

# Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

---

Jan Kopecký

Magnetické vlastnosti slunečních skvrn

*Pokroky matematiky, fyziky a astronomie*, Vol. 3 (1958), No. 3, 323--332

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/137109>

## Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1958

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

**Násobné galaxie.** Obdobnými metodami, jakých jsme používali v případě násobných hvězd, můžeme dokázat, že i v případě násobných galaxií je nepravděpodobná hypotéza o nezávislém vzniku každé složky. Docházíme tedy k představě o rozdělování nějakého prvotního tělesa na části, z nichž pak dalším vývojem vznikly jednotlivé galaxie. Zvláštním případem takového dělení může být vyvržení zárodku nějaké malé galaxie z centrálního jádra obří galaxie. To je případ dělení na dvě značně co do velikosti rozdílné části. Tak se patrně musí pohlížet na výše uvedené případy galaxií s proudy. Nejnovější výzkumy potvrdily tento názor řadou nových faktů. Může však nastat i případ rozdělení jádra na dvě části přibližně stejných rozměrů. Příkladem je zřejmě radiová galaxie v souhvězdí Labutě, která má dvě jádra a září tisíckrát intenzivněji než jiné radiové galaxie.

Zde již skončíme, neboť jsme se dostali až do neprobádané oblasti kosmogonie galaxií. Práce na tomto poli je teprve v začátcích. Naše závěry jsou zde méně spolehlivé, protože svět vnějších galaxií je mnohem méně prozkoumán než svět hvězd. Můžeme očekávat, že nové prostředky výzkumu přispějí k rychlému pokroku i na poli extragalaktické astronomie. Již nyní pozorování vedou k překvapivým objevům. Proto můžeme s důvěrou hledět do budoucnosti a doufat, že úspěchy v otázkách kosmogonie galaxií podstatně přispějí k řešení problémů kosmogonie hvězd.

*Přeložil J. Růpřecht*

## MAGNETICKÉ VLASTNOSTI SLUNEČNÍCH SKVRN

*Kandidát fys.-mat. věd RNDr. M. KOPECKÝ, Astronomický ústav ČSAV, Ondřejov*

### 1. Úvod

Současný vývoj výzkumu sluneční činnosti směřuje k odhalení fyzikálních procesů probíhajících na Slunci. Proto se též v poslední době podstatně zvýšil zájem o magnetická pole ve sluneční atmosféře. Jejich existence byla poprvé zjištěna Halem na počátku tohoto století ve slunečních skvrnách, kde jsou totiž magnetická pole nejsilnější. Dosahují až několika oerstedů. Měření těchto magnetických polí bylo nejprve prováděno na observatoři Mt. Wilson; v současné době je prováděno jen na několika málo observatořích.

Úkolem tohoto článku je stručně shrnout některé dosavadní poznatky o magnetických vlastnostech slunečních skvrn.

### 2. Měření magnetických polí slunečních skvrn

Měření magnetických polí ve slunečních skvrnách je prováděno na základě tzv. Zeemanova efektu. Zeemanovým efektem rozumíme rozštěpení spektrální čáry atomu, vystaveného působení magnetického pole, na dvě či více složek.

Při měření magnetických polí skvrn přichází prakticky v úvahu ten případ, kdy směr paprsku světla vycházejícího z atomu k pozorovateli je rovnoběžný se směrem magnetických siločar. V tom případě se spektrální čára rozštěpí v nejjednodušším případě na dvě složky, vzdálené o  $\Delta\lambda$  od původní spektrální čáry, je-li  $\lambda$  vlnová délka. Světlo obou složek je kruhově polarisováno, a to

tak, že u první složky je opačný směr polarisace než u složky druhé. Velikost rozštěpení je dána vztahem

$$\Delta\lambda = CHg\lambda^2, \quad (1)$$

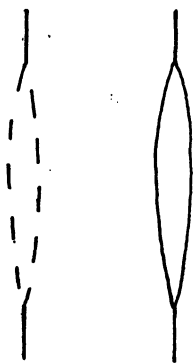
kde  $C = 4,7 \cdot 10^{-5}$ ,  $H$  je intenzita magnetického pole,  $\lambda$  vlnová délka a  $g$  Landeův koeficient, který v jednoduchých případech se jen málo liší od jednotky. Měření rozštěpení  $\Delta\lambda$  spektrální čáry dovoluje tedy určit intenzitu magnetického pole  $H$  podle vztahu (1).

Nejvhodnějšími pro měření magnetických polí jsou spektrální čáry o velké vlnové délce a s velkým faktorem  $g$ . Následující tabulka I shrnuje podle von Klübera nejvhodnější spektrální čáry pro měření magnetických polí ve slunečních skvrnách.

Tabulka I

| $\lambda$ v Å | Prvek | $g\lambda^2 \cdot 10^{10}$ |
|---------------|-------|----------------------------|
| 5131,478      | Fe    | 66                         |
| 5247,576      | Cr    | 69                         |
| 5250,218      | Fe    | 83                         |
| 6173,348      | Fe    | 95                         |
| 6258,578      | V     | 132                        |
| 6302,508      | Fe    | 100                        |
| 6733,162      | Fe    | 114                        |
| 8468,417      | Fe    | 180                        |
| 10288,87      | Si    | 212                        |

Měření magnetických polí vyžaduje velmi dobrých spektrografů s velkou rozlišovací schopností, protože pozorované rozštěpení čar je velmi malé. Tak např. pro spektrální čáru železa 6302,5 Å je při 10 oerstedech  $\Delta\lambda = 0,0005$  Å. Ve druhém řádu velkého mřížkového spektrografu s ohniskovou délkou 12 m bude toto rozštěpení odpovídat 0,0007 mm. Proto při praktickém měření magnetických polí, která se provádějí buď vizuálně nebo fotograficky, je používáno zařízení, které podél spektrální čáry střídavě vylučuje jednu nebo druhou polarisovanou složku, jak je schematicky naznačeno na obr. 1., kde v levé jeho části je dána spektrální čára a její rozštěpení ve sluneční skvrně, tak jak bychom ji pozorovali bez pomocných zařízení, a v pravé části obr. 1., jak se nám tatáž spektrální čára jeví při použití zařízení, které střídavě vy-



Obr. 1. Rozštěpení čáry ve spektru sluneční skvrny vlivem magnetického pole. V levé části normální, v pravé části při střídavém vylučování jedné z polarisovaných složek pomocným zařízením ve spektrografu.

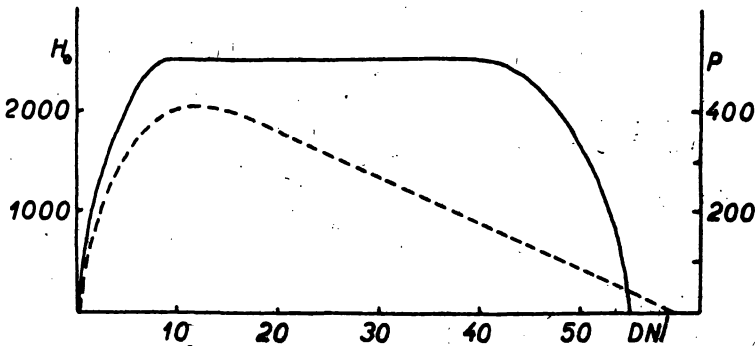
lučuje jednu z polarisovaných složek. Nejčastěji je při praktických měřeních polí používáno spektrální čáry 6173,348, přičemž se dosahuje přesnosti měření  $\pm 50$  Oe. Přesnost měření je též závislá na pozorovacích podmínkách a na velikosti skvrny.

V poslední době byl na třech observatořích uveden do provozu nový přístroj, umožňující přímo registrovat intenzitu i směr magnetických polí na Slunci, tzv. Babcockův magnetograf. Přístroj opět používá Zeemanova efektu, avšak je schopen registrovat i magnetická pole o intenzitě několika oerstedů. Bližší popis přístroje nalezne čtenář v článku [1].

### 3. Magnetické vlastnosti jednoduché skvrny

Intenzita magnetického pole jednoduché, přibližně kruhové skvrny, je ve středu skvrny maximální a směrem k okrajům skvrny jí ubývá (obr. 3). Označíme-li  $b$  poloměr skvrny, pak intenzita magnetického pole  $H$  ve vzdálenosti  $r$  od středu skvrny je v prvním přiblížení dána vztahem

$$H = H_0 \left( 1 - \frac{r^2}{b^2} \right), \quad (2)$$



Obr. 2. Časový vývoj plochy skvrny a intenzity magnetického pole ve středu skvrny  $H_0$ . Plnou čarou je dán průběh  $H_0$ , čárkovaně průběh plochy vyjádřené v miliontinách povrchu sluneční polokoule.

nebo lépe vyhovujícím vztahem

$$H = H_0 \left( 1 - \frac{r^2}{b^2} \right) e^{-\frac{r^2}{b^2}}, \quad (3)$$

je-li  $H_0$  maximální intenzita magnetického pole ve středu skvrny.

Úhel  $\Theta$ , který svírá magnetické pole s normálou k povrchu Slunce, lze vyjádřit vztahem

$$\Theta = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{r}{b}. \quad (4)$$

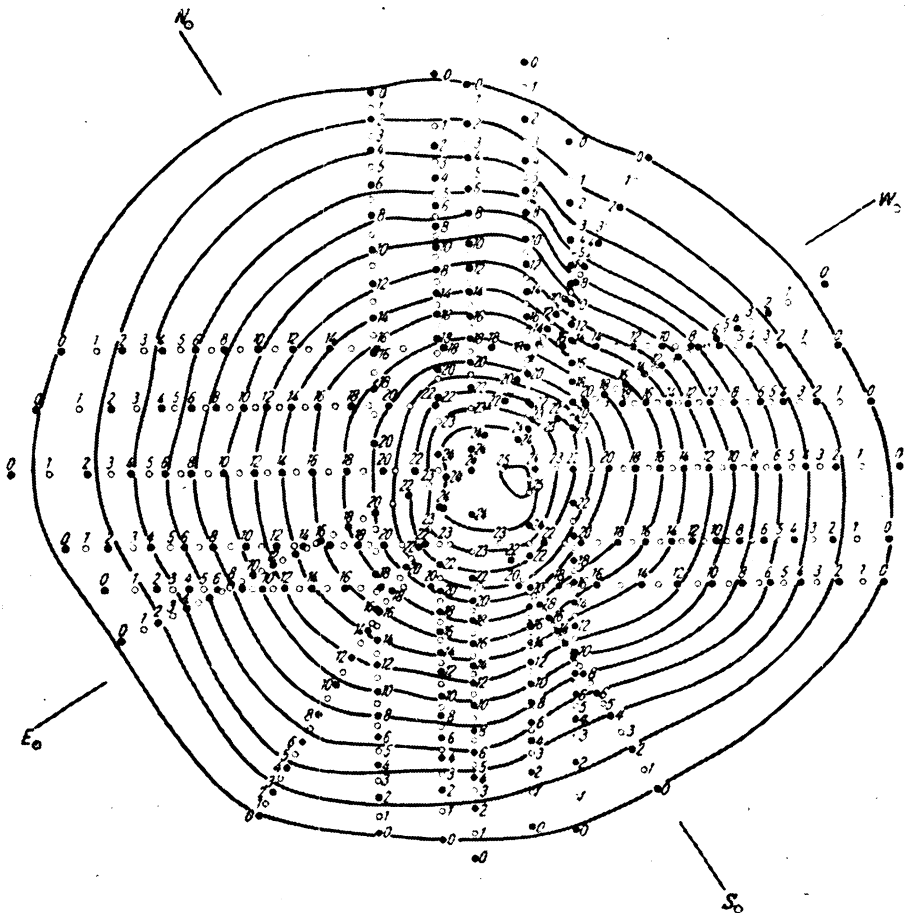
Maximální intenzita magnetického pole  $H_0$  ve středu skvrny jeví závislost na velikosti skvrny. Její hodnota kolísá přibližně v mezích od 100 do 4000 Oe. Průměrná intenzita  $H_0$  u skvrn o různých plochách je dána v tabulce II, kde plocha skvrn je vyjádřena v miliontinách plochy sluneční polokoule a  $H_0$  v oerstedech.

V jednotlivých případech se však mohou naměřené hodnoty  $H_0$  značně lišit od průměrných hodnot uvedených v tabulce II. To je způsobeno též tím, že časový průběh plochy skvrn a intenzity  $H_0$  magnetického pole není stejný. To je dobře patrné z obr. 2, kde je dán průběh  $H_0$  plnou čarou a průběh plochy skvrny čárkovaně. Vidíme, že zatím co plocha skvrny po dosažení své maxi-

mální hodnoty začne ihned opět klesat, intenzita magnetického pole  $H_0$  po dosažení své maximální hodnoty zůstává po delší dobu beze změny a teprve ke konci života skvrny začne opět klesat.

Tabulka II

| Plocha skvrny | $H_0$ | Plocha skvrny | $H_0$ |
|---------------|-------|---------------|-------|
| 50            | 1300  | 300           | 2700  |
| 100           | 1800  | 350           | 2700  |
| 150           | 2200  | 400           | 2700  |
| 200           | 2400  | 450           | 2700  |
| 250           | 2600  | 500           | 2700  |



Obr. 3. Rozložení intenzity magnetického pole podle měření Schrötera. Jednotlivé body udávají měřená místa, čísla u těchto bodů naměřenou intenzitu magnetického pole ve stovkách oerstedů. Čáry spojují místa o stejné intenzitě.

Magnetické pole neexistuje však pouze uvnitř skvrny. Richardson našel ve vzdálenosti 5–6 poloměrů skvrny od jejího středu slabá magnetická pole o intenzitě asi  $0,05 H_0$ , avšak opačné polarity než je polarita magnetického pole uvnitř skvrny.

#### 4. Magnetické vlastnosti skupin skvrn

Slnéční skvrny se vyskytují většinou ve skupinách, které prodělávají vývoj. V rozvité skupině skvrn existují obvykle dvě hlavní skvrny a okolo nich a mezi nimi jsou drobnější skvrny. Hlavní skvrna, ležící v západní části skupiny skvrn, označovaná často jako  $P$  skvrna, vzniká obvykle dříve a zaniká později, než druhá hlavní skvrna ležící ve východní části skupiny a označovaná jako  $F$  skvrna.

V každé skupině skvrn existuje magnetické pole. Asi 60% skupin jsou tzv. skupiny bipolární, to znamená, že ve skupině existuje obojí polarita magnetického pole. Rozložení magnetického pole v bipolární skupině bývá většinou takové, že jedna z hlavních skvrn má severní magnetismus a druhá magnetismus jižní.

Často bývají pozorována slabá magnetická pole v místech, kde není žádná skvrna. Takováto magnetická pole bývají velmi často v unipolárních skupinách přibližně v místech, kde by měla existovat  $F$  skvrna. Tam, kde existuje magnetické pole bez skvrny, obvykle před nějakou dobou skvrna existovala, nebo po určité době skvrna vznikne.

Podle magnetických vlastností skvrn rozdělujeme všechny pozorované skupiny na tři základní třídy  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  s několika podtřídami:

$\alpha$ -unipolární skupiny: skupina skvrn nebo jediná skvrna pouze s jedním druhem magnetické polarity. Podtřídy se určují podle polohy takové skvrny nebo skupiny skvrn vůči flokulovému poli ve vrstvě nad skvrnami v tzv. chromosféře. Toto flokulové pole v chromosféře fyzikálně souvisí se skupinou skvrn. Podtřídy u unipolárních skvrn a skupin jsou tyto:

- $\alpha$  — skvrny leží ve středu chromosférického pole, které je obklopuje,
- $\alpha p$  — skvrny leží v západní části pole,
- $\alpha f$  — skvrny leží v východní části pole.

$\beta$ -bipolární skupiny. Polarita obou hlavních skvrn je opačná a dělicí čára polarit probíhá zhruba středem skupiny. Podrobnější rozdělení:

- $\beta$  — obě hlavní skvrny jsou přibližně stejně velké,
- $\beta p$  — západní skvrna je vyvinutější,
- $\beta f$  — východní skvrna je vyvinutější,

$\beta \gamma$  — složité skupiny, u nichž je různá polarita obou hlavních skvrn, avšak neexistuje jednotná dělicí čára polarity. Malé skvrny různé polarity se vyskytují v blízkosti obou hlavních skvrn.

$\gamma$  — multipolární skupiny. Velmi složité skupiny, u nichž nelze rozeznat žádnou zákonitost v rozložení polarity.

Percentuální rozdělení skupin do těchto různých tříd je shrnuto v tabulce III.

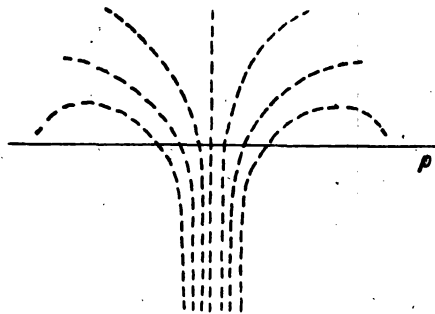
Tabulka III

| Magnetická třída | $\alpha$ | $\alpha p$ | $\alpha f$ | $\beta$ | $\beta p$ | $\beta f$ | $\beta \gamma$ | $\gamma$ |
|------------------|----------|------------|------------|---------|-----------|-----------|----------------|----------|
| %                | 14       | 20         | 5          | 20      | 29        | 8         | 3              | 1        |

Magnetická polarita  $P$  skvrn na severní polokouli je vždy opačná než magnetická polarita  $P$  skvrn na jižní polokouli Slunce, přičemž v bipolárních skupinách na obou polokoulích mají  $F$  skvrny vždy opačnou polaritu než  $P$  skvrny. Toto rozdělení magnetických polarit zůstává beze změny během celého jednoho 11-letého cyklu sluneční činnosti (o 11-letém cyklu sluneční činnosti nalezne čtenář více v článku [2]). V době minima 11-letého cyklu se však polarita změní, a to tak, že v následujícím 11-letém cyklu je polarita skupin skvrn na severní polokouli taková, jako byla dříve na jižní polokouli a na jižní polokouli taková, jako byla dříve na severní polokouli. Ve dvou sousedních 11-letých cyklech sluneční činnosti je tedy magnetická polarita skvrn opačná.

### 5. Důsledky existence magnetických polí ve skvrnách

Jak bylo již dříve řečeno, magnetické pole se často objevuje v místě, kde teprve později skvrna vznikne, a často existuje ještě po zániku skvrny. Na základě toho lze předpokládat, že magnetické pole je primárním jevem v aktivní oblasti na Slunci a že teprve jeho důsledkem jsou ostatní sluneční činnosti, jako jsou skvrny, chromosférické erupce, protuberance a pod.



Obr. 4. Průběh siločar ve skvrně podle Cowlinga.  $p$  — fotosféra.

Alfvén se pokusil vysvětlit ochlazení plynů ve sluneční skvrně existencí magnetického pole. Existuje-li mezi skvrnou a okolní fotosférou rovnováha, pak tlak uvnitř skvrny se musí rovnat tlaku v okolní fotosféře. Nechť hydrostatický tlak ve skvrně je  $p$  a hydrostatický tlak v okolní fotosféře  $p_0$ . Avšak ve skvrně existuje magnetické pole intenzity  $H$ , tak že ve skvrně panuje též

magnetický tlak  $\frac{\mu H^2}{8\pi}$ . Ve stavu rovnováhy mezi skvrnou a jejím okolím musí tedy platit vztah

$$p + \frac{\mu H^2}{8\pi} = p_0, \quad (5)$$

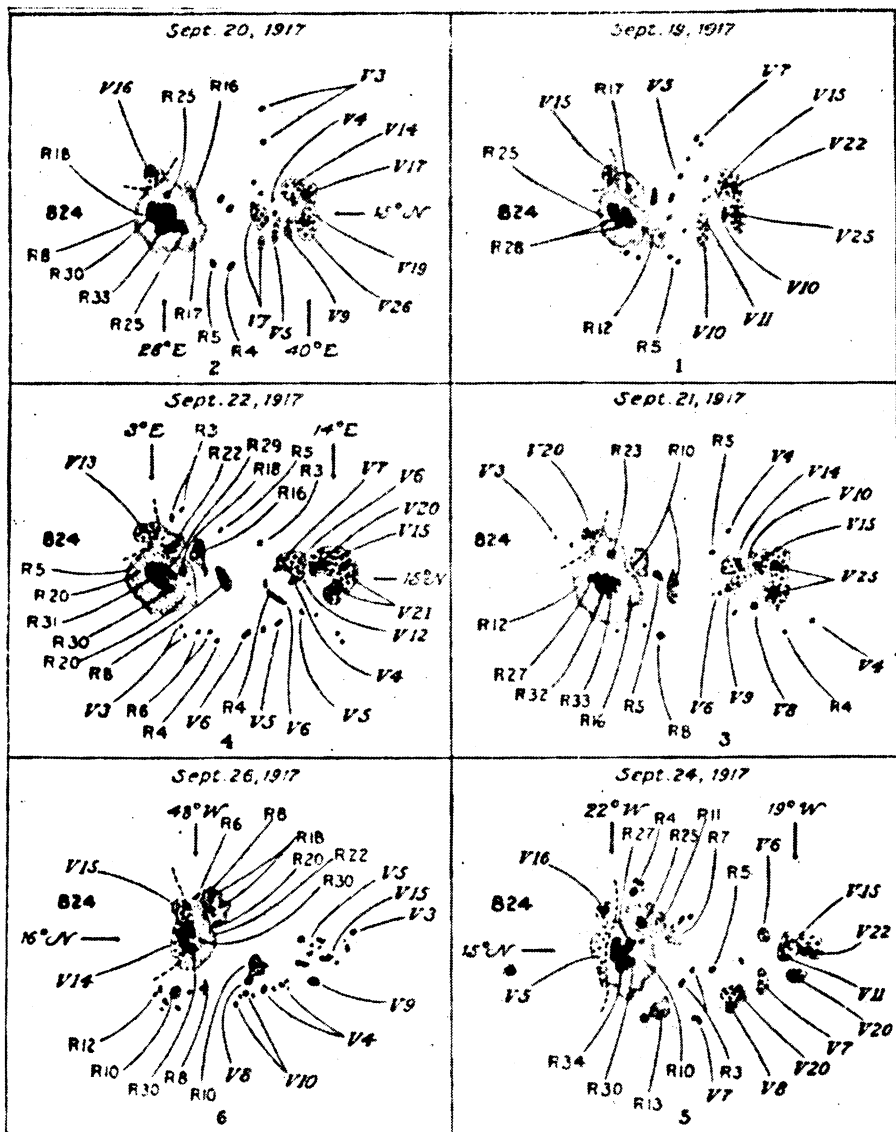
kde  $\mu$  je permeabilita. Pro  $\mu = 1$  a  $H = 2000$  Oe obdržíme  $p_0 - p = 1,6 \cdot 10^5$  dyn/cm<sup>2</sup>, tedy přibližně tlak stejně velký jako vlastní hydrostatický tlak ve skvrně.

Podle Alfvéna musí být dále ve stejné hladině i stejná hustota  $\rho$ . Z této podmínky a z plynové rovnice plyne, že poměr tlaku ku absolutní teplotě plynu musí být konstantní, to jest  $p_0/T_0 = p/T = k$ . Z (5) pak dostaneme

$$T = T_0 \left( 1 - \frac{H^2}{8\pi p_0} \right), \quad (6)$$

je-li  $T$  teplota ve skvrně a  $T_0$  teplota v okolní fotosféře.

Statická rovnováha vodivého plynu ve vertikálním magnetickém poli je tedy možná jedině tehdy, když teplota plynu v magnetickém poli je nižší než teplota mimo pole. Teplota ve skvrně je tedy nižší než teplota okolní foto-



Obr. 5. Rozložení magnetického pole v bipolární skupině skvrn v několika po sobě následujících dnech. R severní magnetismus, V jižní magnetismus. Čísla udávají intenzitu magnetického pole ve stovkách oerstedů.

sféry vlivem magnetického pole skvrny, které způsobuje adiabatické ochlazení plynů ve skvrně. V obr. 4 je dán průběh magnetických siločar ve skvrně podle Cowlinga. Jelikož ionizovaný plyn se může pohybovat pouze podél magnetických siločar, dochází při jeho proudění z hlubších vrstev k vrchním k adiabatickému rozpínání a tedy i k adiabatickému ochlazení. Lze tedy nižší teplotu ve slunečních skvrnách plně vysvětlit přítomností magnetického pole.



Intenzita magnetického pole a jeho rozložení ve skupině slunečních skvrn se ve skutečnosti neustále mění. Tyto změny mohou vyvolávat poměrně značné elektrické pole. Tak na př. jestliže skvrna o poloměru  $R = 5 \cdot 10^8$  cm a intenzitě magnetického pole  $H = 1000$  Oe se vytvoří během tří dnů, pak maximální napětí vírového elektrického pole nad skvrnou bude rovno  $10^{-2}$  volt/cm. S těmito změnami magnetického pole a jimi vyvolávanými elektrickými poli pravděpodobně úzce souvisí chromosférické erupce, vznikající nad skupinami skvrn.

Magnetické pole skvrn sahá do poměrně značných výšek nad sluneční skvrny. V těchto výškách můžeme pozorovat tzv. sluneční protuberance, které, jak ukazuje řada prací z poslední doby, vznikají také v důsledku magnetického pole. Bližší podrobnosti o vzniku těchto zajímavých útvarů na Slunci v souvislosti s magnetickým polem nalezne čtenář v článku [3].

Vidíme tedy, že magnetické pole v oblasti slunečních skvrn má důležitou úlohu v celé sluneční činnosti.

## 6. Vznik magnetických polí skvrn

Problém vzniku magnetických polí skvrn není dosud rozřešen. Prakticky dnes neexistuje žádná uspokojivá teorie vzniku těchto magnetických polí.

Cowling se zabýval otázkou doby vzniku a rozpadu magnetických polí. Jestliže v ionisované látce slábně magnetické pole, pak současně se indukují elektrické proudy, zpomalující slábnoucí pole. Takovýto zjev nazýváme samoindukcí. Hustota elektrického toku  $j$  je dána vztahem

$$j = \frac{\sigma}{c} \cdot \frac{\partial A}{\partial t}, \quad (7)$$

kde  $\sigma$  je elektrická vodivost,  $c$  rychlost světla a  $A$  je určeno vztahem

$$H = \text{rot } A. \quad (8)$$

Tento proud vyvolává magnetické pole, dané vztahem

$$\text{rot } H = \frac{4\pi}{c} j = -\nabla^2 A, \quad (9)$$

odkud

$$\nabla^2 A = \frac{4\pi\sigma}{c^2} \cdot \frac{\partial A}{\partial t}. \quad (10)$$

$\nabla^2 A$  se řádově rovná  $A/R^2$ , kde  $R$  je poloměr uvažované oblasti. Odtud obdržíme dobu  $t$  rozpadu  $A$  a tedy i  $H$

$$t \approx \frac{4\pi\sigma R^2}{c^2}. \quad (11)$$

V případě slunečních skvrn obdržíme  $t$  řádově několik set let. Stejně doby by bylo potřeba i pro vznik tohoto magnetického pole.

To by znamenalo, že pozorované vznikání a zanikání magnetického pole skvrny je ve skutečnosti pouhým jeho vynořením nebo ponořením z povrchových vrstev sluneční atmosféry do spodních vrstev, nepřístupných přímému pozorování.

Někteří autoři předpokládají, že magnetické pole ve skvrně vzniká vlivem elektrického kruhového proudu. Jako příklad takové teorie můžeme uvést teorii vyvozenou autorem tohoto článku, v níž se podařilo současně odvodit i časový průběh plochy skvrny.

Předpokládejme, že magnetické pole skvrny je způsobeno elektrickým kruhovým proudem, obíhajícím po obvodu kruhové skvrny o poloměru  $R$ . Označme  $r_0$  poloměr válce, jímž po obvodu skvrny protéká elektrický proud o hustotě  $j$ . Potom intenzita magnetického pole  $H_0$  ve středu skvrny pro  $r_0 \ll R$  je dána výrazem

$$H_0 = \frac{2\pi^2 r_0^2 j}{R} \quad (12)$$

Jak jsme ukázali již dříve, intenzita magnetického pole  $H_0$  zůstává po většinu života skvrny beze změny. Můžeme tedy v prvním přiblížení intenzitu magnetického pole  $H_0$  pokládati za konstantní během celého vývoje skvrny.

Jelikož v objemu  $\pi R^3$  je pravděpodobně soustředěna převážná část energie magnetického pole skvrny, můžeme celkovou energii magnetického pole skvrny  $\epsilon_0$  pokládati za úměrnou hustotě energie ve středu skvrny a  $R^3$ . Jestliže místo poloměru  $R$  zavedeme plochu skvrny  $S$ , obdržíme pro energii  $\epsilon_0$  výraz

$$\epsilon_0 = \frac{\mu\alpha H_0^2}{8\pi^{3/2}} S^{3/2}, \quad (13)$$

kte  $\alpha$  je konstanta a  $\mu$  permeabilita. Jestliže ochlazení plynů ve skvrně je způsobeno magnetickým polem, jak jsme o tom hovořili dříve, pak lze předpokládat, že i plocha skvrny  $S$  závisí určitým způsobem na magnetickém poli. Změna magnetického pole a tedy i jeho energie musí mít za následek i změnu plochy skvrny. Na zvětšení plochy skvrny je tedy třeba dodat energii  $E_1$ , o kterou se změní celková energie  $\epsilon_0$ . Můžeme tedy psát

$$E_1 = \frac{d\epsilon_0}{dt} = \frac{3\mu\alpha H_0}{16\pi^{3/2}} S^{1/2} \frac{dS}{dt} \quad (14)$$

Aby se elektrický proud protékající na obvodu skvrny udržel, musí mu být neustále dodávána energie, kterou proud ztrácí ve formě tepelné energie, předávané jeho okolí. Toto oteplení v místě elektrického proudu pak pozorujeme jako zjasnění forosféry u okraje skvrny; bývá nazýváno jasným prstencem. Energie  $E_2$ , kterou je nutno dodávat na udržení elektrického proudu na okraji skvrny a tím i tedy plochy skvrny, je dána výrazem

$$E_2 = \frac{lH_0}{\pi^{3/2}} S^{3/2}, \quad (15)$$

kte  $l$  je konstanta.

Součet obou energií, tj. energie  $E_1$ , spotřebované na změnu plochy a  $E_2$ , spotřebované na udržení plochy skvrny, je neznámou funkcí času

$$E_1 + E_2 = E(t). \quad (16)$$

Můžeme tedy psát

$$\frac{3\mu\alpha H_0^2}{16\pi^{3/2}} \frac{dS}{dt} + \frac{lH_0}{\pi^{3/2}} S = \frac{E(t)}{S^{1/2}} \quad (17)$$

Jelikož na sestupné části vývoje skvrny ubývá plochy skvrny lineárně s časem, jak je patrné z obr. 2, je tedy v této části vývoje skvrn  $\frac{dS}{dt} = \text{konst.}$  Pak plyne z rovnice (17), že

$$\frac{E(t)}{S^{1/2}} = A - Bt, \quad (18)$$

kde  $t$  je čas, počítaný od okamžiku vzniku skvrny. Můžeme učinit předpoklad, že vztah (18) platí během celého vývoje skvrny. Pak obdržíme

$$\frac{dS}{dt} + \frac{16l}{3\mu\alpha H_0} S = \frac{16\pi^{3/2}}{3\mu\alpha H_0^2} (A - Bt), \quad (19)$$

což je diferenciální rovnice, určující průběh plochy skvrny během jejího vývoje. Její řešení dává průběh plochy skvrny v čase

$$S = \left[ \frac{\pi^{3/2}A}{lH_0} + \frac{3\mu\alpha\pi^{3/2}B}{16l^2} \right] \left[ 1 - e^{-\frac{16t}{3\mu\alpha H_0^2}} \right] - \frac{\pi^{3/2}B}{lH_0} t. \quad (20)$$

Průběh plochy skvrny, daný vztahem (20) celkem dobře odpovídá průběhu pozorovanému.

Tato teorie, vyvozená autorem článku, má oproti některým jiným teoriím tu přednost, že vysvětluje nejen vznik magnetického pole, ale i jasného prstence na obvodu skvrny a odvozuje z magnetického pole i časový průběh plochy skvrny. Avšak ani tuto teorii zdaleka nemůžeme pokládat za uspokojivou, protože uvažovaný model je značně zjednodušen, a při jeho odvození je zanedbána řada okolností. Jedním z jeho největších nedostatků je nevysvětlený původ elektrického proudu na obvodu skvrny, protékajícího poměrně tenkým prstencem, přičemž není uvažován zpětný vliv vzniklého magnetického pole na elektrický proud.

Značně propracovanou teorií vzniku slunečních skvrn a tedy i jejich magnetického pole je teorie propracovaná Alfvénem a Walénem, vybudovaná na teorii magneto-hydrodynamických vln. O magneto-hydrodynamických vlnách a z nich odvozené teorii slunečních skvrn se čtenář více dozví v článku [4]. Avšak i proti této teorii lze vyslovit celou řadu opodstatněných námitek.

A tak o původu magnetického pole slunečních skvrn, které má velmi významnou, možná i prvořadou úlohu v celé sluneční činnosti, nevíme ve skutečnosti dosud nic.

#### Literatura

- [1] J. Kleczek: *Sluneční magnetismus*, Časopis čs. ústavu astr., sv. 6 (1956), č. 2.
- [2] M. Kopecký: *Periodicita sluneční činnosti*, Pokroky mat., fys. a astr., roč. III (1958), č. 1.
- [3] J. Kleczek: *Sluneční protuberance*, tamtéž, č. 2.
- [4] A. Hruška: *Teorie magneto-hydrodynamických vln a její aplikace v astrofysice*, tamtéž, roč. II (1957), č. 5.