

ALMA Mater Studiorum  
Università degli Studi di Bologna

---

---

SCUOLA DI SCIENZE

Corso di Laurea in Astronomia

Dipartimento di Fisica e Astronomia

## Campi magnetici in astrofisica

Elaborato Finale

Candidato:  
Filippo Scocca

Relatore:  
Prof. Daniele Dallacasa

---

---

Sessione II° 1 Seduta Autunnale

Anno Accademico 2012/2013

# Indice

Introduzione.....	1
Plasmi e approssimazione magnetoidrodinamica.....	1
Equazione dell'induzione.....	2
Verso il caso solare.....	3
Campo magnetico solare: morfologia e ciclicità.....	5
Macchie solari.....	6
Leggi di Hale.....	9
Protuberanze.....	10
Brillamenti.....	13
Bibliografia.....	16

## Introduzione

In ambito astrofisico, i campi magnetici giocano un ruolo cruciale in una vasta serie di fenomeni e sono presenti in una grande quantità di circostanze differenti tra loro.

Per quanto riguarda ad esempio i processi radiativi, la cosiddetta radiazione di sincrotrone nasce proprio dall'interazione tra gli elettroni e il campo magnetico; tale radiazione può essere utilizzata, tra le altre cose, per studiare il campo magnetico della nostra galassia o i raggi cosmici provenienti dallo spazio.

Altri fenomeni legati alla presenza di campo magnetico in ambiente astrofisico portano ad accelerare particelle altamente energetiche attraverso quei processi noti come accelerazioni stocastiche.

L'approccio che vogliamo sfruttare in questo elaborato si basa sullo studio di come i fluidi astrofisici, trattabili sempre come "plasmi", interagiscano con il campo magnetico; la disciplina che si occupa di tale analisi è la magnetoidrodinamica (abbreviato MHD), a cui ci riferiremo per approfondire la fisica di queste interazioni nelle strutture stellari.

In particolare ci soffermeremo sul caso solare, di cui vedremo alcuni modelli che ne spiegano la struttura del campo magnetico e come quest'ultimo dia prove osservabili ed evidenti del suo comportamento.

## Plasmi e approssimazione magnetoidrodinamica

Definiamo il *plasma* come un gas ionizzato, ovvero in cui gli elettroni, separandosi dagli atomi, consentono al gas stesso di condurre correnti elettriche (fornendogli, quindi, una conducibilità  $\sigma$  che nei casi da noi considerati sarà molto elevata).

L'ipotesi fondamentale secondo la quale possiamo parlare effettivamente di plasma è che le dimensioni del fenomeno che si sta studiando siano molto maggiori della *lunghezza di schermo di Debye* (simbolo  $\lambda_D$ ), cioè la distanza alla quale il campo elettrico prodotto da una carica viene completamente schermato dalle cariche circostanti a questa e di segno opposto. Tale lunghezza di schermo è scrivibile come:

$$\lambda_D \approx \left( \frac{kT}{n_e e^2} \right)^{1/2}$$

dove  $T$  è la temperatura a cui si trova il gas,  $k$  è la costante di Boltzmann,  $n_e$  è il numero di elettroni,  $e$  è la carica del singolo elettrone.

Tale ipotesi fondamentale è sempre vera nei casi astrofisici; prendendo infatti valori tipici in queste circostanze ( $T= 10^7$  K,  $n_e= 0.1 \text{ cm}^{-3}$ ) si ottiene una lunghezza di schermo dell'ordine dei 500 metri (quindi la condizione è verificata).

Lo studio del plasma è interessante in situazioni in cui sia presente il campo magnetico, poiché interagisce con esso; di tale interazione si occupa la magnetoidrodinamica (MHD), per la quale esiste un'approssimazione nel caso di analisi in ambienti astrofisici.

Questa viene chiamata proprio *approssimazione magnetoidrodinamica* (o *approssimazione MHD*) e presenta le seguenti ipotesi:

- il gas deve trovarsi lontano da regimi relativistici ( $v \ll c$ )
- il plasma è detto *neutro*, cioè le scale di lunghezza dei problemi trattati sono molto più grandi della  $\lambda_D$ , perciò non si possono formare concentrazioni di cariche elettriche e quindi campi elettrici
- la conducibilità del gas è molto alta, quindi le correnti di spostamento (termine presente nelle equazioni di Maxwell) sono trascurabili
- il plasma è detto *collisionale*, cioè la fisica del gas è dominata dalle collisioni, e la frequenza di queste è molto maggiore della frequenza del fenomeno sotto esame

Nei casi astrofisici queste ipotesi sono tutte verificate; per questo d'ora in avanti adotteremo l'approssimazione MHD e il plasma può essere chiamato *plasma astrofisico*. Tale approssimazione agisce anche sulle leggi di Maxwell, che diventano semplificabili nel modo seguente:

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \vec{E} &= 4\pi\rho \approx 0 & \nabla \cdot \vec{B} &= 0 \\ \nabla \times \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} & \nabla \times \vec{B} &\approx \frac{4\pi}{c} \vec{j}\end{aligned}$$

### Equazione dell'induzione

Consideriamo la legge di Ohm:

$$\vec{j} = \sigma \cdot \vec{E}$$

dove  $\sigma$  è la conducibilità del fluido; possiamo riscriverla secondo l'approssimazione MHD come:

$$\vec{j} = \sigma \left( \vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \right).$$

Sostituendo questa densità di corrente nell'equazione di Maxwell:

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}$$

si ottiene la cosiddetta *equazione dell'induzione*:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) + \eta_m \nabla^2 \vec{B}$$

in cui  $\eta_m$  è la *viscosità magnetica*, pari a:

$$\eta_m = \frac{c^2}{4\pi\sigma}.$$

Nell'equazione dell'induzione, i due addendi che compaiono rappresentano ciascuno una particolare situazione per il plasma considerato, ovvero:

- fluido fermo ( $v = 0$ )  
in questo caso si riduce a un'equazione di diffusione per il campo magnetico:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \eta_m \nabla^2 \vec{B}$$

- fluido in moto con conducibilità infinita ( $\sigma \rightarrow +\infty$ )  
l'equazione dell'induzione qui diventa:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B})$$

Esiste un numero adimensionale che permette di valutare in quale dei due casi ci si trova; è il *numero di Reynolds magnetico*  $R_m$ , che confronta i termini di velocità  $v$  e le scale di lunghezza che considero  $L$  con il coefficiente di viscosità magnetica, ovvero:

$$R_m \cong \frac{vL}{\eta_m}.$$

Quando  $R_m < 1$ , il caso in cui ci si trova è il primo, ovvero quello in cui il fluido è fermo e il campo magnetico segue una legge di diffusione; se invece  $R_m \gg 1$ , allora siamo nel secondo caso, in cui il fluido è in movimento e ha una conducibilità molto alta.

Abbiamo visto che nei plasmi astrofisici, secondo l'approssimazione magnetoidrodinamica, la conducibilità è appunto molto elevata ( $\sigma \rightarrow +\infty$ ), perciò la viscosità magnetica tenderà a valori molto piccoli ( $\eta \rightarrow 0$ ); inoltre, tipico dei problemi astrofisici è avere a che fare

con scale di lunghezza  $L$  molto grandi. Così il numero di Reynolds magnetico avrà valori elevatissimi ( $R_m \gg 1$ ), e la situazione che ci interessa per scrivere l'equazione dell'induzione in approssimazione MHD è quella di fluido in movimento con conducibilità infinita.

Visti gli approfondimenti che faremo in seguito, a titolo di esempio calcoliamo il numero di Reynolds magnetico per una macchia solare.

Stimando i dati necessari, consideriamo scale di lunghezza dell'ordine di 30000 km, velocità del fluido di 1 km/s e temperature dell'ordine dei 6000 K.

La conducibilità dal plasma solare vale:

$$\sigma \cong 2.3 \cdot 10^8 T^{3/2} \text{ s}^{-1}$$

Perciò, tenuto conto dell'approssimazione fatta per la temperatura nella macchia, il numero di Reynolds risulta circa:

$$R_m \approx 10^8 - 10^9$$

ed assume quindi valori molto alti, come ci aspettavamo, così da confermare l'adeguatezza dell'approssimazione MHD per plasmi astrofisici.

L'equazione dell'induzione risulterà quindi scrivibile come:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) .$$

Questa formula esprime un fatto importante, ovvero che il flusso magnetico attraverso una superficie in moto col fluido si conserva; vale a dire che le linee di forza del campo sono vincolate a muoversi con la materia.

Ciò che abbiamo appena presentato è noto come il *teorema di Alfvén*, e spesso viene più semplicemente enunciato dicendo che il campo magnetico è “congelato” nel plasma.

### Verso il caso solare

E' nel nostro interesse vedere come tali risultati di magnetoidrodinamica possano essere utilizzati per lo studio di campi magnetici nelle strutture stellari, in particolare facendo riferimento alla “nostra stella”, il Sole.

Per studiare il comportamento dei campi magnetici nelle stelle, solitamente si utilizzano strutture magnetiche isolate, come nel *modello a due componenti*, dove si considerano fasci di linee di forza del campo magnetico immersi in un ambiente non magnetico.

In questo modello, infatti, le “due componenti” sono: la prima è il fascio di linee di campo (che rappresenta, in questo caso, la struttura magnetica isolata) chiamato generalmente *tubo di flusso*, mentre l'altra componente è il plasma circostante che è invece privo di campo magnetico.

Definiamo il tubo di flusso come un cilindro indefinito di raggio  $R$ , al cui interno di trovano le linee di forza di campo magnetico di intensità  $B_0$ ; tutto intorno a questo tubo scorre un sottile strato superficiale di spessore  $\Delta R$  in cui tale intensità diminuisce uniformemente. Questo strato è chiamato *magnetopausa*, e la presenza di un campo magnetico che varia al suo interno ci suggerisce che in esso debbano scorrere correnti elettriche.

Infatti, dall'equazione di Maxwell

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} ,$$

si può calcolare la densità di corrente distribuita in modo uniforme in tutto lo strato  $\Delta R$  che avvolge il tubo (in tutta la magnetopausa), e si ottiene:

$$\vec{j} = \frac{cB_0}{4\pi\Delta R} .$$

Su questa corrente, il campo magnetico esercita una forza, ovvero la forza di Lorentz, pari a (in unità di volume):

$$\vec{f} = \frac{1}{c} \vec{j} \times \vec{B} \quad .$$

Tale forza è diretta verso l'esterno; perciò, il tubo di flusso si trova in equilibrio solo se questa viene controbilanciata, ovvero la pressione esterna ( $p_e$ ) deve essere maggiore della pressione del plasma all'interno ( $p_i$ ) di una quantità:

$$p_e - p_i = \Delta p = \int_0^{\Delta R} f \cdot dx$$

integrata su tutta la magnetopausa, dall'interno verso l'esterno.

Ricordando come abbiamo scritto  $\vec{j}$  e  $\vec{f}$ , calcoliamo quanto vale questa differenza di pressione (che deve avere la pressione esterna rispetto a quella interna) necessaria per bilanciare la cosiddetta *pressione magnetica* dovuta alla forza di Lorentz:

$$\Delta p = \int_0^{\Delta R} \frac{B_0}{4\pi\Delta R} B_0 \left(1 - \frac{x}{\Delta R}\right) dx = \frac{B_0^2}{8\pi} \quad .$$

Quindi l'equazione di equilibrio che rappresenta la stabilità del tubo di flusso sarà:

$$p_i + \frac{B_0^2}{8\pi} = p_e \quad .$$

Il risultato ottenuto per la differenza di pressione  $\Delta p$  ci fa vedere come, per un plasma avente una certa pressione  $p$ , il campo magnetico ha un limite superiore  $B_{\max}$  per il suo valore di intensità, che è pari a:

$$B_{\max} = \sqrt{8\pi \cdot p} \quad .$$

Infatti, nel caso in cui avessi un campo con modulo  $B_0 > B_{\max}$ , il plasma con la sua pressione non riuscirebbe a mantenere confinato il tubo di flusso di campo magnetico e se ne perderebbe la struttura isolata.

Possiamo calcolare questo valore limite nel caso del Sole: considerato che negli strati più profondi osservabili direttamente la pressione del plasma vale circa

$$p \approx 2 \cdot 10^5 \text{ Ba} \quad ,$$

il limite superiore per l'intensità di campo magnetico sarà

$$B_{\max} = 2200 \text{ G} \quad ,$$

che è proprio quello osservato sul Sole (a parte zone di particolare attività magnetica, come le macchie, che arrivano ad avere  $B \approx 3000 \text{ G}$ ).

Parlando di diverse pressioni, esiste un parametro che permette di sapere se nel plasma che considero domina la pressione del gas o quella magnetica; è detto *parametro  $\beta$* , ed è proprio definito come il rapporto tra le due pressioni:

$$\beta = \frac{p_{\text{gas}}}{p_{\text{magn}}} = \frac{8\pi \cdot p_{\text{gas}}}{B_0^2} \quad .$$

Nel caso in cui sia  $\beta \gg 1$ , sono i fenomeni termici legati al gas a dominare, mentre invece se  $\beta \ll 1$  a vincere è il campo magnetico con la sua pressione.

Considerando come variano le due pressioni con l'altezza:

$$p \cong p_0 \cdot e^{-\frac{z}{H_0}} \qquad B \cong B_0 \left( \frac{z_0}{z + z_0} \right)^3$$

(dove  $H_0$  è un termine che raccoglie alcune costanti) ottengo che il parametro  $\beta$  varia con la quota secondo l'equazione:

$$\beta = \frac{8\pi \cdot P_0}{B_0^2} \left( \frac{z + z_0}{z_0} \right)^6 e^{-\frac{z}{H_0}} .$$

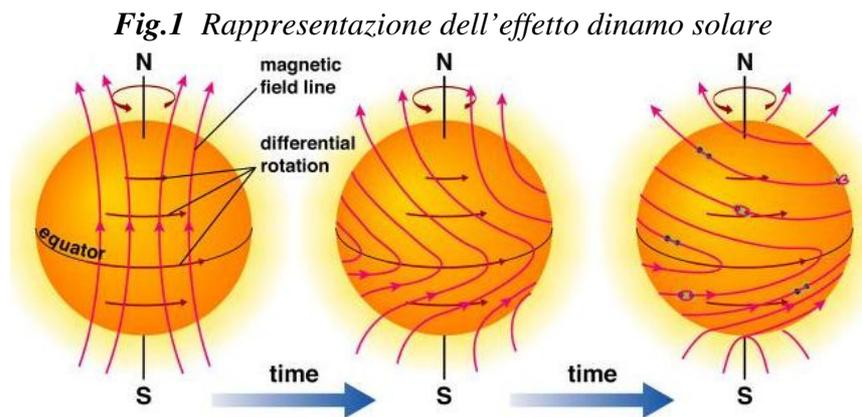
Perciò, nel caso solare, andando verso strati più esterni il parametro  $\beta$  decresce, così che già ad altezze relativamente basse abbiamo  $\beta < 1$ ; è questo il caso della cromosfera e della corona, dove infatti il plasma si adatta al campo magnetico (poiché domina la pressione di quest'ultimo).

Diversamente va trattato invece il caso in cui il tubo di flusso sia orizzontale, ovvero quando la differenza tra pressione interna ed esterna porta un'instabilità al galleggiamento. Il tubo infatti non possiamo considerarlo isolato termicamente, perciò alla riduzione di pressione interna consegue una diminuzione della densità del plasma interno al tubo, così che questo si troverà soggetto a una spinta di Archimede, secondo quel fenomeno noto come *galleggiamento magnetico* (*magnetic buoyancy*).

Parker stimò una formula per tale spinta, chiamata *forza di galleggiamento* (*buoyancy force*) che scrisse come:

$$F_b = \pi R^2 g (\rho_e - \rho_i)$$

dove  $g$  è l'accelerazione di gravità (solare nel caso si stiano facendo i calcoli per il Sole),  $\rho_e$  e  $\rho_i$  sono le densità del plasma esterne e interne al tubo.



### Campo magnetico solare: morfologia e ciclicità

Nel considerare la nostra stella, diventa ovviamente più facile approfondire lo studio di certi aspetti data la sua vicinanza alla Terra, che ne permette un'osservazione più nel dettaglio rispetto agli altri corpi celesti. Possiamo infatti notare varie evidenze che ci permettono di provare l'esistenza e il comportamento del campo magnetico solare, mentre per quanto riguarda diversi aspetti legati a questo e ad altri capitoli della fisica del Sole resta ancora da trovare una spiegazione chiara e completa.

Come anticipato, in questo elaborato ci proponiamo di analizzare alcuni modelli che trattino le caratteristiche del campo magnetico solare; uno tra quelli attualmente accettati è il *modello di Babcock*, il quale ci dà informazioni su come è composto e come cambia tale campo, sfruttando un processo noto come *effetto dinamo*, che è proprio uno di quegli aspetti di cui manca una comprensione totale del funzionamento.

Come dimostrato dalle osservazioni e dagli elementi più spettacolari dell'attività magnetica solare, come macchie e protuberanze, tale modello prevede un ciclo della durata di circa undici anni

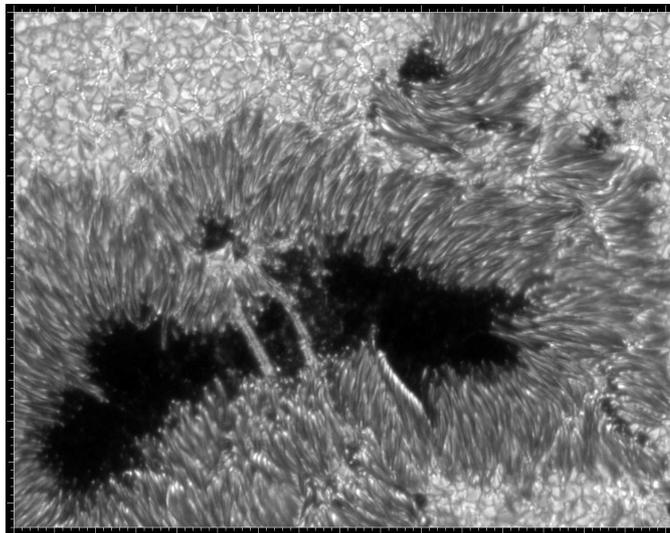
All'inizio di questo ciclo (illustrato nella **fig.1**), il Sole possiede un debole campo magnetico di tipo *poloidale*, con una certa polarità. In seguito, a causa della rotazione

differenziale, le linee di forza del campo magnetico, che sappiamo essere “congelate” nel plasma che ruota per il teorema di Alfvén, si piegano e si avvolgono generando un campo magnetico di tipo *toroidale*, che risulterà più intenso di quello di partenza, poiché i tubi di flusso contenenti il campo nel plasma si stirano e si avvicinano, e raggiungerà così un valore critico di intensità; sappiamo infatti che, come conseguenza del teorema di Alfvén, il campo è proporzionale come intensità alla lunghezza dei tubi  $l$  (cioè  $B \sim l$ ).

Raggiunto tale valore il campo, nella fase decrescente del ciclo grossomodo undecennale, sarà ribaltato così da ottenere, al termine di questo ciclo, nuovamente un campo magnetico dipolare, ma con polarità opposta rispetto a quella di partenza; ecco perché, considerando anche la polarità del campo, il ciclo di attività magnetica del Sole non è in realtà di undici anni ma di ventidue anni.

Questo raggiungimento di un valore critico d'intensità del campo e la conseguente inversione di polarità fanno parte del già citato *effetto dinamo*, per il quale si considera che la causa di questi fenomeni risieda nei moti convettivi degli strati solari più interni; il cambio di polarità lo ritroveremo parlando delle leggi di Hale e della comparsa delle macchie solari, ma come già detto restano ancora ignoti i motivi profondi per cui questi meccanismi avvengano.

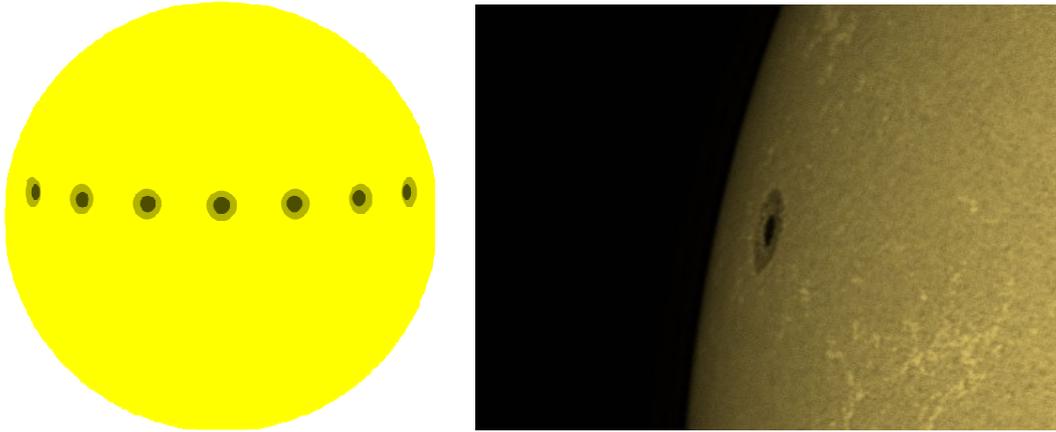
Inoltre proprio in questo periodo, ovvero nei mesi estivi dell'anno 2013, è iniziata l'inversione di polarità, che si completerà nell'arco di qualche mese alla fine dei quali si avrà, come abbiamo visto sopra, un campo magnetico di polarità opposta a quella degli anni passati (tale inversione comunque non porterà alcuno stravolgimento per la Terra). Le prove osservabili dell'esistenza di una periodicità nel magnetismo sono molte, ad esempio la comparsa di *macchie solari* e *facole* (punti luminosi), la variazione della forma della *corona* (strato esterno dell'atmosfera solare) o l'aumento del numero di eventi esplosivi come i *brillamenti* (detti *flares*); nei prossimi capitoli vedremo più nel dettaglio alcuni di questi fenomeni e il loro legame con l'attività magnetica solare.



*Fig.2 Immagine in luce bianca di una macchia solare, in cui si distinguono facilmente sia l'ombra che la penombra, sia alcune formazioni come punti brillanti e ponti di luce*

### **Macchie solari**

Osservando la fotosfera, è facile notare la presenza di vere e proprie “macchie scure”, in maggiore o minore numero a seconda del momento in cui si guarda. Queste vengono chiamate *macchie solari* (in inglese *sunspots*) e sono zone in cui si concentra un campo magnetico di intensità maggiore rispetto alla superficie circostante, tanto intenso da inibire i processi convettivi, facendo così apparire queste zone più scure perché più fredde della



**Fig.3** Effetto Wilson rappresentato a sinistra in un disegno e visibile a destra nella fotografia di una macchia osservata sulla fotosfera solare; si può vedere come, trovandosi vicina al lembo, la macchia subisce un assottigliamento della penombra nella parte rivolta verso il centro del disco

fotosfera che hanno intorno (essendoci minore efficienza nel trasporto di energia la temperatura è più bassa di quella fotosferica circostante).

Come si può vedere nella **fig.2**, nell'area più interna della macchia è presente una zona più scura chiamata *ombra*, mentre spostandosi più verso l'esterno l'area della macchia è meno scura in quella che è detta infatti *penombra*. La temperatura nell'ombra è dell'ordine di 4000 K, mentre nella fotosfera circostante si hanno circa 5800 K; come già detto, infatti, è la temperatura più fredda che conferisce il colore scuro alla macchia. Ma non solo.

In realtà le macchie rappresentano anche zone con densità minore rispetto alla fotosfera, quindi vere e proprie depressioni. Ciò è reso evidente dal cosiddetto *effetto Wilson* (si veda **fig.3**): avvicinandosi al lembo solare in seguito alla rotazione, la penombra diventa asimmetrica e si assottiglia fino a scomparire nella parte rivolta verso il centro del disco, rimanendo inalterata invece dalla parte opposta; questa distorsione dovuta a un effetto di prospettiva dimostra che siamo in presenza di una depressione rispetto alla fotosfera circostante.

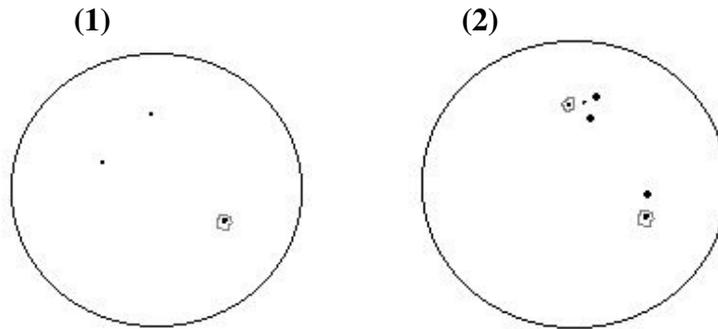
Una macchia solare ha dimensioni tipiche, approssimandola a una circonferenza, intorno ai 30000 km di diametro, con una vita media dell'ordine delle settimane.

Al loro interno in certi casi, come nella **fig.2**, è possibile notare i cosiddetti *punti brillanti* (*bright dots*) e *ponti di luce* (*light bridges*), entrambe formazioni luminose riconoscibili nell'oscurità dell'ombra della macchia.

Esistono inoltre altre strutture caratterizzate, come le macchie solari, da concentrazioni di campo magnetico più intenso di quello presente nelle zone limitrofe; di dimensioni minori rispetto alle macchie troviamo i *pori*, che si presentano come ombre, quindi piccole zone scure, senza penombra intorno. Aree più vaste di concentrazioni di campo al cui interno possono risiedere elementi come macchie e pori invece vengono chiamate *regioni attive*.

La comparsa e successiva scomparsa delle macchie solari sono tutt'altro che casuali; esse infatti sono la più importante manifestazione del ciclo di attività magnetica solare e il loro numero possiede infatti una periodicità di 11 anni in corrispondenza di tale ciclo.

Schwabe fu il primo a notare, nel 1843, questa periodicità delle macchie, proseguendo il lavoro iniziato da Rudolf Wolf nel 1849 e portato avanti da quella conosciuta come "scuola di Zurigo", lavoro che consisteva nel contare queste macchie; oggi esiste infatti un valore, il quale prende il nome proprio da questo scienziato, che permette di dare una stima della quantità di macchie presenti sulla superficie in funzione dell'abbondanza e della complessità di regioni attive (comprese le macchie singole al di fuori di queste regioni) osservabili sulla fotosfera.



**Fig.4** Illustrazione dei due casi d'esempio per il calcolo del numero di Wolf

Definiamo quindi il *numero di Wolf* come:

$$R = k \cdot (10g + f)$$

dove  $k$  rappresenta una costante di calibrazione dovuta a diversi fattori (strumento utilizzato per l'osservazione, trasparenza atmosferica e seeing atmosferico),  $g$  è il numero di gruppi di macchie (comprese le regioni attive) e  $f$  il numero di macchie singole al di fuori dei vari raggruppamenti.

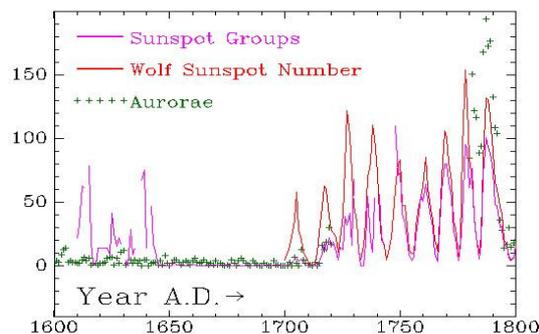
Vediamo di seguito come funziona il calcolo di questo numero, utilizzando i due casi illustrati in **fig.4**; nel primo caso **(1)** abbiamo  $f=3$  e  $g=3$ , quindi il numero stimato di macchie è  $R=33$ ; nel secondo **(2)**, avendo  $f=6$  e  $g=2$ , otteniamo  $R=26$ . Nei due casi è facile distinguere le macchie singole dai raggruppamenti.

L'esistenza di questo numero funge da ulteriore prova per la ciclicità delle macchie, anche se storicamente ci sono stati periodi di minimo in cui tale numero restava ai valori più bassi normalmente assunti durante il ciclo per intervalli di tempo straordinariamente lunghi rispetto alle previsioni. Il più famoso fu quello noto come il *minimo di Maunder* (che avvenne dall'anno 1645 al 1715, si veda il grafico in **fig.5**), scoperto dall'astronomo Edward Walter Maunder che visse a cavallo tra Ottocento e Novecento e studiò le cronache dell'epoca; questo minimo coincide con la parte centrale della cosiddetta "piccola era glaciale".

Il meccanismo secondo cui, durante un periodo di minimo per le macchie, il clima terrestre diventi più freddo è tra quelli ancora oggi in discussione; i dati fanno pensare per il momento che in quell'intervallo di tempo si possa essere verificata un'espansione e un conseguente rallentamento del Sole che avrebbero portato la stella a temperature più basse.

Oltre al loro numero, durante il ciclo magnetico le macchie solari variano sempre allo stesso modo la latitudine: secondo quella che è nota come *legge di Sporer*, compaiono prevalentemente a una latitudine di circa  $30^{\circ}$ - $35^{\circ}$ , per poi scendere fino a  $10^{\circ}$ ; questo spostamento è chiaramente visibile nel *diagramma di Maunder* o *a farfalla* riportato in **fig.6**.

Nel prossimo capitolo vedremo la spiegazione di questa e di altre caratteristiche delle macchie, come la loro relazione con il ciclo magnetico solare.



**Fig.5** Nel grafico è facile riconoscere il periodo noto come minimo di Maunder

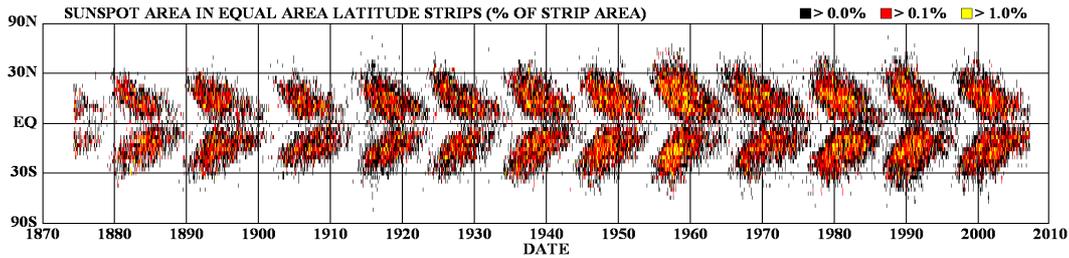


Fig. 6 il diagramma di Maunder mostra come varia la latitudine delle macchie nel tempo

## Leggi di Hale

I meccanismi di comparsa e spostamento delle macchie solari e come queste siano legate al ciclo di attività magnetica nel Sole furono studiati nel 1908 da George Ellery Hale che, attraverso l'effetto Zeeman (per cui le righe spettrali in presenza di campo magnetico si separano in diverse componenti), analizzò le macchie e formulò le sue *due leggi*:

1. le macchie si formano in sistemi bipolari, cioè a coppie di polarità opposta, dove una delle due macchie (chiamata  $p$ ) precede nella rotazione solare l'altra che, appunto, segue la prima (ed è chiamata  $f$  da "following"); inoltre, ciascuna delle due ne ha una corrispondente nell'altro emisfero (considerando gli emisferi solari nord e sud) anch'essa di polarità opposta.

Quindi, se per esempio siamo nella situazione in cui la macchia  $p$  nell'emisfero nord ha polarità positiva, in quello sud la macchia  $p$  avrà polarità negativa

2. la polarità delle macchie si inverte in cicli successivi

Come abbiamo già visto, infatti, tenendo conto della polarità del campo magnetico, il ciclo di attività del Sole ha una durata di 22 anni, ed è infatti ogni 11 anni che, per la seconda legge di Hale, le macchie si invertono di polarità e passano al ciclo successivo, per tornare poi alla stessa di partenza dopo, appunto, l'intero periodo di 22 anni. Ora vogliamo vedere come tale aspetto si possa evincere dal modello di Babcock già introdotto.

Abbiamo visto che nel modello, a un certo punto, il campo magnetico solare si amplifica diventando di tipo toroidale, e raggiunge un valore critico di intensità, conseguentemente allo "stiramento" dei tubi di flusso ( $B \sim l$ ), dando vita a quel processo ancora poco approfondito di formazione del campo magnetico chiamato effetto dinamico.

Raggiunto questo picco di intensità, i tubi di flusso vengono innalzati verso la superficie da quella *forza di galleggiamento* calcolata da Parker riguardo al fenomeno già citato del *galleggiamento magnetico* (che si verifica in presenza di tubi di flusso orizzontali).

Quindi i tubi di flusso emergono in superficie, generando una coppia di macchie con polarità opposta (ovvero, per ciò che abbiamo detto prima, una  $p$  e una  $f$ ), così da verificare la *prima legge di Hale*.

Vediamo adesso come, sempre adottando questo modello, sia possibile spiegare la *legge di Sporer* e la *seconda legge di Hale*.

L'effetto di stiramento dei tubi di flusso dipende dalla latitudine che considero;

esprimiamo quindi tale dipendenza con la quantità

$$S = \cos \theta \frac{d\Omega(\theta)}{d\theta}$$

dove  $\Omega(\theta)$  rappresenta l'andamento della velocità angolare del plasma in funzione della latitudine  $\theta$ .

Dalle osservazioni sulla rotazione differenziale, sappiamo che la  $\Omega(\theta)$  possiamo scriverla empiricamente come:

$$\Omega(\theta) = \Omega_0 - \Omega_1 \sin^2 \theta \quad ,$$

perciò l'effetto di stiramento in modulo diventa:

$$|S| = 2\Omega_1 \sin \theta \cos^2 \theta \quad .$$

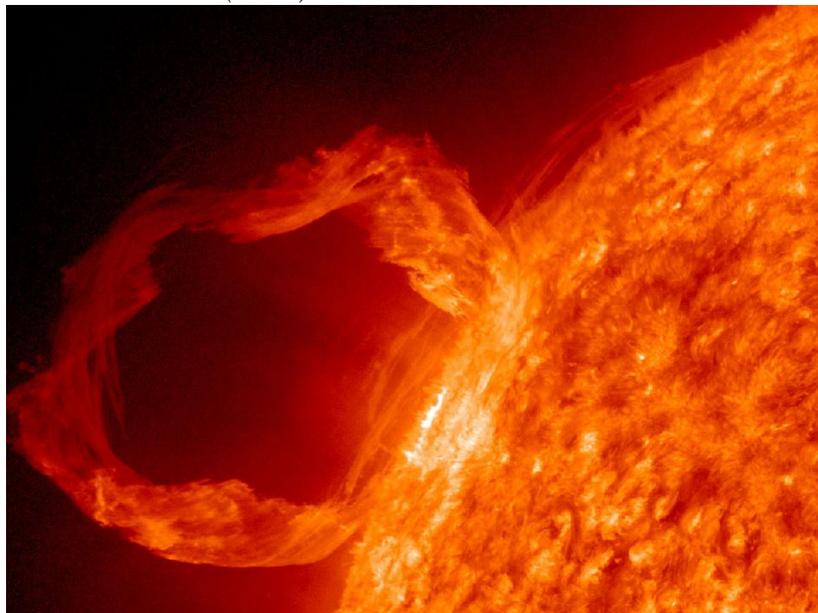
Calcolando per quale  $\theta$  tale effetto sia massimo, si ottiene:

$$\theta_0 = \arctan\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right) \cong 35^\circ \quad ;$$

Risulta quindi che l'efficienza del processo di stiramento dei tubi di flusso sia maggiore a una latitudine pari a  $\theta_0$  e abbiamo quindi dimostrato perché, come previsto dalla legge di Sporer, all'inizio del ciclo le macchie si formino principalmente a quella latitudine.

Questa legge afferma anche che le macchie, una volta formatesi, migrano lentamente (come è facile vedere nel diagramma di Maunder); tale spostamento sarà però diverso per i due tipi di macchie della coppia appena generata: nell'esempio fatto precedentemente, le macchie  $p$  (di polarità supposta positiva nell'emisfero nord e negativa nell'emisfero sud) andranno verso l'equatore, mentre le  $f$  (di polarità, in ogni emisfero, opposta alle  $p$ ) si sposteranno verso i poli. Perciò, in corrispondenza del massimo del ciclo undecennale, il campo dipolare di partenza si annullerà gradualmente; in seguito, nella seconda parte dello stesso ciclo (ovvero la fase dopo il massimo di intensità) si avrà inoltre un ribaltamento del campo dipolare così da ottenere, come abbiamo visto parlando del ciclo di attività ed enunciando la seconda legge di Hale, un campo di polarità opposta e le macchie di polarità invertita nei successivi 11 anni (per ritrovarsi, infatti, con un identico campo dipolare e con le coppie di macchie aventi la stessa polarità iniziale soltanto dopo 22 anni).

**Fig.7** Protuberanza solare catturata dalla camera AIA del Solar Dynamics Observatory (SDO) in data 30 marzo 2010



### Protuberanze

Tra le manifestazioni più spettacolari del campo magnetico del Sole, dobbiamo sicuramente comprendere le *protuberanze*; a volte si parla anche di *filamenti*, termine utilizzato quando il fenomeno è osservato sul disco solare (e diventa maggiormente visibile utilizzando filtri in  $H\alpha$ ) ma che fisicamente non presenta alcuna differenza con le protuberanze.

Esse sono strutture coronali composte da plasma relativamente freddo ( $T \sim 10000$  K) e relativamente denso ( $n \sim 10^{11}-10^{12}$  particelle/cm<sup>3</sup>) sospeso al di sopra della superficie del Sole. Possiedono una forma ad arco, ancorato alla fotosfera agli estremi detti *piedi*, e che arriva a un'altezza di  $\sim 30000$  km, a lunghezze dell'ordine dei 200000 km e ampiezze trasversali di circa 5000 km. Questo arco non si forma in direzione casuale, ma lungo i paralleli solari; in particolare le protuberanze si formano lungo quelle che sono chiamate *linee neutre fotosferiche*, ovvero linee che separano due zone del campo magnetico con polarità opposta.

Dalle osservazioni si sono distinte due tipologie di protuberanze, le *protuberanze quiescenti* e le *protuberanze eruttive*: le prime sono stabili e hanno tempi di vita relativamente lunghi (dell'ordine delle settimane), mentre le seconde, dopo un tempo di vita di poche ore, scompaiono improvvisamente.

Studiando questo tipo di formazioni, viene da chiedersi come il plasma che li compone possa rimanere sospeso senza cadere sulla superficie solare.

Per analizzare questo problema di stabilità, rappresentiamo la sezione trasversale di una protuberanza indicando con  $h$  l'altezza dell'arco, pari a  $10^4$  km, e con  $\rho$  la densità del plasma che lo compone, che stimiamo dell'ordine di  $10^{11} m_H \approx 1.7 \cdot 10^{-13}$  g/cm<sup>3</sup> (dove con  $m_H$  si intende la massa dell'idrogeno).

Calcoliamo quale dev'essere la variazione di pressione  $\Delta p$  tra la base inferiore e quella superiore perché la protuberanza possa restare sospesa:

$$\Delta p \cong \rho g_{\odot} h \quad ,$$

dove  $g_{\odot}$  è l'accelerazione gravitazionale solare; otteniamo quindi

$$\Delta p \cong 5 \text{ Ba} \quad .$$

Stimando la pressione presente nella corona ai livelli delle protuberanze ( $p_c \approx 0.1$  Ba), si vede come la  $\Delta p$  calcolata superi quella coronale di quasi due ordini di grandezza, perciò diremmo che la situazione è altamente instabile.

Però, la chiave che ci permette di ottenere l'equilibrio e quindi stabilità per le protuberanze esiste, ed è il campo magnetico.

Pensando alle protuberanze come sedi di correnti elettriche, le forze che daranno questo equilibrio saranno quella gravitazionale e quella di Lorentz, generata appunto dall'esistenza del campo magnetico che interagisce con le correnti nelle strutture ad arco, ovvero avremo

$$\rho \vec{g}_{\odot} + \frac{1}{c} \vec{j} \times \vec{B} = 0 \quad ,$$

che, ricordando l'equazione di Maxwell  $\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}$ , diventa

$$\rho \vec{g}_{\odot} + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B} = 0 \quad .$$

Se indichiamo con  $H_B$  la dimensione su cui, all'interno della protuberanza, varia il campo magnetico, possiamo stimare

$$\nabla \times \vec{B} \approx \frac{B}{H_B} \quad .$$

Assumendo poi che  $H_B \approx 10000$  km, possiamo calcolare l'ordine di grandezza del campo magnetico

$$B \cong \sqrt{4\pi \rho g_{\odot} H_B} \cong 10 \text{ G} \quad .$$

Ora risaliamo all'ordine di grandezza della corrente totale  $i$  che fluisce nella protuberanza, scrivendo

$$i \cong jH_B^2 \cong \frac{1}{4\pi} cBH_B \cong c\sqrt{\frac{\rho g_{\odot} H_B^3}{4\pi}} \cong 6 \cdot 10^9 \text{ A} .$$

Nella schematizzazione fatta della sezione trasversale di una protuberanza, istituimo un sistema di assi cartesiani, con l'asse x in direzione trasversale, l'asse y in direzione longitudinale e l'asse z in verticale.

I due campi magnetici realizzabili in questa situazione sono descritti dalle funzioni:

$$B_1 = (A - B_z, 0, 0) \qquad B_2 = (A, 0, B_x) \quad ,$$

ciascuna con le sue componenti x,y,z e con A e B costanti.

Calcolando il rotore di B, in entrambi i casi si ottiene la densità di corrente che risulta essere:

$$\vec{j} = \frac{c}{4\pi} (0, -B, 0) \quad ,$$

diretta quindi lungo l'asse maggiore della protuberanza.

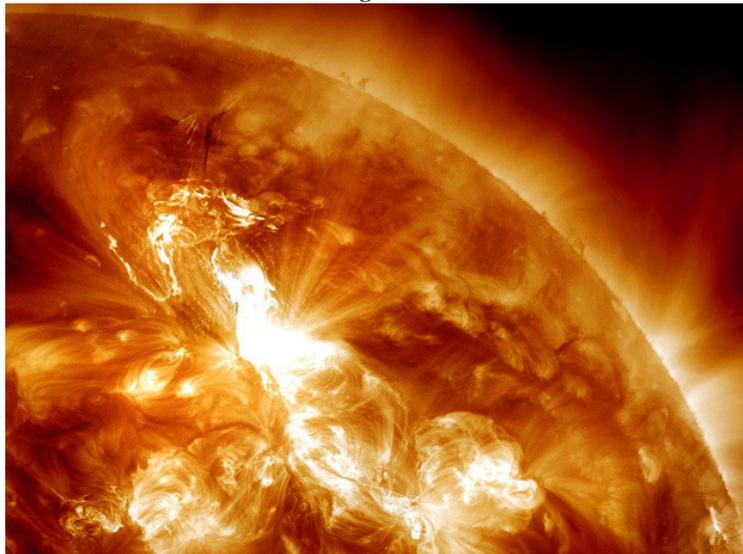
La corrente i, e quindi questa densità di corrente  $\vec{j}$ , deve produrre una forza di Lorentz  $F_L$  che sarà, come ci aspettiamo per ottenere l'equilibrio, diretta lungo la verticale e cioè lungo z (infatti  $\vec{j}$  è diretta lungo y, B lungo x e  $\vec{F}_L = \frac{1}{c} \vec{j} \times \vec{B}$ ), e in modulo varrà nei due casi:

$$F_L^1 = \frac{1}{4\pi} (A - B_z) B \qquad F_L^2 = \frac{1}{4\pi} AB \quad .$$

Questa, nelle due realizzazioni possibili, è appunto la forza che mantiene sospesa la protuberanza, garantendo quindi la stabilità.

Lo stesso campo magnetico che permette questo equilibrio, però, può essere anche causa di instabilità, portando alla formazione di nuove protuberanze e, in seguito all'emersione di una regione attiva nelle vicinanze della protuberanza, oppure anche alle cosiddette *eruzioni di massa coronale* (in inglese *coronal mass ejection*, indicate con la sigla *CME*) nelle quali avviene un'improvvisa espulsione di plasma della corona.

**Fig.8** Immagine di un brillamento solare proveniente dalla camera AIA del SDO avvenuto in data 22 gennaio 2012



## Brillamenti

Spesso chiamati col nome inglese *flares*, i *brillamenti* sono eventi esplosivi che si verificano nell'atmosfera solare, dovuti alla rapida conversione di energia magnetica in energia cinetica (delle particelle) e calore.

Questo fenomeno si osserva come un grande aumento locale di brillantezza, che fu individuato per la prima volta da Carrington nel 1859. L'aumento di luminosità avviene a tutte le lunghezze d'onda spettrali, anche se in particolare, osservandoli da terra, appaiono più evidenti con filtri H $\alpha$  (come i *filamenti*).

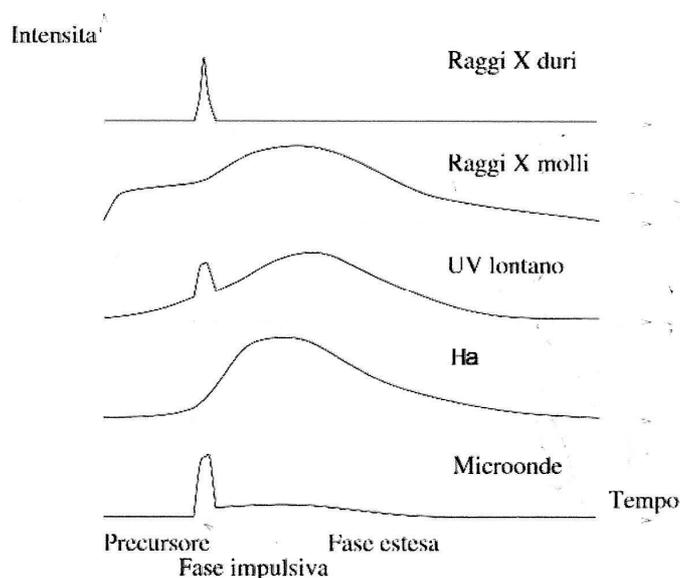
I brillamenti si verificano maggiormente in zone dove il campo magnetico presenta una topologia complessa, come nelle regioni attive; questo fatto comporta chiaramente che i flares, come le macchie solari, sono collegati al ciclo magnetico solare.

In particolare, si nota prevalentemente la loro formazione dove il campo è "stirato" lungo le già citate *linee neutre fotosferiche* (che dividono le regioni magnetiche di polarità opposta) in direzione delle quali tendono a sorgere anche le protuberanze.

A seconda del tempo di vita e delle caratteristiche, i brillamenti si dividono in due tipi: quelli detti *omologhi* sono simili tra loro, possiedono un tempo di vita che va da un'ora a un giorno e si comportano come una successione di diversi flares simili (come fosse lo stesso ripetuto più volte), mentre quelli chiamati *simpatetici* si presentano come due brillamenti che compaiono quasi simultaneamente ma in regioni diverse (come se, istantaneamente, potessero influenzarsi "a distanza").

Nella **fig.9** si può vedere come varia l'intensità delle diverse regioni dello spettro in funzione del tempo. Inizialmente si ha una *fase di precursore* in cui, scaldandosi a temperature elevate, il plasma emette per bremsstrahlung in UV e nei raggi X molli, senza dare risultati particolarmente visibili rispetto al fondo del *Sole quieto* (con cui si intende la radiazione ricevuta dal Sole in condizioni di assenza di attività solare importante).

Poi avviene la *fase impulsiva* della durata di circa 1 minuto, in cui con lo stesso meccanismo di radiazione, dovuto però a elettroni molto più energetici (10-100 keV), l'emissione interessa le regioni  $\gamma$ , X e UV dello spettro. Contemporaneamente si osserva anche emissione nelle microonde associata alla radiazione di sincrotrone dovuta sempre agli elettroni sopra considerati.



**Fig.9** Distribuzione spettrale dell'intensità del brillamento nelle diverse fasi

Al termine di questa *fase impulsiva*, l'energia liberata si trasforma in energia termica che va a scaldare gli strati della fotosfera e cromosfera, dando origine ad un aumento di luminosità nel continuo (che è appunto il brillamento).

Per quanto riguarda lo studio dei flares, vengono fatte anche osservazioni nello spettro radio, dove il *Sole quieto* è ben descritto dalla legge di corpo nero nella approssimazione di Rayleigh – Jeans, ovvero quella valida per frequenze basse (come quelle radio), per le quali  $\left(\frac{h\nu}{kT}\right) \ll 1$ , che si scrive:

$$I_\nu = \frac{2\nu^2 kT}{c^2} = \frac{2kT}{\lambda^2}$$

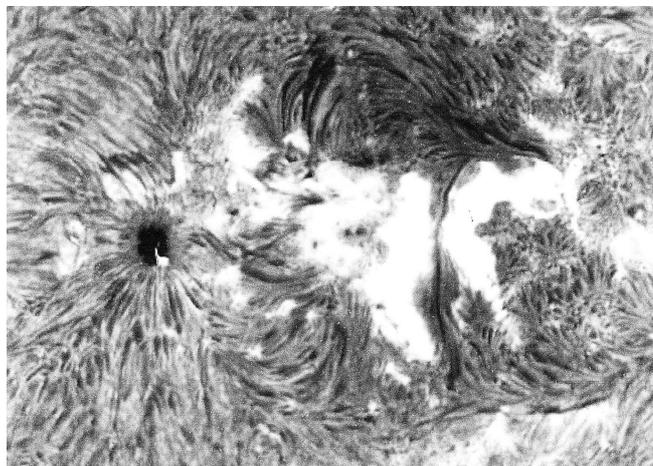
dove  $k$  è la costante di Boltzmann.

Nella regione radio, il *Sole quieto* emette per bremsstrahlung termica, in cui la temperatura dipende dalla lunghezza d'onda; quindi, a lunghezze d'onda sempre maggiori, spostandoci in strati sempre più esterni avremo una radiazione a temperature sempre più alte. Così, allo spettro del *Sole quieto*, va a sovrapporsi quella che è chiamata *componente lenta* (in inglese *slow component* o *component – s*) la quale presenta un'intensità minore rispetto a quella del Sole quieto di 1 o 2 ordini di grandezza.

Nel singolo brillamento, la quantità di energia liberata è dell'ordine di  $10^{33}$  erg, e ciò avviene in un breve lasso di tempo, per di più in prossimità di regioni attive; per questo possiamo intuire che sicuramente il campo magnetico e la sua energia giocano un ruolo fondamentale in questi eventi.

Per spiegare come avviene la conversione di energia magnetica in energia termica e conseguentemente come si genera il flare, i modelli fanno affidamento al fenomeno chiamato *riconnesione magnetica*; uno di questi, che vogliamo approfondire, è il *modello di Heyvaerts e Priest* che permette di capire come si formano i brillamenti cosiddetti *a due nastri*, mentre un altro è il *modello di Parker* che vedremo più avanti, il quale ci consente di spiegare il fenomeno del riscaldamento della corona.

L'idea di Heyvaerts e Priest si basa sull'emersione di una regione attiva nelle vicinanze di una già presente, che porta al mettere in contatto campi magnetici di polarità opposta, ed è qui che entra in gioco la *riconnesione magnetica*: si producono fasci di particelle accelerate che, seguendo le linee di forza del campo, precipitano sulla cromosfera generando così un aumento della luminosità e un flare del tipo già nominato detto *a due nastri*, come quello in **fig.10**.



**Fig.10** Un esempio di tipo di flare detto “a due nastri” osservato con filtro  $H\alpha$

In tempi relativamente recenti, un risultato ottenuto è stato lo scoprire che i brillamenti seguono, come distribuzione di energia, una legge di potenza del tipo:

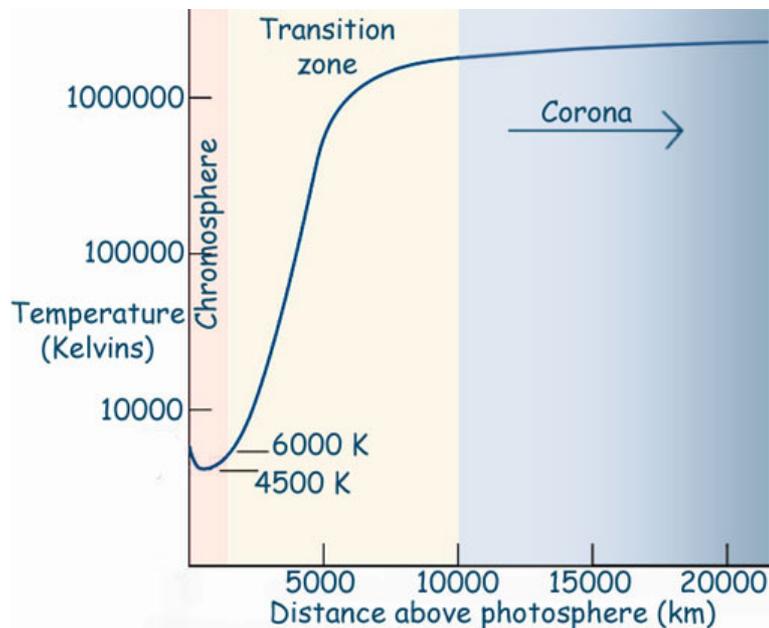
$$N(E) = CE^{-\alpha}$$

con C costante e l'esponente  $\alpha \approx 1.6$ .

Esistono perciò vari tipi di flares, a seconda dell'energia che considero; distinguiamo infatti, rispettivamente dai più energetici ai meno energetici: *sub-flares*, *micro-flares* e *nano-flares*. Questi ultimi non sono osservabili singolarmente, ma giocano un ruolo fondamentale nella fisica del plasma coronale del Sole.

Un problema centrale ancora oggetto di discussione è infatti come la temperatura della corona, invece di diminuire semplicemente, rispetto a quella della superficie solare, a un'altezza di circa 5000 km dalla fotosfera, torni a valori di circa  $10^6$  K, come mostra il grafico in **fig.11**. Secondo il sopra citato *modello di Parker*, ciò che garantisce alla corona queste temperature inaspettatamente alte è un fenomeno molto simile a quello che genera i flares a due nastri nel modello sopra esposto di Heyvaerts e Priest, di nuovo attraverso la riconnessione magnetica: questa volta, regioni attive con polarità opposta di "intrecciano" in maniera caotica a causa dei moti convettivi del plasma fotosferico, così che la riconnessione converta ancora energia magnetica in energia termica (dando origine ai diversi tipi di flares) e la corona si possa scaldare fino a raggiungere le temperature osservate.

I brillamenti sono spesso associati a eventi già incontrati nella trattazione, come protuberanze, o eruzioni di massa coronale (CME), o altri mai nominati come le *disparitions brusques* (analogo delle protuberanze eruttive per i filamenti) che consistono nell'improvvisa scomparsa del filamento dalla propria posizione in cui era osservabile sul disco solare.



**Fig.11** Si vede come, oltrepassata la "zona di transizione", la corona torna a temperature molto più alte di quelle appartenenti alla cromosfera

# Bibliografia

C. J. Schrijver, C. Zwaan, *Solar and stellar magnetic activity*, Cambridge University Press, 2008

E. Landi Degl'Innocenti, *Fisica solare*, Springer, 2008

L.J. Silvers, "Magnetic fields in astrophysical objects", *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, 2008, **366**, 4453-4459

J.-F. Donati, "Dynamo processes in stars other than the Sun",  
<http://www.ast.obs-mip.fr/users/donati/dynamo.html>

C. & R. Fanti, *Processi Radiativi (continuo) e MHD*, appunti, 2003