

# Cyklický vývoj magnetické helicity

*P. Ambrož, Astronomický ústav AV ČR, Ondřejov, pambroz @asu.cas.cz*

## Abstrakt.

Magnetická helicity je jednou z topologických charakteristik rozložení magnetického a rychlostního pole na Slunci. Stanovení její hodnoty lze provést několika různými metodikami a zároveň lze odlišit stanovenou velikost helicity v závislosti na charakteristickém rozměru magnetických a rychlostních struktur. Helicity spojená s šířkovou diferenciální rotací nepostačuje k energetickému depozitu, typickému pro eruptivní procesy na Slunci. Naopak helicity spojená s malými strukturami vykazuje znaky náhodnosti. Cyklický charakter aktivních procesů a helicity odvozené z velkorozměrových magnetických a rychlostních polí jsou sledovány s ohledem na existenci hemisférického pravidla helicity v průběhu posledních tří cyklů sluneční aktivity.

## 1. ÚVOD

Studium průběhu většiny aktivních jevů ve sluneční chromosféře a koróně, zvláště potom rychlých eruptivních procesů svědčí o přítomnosti přetočených, stočených a smotaných plazmatických vláken. Ta pozorujeme přímo v erupčních vlákních a smyčkách, v protuberancích a v eruptivních protuberancích jak v relativně klidové konfiguraci před započítím erupčního procesu, tak i ve velmi dramatické fázi erupčního procesu samotného. Rozmotávání plazmatických provazců je obvyklým dynamickým projevem všech eruptivních procesů a po jejich úplném rozmotání celý proces, tedy jeho eruptivní fáze končí. Stáčení plazmatických vláken v různých stádiích tohoto topologického procesu je tedy nedílnou součástí eruptivních jevů na Slunci a dominuje od fotosféry až daleko do koróny, mnohdy pozorujeme takové procesu až do vzdálenosti téměř dvou desítek slunečních poloměrů.

Samotný proces stáčení útvarů na Slunci je předmětem studia již po několik desetiletí, v poslední době ale vzrostl důraz na studium příčin vzniku takových stočených struktur. Klademe si otázku, jaký je mechanismus, který ke stáčení plazmatických provazců vede a zda tento proces lze nějakým způsobem kvantifikovat. Obecně se domníváme, že uzavřená magnetická konfigurace, jejíž zakotvení je ve fotosféře a sama zasahuje do koróny, představuje kostru budoucího aktivního procesu. Pokud jednotlivé siločáry udržují mezi sebou plazma, lze tyto diskrétní prostory považovat za podstatu formujících se magnetických silotrubic. Přítomnost plynového tlaku a magnetickému poli odpovídajícímu magnetickému tlaku se podílí na ustavené rovnováze takové konfigurace. Magnetická energie takové konfigurace se dá odhadnout s ohledem na možnou měřitelnost fotosférického magnetického

pole v zakotvení. Jestliže je magnetické pole bezproudové a tedy potenciálové, je magnetická energie konfigurace přímo odvoditelná z intenzit ve fotosféře a ze všech možných energetických obsahů je tento energetický obsah minimální. Podstatné je, že tato energie se nemůže rychle uvolnit a jediná cesta jejího zániku je v zániku magnetického pole ve fotosféře. Takový proces sice nastává, ale je velmi pomalý a nejspíše spočívá v pozvolné disipaci magnetického pole v konvektivní zóně a ve fotosféře.

Konfigurace má ale schopnost akumulovat magnetickou energii v případě, že v ní začne protékat elektrický proud. Tato schopnost se potom nejpravděpodobněji začne realizovat v osách magnetických silotrubic, tedy podél původního magnetického pole. V důsledku aditivní vlastnosti magnetického pole se nově generovaná složka pole skládá se složkou původní struktura pole v celé konfiguraci se začne měnit.

Jedna z mála možností generace elektrického proudu spočívá v procesu, kdy zakotvení siločar jsou pod vlivem takového pohybu, který má za následek stáčení resp. zkroucení magnetických silotrubic, krátce realizuje se tam rotor magnetické indukce. Pro tvorbu tzv. uvolnitelné magnetické energie je tedy nezbytné hledat ve sluneční fotosféře takové rychlostní pole, které může stáčení silotrubic způsobit. Obecně se jedná tedy o rotační, či vírový pohyb. Partikulárně se takový typ pohybu vyskytuje i v tzv. střížném, nebo „shearing“ proudění, který je charakterizován příčným horizontálním gradientem rychlosti.

Proces stáčení v zakotvení magnetických silotrubic tedy zpravidla vede k vytvoření spirálových struktur na každé trubici zvláště a potom i v celém svazku silotrubic. Je mnoho pozorování která takové struktury potvrzují.

## 2. DEFINICE A METODIKA VÝPOČTU

Kvantitativním měřítkem schopnosti konfigurace obsahovat uvolnitelnou energii je tzv. magnetická *helicita*. V této souvislosti se také často hovoří i o *kinematické a proudové helicity*.

Obecně řečeno, helicity popisuje, jaký typ orientace stáčení je při proudění preferován a poskytuje i kvantitativní možnost srovnání. Pro samotný princip stáčení vláken bez ohledu na směr a velikost se používá anglický termín „*chirality*“. Vzhledem k tomu, že magnetické pole je v důsledku vysoké elektrické vodivosti těsně svázáno s konvektivními pohyby, předpokládáme, co do směru, prostou korelaci mezi magnetickou a kinetickou helicitou.

Magnetické pole zachovává svoji helicitu při svém vynořování přes konvektivní zónu. Proto předpokládáme, že povrchové rozložení magnetické helicity fotosférického pole odráží podpovrchové změny kinetické helicity v konvektivní zóně a může být využito jako pozorovatelský nástroj ke studiu slunečního nitra. To je ale jen jedna cesta, jak může být helicity použita. Další a v mnoha případech obecnější využití kvantitativní hodnoty helicity je při analýze horizontálního rychlostního pole a to jak v lokálním měřítku, tak i ve velkorozměrovém kontextu.

Hustota kinetické helicity:

$$\mathbf{H}_k = \mathbf{v} \cdot \nabla \times \mathbf{v}$$

Hustota magnetické helicity:

$$\mathbf{H}_m = \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} = \mathbf{A} \cdot \nabla \times \mathbf{A},$$

kde  $\mathbf{A}$  je vektorový potenciál magnetické indukce  $\mathbf{B}$

Hustota proudové helicity:

$$\mathbf{H}_c = \mathbf{B} \cdot \nabla \times \mathbf{B}$$

Parametr bezsilového magnetického pole  $\alpha$ :

$$\alpha = \mathbf{B}^{-1} \nabla \times \mathbf{B},$$

kde pro bezsilové pole platí

$$\mathbf{A} = \alpha^{-1} \mathbf{B} \text{ a tedy}$$

$$\alpha = \mathbf{H}_m^{-1} \mathbf{B}^2 = \mathbf{H}_c \mathbf{B}^{-2}$$

Pokud jde o magnetickou helicitu, pro pole  $\mathbf{B}$  uvnitř objemu je helicity definována jako

$$H = \int_V \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} dV$$

kde vektorový potenciál je roven

$$\mathbf{A} = \nabla \times \mathbf{A}.$$

Tato definice má smysl pouze tehdy, když magnetické pole je plně uzavřeno v objemu  $V$  a tedy, když normální komponenta  $B_n = \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} = 0$  na hranicích  $S$ . Pro případ, že  $B_n \neq 0$  se definuje tzv. *relativní magnetická helicity*  $H_r$ . Relativní proto, že od helicity se odečte helicity referenčního pole  $\mathbf{B}_0$ , která má stejné rozložení  $B_n$  na povrchu  $S$

$$H_r = \int_V \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} dV - \int_V \mathbf{A}_0 \cdot \mathbf{B}_0 dV$$

Podotkneme, že referenční pole může být potenciálové pole. Poněvadž  $H_r$  se ve slunečních podmínkách zachovává, jedinou cestou jak se může měnit uvnitř

objemu  $V$  je pouze v důsledku transportu helicity přes hranici  $S$ . Pro změnu relativní helicity platí

$$\frac{dH_r}{dt} = -2 \int_S [(\mathbf{A}_0 \cdot \mathbf{v}) \mathbf{B} - (\mathbf{A}_0 \cdot \mathbf{B}) \mathbf{v}] dS$$

kde  $\mathbf{v}$  je rychlost plazmatu a  $\mathbf{A}_0$  odpovídající vektorový potenciál. Pokud  $S$  představuje sluneční fotosféru, potom komponenta časového vývoje relativní helicity se dělí na tangenciální a normální složky, pro něž platí

$$\left. \frac{dH}{dt} \right|_t = -2 \int_S (\mathbf{v}_t \cdot \mathbf{A}_p) B_n dS_p$$

$$\left. \frac{dH}{dt} \right|_n = 2 \int_S (\mathbf{A}_p \cdot \mathbf{B}_t) v_n dS_p$$

kde  $\mathbf{B}_t$  a  $B_n$  jsou tangenciální a normální složky magnetického pole ve fotosféře a  $v_t$  a  $v_n$  tangenciální a normální složky fotosférických rychlostí. Tangenciální komponenta změny helicity je ovlivňována diferenciální rotací nebo případným fotosférickým stříhovým pohybem a stáčením (shearing a twisting), zatím co normální složka reprezentuje změnu helicity v důsledku vynořování stočených silochar, resp. silotrubic přes fotosféru. Normální komponenta změny helicity se sice hypoteticky dá vypočítat, ale v praxi je třeba mít k dispozici sérii měření úplného vektoru pole (tedy stačí příčné komponenty), případně nějaké komplexnější vědomosti o struktuře magnetického pole pod fotosférou. Obojí je zpravidla nedostupné a proto tento člen zůstává většinou nevyčíslen. Daleko častěji jsou k dispozici údaje pro stanovení tangenciálního členu. Tam je třeba znát rozložení normální komponenty magnetického pole  $B_n$ , příčnou povrchovou rychlost plazmatu  $v_t$  a hodnoty vektorového potenciálu  $\mathbf{A}_p$ .

Jedním z možných postupů při studiu magnetické helicity je analýza struktur ve chromosféře a koróně vzhledem k bezproudovým strukturám. Analýza je možná pro tzv. bezsilová magnetická pole

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$$

Hodnoty  $\alpha$  lze stanovit buď z měření vektor-magnetografem případně z analýzy sklonů vláken v aktivních oblastech nebo v jejich okolí. Touto cestou vznikla řada prací o magnetické helicity v aktivních oblastech a byly formulovány základy o tzv. hemisférickém pravidle rozložení magnetické helicity. Hemisférické pravidlo naznačuje převahu záporného  $\alpha$  na severní polokouli a kladného na jižní, při čemž převaha je v rozmezí od 62% do 75%. Bezproudové magnetické pole  $\mathbf{B}_p$  je zcela určeno rozložením vertikální komponenty  $B_z$  na rozhraní  $S$ . Poněvadž proud, udržující  $\mathbf{B}_p$  je omezen na povrch, potom vertikální komponenta proudu bude nulová a odtud plyne, že  $A_{pz} = 0$  na povrchu  $S$ . Pokud magnetické pole nebo rychlostní pole jsou omezeny na část povrchu  $S_p$ , potom integrál pro tangenciální změnu helicity je zcela určen radiální (resp. vertikální) složkou magnetického pole  $B_z$  (nebo  $B_r$  či  $B_n$ ), kterou dokážeme měřit standardně magnetografem. Pro horizontální složku rychlostí  $\mathbf{v}$  lze využít časových změn ve vývoji magnetického pole a pomocí metodiky LCT (Local

Correlation Tracking) horizontální rychlost potom vypočítat. Jedinou neznámou je tedy člen  $A_p$ , který ale lze vypočítat na základě známých hodnot  $B_r$ . Chae (2001) navrhl a použil metodiku, která pomocí metody Fourierovy transformace dovolila řešit rovnice pro složky  $A_p$

$$\frac{\partial^2 A_{px}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_{px}}{\partial y^2} = -\frac{\partial B_r}{\partial y}$$

$$\frac{\partial^2 A_{py}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_{py}}{\partial y^2} = \frac{\partial B_r}{\partial x}$$

Jejich Fourierovo řešení je

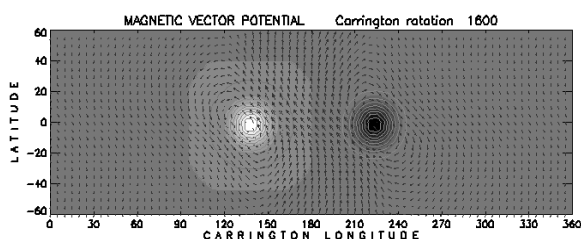
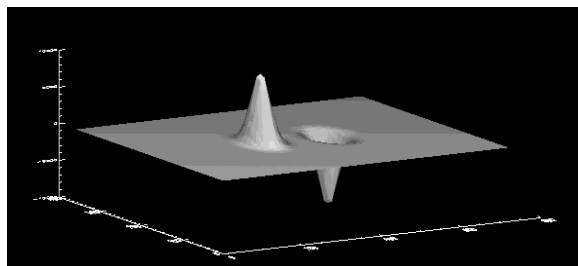
$$A_{px} = FT^{-1} \left[ \frac{jk_y}{k_x^2 + k_y^2} FT(B_r) \right]$$

$$A_{py} = FT^{-1} \left[ \frac{jk_x}{k_x^2 + k_y^2} FT(B_r) \right]$$

kde Fourierova transformace funkce  $A(x,y)$  je

$$FT(A) = \sum_{x,y} A(x,y) \exp(-jk_x x - jk_y y)$$

Funkce celé metody je znázorněna na modelovém příkladě na obr. 1.



**Obr.1 Modelové rozložení intenzity magnetického pole v ohraničené oblasti (nahore) a vypočtená struktura magnetického vektorového potenciálu pro takovou situaci (dole).**

Rozložení dvou magnetických oblastí jednoduchého symetrického tvaru je znázorněno jak v axonometrické projekci, tak ve formě hustotně odlišené a izočarami překryté mapě. Pro tuto situaci je potom vypočten vektorový potenciál, který odpovídá takové jednoduché situaci.

Cílem této studie je posoudit, do jaké míry se velkorozměrová magnetická a rychlostní pole mohou podílet na tvorbě a transportu magnetické helicity. Pro účely zmapování příspěvku jednotlivých lokalit byly vytvořeny mapy veličiny  $-2(\mathbf{v} \cdot \mathbf{A}_p) \mathbf{B}_z$ , která je mírou lokálního příspěvku pohybu zakotvení k velikosti transportu magnetické helicity. Lze odhadovat, jaký typ pohybu ve vztahu k magnetickému poli přináší ten či onen příspěvek k transportu helicity.

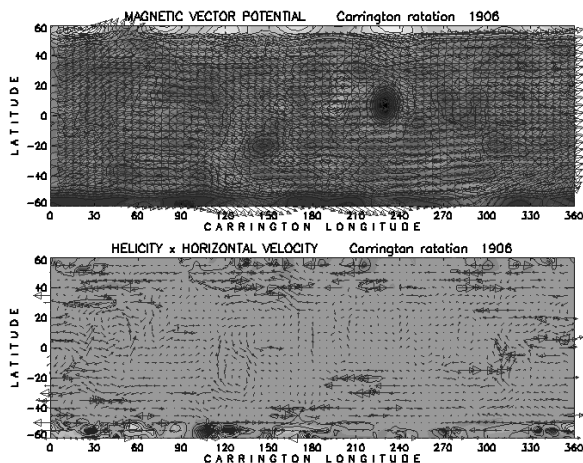
Dosavadní studie ukazují, že transport helicity na př. ve velmi omezených částech aktivních oblastí může během několika desítek minut dosáhnout hodnoty, která se rovná transportu odhadnutému ze střední diferenciální rotace během dvou až tří otoček. Doposud ale zůstávaly stranou velkorozměrová rychlostní pole, která velmi často doprovázejí aktivní oblasti s intenzivním magnetickým polem, jejichž doba života ale trvá několik, zpravidla až čtyři Carringtonovy otočky.

### 3. HELICITA VELKOROZMĚROVÝCH POLÍ

Velkorozměrová magnetická a rychlostní pole při své změně s časem mají za následek proměnlivost transportu helicity, avšak tento efekt nemá globální charakter. Provedené studie doposud hovořily o dvou zdrojích transportu helicity – o diferenciální rotaci a o lokální, zpravidla podfotosférické turbulenci v aktivních oblastech. Přitom jednoduchý odhad ukazuje, že diferenciální rotace není schopna produkovat takový transport helicity, jaký jsme schopni odvodit z aktivních procesů, které pozorujeme.

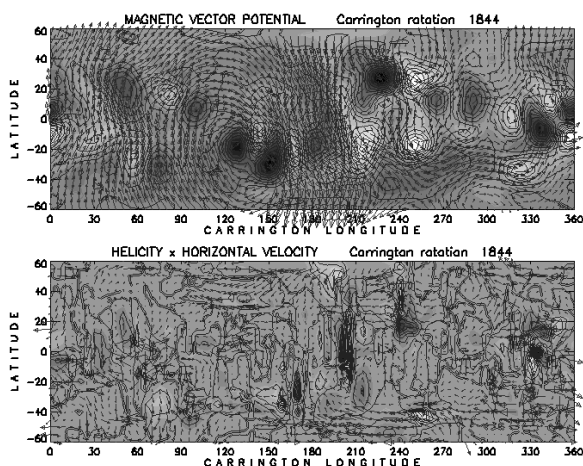
Velkorozměrová magnetická a rychlostní pole jsou ale natolik diversifikována po slunečním povrchu, že umožňují očekávat vysoce nehomogenní rozložení transportu helicity pro jednotlivé otočky. Přitom lze očekávat jistý systém v transportu helicity pro celý cyklus sluneční aktivity.

Rozložení vektorového potenciálu pro jednotlivé otočky je první fází výpočtu. Velkorozměrové magnetické pole je vyjádřeno spojitou funkcí, odvozenou ze sférických harmonických koeficientů. Koeficienty jsou pravidelně k dispozici z Wilcox Solar Observatory z University ve Stanfordu, USA (WSO.). Pro výpočet byly užity sférické harmonické funkce limitované hlavním číslem  $l = 12$ . Ve druhé fázi výpočtu byly ze dvou po sobě následujících otoček odvozeny horizontální rychlosti, které jsou zodpovědné za transport magnetického toku v povrchové vrstvě sluneční konvektivní zóny. Přes výslednou hodnotu transportu magnetické helicity jsou překresleny vektory horizontálních rychlostí. Obě takové synoptické mapy jsou znázorněny na obr. 2 pro Carringtonovy otočky 1906-07, tedy pro období minima cyklu aktivity.



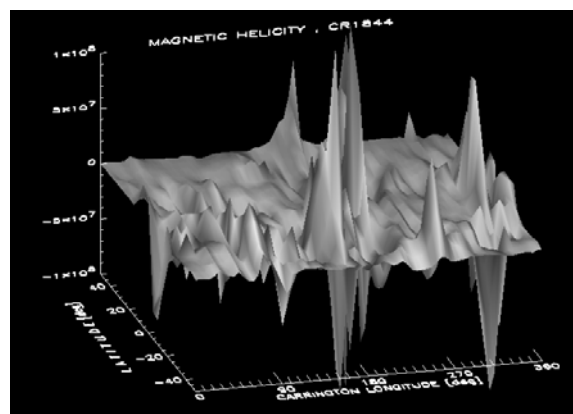
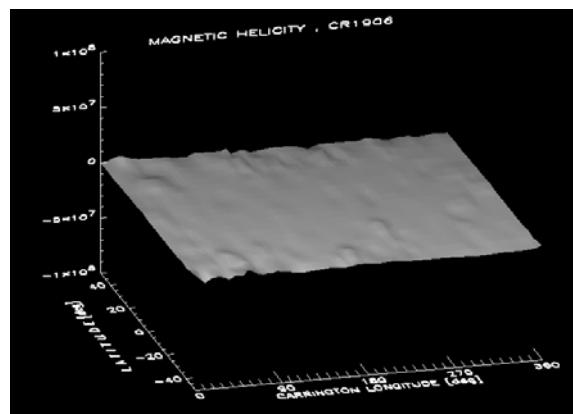
**Obr. 2.** Nahoře mapa rozložení magnetického toku, překreslená téměř zonálně orientovanými vektory magnetického vektorového potenciálu. Dole zcela nevýrazné podkladové pole transportu magnetické helicity a rozložení velkorozměrových horizontálních rychlostí.

Podobný výpočet byl proveden pro všechny otočky v rozmezí CR1642 – 1963 v rozmezí let 1976 – 2002, tedy za období téměř tří cyklů sluneční činnosti. Na rozdíl od situace v minimu aktivity je struktura spočtených veličin v maximu cyklu velmi dramatická, jak je dokumentováno na obr. 3.



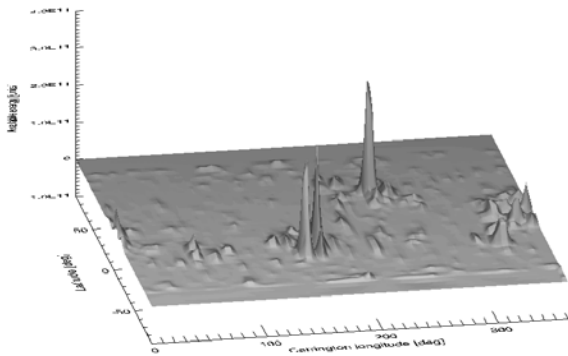
**Obr. 3.** Podobná dvojice map jako na obr. 2, avšak pro CR1844-45 v roce 1991, tj. v období maxima cyklu.

Transport magnetické helicity odpovídá ve skutečnosti podmínkám ve sluneční fotosféře, resp. v horní vrstvě konvektivní zóny, které zprostředkovávají přenos magnetické energie do sluneční atmosféry, především do koróny. Náznorně je tento rozdíl dokumentován na obr. 4, kde ve stejném měřítku, ovšem jen v určitých relativních jednotkách je znázorněn transport helicity v období minima a maxima. Pozoruhodné je především v období maxima prostorové rozložení maxim a minim.



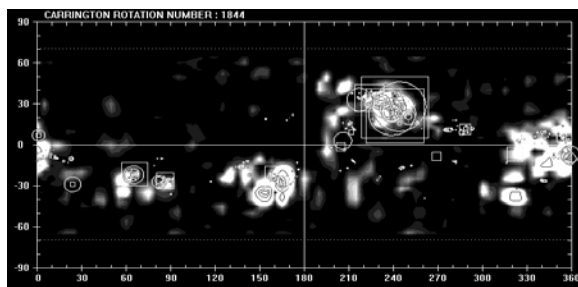
**Obr. 4.** Srovnání transportu magnetické helicity do koróny v důsledku působení velkorozměrových rychlostí pro období minima (nahore) a maxima (dole).

Transport magnetické helicity je veličina, která závisí jak na intenzitě magnetického pole, tak i na horizontální rychlosti, která se podílí na generování elektrického proudu podél osy magnetických silotrubic. Zatím co v období minima je proudová hustota v koróně velmi nízká, v maximu je tomu naopak. Na základě deformace původně potenciálových magnetických polí ve vnitřní koróně je možné odhadnout velikost magnetické energie deponované v konfiguraci v koronálním prostoru. Synoptická mapa rozložení uvolnitelné magnetické energie je znázorněna na obr. 5. Několik výrazných vrcholů zaujímá jen zcela nepatrnou část slunečního povrchu a přesto v nich je koncentrována téměř veškerá uvolnitelná energie, která se může podílet na erupční činnosti Slunce v této otočce anebo v otočce bezprostředně následující. Poněvadž se jedná o otočku CR1844, jejíž transport magnetické helicity je znázorněn na obr. 4, je možné obě mapy srovnávat. Existuje velmi dobrý souhlas mezi třemi oblastmi, v nichž jsou odpovídající hodnoty výrazně zvýšeny v šířkovém pásu  $\pm 40^\circ$ . Znamená to, že vytváření a ukládání uvolnitelné energie není v žádném případě náhodný proces, ale že bezprostředně souvisí s magnetodynamickými pochody v horní části konvektivní zóny.



**Obr. 5.** Část synoptické mapy pro CR1844, kde byly odvozeny hodnoty deponované uvolnitelné magnetické energie pro vnitřní korónu.

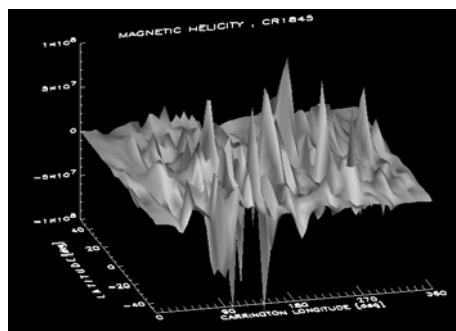
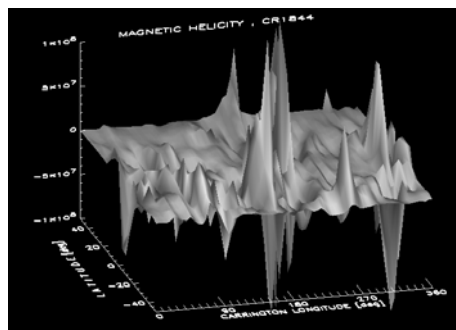
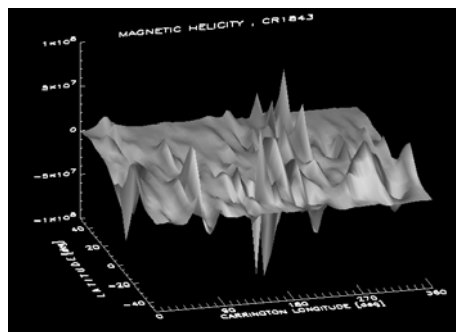
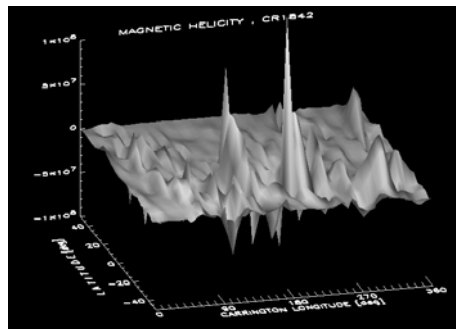
Obsah uvolnitelné energie je důležitou vstupní veličinou do procesu sluneční eruptivní činnosti, kterou lze srovnávat s energetickým obsahem, uvolněným při erupční činnosti Slunce. Celková energie, která se při erupční činnosti v některé oblasti na Slunci uvolní za nějakou časovou jednotkou je v podstatě součtem energetických výstupů, které se realizují jednotlivými erupcemi. Z pozorování např. patrolní služby v čáře H $\alpha$  je známa délka erupce a její mohutnost. V minulosti bylo provedeno mnoho ocenění vztahu mezi součinem mohutnosti a délkou trvání a mezi celkovým energetickým výkonem, který se při erupci uvolnil. Obecně se pro výstupní výkon používá index, který nazýváme erupční index a u nějž se stanovuje jen určitá relativní hodnota. Součtem erupčních indexů pro jednotlivé erupce v oblasti dostáváme relativní představu o energetické produktivitě jednotlivých aktivních oblastí např. za jednu otočku. Příklad takové studie je demonstrován na obr. 6 pro otočku CR1844.



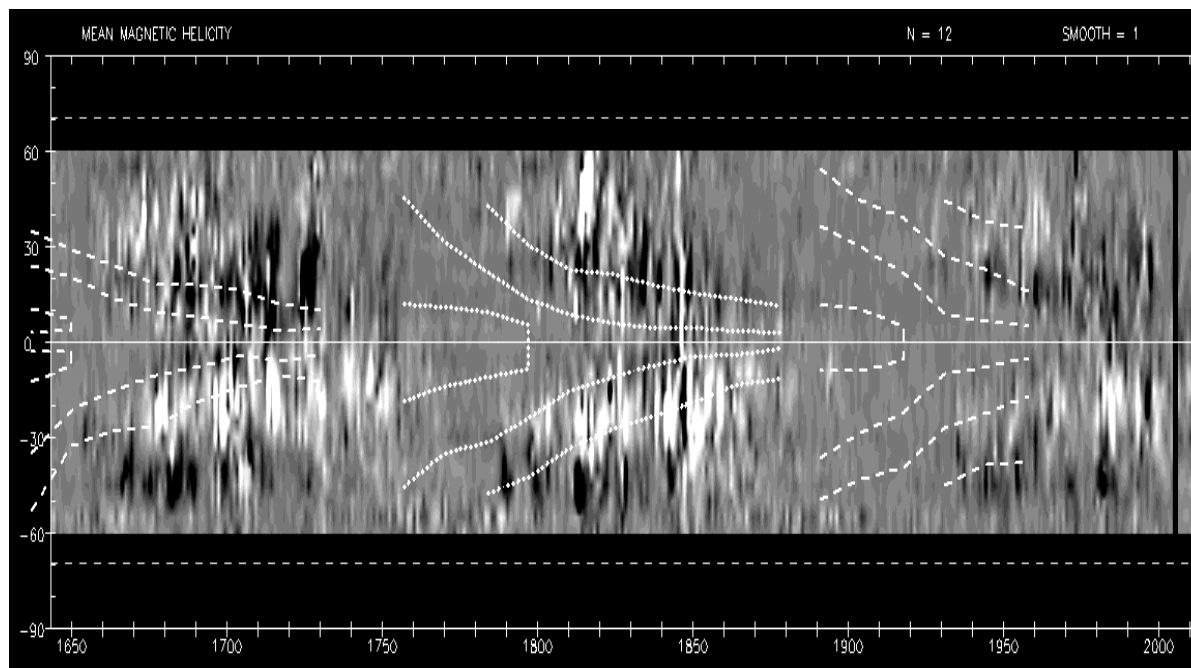
**Obr. 6.** Světlé oblasti v pozadí reprezentují vysokou potenciální hodnotu uvolnitelné energie. Kružnice znázorňují jednotlivé pozorované erupce a čtverce se vztahují k úhrnné hodnotě uvolněné energie podle erupčního indexu v dané skupině.

Z tohoto příkladu je názorně vidět, jak transport helicity dotuje nejen uvolnitelnou energii v koronálním prostoru, ale i jak se tato energie kumulovaně uvolňuje v poměrně velmi omezených oblastech. Je evidentní, že ostatní oblasti na Slunci k tomuto procesu nepřispívají.

Další etapou studia je analýza časového vývoje transportu magnetické helicity. Na obr. 7 je prezentována čtveřice po sobě následujících synoptických map, znázorňujících časové a prostorové variace transportu magnetické helicity, tak jak byly odvozeny zde uvedenou metodou. Je podstatné, že oblasti se zvýšeným transportem se zachovávají v rámci komplexu aktivity po delší dobu.



**Obr. 7.** Transport magnetické helicity pro čtyři následující otočky CR1842 (nahore) - CR1845 (dole).



**Obr.8.** Šířková závislost transportu magnetické helicity pro poslední tři cykly sluneční aktivity. Na severní polokouli dominuje tmavý a na jižní polokouli světlý odstín, které odpovídající převažující záporné a kladné hodnotě helicity.

#### 4. GLOBÁLNÍ VLASTNOSTI MAGNETICKÉ HELICITY A NĚKTERÉ ZÁVĚRY

Dlouhodobý vývoj rozložení transportu helicity je obtížné studovat, poněvadž, jak bylo uvedeno výše, tato veličina je délkově závislá. Z těchto důvodů byl zvolen postup vytváření zonálních průměrů za jednu otočku a ty potom sledovány v diagramu závislosti šířkového rozložení na čase. To vše je prezentováno na obr. 8. Čárkované a tečkované kontury představují hranice tzv. rychlých zón reziduálních zonálních rychlostí. Vnější hranice těchto zón (blíže k oběma pólům) vytvářejí osu dominujících oblastí kladné i záporné helicity na obou polokoulích. Helicita je šířkově i intenzitně závislá na fázi cyklu, avšak její orientace se dlouhodobě na polokoulích zachovává. Časový průběh helicity vykazuje značné fluktuace a jednotlivé šířkové profily nejsou zcela perzistentní. S velkou pravděpodobností se tedy transport magnetické helicity nemůže realizovat prostřednictvím osově symetrického rychlostního pole a dominuje zde nesymetrická složka. Na druhou stranu se rozhodně nejedná o náhodné procesy, odvozené z turbulence. Zřetelné výsledky odvozené z velkorozměrového proudění ukazují, že tento typ proudění ve sluneční atmosféře zastává významnou a neopomenutelnou roli.

#### Poděkování

Tato studie byla vypracována za podpory grantu GA AVČR č. S1003006, v rámci výzkumného úkolu AsÚ AVČR č. 242 a klíčového projektu AVČR č. K2043105.

#### LITERATURA

Chae, J.: 2001, *Astrophys. J.* **560**, L95  
 WSO: [http://soi.stanford.edu/cgi-bin/wso/wso\\_prgrs.pl](http://soi.stanford.edu/cgi-bin/wso/wso_prgrs.pl)