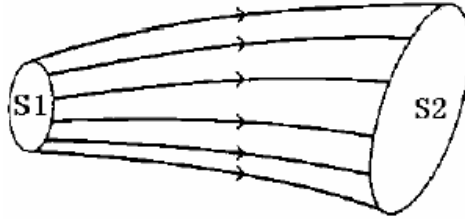


## Comportarea tuburilor de flux magnetic

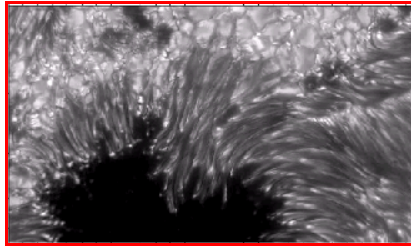
Tubul de flux magnetic este un volum marginit de un set de linii de camp magnetic care intersecteaza o curba simpla inchisa.



### Sectione intr-un tub de flux magnetic

Intensitatea tubului de flux poate fi definita ca si crestere a fluxului prin sectiunea S ( $\phi = \int_S \vec{B} d\vec{S} > 0$ ).

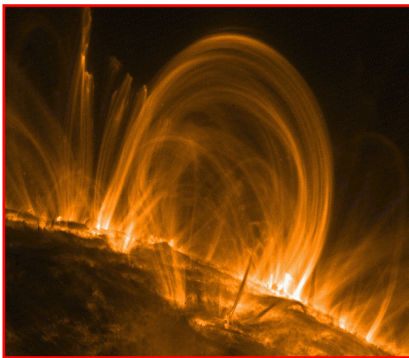
Asemenea structura poate fi observata in cazul fotosferei Soarelui, unde immense tuburi de flux “sparg” si trec prin suprafata solara = *pete solare*, sau in cazul *prominentelor eruptive* sau al campurilor magnetice intense in lungul *limitelor supergranulelor* si al nenumaratelor *bucle coronale* care brazdeaza atmosfera solara exterioara.



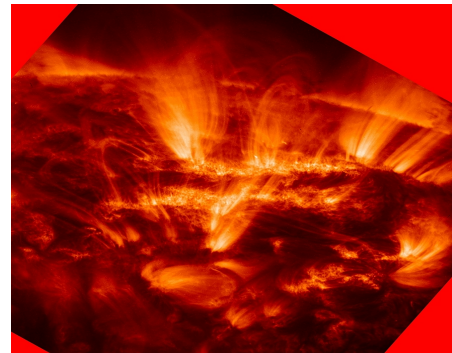
Pete Solare



Prominente



Bule coronale



Campuri magnetice la supergranule

Linia de camp magnetic este linia care in orice punct este tangenta directiei  $\mathbf{B}$ .  
Ecuatiile liniilor de camp in diferite sisteme de coordonate sunt:

$$\text{Cartezian: } \frac{dx}{B_x} = \frac{dy}{B_y} = \frac{dz}{B_z}$$

$$\begin{aligned} \text{Sferice:} \quad \frac{dr}{B_r} &= \frac{rd\theta}{B_\theta} = \frac{r \sin \theta d\varphi}{B_\varphi} \\ \text{Cilindrice:} \quad \frac{dr}{B_r} &= \frac{rd\varphi}{B_\varphi} = \frac{dz}{B_z} \end{aligned}$$

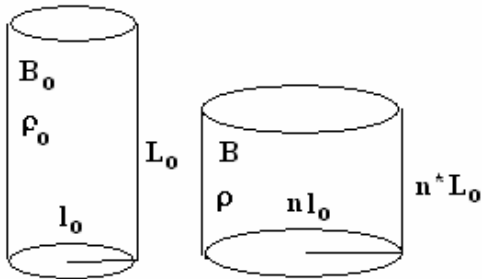
Proprietati generale ale tuburilor de flux:

a) Intensitatea tubului de flux este constanta pe lungimea sa

$$\int_S \vec{B} d\vec{S} = \int_V \nabla \cdot \vec{B} dV = \int_{S_1} \vec{B} d\vec{S} + \int_{S_2} \vec{B} d\vec{S} = 0 \Rightarrow \int_{S_1} \vec{B} d\vec{S} = - \int_{S_2} \vec{B} d\vec{S} \Rightarrow \phi = const.$$

b) Intensitatea medie a tubului de flux creste in cazul ingustarii sale si scade la largirea sa.

c) Ca o consecinta conservarii masei si a teoremei inghetarii liniilor de camp, orice compresie a tubului de flux duce la o crestere in aceeasi proportie a lui B si  $\rho$ .



$$\begin{aligned} m_0 &= \rho_0 \pi l_0^2 L_0 \\ m^* &= \rho \pi (n^* l_0^2) (n^* L_0) \Rightarrow m_0 = m^* \Rightarrow \rho = \frac{\rho_0}{n^2 n^*} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \phi_0 &= B_0 \pi l_0^2 \\ \phi &= B \pi (n l_0)^2 \Rightarrow \phi_0 = \phi \Rightarrow \vec{B} = \frac{\vec{B}_0}{n^2} \end{aligned}$$

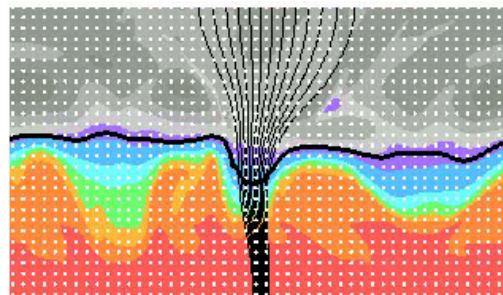
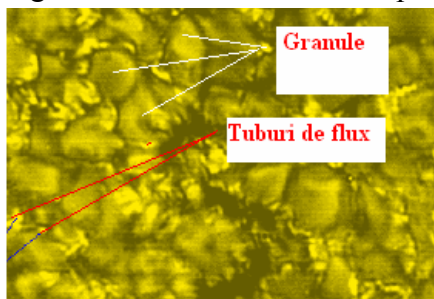
Deci daca lungimea tubului ramane constanta ( $n^*=1$ ) atunci  $B/\rho=const.$  adica orice compresie transversala ( $n < 1$ ) determina cresterea lui B si  $\rho$  in aceeasi proportie, in timp ce dilatarea transversala duce la descresterea lor.

d) Orice intindere a tubului de flux neinsotita de compresie duce la cresterea intensitatii campului.

Daca plasma nu este comprimata,  $\rho$  ramane constanta ( $n^2 n^*=1$ )  $\vec{B} = n^* \vec{B}_0$  ceea ce inseamna ca o extensie a tubului ( $n^* > 1$ ) determina o crestere corespunzatoare a intensitatii campului, in timp ce o micorare a lungimii sale duce la o slabire a intensitatii campului.

### Tuburi de flux in atmosfera solara

**Convectia** poate expulza fluxul magnetic din vartejul convectiv si apoi sa-l concentreze sub forma unui tub de flux vertical cu o intensitate de camp care poate depasi cu cateva sute de gaussi valoarea medie a campului la nivelul fotosferei.



Fie un camp magnetic slab imersat intr-o celula convective. Daca  $\frac{B}{2\mu} \ll \frac{\rho v^2}{2}$  miscarea

convective nu este influentata de prezenta campului magnetic, inasa daca  $R_m \gg 1$  campul magnetic este complet antrenat si rasucit de curgerea convectiva. Aceste procese intind liniile campului magnetic si determina o crestere a intensitatii magnetice panacand fie energia magnetica ajunge la acelasi ordin de marime cu energia cinetice si curgerea este incetinuta, fie  $R_m \sim 1$  si liniile de camp aluneca prin plasma ceea ce inseamna expulzarea fluxului dinspre centrul celulei si acumularea sa in jurul limitelor celulei. Parker (1963a) a reusit sad ea cel mai simplu si intuitive model al *concentrarii cinematice* a fluxului de catre celulele supergranulare. El a considerat efectul initial al curgerii incompresibile:

$$\vec{u} = (u_0 \sin kx, 0, -u_0 kz \cos kx); \quad \vec{B} = (0, 0, B_0)$$

in camp magnetic vertical. Proiectia pe axa Oz a ecuatiei inductiei este:

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x}(u_0 \sin kx B_z)$$

ecuatie ce poate fi rapid rezolvata prin metoda caracteristicilor, conducand la o solutie de forma:

$$B_z = B_0 \exp[-ku_0 t] [\cos^2(kx) + \frac{1}{2} kx e^{-2ku_0 t}]^{-1}$$

In  $x=0$  campul "tisneste"  $B_z = B_0 \exp[-ku_0 t]$  campul este dispersat, iar pentru  $x=\pi/k$

$B_z = B_0 \exp[ku_0 t]$  campul este concentrate.

In 1981 Galloway si Weiss descriu curgerea pritr-o functie de curent de forma:

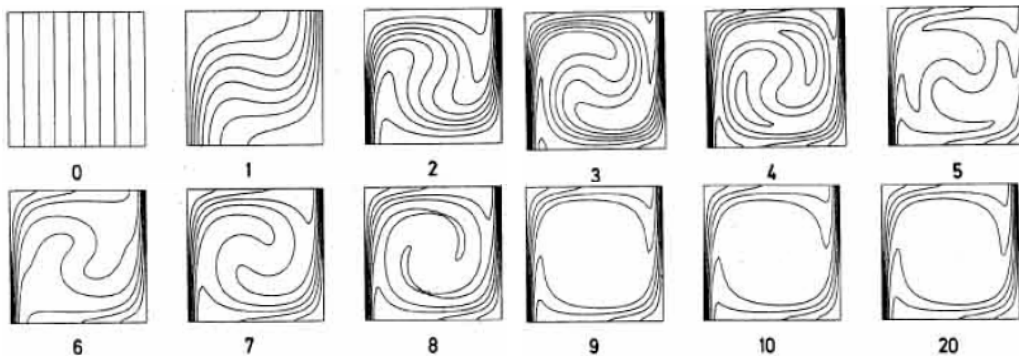
$$\psi = \frac{UL}{\pi} \cos \frac{\pi x}{L} \cos \frac{\pi z}{L}$$

unde U si L sunt viteza si lungimea caracteristica, pentru a simula din punct de vedere numeric procesul cinematic de expulzare a fluxului (neglijand reactia de revenire a campului in curgere). Pentru supergranule  $t=20h$ ,  $L=30.00Km$ ,  $U=L/t$ . Evolutia temporala a unui camp magnetic  $B_0 \hat{e}_z$  rezulta din ecuatiea inductiei:

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

cu conditia de simetrie lalimite:  $B_x = 0$ .

Comportarea liniilor de camp pentru un  $R_m=UL/\eta=250$  rezulta din:



Constatam ca miscarea de rotatie conduce la concentrarea fluxului la peretii celulei. In centrul celulei campul, initial, este amplificat pentru ca apoi, datorita fenomenului ce reconexiune, sa inceapa sa slabeasca. Se observa ca dupa  $6(L/U)$  aproape toate fluxurile au fost expulzate dinspre centru spre peretii celulei instaurandu-se starea curgerii

uniforme. Marimile ce permit o astfel de caracterizare sunt:  $\tau_d = \frac{l^2}{\eta}$  scala temporală a

difuziei si  $l = \frac{B_0}{B} L$  (rezultat din conservarea fluxului) scala transversala spatiaala.. Cand  $l$  este mica difuzia devine efectiva iar maximul de intensitatii campului concentrat (datorita echilibrului dintre convecție si difuzie) este

$B_m = \frac{L}{l} \cdot B_0 = R_m^{1/2} B_0$ , iar in cazul celulelor bidimensionale  $B_m \approx R_m B_0$ . In cazul

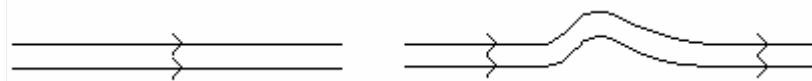
solutiei cinetice energia campului magnetic balanseaza energia gazului ceea ce inseamna:

$\frac{B_0^2}{2\mu} = \frac{\rho U^2}{2} \Rightarrow B_m = B_0$ , intensitate care este  $\approx 10^2$  gauss in fotosfera si  $\approx 10^4$  gauss la baza zonei convective.

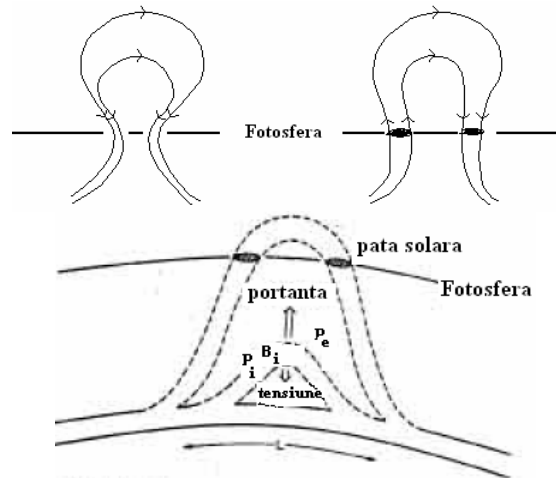
### Portanta magnetica (aparitia petelor solare)

Portanta magnetica este prezenta in situatiile in care tuburi izoterme de flux orizontale nu pot ramane in echilibru si trebuiesc sa se ridice, fiind mai usoare decat mediul inconjurator sau in cazul campului magnetic stratificat in echilibru ,care poate deveni instabil datorita inaltarii tuburilor de flux .

In zona convective , campurile magnetice tind a fi concentrate in tuburi de flux si impinse de jur imprejur de miscari turbulente. In orice camp, cu energie cat de mica , datorita turbulentei exagerate, liniile de camp se tensioneaza si apare o reactie a fortei Lorentz (se instaleaza difuzia in sistem). Parker (1955a) a demonstrat ca ,o data ce tubul de flux este format, el incepe sa ridice (datorita fortei portante)



producand o pereche de pete solare unde este “sparta” suprafata fotosferei.



Echilibrul presiunilor laterale totale implica:

$$p_e = p_i + \frac{B_i^2}{2\mu} \Rightarrow \frac{\rho_e k_B T}{m} = \frac{\rho_i k_B T}{m} + \frac{B_i^2}{2\mu} \Rightarrow \rho_e > \rho_i$$

Plasma din tubul de flux va simți influența forței portante/unitate de volum

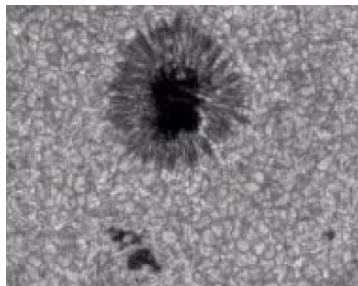
$F_p = (\rho_e - \rho_i)g$  care face ca tubul să se înalțe. Curbarea tubului de flux implică apariția unei forțe de reacție datorate tensiunii magnetice, forța de restaurare, care însă nu este suficient de intensă pentru a contrabalansa acțiunea forței portante, deci

$$(\rho_e - \rho_i)g < \frac{B_i^2}{\mu L} \Rightarrow L > \frac{2k_B T}{mg} \equiv 2\Lambda$$

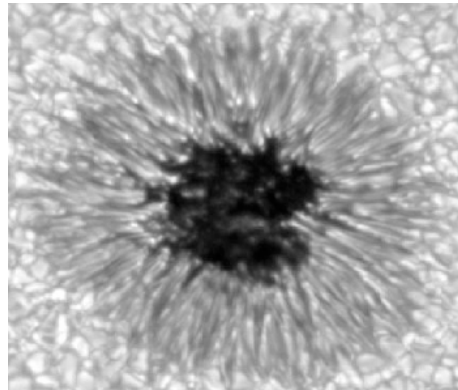
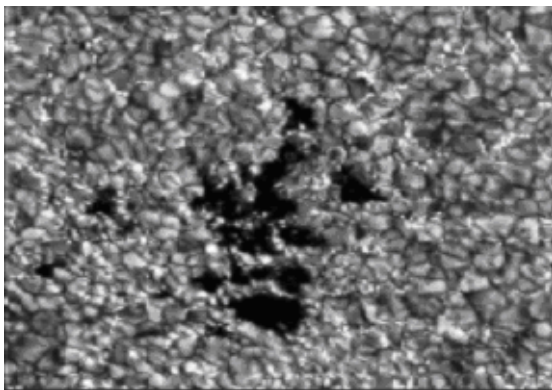
ceea ce înseamnă că tubul este de două ori mai lung decât înălțimea până la care se poate ridica (limita acțiunii forței portante). Efectul forței portante poate fi estimat prin mărimea  $(\rho_e - \rho_i)/\rho_e = (B_i^2 m)/2\mu\rho_e k_B T$  (rata de scădere a densității).

z (km)	$\rho$ (kg/m <sup>2</sup> )	T(K)	B(G)	$(\rho_e - \rho_i)/\rho_e$
-20,000	0.25	$2.5 \times 10^5$	1000	$10^{-5}$
-1000	$0.8 \times 10^{-5}$	$1.5 \times 10^4$	1000	0.004

Constatăm că intensitatea forței portante este mai mare în regiune superioară a zonei convective.

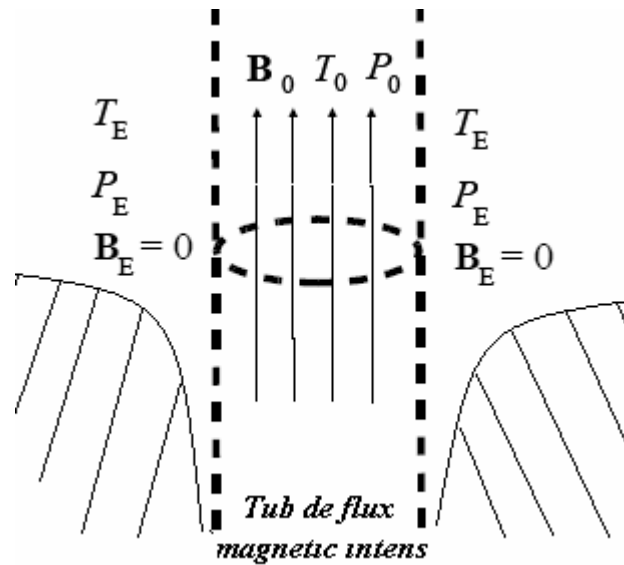


Exemplu: Petele Solare



Petele Solare sunt regiuni intunecate ale suprafetei solare unde campurile magnetice sunt de cateva mii de ori mai intense decat campul magnetic terestru, avand dimensiuni variabile si un timp de viata cuprins intre cateva zile si cateva saptamani.

Putem aproxima pata Solara cu un urias tub de flux magnetic de forma:



Deoarece timpul de viata este destul de lung si datorita curgerilor plasmaticice lente, putem trata problema petelor solare in formalismul magnetostaticii. Tinand cont de faptul ca liniile campului magnetic nu sunt tensionate, neglijam in (1.5.5) termenul corespunzator tensiunii magnetice:

$$\nabla \left( p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) = 0 \Rightarrow P_E = P_0 + \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (1.5.6)$$

Presupunand ca plasmale din interiorul petelor solare au aceeasi densitate cu cele din exteriorul lor  $\rho_E = \rho_0$  rezulta:

$$\begin{cases} \frac{P_E}{\rho_E} = \frac{P_0}{\rho_0} + \frac{B^2}{2\mu_0\rho_0} \\ P_E = 2 \frac{k_B}{m_i} \rho_E T_E \\ P_0 = 2 \frac{k_B}{m_i} \rho_0 T_0 \end{cases} \Rightarrow 2 \frac{k_B}{m_i} T_E = 2 \frac{k_B}{m_i} T_0 + \frac{B^2}{2\mu_0\rho_0} \quad (1.5.7)$$

ceea ce ne permite sa determinam raportul temperaturilor (deooarece acestea sunt masurabile):

$$\frac{T_0}{T_E} = 1 - \frac{B^2}{2\mu_0 P_E} < 1 \quad (1.5.8)$$

Observam ca  $T_E > T_0$  (regiunile interioare petelor solare sunt mai reci decat cele inconjuratoare) rezultat in concordanta cu masuratorile observationale care indica o temperatura de 3700K in interiorul petelor solare si 5700K in exteriorul lor la nivelul fotosferei.