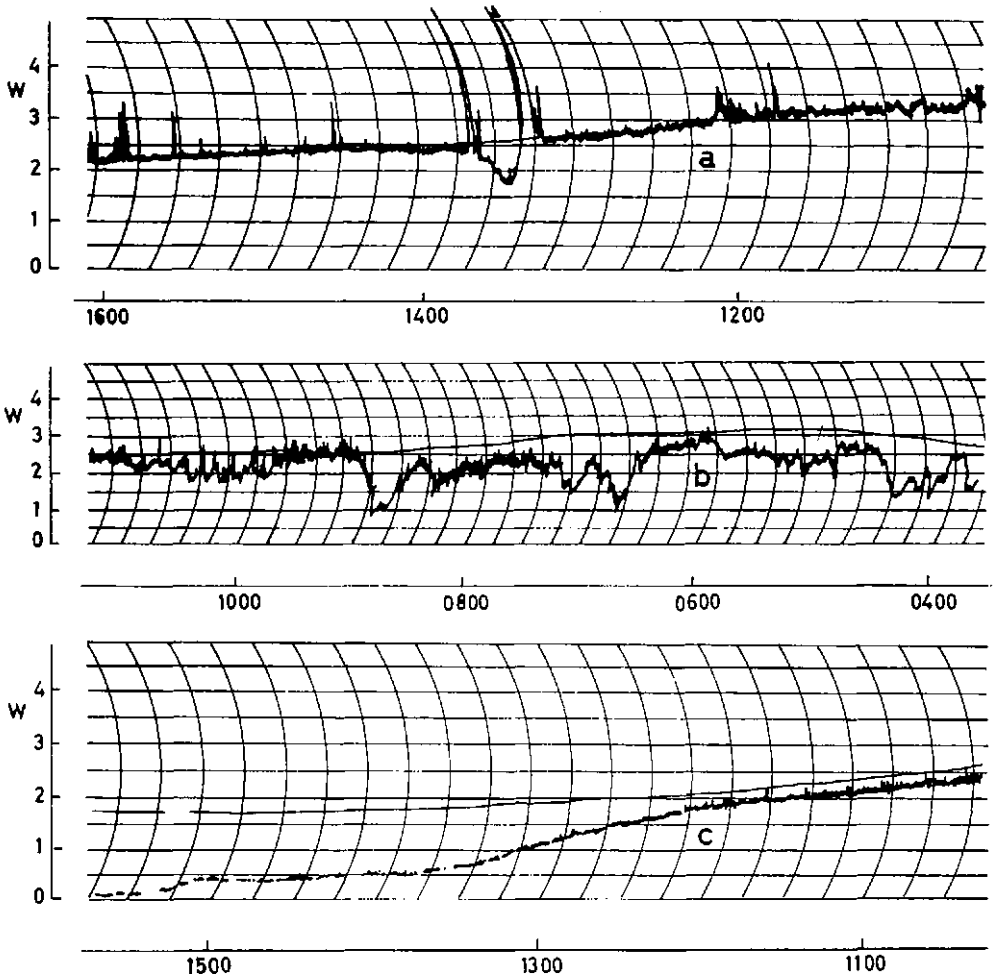


Fig. 5.42 - Esempi di assorbimento anomalo di rumore cosmico: in a) rappresentazione di un SID associato con un brillamento; in b) di un assorbimento aurorale; in c) di un PCA. W è la potenza del rumore cosmico in unità arbitrarie (secondo Reid e Collins).

I PCA iniziano in generale qualche ora dopo il brillamento solare a cui sono associati, con un aumento di assorbimento piuttosto rapido; l'assorbimento raggiunge il massimo dopo alcune ore, e diminuisce gradualmente perdurando per qualche giorno. A questo andamento generale si sovrappone una netta variazione diurna, con un massimo di assorbimento a mezzogiorno e un minimo a mezzanotte, e con un notevolissimo aumento al sorgere del Sole a livelli ionosferici e di diminuzione al tramonto. Si è già accennato in 3.6.4.2 alle linee generali di una spiegazione di tale variazione diurna: la produzione di ionizzazione, che tende ad aumentare la densità elettronica N , sarebbe continua sia di giorno che di notte; durante le ore notturne però, N diminuirebbe a causa di una ricombinazione degli elettroni liberi mentre durante il giorno la fotoionizzazione da parte della radiazione solare manterrebbe N a valori elevati. Non è noto se della ricombinazione siano responsabili le molecole di O_2 , con formazione di ioni O_2^+ (Bailey, 1959), o se invece si abbia a che fare con un processo più complicato implicante la formazione di molecole di NO (Herzberg, 1960); ma questo problema non è di interesse immediato in questa sede.

La caratteristica più evidente di questo tipo di assorbimento consiste nella sua distribuzione geografica; come dice il suo nome, esso è limitato alle calotte polari. Secondo i dati esaminati da Bailey (1959) e da Shapley e Roberts (1957), durante l'evento successivo al grande brillamento del 23 febbraio 1956 (il primo PCA registrato e riconosciuto) solo Osservatori situati a latitudini geomagnetiche superiori ai 60° hanno segnalato un assorbimento notturno; dai 60° ai 70° l'assorbimento aumentava rapidamente di intensità, mentre al di sopra dei 70° esso rimaneva praticamente costante. In tre eventi prodotti da brillamenti solari nel luglio-agosto 1958 Hultqvist (1959) trova che l'assorbimento misurato con riometro a Kiruna (lat. geomagn. $65,3^\circ$ N) veniva registrato come *black-out* anche dalla ionosonda dell'Osservatorio di Lycksele (lat. geomagn. $62,5^\circ$) ma con durata minore, mentre ad Uppsala (lat. geomagn. $58,4^\circ$) non veniva osservato alcun *black-out*. Dal canto loro Reid e Leinbach (1959), utilizzando le registrazioni dei riometri in varie stazioni artiche (Alaska), hanno osservato nel periodo maggio 1957-luglio 1959 24 PCA; la durata e la intensità di questi erano pressoché uguali a Thule (lat. geomagn. $89,0^\circ$ N) e a Barrow (lat. geomagn. $68,6^\circ$ N), ma minori a College ($64,5^\circ$ N), mentre a Farewell, che è a soli $3,3^\circ$ geomagnetici a sud di College il fenomeno era assai debole o addirittura mancante. Ciò indica che immediatamente a sud di College si trova il limite della zona interessata dai PCA, limite che appare molto netto.

In generale si può affermare che i PCA iniziano alle latitudini più elevate, per poi estendersi gradualmente, anche se spesso rapidamente, a tutta la calotta polare fino ai 60° di latitudine geomagnetica. È importante notare che l'intensità dell'assorbimento sembra indipendente dalla longitudine geomagnetica, almeno nella fase di massimo dell'evento (Bailey, 1959).

All'inizio della tempesta magnetica, che quasi invariabilmente segue questi eventi, l'assorbimento ha praticamente invaso tutta la calotta polare entro i 60° di latitudine. La perturbazione magnetica, dalla quale lo svolgimento temporale del PCA nell'interno di questa calotta è indipendente (come si è già accennato), può tuttavia creare condizioni nuove presso i confini della calotta polare, spostando questi verso latitudini inferiori; anche Osservatori generalmente immuni da PCA possono allora registrare, sia pure per breve tempo, un sensibile assorbimento. Secondo Reid e Leinbach (1959), nei 24 casi sopra citati solo alcune volte l'assorbimento è stato osservato fino a 7° a sud di College, e in queste occasioni sempre dopo l'inizio di forti tempeste.

Talvolta invece può accadere il fenomeno inverso: Hultqvist, Aarons e Ortner (1959) registrando a Kiruna mediante riometro l'assorbimento successivo al brillamento del 7 luglio 1958, assorbimento che poco prima della tempesta magnetica iniziata il giorno 8 aveva raggiunto il valore di -17 dB, hanno constatato una rapida variazione di esso da -17 a $-5,2$ dB subito dopo l'inizio brusco.

In 3.6.4.2 si è accennato che Hakura e coll. (1958) avevano constatato durante gli eventi anteriori alle intense tempeste magnetiche del 13 settembre 1957 e 11 febbraio 1958 che l'assorbimento aveva luogo contemporaneamente nelle due calotte polari artica e antartica. Chapman (1960) osserva la stessa cosa per il PCA del 7 luglio 1958, notando tuttavia che nella regione antartica l'inizio dell'assorbimento sembra ritardato di qualche ora rispetto alla regione artica; egli avanza la ipotesi che si tratti di un effetto dovuto alla spiccata variazione diurna di tale fenomeno, in quanto all'epoca dell'evento in esame la calotta polare nord era permanentemente illuminata dal Sole, mentre quella sud era in ombra. Jelly e Collins (1962) da uno studio mediante ionosonde in azione nelle regioni polari durante l'Anno Geofisico Internazionale confermano la simultaneità generica dei PCA nei due emisferi, ma senza una assoluta contemporaneità nell'inizio, e anch'essi attribuiscono tale circostanza alla caratteristica influenza della illuminazione solare sui PCA.

È interessante infine notare un'altra caratteristica morfologica dei PCA. Basandosi sull'andamento temporale dell'assorbimento nei sin-

goli eventi, Sinno (1961) classifica i PCA in due classi: i PCA a inizio brusco (tipo S) e i PCA ad inizio graduale (tipo G); la fig. 5.43 rappresenta un esempio di ciascuna classe. I PCA del tipo S raggiungono il massimo dell'intensità in un tempo relativamente breve (meno di due ore), mentre quelli di tipo G impiegano diverse ore. L'interesse di

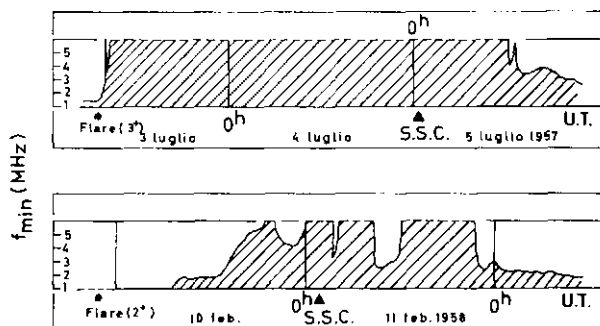


Fig. 5.43 - Esempi di PCA di tipo S (sopra) e di tipo G (sotto) (secondo Sinno).

questa classificazione è dovuto, come vedremo, alla particolare correlazione degli eventi delle due classi con la caratteristiche morfologiche dei fenomeni solari che li precedono.

5.7.1.2 Altezza dell'assorbimento. — Già dalla [5.16], che mostra come l'assorbimento sia approssimativamente proporzionale al prodotto Nv , si può arguire che esso sia sensibile ad altezze relativamente poco elevate, dove v assume valori notevoli. I tre metodi di osservazione sopra citati confermano questa conclusione, senza tuttavia poter dare indicazioni molto precise sulle regioni atmosferiche effettivamente interessate all'assorbimento.

Il metodo del sondaggio verticale, con la misura di f_{min} , mostra semplicemente che l'assorbimento ha luogo ad altezze inferiori alla regione E; in analogia a quanto avviene durante un SID (effetto Dellinger), responsabile del fenomeno è dunque la regione D. Il metodo del *forward scatter* fornisce la stessa indicazione, permettendo inoltre di precisare meglio un limite superiore; il fatto che vengano assorbite onde elettromagnetiche che subiscono la diffusione da parte delle scie dei meteoriti mostra infatti che l'assorbimento ha luogo ad altezze inferiori alla zona dei meteoriti, cioè, come si è già detto, generalmente al di sotto degli 80 km. Il riometro, infine, con le sue proprietà selettive fa ritenere

possibile, e forse probabile, che la regione assorbente si estenda fino ai 50 km.

Conferme e ulteriori precisazioni delle indicazioni precedenti vengono fornite da osservazioni in parte indipendenti dai metodi succitati. Ad esempio, Landmark (1958), mediante un sondaggio verticale a impulsi di frequenza fissa (2,3 MHz), ha osservato in Norvegia degli echi da altezze di 65-70 km durante periodi di forte assorbimento diurno; ciò indica la presenza di una densità elettronica anormalmente elevata a quei livelli. Inoltre in una esperienza mediante razzi durante un PCA di intensità moderata Seddon e Jackson (1958) hanno trovato a Churchill una densità elettronica notevolmente elevata fino ad una altezza di circa 55 km.

5.7.1.3 Relazione con gli eventi solari. — Si è già ripetutamente accennato, fin da 3.6.4.2, che i PCA sono strettamente associati a brillamenti solari; già da allora, quando erano state pubblicate solo le prime ricerche in questo campo, in particolare quella di Hakura e Goh (1959), si profilava una chiara relazione fra i PCA e i brillamenti accompagnati da *outbursts* di tipo IV. Questa relazione è stata nettamente confermata (Reid e Leinbach, 1959; Thompson e Maxwell, 1960; Kundu e Haddock, 1960; Maeda e coll., 1962; Warwick e Haurwitz, 1962; Obayashi, 1962). Sembra ormai accertato che almeno l'85% dei PCA è associato con *outbursts* di tipo IV.

I vari Autori mettono in rilievo, agli effetti di questa associazione, la presenza nell'*outburst* di una particolare gamma di frequenze: mentre Thompson e Maxwell si riferiscono alle onde metriche, Reid e Leinbach e in modo speciale Warwick e Haurwitz attribuiscono notevole importanza alle onde decametriche; a loro volta Kundu e Haddock propendono a ritenere essenziali come causa dei PCA le onde centimetriche. Date le differenze negli intervalli di tempo prese in esame dai vari autori e, talvolta, nella individuazione dell'evento solare causa del PCA, non è ancora possibile decidere con sicurezza se ci sia una gamma di frequenze preferita e quale essa sia; ciò che appare certo è l'associazione di tali fenomeni con eventi solari di forte intensità.

Incertezze sussistono anche riguardo alla eventuale influenza della posizione dei brillamenti sul disco solare: Reid e Leinbach (1959) e Thompson e Maxwell (1960), basandosi rispettivamente su 18 e 10 casi sicuri, trovano una netta prevalenza di brillamenti nell'emisfero ovest del Sole associati con i PCA. Questa prevalenza appare diminuita nello studio di Warwick e Haurwitz (1962) comprendente 38 casi, e gli autori

propendono a ritenerla non significativa. Anche Obayashi dallo studio di 62 PCA conclude che non appare una chiara dipendenza della probabilità di occorrenza dell'evento dalla posizione del brillamento sul Sole.

Warwick e Hamwitz e Obayashi dedicano la loro attenzione anche alla eventualità che dei PCA siano prodotti da eventi solari nell'emisfero invisibile del Sole; essi giungono alla conclusione, notando che quasi tutti PCA possono venire associati con brillamenti effettivamente osservati, che la probabilità di casi del genere è assai scarsa.

I ritardi fra gli eventi solari e l'inizio dei PCA finora osservati vanno da circa 20 minuti a circa 50 ore. È interessante cercare se tali ritardi dipendano da particolari caratteristiche di quegli eventi. Sakurai e Maeda (1961) e Maeda e coll. (1962) ritengono di poter concludere che esistono due categorie distinte di PCA riguardo al ritardo di inizio rispetto all'evento solare: i PCA di «tipo rapido», aventi un ritardo minore di 5 ore, e quelli di «tipo lento», con un ritardo maggiore di 5 ore. I PCA rapidi appaiono strettamente connessi con flussi molto elevati di radioemissione sui 3000 MHz (flussi superiori a 200 unità $10^{-22} W m^{-2} Hz^{-1}$), mentre quelli lenti sono associati con flussi inferiori alle 100 unità; nessuna relazione appare invece con la intensità della radioemissione sui 200 MHz. Anche Kundu e Haddock (1960) trovano una stretta relazione fra il ritardo dei PCA e l'intensità degli *outbursts* di tipo IV nella gamma centimetrica: i ritardi minori di 5 ore sono generalmente associati con flussi maggiori di 500 unità sulla intera gamma di lunghezza d'onda di 3-30 cm, mentre con flussi minori i ritardi sono maggiori di 5 ore. Secondo Maeda e coll. i due tipi di PCA corrispondono ai due tipi morfologici S e G di Simo, che abbiamo citato in 5.7.1.1. È interessante notare che per ambedue i tipi vi è una marcata dipendenza del ritardo dalla posizione del brillamento sul Sole: il ritardo diminuisce sistematicamente all'aumentare della distanza del brillamento dal bordo est; in altre parole, vi è un notevole effetto Ovest nella distribuzione dei ritardi.

A differenza della «efficienza» dei brillamenti nel produrre PCA, la dipendenza del ritardo dalla posizione dell'evento sul Sole sembra piuttosto chiara; su questo esiste accordo fra la maggior parte degli autori. Come fanno notare McCracken e Palmeira (1960), dai dati di Reid e Leinbach si deduce con notevole evidenza una diminuzione del tempo di ritardo dell'inizio dei PCA dagli eventi solari allo spostarsi della posizione di questi ultimi verso ovest. È significativa la conferma di tale effetto nello studio di Obayashi (1962); la fig. 5.44, che riporta i tempi di ritardo dei PCA dall'evento solare e la loro durata, mostra

con chiarezza l'esistenza dell'effetto. Inoltre Obayashi nota una differenza anche nel corso generale dei PCA fra quelli prodotti da brillamenti a est e quelli prodotti da brillamenti a ovest: i primi iniziano più tardi e hanno uno sviluppo più lento, raggiungendo un massimo di intensità dopo circa 25 ore dall'*outburst*, mentre gli altri, oltre ad iniziare prima,

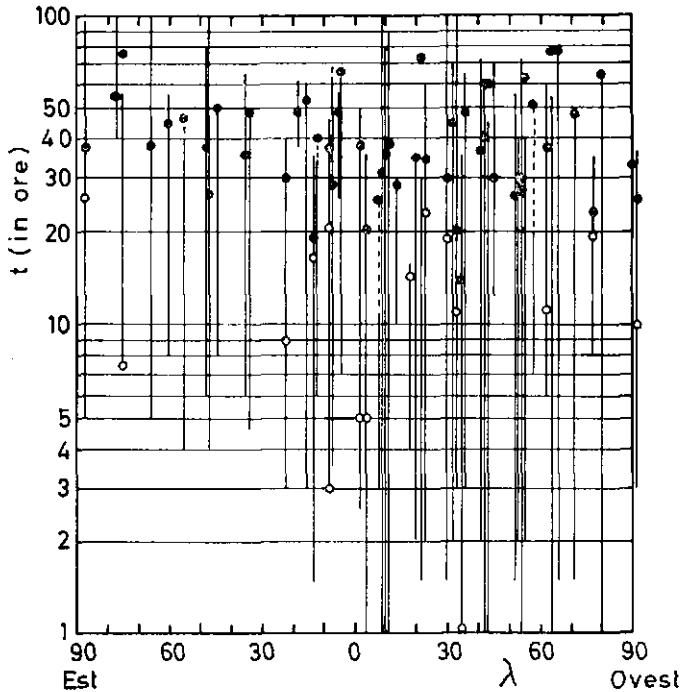


Fig. 5.44 - Dipendenza del tempo di ritardo t dopo l'*outburst* dalla longitudine eliografica λ . Le linee continue rappresentano i PCA; i circoletti neri sono s.s.c. di tempeste magnetiche di tipo singolo, i circoletti chiari sono s.s.c. di tempeste di tipo complesso. (secondo Obayashi).

presentano anche uno sviluppo più rapido; dalla fig. 5.45 sembra anzi che la differenza nello sviluppo sia anche più evidente della differenza nel ritardo di inizio.

La fig. 5.45 mette inoltre in luce un'altra distinzione fra i PCA: essi vengono suddivisi dall'Autore nelle due categorie di «singoli» e «complessi»; i «singoli» rappresentano serie isolate di eventi, costituiti da un solo brillamento e da un solo PCA, con una sola tempesta magnetica associata, mentre i «complessi» sono costituiti da più eventi

sovrapposti, dovuti ad un susseguirsi piuttosto rapido di brillamenti di elevata intensità. È assai interessante, per quanto si dirà in seguito, la differenza di andamento delle due categorie, per cui la seconda è caratterizzata da un brusco aumento di intensità dei PCA all'istante di inizio della prima tempesta magnetica della serie.

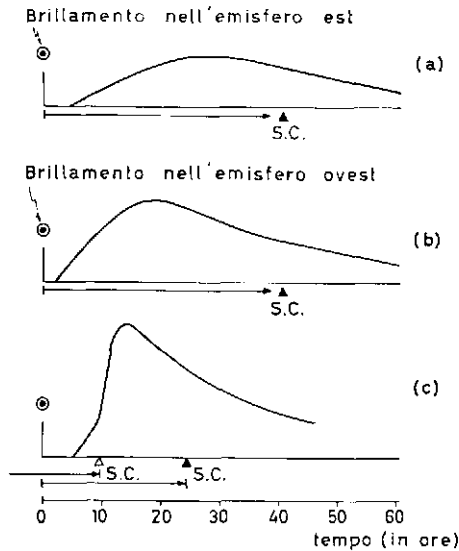


Fig. 5.45 - Variazione temporale media dei PCA singoli (figg. a, b) e complessi (fig. c) (secondo Obayashi).

Tuttavia, Warwick e Haurwitz mettono in dubbio il suddetto effetto ovest dei ritardi; essi affermano che, se mai, i ritardi minori sono associati con brillamenti vicino al meridiano centrale del Sole. Il loro dubbio sembra sostanzialmente basato sul fatto che il coefficiente di correlazione fra la distanza del brillamento dal bordo est e la velocità apparente dell'agente produttore dei PCA è solo 0,23. Di fatto, la fig. 5.44 mette in luce la possibilità dell'esistenza dell'effetto ovest senza però che si abbia come conseguenza un elevato coefficiente di correlazione fra le due quantità sopra citate, che richiederebbe, come requisito aggiuntivo alla asimmetria di distribuzione, una relazione di linearità. In ogni caso è un fatto che, come fanno notare Warwick e Haurwitz, sia sufficiente una differenza di interpretazione nell'associazione di un PCA a un brillamento in relativamente pochi casi per mutare l'impressione offerta dalla fig. 5.44. Gli autori mettono invece in evidenza che il ritardo sembra dipendente dalla fase del ciclo solare: i ritardi

diminuiscono dal massimo di attività solare verso il minimo (fig. 5.46). In realtà la differenza fra i valori medi è piuttosto piccola rispetto alla dispersione, tuttavia la sistematicità dell'andamento della fig. 5.46 sem-

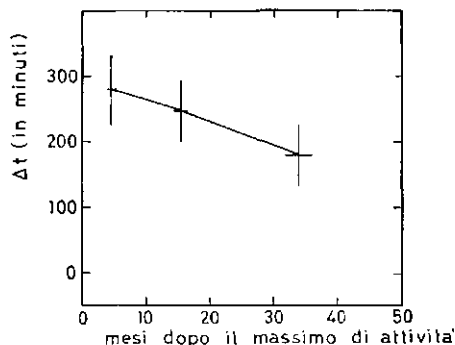


Fig. 5.46 - Andamento del ritardo Δt tra brillamento e inizio del PCA, in funzione della fase del ciclo solare (secondo Warwick e Haurwitz).

bra abbastanza probante; il coefficiente di correlazione fra il tempo dal massimo della attività solare e il ritardo dei PCA è $-0,69$, la probabilità che tale valore risulti casualmente è solo 10^{-4} .

5.7.1.4 Natura dell'agente produttore. — Per quanto riguarda la natura dell'agente ionizzante che dà origine ai PCA, si può subito escludere qualsiasi forma di radiazione elettromagnetica. Una prima ragione di tale esclusione è costituita dal ritardo nell'inizio dei PCA rispetto all'evento solare di carattere straordinario cui si attribuisce la causa dell'assorbimento; in linea di principio si potrebbe anche ammettere che la sorgente della emissione solare responsabile del fenomeno terrestre fosse diversa dal brillamento, ma è ben difficile giustificare una tale ipotesi. Un'altra ragione è la particolare dipendenza dei PCA dalla latitudine, dipendenza che non si può spiegare altrimenti che con l'ipotesi di fasci di particelle cariche, controllate quindi dal campo geomagnetico.

Per determinare la natura di queste particelle occorre tenere presente tre fattori fondamentali: la latitudine geomagnetica a cui avviene il fenomeno, l'altezza della regione in cui ha luogo la ionizzazione e il ritardo fra evento solare ed inizio del PCA. Questi due ultimi fattori permettono di trarre conclusioni sulla energia delle particelle.

Un esame di tali elementi sulla base di quanto descritto nei numeri precedenti permette di concludere con certezza quasi assoluta che non si tratta di elettroni. Infatti, assumendo come tempo di percorrenza

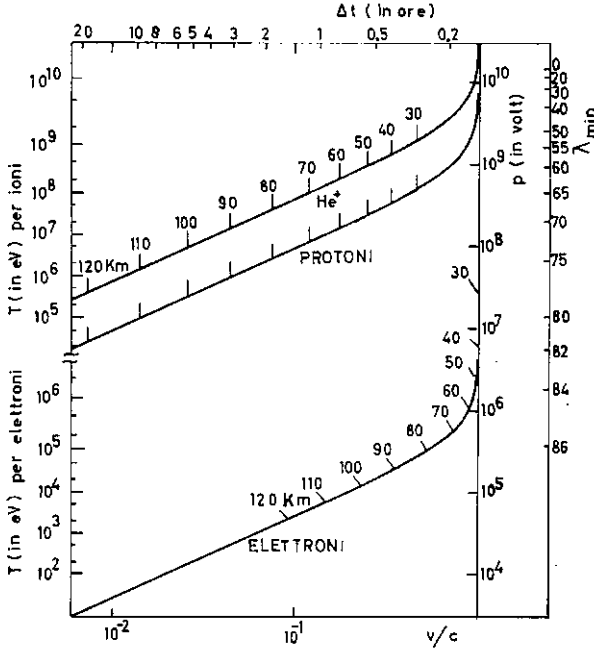


Fig. 5.47 - Altezza di penetrazione per elettroni, protoni e ioni He^+ in funzione della rigidità magnetica p , della velocità v e dell'energia cinetica T . Sulla scala di destra è riportata la latitudine geomagnetica minima λ_{min} cui possono giungere le particelle di rigidità p ; sulla scala in alto tempo di transito Δt dal Sole alla Terra su percorso rettilineo (secondo Bailey).

del tragitto Sole-Terra 30 minuti, che è il tempo minimo finora osservato, e ammettendo che tale tragitto venga percorso in linea retta, si trova che, se le particelle fossero elettroni, esse avrebbero una energia di 25 keV; dalla fig. 5.47, che riporta il diagramma di Bailey (1959), si deduce che in questo caso tali elettroni potrebbero giungere solo ad altezze poco inferiori ai 100 km e a latitudini geomagnetiche non inferiori a 87° . Anche supponendo che il tragitto dal Sole alla Terra non fosse rettilineo ma in qualche modo incurvato e allungato, si avrebbe una insufficiente diminuzione della latitudine di taglio; inoltre l'ipotesi di una deformazione del campo geomagnetico tale da permettere l'arrivo degli elettroni a latitudini inferiori è fuori causa poichè, come si è detto,

i PCA avvengono *prima* delle perturbazioni magnetiche associate ai brillamenti solari.

Se invece le particelle in questione fossero protoni, per un tempo di percorrenza di 30 minuti esse avrebbero una energia di circa 50 MeV, giungerebbero fino ad una altezza di poco più di 40 km e avrebbero una latitudine di taglio di 65° - 70° ; queste sono proprio le condizioni che risultano sperimentalmente dallo studio dei PCA.

Possiamo quindi concludere che il fenomeno dei PCA è rivelatore della emissione da parte del Sole, durante i brillamenti accompagnati da forti *outbursts* di tipo IV, di protoni di energia dell'ordine di 10-100 MeV. Dall'intensità dell'assorbimento ionosferico si può valutare l'ordine di grandezza del flusso dei protoni incidenti, che ammonterebbe (Reid e Collins, 1959) a circa 10^2 $\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$, equivalente ad una densità del fascio di circa $2 \cdot 10^{-8}$ cm^{-3} .

5.7.2 Osservazioni dirette di protoni solari. — Le precedenti deduzioni sulla natura delle particelle causanti i PCA sono state confermate da osservazioni dirette. Di queste osservazioni, eseguite a mezzo di palloni, di razzi e di satelliti in concomitanza ai PCA, ne esiste ormai un numero notevole: sono più di una quindicina gli eventi di questo tipo rilevati direttamente nell'alta atmosfera e nello spazio circostante alla Terra. La bibliografia su tali osservazioni è assai abbondante, per cui rinunciamo qui a riportarla per esteso, rimandando ad alcuni lavori sull'argomento, in particolare a quello di Pieper e coll. (1962) e di Akasofu e coll. (1963) e inoltre alla rassegna di Bailey (1964). Cercheremo qui invece di riassumere le caratteristiche generali della radiazione in esame dedotte da tutte le numerose osservazioni eseguite.

In tutti i casi osservati tale radiazione sembra costituita prevalentemente da protoni; come accenneremo più avanti, una certa frazione è formata tuttavia da nuclei più pesanti, in particolare da particelle α . Il flusso di particelle varia notevolmente da caso a caso: quello finora rivelato dai palloni, a quota dell'ordine dei 30 km, ha oscillato da circa 0,8 particelle $\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}\text{ster}^{-1}$ per energie superiori a 100 MeV (evento del 22 agosto 1958: Anderson e coll. 1959), a circa 240 particelle $\cdot \text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}\text{ster}^{-1}$ per energie superiori a 88 MeV (evento del 15 luglio 1959: Winckler, Bhavsar e Peterson (1961)). Le misure su satelliti hanno rivelato flussi di vari ordini di grandezza maggiori: il 13 luglio 1961 il satellite Injun 1 ha misurato un flusso di 33000 protoni $\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}\text{ster}^{-1}$ per energie tra 1 e 15 MeV e un ben scarso flusso di protoni di energia superiore a 40 MeV (il flusso omnidirezionale di questi era di circa $12 \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$),

mentre il 18 luglio successivo, di fronte a un flusso unidirezionale di $1000 \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}\text{ster}^{-1}$ per protoni fra 1 e 15 MeV veniva rivelato un flusso omnidirezionale di $900 \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$ per protoni di energia superiore a 40 MeV (Pieper e coll., 1962).

Dai valori indicativi riportati risulta che i flussi osservati sono di vari ordini di grandezza superiori a quello di circa 0,1 protoni $\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}\text{ster}^{-1}$ della radiazione cosmica galattica. Per un confronto fra i vari casi occorrerebbe invece tener conto sia della latitudine di osservazione, sia dello spettro energetico della radiazione incidente.

5.7.2.1 Spettro energetico e di rigidità. — In generale si è cercato di rappresentare lo spettro differenziale mediante una espressione della forma

$$dN = kT^{-\gamma} dT,$$

oppure, ma più raramente,

$$dN = k'p^{-n} dp,$$

dove T e p sono rispettivamente l'energia cinetica e la rigidità magnetica delle particelle.

L'esponente γ dello spettro di energia è risultato assai variabile da caso a caso, e, come vedremo più avanti, variabile col tempo nei singoli eventi. Esso oscilla in generale da 6 a 3; nell'evento del 4 maggio 1960 esso ha rappresentato il valore eccezionalmente basso di 1 (Biswas e Freier, 1961). A parte questo valore eccezionale, lo spettro dei protoni solari risulta quindi in generale nettamente più ripido sia di quello dei protoni della fascia interna di Van Allen (v. 5.3.3.1) sia di quello della radiazione cosmica galattica (v. 4.1.2), cioè è maggiore il rapporto fra il numero delle particelle di bassa energia e quelle di energia elevata.

In generale, dato l'intervallo piuttosto ristretto di energie che in ogni singola osservazione può essere esaminato, la rappresentazione secondo spettri di potenza si accorda sempre abbastanza bene con le osservazioni. Ma se l'intervallo di energia esaminato si estende, o se si vogliono accordare per uno stesso evento osservazioni eseguite ad altezze nettamente differenti e quindi interessanti intervalli di energia molto diversa (osservazioni con palloni e osservazioni con satelliti), l'uso dello spettro di potenza richiede che l'esponente γ (o n) sia una funzione dell'energia (o della rigidità); in generale γ e n diminuiscono al diminuire dell'energia e della rigidità.

Per studiare più a fondo la forma dello spettro, Freier e Webber (1963) hanno esaminato sei eventi importanti di protoni solari, ricavando i dati sperimentali dalle caratteristiche dei corrispondenti PCA dedotte mediante riometri per energie fra 1 e 50 MeV, dai risultati delle osservazioni mediante palloni per l'intervallo 70-500 MeV, e dalle registrazioni dei neutroni al suolo per energie superiori a 500 MeV. Secondo gli autori lo spettro integrale dei protoni solari è rappresentabile assai bene, piuttosto che come spettro di potenza, come spettro esponenziale di rigidità della forma

$$N = N_0 e^{-\frac{p}{p_0}}$$

dove p_0 è una effettiva costante (e non più una funzione di p), che determina la ripidità dello spettro.

Sotto questa forma, la variabile ripidità degli spettri da caso a caso viene manifestata da una notevole variabilità di p_0 ; nei sei casi esaminati da Freier e Webber p_0 oscilla tra il valore di 60 MV (spettro molto ripido) osservato il 12 luglio 1961 e il valore di 375 MV (spettro molto piatto) del 15 novembre 1960.

5.7.2.2 Variazioni temporali. — Una importante caratteristica generale dell'andamento temporale di un evento di protoni solari (che d'ora in poi indicheremo con SPE, *Solar Protons Event*), è la sua durata, che risulta sempre molto più lunga di qualsiasi manifestazione osservabile dell'evento solare ritenuto come origine. Ciò del resto era stato messo in luce dallo studio dei PCA. L'esempio più notevole di evento di lunga durata è quello registrato da Anderson e Enemark (1960) nel luglio 1959 mediante lanci di palloni a Resolute Bay, a 150 km dal polo magnetico nord (inclinazione magnetica di 90°). Nel campo di energia esplorato (fra 85 e 400 MeV), il flusso di protoni associato al brillamento di importanza 3+ del 16 luglio era ancora registrabile il giorno 27; si noti per di più che, secondo una interpretazione di Bailey (1964) dei PCA verificatisi in quel periodo di forte attività solare caratterizzato da tre intensi brillamenti il 10, 14 e 16 luglio, i protoni registrati da Anderson e Enemark dovevano considerarsi associati al brillamento del 10.

La lunga durata degli eventi indica che la propagazione dei protoni fra il Sole e la Terra è un fenomeno assai complesso, la cui caratteristica più importante è la accumulazione delle particelle in qualche regione dello spazio extraterrestre; ciò è evidentemente connesso con lo stato

fisico dello spazio interplanetario. Di conseguenza è utile, agli effetti delle conoscenze di tali condizioni fisiche, studiare il decadimento temporale del flusso protonico incidente sulla Terra, ossia lo smottamento delle regioni di accumulazione.

Risultati su questo punto si hanno, in misure dirette di protoni solari, per gli eventi del luglio 1959 (Anderson e Enemark, 1960), dell'aprile 1960 (Arnoldy e coll. 1960) e del 4 maggio 1960 (Winckler, Masley e May, 1961). Per l'evento del luglio 1959 Anderson e Enemark trovano un decadimento temporale dell'intensità protonica fra 85 e 400 MeV che si accorda assai bene con la legge t^{-3} , contando i tempi a partire da 16 ore dopo il brillamento del 16 luglio. Nell'aprile 1960 si sono potute confrontare le intensità dei protoni solari registrate contemporaneamente da un pallone a Minneapolis (lat. geomagn. 55° N) e dalla sonda Pioneer V a 5.000.000 km dalla Terra. In ambedue i casi il decadimento avveniva secondo la legge t^{-2} . La stessa legge di decadimento è stata dedotta da Winckler, Masley e May per l'evento del 4 maggio 1960, osservato su pallone a Minneapolis; tuttavia in questo caso l'andamento poteva anche essere rappresentato nella forma $t^{-1.6}$.

In realtà la rappresentazione del decadimento temporale dei protoni secondo una legge del tipo ora citato ha senso solo se essa viene riferita a protoni di una determinata energia, o, in altre parole, ad una ristretta banda dello spettro energetico dei protoni incidenti. Le numerose misure effettuate hanno infatti portato a concludere che in generale il decadimento delle particelle più energetiche è più rapido di quelle di energia minore, ossia lo spettro energetico dei protoni diventa col tempo più ripido. Fra gli SPE importanti, solo quello del 10-12 maggio 1959 presenta una diminuzione dell'esponente γ nello spettro differenziale di potenza da 5 a 2 in un intervallo di 14 ore nel corso dell'evento (Winckler e Bhavsar, 1960); ma tale andamento è condizionato, come si vedrà, da altre cause che si sovrappongono al semplice decadimento del flusso dei protoni provenienti dallo spazio.

Particolarmente indicativi sull'andamento temporale del flusso di protoni in funzione dell'energia fra 2 MeV e 600 MeV sono i risultati ottenuti dal satellite Explorer 12 nel settembre 1961 (Bryant e coll., 1962).

In una serie di osservazioni a pochi minuti di distanza l'una dall'altra, a partire da circa 25 minuti dopo il massimo del brillamento di importanza 3 del 28 settembre, è stato notato un rapido aumento del flusso di protoni; ma mentre inizialmente i protoni di energia attorno ai 600 MeV presentavano una intensità maggiore di quella dei protoni meno energetici, nel tempo di un'ora il flusso di questi ultimi

era diventato nettamente superiore. Le successive osservazioni, eseguite ad intervalli di tempo maggiori, hanno chiaramente mostrato l'inizio del decadimento dei protoni di energia superiore ai 100 MeV quando il flusso di quelli di 3-10 MeV era ancora in aumento; tale aumento si è protratto fin verso la fine del giorno 30. Rappresentando lo spettro energetico con una espressione di potenza, si ottiene nell'intervallo da 3 a 600 MeV per lo spettro differenziale $\gamma = 2$ il giorno 29 e $\gamma = 3$ il giorno 30.

Si noti che la novità nelle osservazioni con satelliti rispetto a quelle con palloni è costituita dalla possibilità di ottenere informazioni sulle energie molto basse, al di sotto dei 10 MeV.

Se si confrontano i risultati sull'andamento temporale del flusso protonico durante gli SPE ottenuti mediante satelliti e mediante palloni a latitudini diverse, si notano delle evidenti differenze. I lanci di palloni a latitudini molto elevate, quale quella di Ft. Churchill (lat. geomagn. 68,7° N) hanno rivelato l'arrivo di protoni poco tempo dopo il brillamento solare associato all'evento; esempio tipico è quello del 22 agosto 1958 (Anderson e coll., 1959), in cui il flusso di protoni si è fatto notevole circa un'ora dopo il brillamento, praticamente in coincidenza con il PCA e in assenza di perturbazioni magnetiche e aurorali. Come si deduce dalle osservazioni di Anderson e Enemark (1960) per uno degli eventi del luglio 1959, osservazioni effettuate con palloni lanciati a Resolute Bay, il decadimento del flusso dopo l'intensità massima avviene assai regolarmente, in maniera del tutto indipendente dalla tempesta magnetica successiva al brillamento. D'altra parte nei lanci effettuati a Minneapolis (Winckler, 1960; Winckler, Bhavsar e Peterson, 1961) intensi flussi di protoni solari si sono osservati solo durante la fase principale delle tempeste magnetiche; un fatto assai interessante in questi casi è che venivano rivelati protoni di energia dell'ordine di 90 MeV, cioè ben al di sotto della normale energia di taglio per Minneapolis, di circa 350 MeV. Risulta quindi evidente che durante la perturbazione magnetica l'andamento delle linee di forza attorno alla Terra viene deformato in misura assai sensibile; ciò del resto è in accordo con quanto già trovato per i PCA (v. 5.7.1.1), i quali si estendono verso le basse latitudini al momento della tempesta magnetica associata all'evento solare che ha dato origine al PCA stesso.

Alla luce di questa constatazione si può spiegare la diminuzione dell'esponente nello spettro di potenza dei protoni nell'evento del 12 maggio 1959 osservato con palloni da Winckler e Bhavsar (1960). L'osservazione veniva effettuata a Minneapolis, dove i protoni risultarono pre-

senti solo durante la tempesta magnetica; riprendendo il campo magnetico gradualmente verso la fine della tempesta la sua configurazione normale e riacrescendo le energie di taglio, ci si attende effettivamente che il flusso di protoni di energia minore diminuisca più rapidamente che per quelli di energia più elevata, riducendo con ciò la ripidità dello spettro.

In realtà il taglio geomagnetico per protoni solari è risultato anche in condizioni magneticamente calme minore di quello calcolato sia in base alla teoria di Störmer per un campo di dipolo sia in base ad una migliore approssimazione del campo geomagnetico; ad esempio Pieper e coll. (1962) mediante strumenti a bordo del satellite Injun I osservano protoni da 1 a 15 MeV 18 ore prima dell'inizio brusco della tempesta magnetica del 13 luglio 1961 a una latitudine geomagnetica di 63° , dove secondo la teoria di Störmer potrebbero giungere solo protoni di energia superiore a circa 200 MeV.

Le osservazioni con satelliti hanno rivelato un'altra differenza nell'andamento temporale del flusso di protoni, rispetto a quello ottenuto con i palloni ad elevate latitudini. Si è poco fa ricordata l'osservazione di Anderson e Enemark (1960) sulla indipendenza dalle perturbazioni magnetiche dell'intensità dei protoni misurati con palloni a Resolute Bay; tale risultato vale per la banda di energia osservabile, cioè fra 85 e 400 MeV. Nel campo delle energie minori (da 1 a 15 MeV), che i satelliti possono rivelare, tale indipendenza non sussiste più. Il satellite Injun I ha registrato durante la fase iniziale della tempesta magnetica del 13 luglio 1961 un fortissimo aumento nel flusso dei protoni entro quell'intervallo di energia; un rapido decadimento dell'intensità ha avuto luogo all'incirca durante la transizione dalla fase iniziale alla fase principale della tempesta. Una diminuzione analoga, anche se nel complesso l'intensità del fenomeno era minore, è stata osservata fra la fase iniziale e quella principale della tempesta del 20 luglio. Anche il satellite Explorer XII ha registrato un forte aumento della intensità dei protoni di energia inferiore a 15 MeV in corrispondenza all'inizio della tempesta del 30 settembre 1961. Sulla interpretazione di tali risultati torneremo in seguito in 5.8.

Un altro aspetto importante delle variazioni temporali dei protoni solari è costituito dalla isotropia delle particelle incidenti sulla Terra. Già descrivendo la morfologia dei PCA abbiamo visto che essi si distribuiscono con grande uniformità su tutta la calotta polare, con una intensità che appare indipendente dalla longitudine geomagnetica; ciò è un chiaro indice della isotropia delle direzioni di incidenza delle parti-

celle. Ma le osservazioni di Explorer XII hanno fornito informazioni dirette sulla formazione della isotropia durante l'evento del 28 settembre 1961. Nell'intervallo di energie fra 100 e 600 MeV nelle primissime fasi dello SPE le particelle presentavano una marcata anisotropia, che è andata gradualmente diminuendo per scomparire completamente dopo circa un'ora e mezza dal brillamento, prima che l'intensità del flusso raggiungesse il suo massimo. Nel campo delle basse energie, fra 2 e 15 MeV, l'anisotropia si è protratta per circa sette ore dopo il brillamento, e, a differenza dei protoni più veloci, anche dopo aver raggiunto il massimo di intensità. Le direzioni preferenziali di provenienza delle particelle nei due intervalli di energia non apparivano coincidenti.

5.7.3 Particelle α e nuclei più pesanti. — Per una decina di eventi sono stati studiati intensità e spettro di eventuali nuclei diversi dai protoni presenti insieme a questi ultimi (Fichtel e Guss, 1962; Biswas, Fichtel e Guss, 1962; Biswas, Freier e Stein, 1962; Ney e Stein, 1962; Biswas, 1962; Freier, 1962 e 1963; Biswas e coll., 1963; Freier e Webber, 1963). Tale studio è stato eseguito mediante emulsioni nucleari lanciate con palloni e con razzi e successivamente recuperate.

I dati sperimentali raccolti non sono in realtà molto numerosi e non permettono ancora una descrizione sistematica delle caratteristiche dei nuclei pesanti durante gli SPE. Tuttavia è accertata la presenza durante molti di questi eventi di particelle α , spesso con flussi notevoli.

Il rapporto misurato fra l'intensità dei protoni e quella delle particelle α varia evidentemente a seconda del parametro che si sceglie come riferimento per il confronto: si possono infatti paragonare i flussi di protoni e particelle α nello stesso intervallo di energia per nucleone (il che equivale allo stesso intervallo di velocità), oppure nello stesso intervallo di rigidità. È tuttavia sperimentalmente stabilito che il rapporto protoni/particelle α è estremamente variabile da evento ad evento; mentre in qualche evento (come in quelli del nov. 1960) l'intensità delle particelle α ha presentato, almeno per certi intervalli di tempo, valori praticamente uguali a quelli della intensità protonica, in altri essa scende a qualche unità per cento. Vi sono inoltre indicazioni di un decadimento col tempo più rapido per le particelle α che per i protoni. Secondo Freier e Webber (1963) anche le particelle α presentano, come i protoni, uno spettro esponenziale di rigidità avente la stessa costante p_0 dello spettro dei protoni.

In qualche evento (luglio 1959, settembre 1960, novembre 1960) sono stati studiati anche i nuclei di numero atomico maggiore, rag-

gruppati nelle classi di nuclei leggeri (Be, B), nuclei medi (C, N, O) e nuclei pesanti ($Z > 10$). Il rapporto fra l'intensità dei nuclei medi e quella dei protoni è in generale dell'ordine di 10^{-3} . Secondo Fichtel e Guss (1962) e Biswas, Fichtel e Guss (1962) che hanno studiato accuratamente gli eventi del novembre 1960, la composizione dei fasci corpuscolari, ossia il rapporto fra le intensità dei vari tipi di nuclei, è in buon accordo con la composizione dell'atmosfera solare, ma significativamente diversa dalla composizione dei raggi cosmici galattici.

BIBLIOGRAFIA

- AKABANE K., COHEN M. H., *Astroph. Journ.* **133**, 258 (1961).
 AKASOFU S. I., LIN W. C., VAN ALLEN J. A., *Journal. Geoph. Res.* **68**, 5327 (1963).
 ALFVÉN H., *Tellus*, **8**, 1 (1956).
 ALFVÉN H., MERLOFSON N., *Phys. Rev.* **78**, 616 (1950).
 ALFVÉN H., LEHNERT B., *Nature* **178**, 1330 (1956).
 ALLEN C. W., *Month. Not. Roy. Astr. Soc.* **107**, 426 (1947).
 ANDERSON K. A., ARNOLDY R., HOFFMAN R., PETERSON L., WINCKLER J. R., *Journ. Geoph. Res.* **64**, 1133 (1959).
 ANDERSON K. A., ENEMARK D. C., *Journ. Geoph. Res.* **65**, 2657 (1960).
 ARNOLDY R. L., HOFFMAN R. A., WINCKLER J. R., *Journ. Geoph. Res.* **65**, 3004 (1960).
 BABCOCK H. W., *Astroph. Journ.* **118**, 387 (1953).
 BABCOCK H. D., *Astroph. Journ.* **130**, 364 (1959).
 BABCOCK H. W., BABCOCK H. D., *Astroph. Journ.* **121**, 349 (1955).
 BAILEY D. K., *Journ. Geoph. Res.* **62**, 431 (1957).
 BAILEY D. K., *PIRE* **47**, 255 (1959).
 BAILEY D. K., *Plan. and Space Science* **12**, 495 (1964).
 BIONSLE R. V., McNARRY L. R., *Astroph. Journ.* **139**, 1312 (1964).
 BISWAS S., *Journ. Geoph. Res.* **67**, 2613 (1962).
 BISWAS S., FICHEL C. E., GUSS D. E., *Phys. Rev.* **128**, 2756 (1962).
 BISWAS S., FICHEL C. E., GUSS D. E., WADDINGTON C. J., *Journ. Geoph. Res.* **68**, 3109 (1963).
 BISWAS S., FREIER P. S., *Journ. Geoph. Res.* **66**, 1029 (1961).
 BISWAS S., FREIER P. S., STEIN W., *Journ. Geoph. Res.* **67**, 13 (1962).
 BOISCHOT A., *C. R. Acad. Sci. Paris* **244**, 1326 (1957).
 BOISCHOT A., DENISSE J. F., *C. R. Acad. Sci. Paris* **245**, 2149 (1957).
 BOISCHOT A., PICK-GUTMANN M., *Journ. Phys. Soc. Japan* **17**, Suppl. A-II, 203 (1962).

- BROXSON J. W., *Phys. Rev.* **62**, 521 (1942).
- BRYANT D. A., CLINE T. L., DESAI U. D., McDONALD F. B., *Journ. Geoph. Res.* **67**, 4983 (1962).
- CHAPMAN J. H., *Canad. Journ. Phys.* **38**, 1195 (1960).
- COHEN M. H., *Astroph. Journ.* **130**, 221 (1959).
- COHEN M. H., *Astroph. Journ.* **133**, 978 (1961).
- COLLINS C., JELLY D. H., MATTHEWS A. G., *Canad. Journ. Phys.* **39**, 35 (1961).
- CORREL M., HAZEN M., BAHNG J., *Astroph. Journ.* **124**, 597 (1956).
- CORREL M., ROBERTS W. O., *Astroph. Journ.* **127**, 726 (1958).
- COUTREZ R., *Radioastronomia Solare*, Scuola Internazionale di Fisica « Enrico Fermi », Corso XII, p. 207 (1960).
- COWLING T. G., *Month. Not. Roy. Astr. Soc.* **106**, 218 (1946).
- DENISSE J. F., U.R.S.I. General Assembly London, (1960).
- FICHEL C. E., GUSS D. E., *Journ. Phys. Soc. Japan* **17**, Suppl. A-II, 321 (1962).
- FOKKER A. D., *Space Science Rev.* **2**, 70 (1963).
- FREIER P. S., *Journ. Geoph. Res.* **67**, 2617 (1962).
- FREIER P. S., *Journ. Geoph. Res.* **68**, 1805 (1963).
- FREIER P. S., WEBBER W. R., *Journ. Geoph. Res.* **68**, 1605 (1963).
- GOPALA RAO V. U., *Austral. Journ. Phys.* **18**, 283 (1965).
- GOPASYUK S., OGIR M., SEVERNY A., SHAPOSHNIKOVA E., *Publ. Crim. Astroph. Obs.* **29**, 15 (1963).
- GREGORY J. B., *Journ. Geoph. Res.* **67**, 3829 (1962).
- HAKURA Y., GOH T., *Journ. Radio Res. Lab. Japan* **6**, 635 (1959).
- HAKURA Y., TAKENOSHITA Y., OTSUKI T., *Rep. Ion. Res. Japan* **12**, 459 (1958).
- HALE G. E., *Astroph. Journ.* **28**, 100 e 315 (1908).
- HALE G. E., *Astroph. Journ.* **38**, 27 (1913).
- HALE G. E., NICHOLSON S. B., *Papers Mt. Wilson Obs.* **5** (I, II) (1933).
- HALE G. E., SEARES F. H., v. MAANEN A., ELLERMAN F., , *Astroph. Journ.* **47**, 206 (1918).
- HERZBERG L., *Journ. Geoph. Res.* **65**, 3505 (1960).
- HOUTGAST J., VAN SLUITERS A., *Bull. Astron. Inst. Netherl.* **10**, 325 (1948).
- HOWARD R., *Astroph. Journ.* **130**, 193 (1959).
- HOWARD R., *Stellar and Solar Magnetic Fields*, I.A.U. Symp. **22**, 129 (1965).
- HOWARD R., BABCOCK H. W., *Astroph. Journ.* **132**, 218 (1960).
- HOWARD R., SEVERNY A. B., *Astroph. Journ.* **137**, 1242 (1963).
- HUGHES M. P., HARKNESS R. L., *Astroph. Journ.* **138**, 239 (1963).
- HULTQVIST B., *Tellus* **11**, 332 (1959).
- HULTQVIST B., AARONS J., ORTNER J., *Tellus*, **11**, 319 (1959).

- JAGER C. de, *Encycl. of Phys.* **52**, 296 (1959).
- JAGER C. de, *Radioastronomia Solare*. Scuola Internazionale di Fisica « Enrico Fermi », Corso XII, p. 342 (1960).
- JELLY D. H., COLLINS C., *Canad. Journ. Phys.* **40**, 706 (1962).
- KAKINUMA T., TANAKA H., *Proc. Res. Inst. Atmos. Nagoya Univ.* **8**, 39 (1961).
- KOMESAROFF M., *Austral. Journ. Phys.* **11**, 338 (1958).
- KUNDU M. R., *Journ. Phys. Soc. Japan* **17**, Suppl. A-II, 215 (1962).
- KUNDU M. R., HADDOCK F. T., *Nature*, **186**, 610 (1960).
- LANDMARK B., *Journ. Atm. Terr. Phys.* **12**, 79 (1958).
- LEIGHTON R. B., *Astroph. Journ.* **130**, 366 (1959).
- LEIGHTON R. B., *Stellar and Solar Magnetic Fields*, I.A.U. Symp. **22**, 158 (1965).
- MAEDA H., SAKURAI K., ONDOH T., YAMAMOTO M., *Ann. Géophysique* **18**, 305 (1962).
- MATTIG W., *Zeitschr. Astroph.* **31**, 273 (1953).
- MATTIG W., *Zeitschr. Astroph.* **44**, 280 (1958).
- MAXWELL A., SWARUP G., *Nature*, **181**, 36 (1958).
- MAXWELL A., THOMPSON A. R., *Astroph. Journ.* **135**, 138 (1962).
- MAXWELL A., THOMPSON A. R., GARMIRE G., *Plan. and Space Science* **1**, 325 (1959).
- MCCRACKEN K. G., PALMEIRA R. A. R., *Journ. Geoph. Res.* **65**, 2673 (1960).
- NEWKIRK G., *Astroph. Journ.* **133**, 983 (1961).
- NEY E. P., STEIN W. A., *Journ. Geoph. Res.* **67**, 2087 (1962).
- NICHOLSON S. B., *Publ. Astronom. Soc. Pacific* **45**, 51 (1933).
- OBAYASHI T., *Journ. Geoph. Res.* **67**, 1717 (1962).
- OBAYASHI T., HAKURA Y., *Rep. Ion. Space Res. Japan* **14**, 1 (1960).
- PAWSEY J. L., SMERD S. F., in *The Sun*, edit. Kuiper, The University Press, Chicago, 474 (1953).
- PIEPER G. F., ZMUDA A. J., BOSTROM C. O., O'BRIEN B. J., *Journ. Geoph. Res.* **67**, 4959 (1962).
- REID G. C., COLLINS C., *Journ. Atm. Terr. Phys.* **14**, 63 (1959).
- REID G. C., LEINBACH H., *Journ. Geoph. Res.* **64**, 1801 (1959).
- RICHARDSON R. S., *Astroph. Journ.* **107**, 78 (1948).
- ROBERTS J. A., *Austral. Journ. Phys.* **12**, 327 (1959).
- SAKURAI K., MAEDA H., *Journ. Geoph. Res.* **66**, 1966 (1961).
- SEDDON J. C., JACKSON J. E., *IGY Rocket Report Series* **1**, 140 (1958).
- SEARES F. H., *Astroph. Journ.* **38**, 99 (1913).
- SEVERNY A. B., *Publ. Crim. Astroph. Obs.* **31**, 126 (1964).
- SEVERNY A. B., *Stellar and Solar Magnetic Fields*, I.A.U. Symp. **22**, 141 (1965a).
- SEVERNY A. B., *Stellar and Solar Magnetic Fields*, I.A.U. Symp. **22**, 238 (1965b).

- SEVERNY A. B., *Stellar and Solar Magnetic Fields*, I.A.U. Symp. **22**, 358 (1965c).
- SHAPLEY A. H., ROBERTS W. O., *Nat. Bureau of Standards*, Report 5062 (1957).
- SIMON G. W., *Thesis*, California Institute of Technology (1963).
- SINNO K., *Journ. Radio Res. Lab. Japan* **8**, 17 (1961).
- SMERD S. F., *Solar Radio Emission, in Research in Geophysics* (edit. Hugh Odishaw), **1**, 65-97 (1964).
- SMERD S. F., WESTFOLD K. C., *Phil. Mag.* **40**, 831 (1949).
- STENFLO J. O., *Observatory* (in corso di stampa) (1966).
- STEPANOV V., SEVERNY A. B., *Publ. Crim. Astroph. Obs.* **28**, 166 (1962).
- STEWART R. T., *Austral. Journ. Phys.* **18**, 67 (1965).
- TAKAKURA T., *Journ. Phys. Soc. Japan* **17**, Suppl. A-II, 243 (1962).
- TAKAKURA T., *Space Sci. Rev.* **5**, 80 (1966).
- TAKAKURA T., KAI K., *Publ. Astr. Soc. Japan* **13**, 94 (1961).
- TANAKA H., KAKINUMA T., *Journ. Phys. Soc. Japan* **17**, Suppl. A-II, 211 (1962).
- THIESSEN G., *Naturwiss.* **40**, 218 (1953).
- THOMPSON A. R., MAXWELL A., *Nature* **185**, 89 (1960).
- THOMPSON A. R., MAXWELL A., *Astroph. Journ.* **136**, 546 (1962).
- VAN DE HULST H. C., in *The Sun*, edit. Kuiper, The University Press, Chicago, 299-300 (1953).
- WARWICK C. S., HAURWITZ M. W., *Journ. Geoph. Res.* **67**, 1317 (1962).
- WEISS A. A., *Austral. Journ. Phys.* **18**, 167 (1965).
- WEISS A. A., SHERIDAN K. V., *Journ. Phys. Soc. Japan* **17** Suppl. A-II, 223 (1962).
- WEISS A. A., STEWART R. T., *Austral. Journ. Phys.* **18**, 143 (1965).
- WESTFOLD K. C., *Austral. Journ. Sci. Res. A*, **2**, 169 (1949).
- WILD J. P., *Austral. Journ. Sci. Res. A*, **3**, 399 (1950).
- WILD J. P., *Journ. Phys. Soc. Japan* **17** Suppl. A-II, 249 (1962).
- WILD J. P., MURRAY J. D., ROWE W. C., *Austral. Journ. Sci. Res. A*, **7**, 439 (1954).
- WILD J. P., SHERIDAN K. V., TRENT G. H., in *Paris Symposium on Radio Astronomy* (1959).
- WINCKLER J. R., *Journ. Geoph. Res.* **65**, 1331 (1960).
- WINCKLER J. R., BHAVSAR P. D., *Journ. Geoph. Res.* **65**, 2637 (1960).
- WINCKLER J. R., BHAVSAR P. D., PETERSON L., *Journ. Geoph. Res.* **66**, 995 (1961).
- WINCKLER J. R., MASLEY A. J., MAY T.C., *Journ. Geoph. Res.* **66**, 1023 (1961).
-