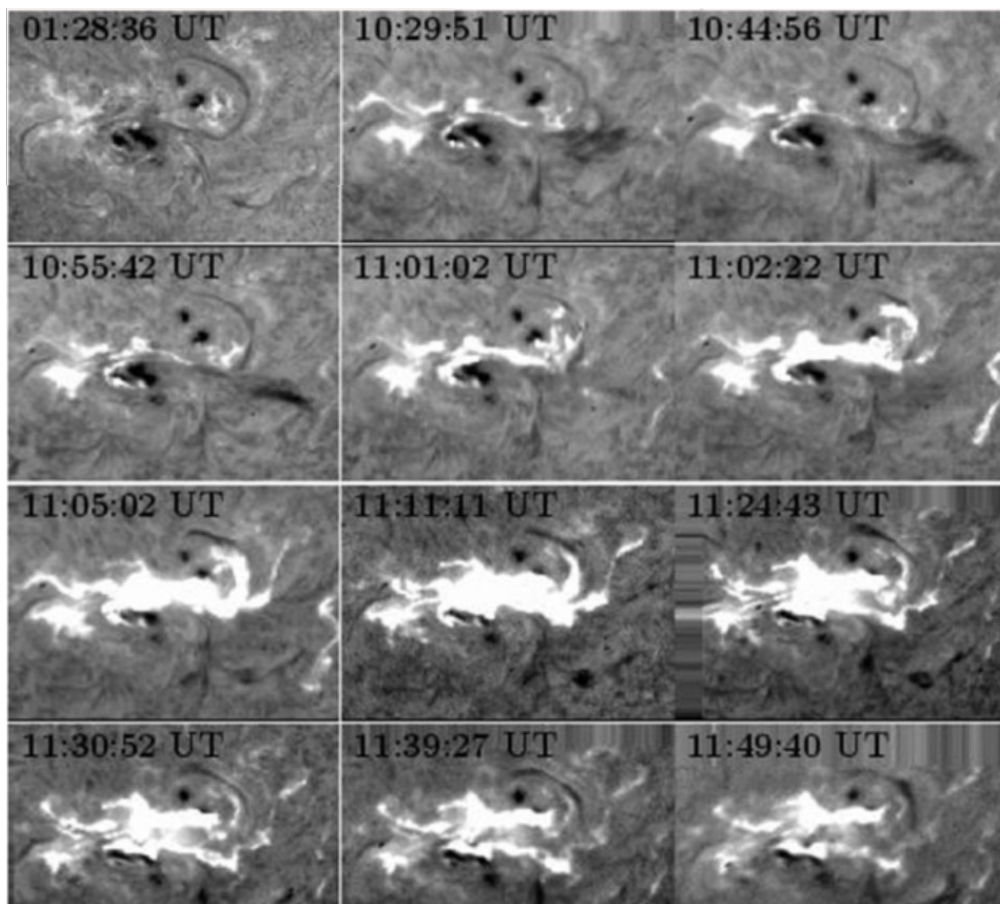


Přílohy

3. Sluneční erupce

Sluneční erupce byla poprvé pozorována 1. září roku 1859, zejména R.C. Carringtonem a R. Hodgsonem. Rozhodně nešlo o typickou erupci, jednalo se o tzv. bílou erupci, při které bylo po dobu pěti minut pozorovatelné výrazné zjasnění i ve viditelném světle (Carrington, 1859). Nejvýrazněji se ovšem tehdejší erupce na Zemi projevila tím, že v době probíhající průmyslové revoluce následná geomagnetická bouře nejenže způsobila globální polární záře, ale také dokázala indukovat nebezpečné proudy v telegrafních vedeních a poničit je. Obvykle je nicméně kontrast mezi erupcí a fotosférou ve viditelném světle velmi malý a tak bylo pro další pozorování nutné využít úzkopásmových filtrů. Sluneční erupce, v angličtině možná výstižněji zvané *solar flares* - sluneční vzplanutí, byly pozorovány zejména v čáře $H\alpha$ v okolí slunečních skvrn. Sluneční skvrny jsou ve viditelném světle tmavší oblasti ve fotosféře s teplotou až o 3000K nižší, než je teplota okolí (efektivní teplota Slunce je 5777K). V aktivních oblastech, místech s výraznější emisí v $H\alpha$ byly pozorovány náhlá zjasnění v tomto oboru častěji. V průběhu erupce bylo možné sledovat rozestupující se vlákna erupce, jako na obrázku 1.1.

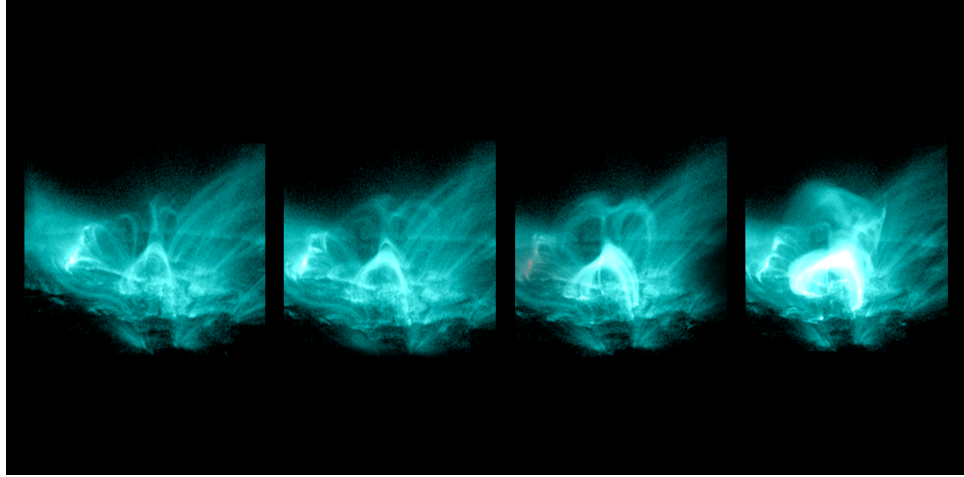


Obrázek 3.1: Erupce z 28. října 2003 v čáře $H\alpha$, ARIES observatory

Ze Sahovy a Boltzmanovy rovnice vyplývá, že byly pozorovány projevy erupce v plynu o teplotě asi 10 000K, tedy děje probíhající v chromosféře. Navíc díky Ze-

emanovu jevu a magnetografům bylo možné pozorovat komplikovanou strukturu magnetického pole v okolí aktivních oblastí a její vývoj před a během erupce.

Další pokrok ve fyzice slunečních erupcí přišel s nástupem radioastronomie a s dostupností dat z kosmických přístrojů. V EUV a v rentgenovém záření byly



Obrázek 3.2: Erupce v dalekém ultrafialovém záření, na kterém je vidět přibližně struktura magnetického pole kolem vznikajícího X-pointu a následné zjasnění, způsobené částicemi urychlenými při rekonexi (Solar Dynamics Observatory).

v koroně dobře pozorovatelné smyčky spojující místa opačných magnetických polarit v aktivních oblastech a také oblouky propojující různé aktivní oblasti 1.2. Jde opět o projevy magnetického pole, jehož struktura je zvláště v období maxima sluneční aktivity velmi složitá.

V konvektivní oblasti se sluneční rotace výrazně odlišuje od rotace tuhého tělesa, její rychlost se výrazně mění jednak s hloubkou a hlavně s heliografickou šířkou, kde rozdíl v rychlosti rotace mezi póly a rovníkem (25 dní) může činit i více než 10 dní. Hovoříme o tzv. diferenciální rotaci. Pro dokonale vodivé plazma ze zobecněného Ohmova a Faradayova zákona vyplývá

$$\partial_t \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{v} \times \mathbf{B}. \quad (3.1)$$

Pokud výsledek dosadíme do výrazu pro změnu magnetického toku skrz plochu S ohraničenou uzavřenou křivkou l , postupně dostaneme:

$$\int_S \partial_t \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} + \int_l \mathbf{B} \cdot \mathbf{v} \times d\mathbf{S} \quad (3.2)$$

$$\int_S \partial_t \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} - \int_S \nabla \times \mathbf{v} \times \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}, \quad (3.3)$$

a zjistíme, že tok skrze plochu se nemění. Z toho také vyplývá princip zamrznutí siločar, který říká, že plazma ležící na jedné siločáře už na ní také zůstane. Plazma a magnetické pole se tak vzájemně ovlivňují.

Plazmatické β je poměr tlaku plynu p a magnetického tlaku $p_B =$

$$\beta = \frac{p}{\frac{B^2}{2\mu}} \quad (3.4)$$

Tabulka 3.1: Klasifikace slunečních erupcí

Optická klasifikace erupcí			
PODLE PLOCHY		PODLE JASNOSTI	
označení	plocha v miliontinách sluneční polokoule	popis	důležitost
0(S)	< 100	slabá	f
1	100-250	normální	n
2	250-600	jasná	b
3	600-1200		
4	> 1200		

Klasifikace erupcí podle toku mezi 0.1 - 0.8nm	
třída	maximální tok ve vzdálenosti 1AU [W·m ⁻²]
A	< 10 ⁻⁷
B	10 ⁻⁷ – 10 ⁻⁶
C	10 ⁻⁶ – 10 ⁻⁵
M	10 ⁻⁵ – 10 ⁻⁴
X	> 10 ⁻⁴

případné číslo před písmenem znamená násobek spodní hranice, např.: klasifikaci 5X odpovídá intenzita 5 · 10⁻⁴ W/m²

Pokud je β velké, jako je tomu například v konvektivní zóně, převládne vliv pohybujícího se plazmatu.

Díky tomuto jevu, konvekci a diferenciální rotaci se magnetické pole Slunce v čase mění. Zejména v době maxima jedenáctiletého cyklu sluneční aktivity je magnetické pole velmi složité. Je přitom schopno do svých struktur nahromadit značné množství magnetické energie

$$E_{\text{mag}} = \int \frac{B^2}{2\mu} dV. \quad (3.5)$$

Pokud dochází k vzájemnému přibližování skvrn a k pokroucení smyček do arkád, tak jak je to pozorováno vysoko v koruně pomocí měkkého rentgenového záření, energie magnetického pole postupně narůstá. Vysoko v atmosféře už výrazně převyšuje tlak magnetického pole tlak plynu, plazmatické β je naopak malé. Smyčky mají dostatečně malý poměr mezi průměrem a délkou, lze je tedy smysluplně aproximovat válcem. Předpokládejme rovnovážný stav, zanedbatelný vliv tlaku p a gravitačního zrychlení g , cylindrické souřadnice, magnetické pole $\mathbf{B}(\mathbf{r})$. Potom dostaneme z Ampérova zákona

$$(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \quad (3.6)$$

a následně rovnici

$$\frac{d \overbrace{B_z^2 + B_\varphi^2}^{f(r)}}{dr} + \frac{2B_\varphi^2}{r} = 0. \quad (3.7)$$

jejímž řešením je

$$B_\phi = \sqrt{\frac{-r}{2} \frac{d}{dr} f(r)} \quad (3.8)$$

$$B_z = \sqrt{\frac{r}{2} \frac{d}{dr} f(r) + f(r)} \quad (3.9)$$

a $B_r = 0$. Jednou z užitečných voleb je $f(r) = B/(1 + r/r_{\max})$. Výsledné pole

$$B_\phi = \frac{r/r_{\max}}{1 + (r/r_{\max})^2} \quad (3.10)$$

$$B_z = \frac{1}{1 + (r/r_{\max})^2} \quad (3.11)$$

má helikální strukturu. Je vidět, že lineárně s r narůstá i poměr B_ϕ/B_z , v magnetickém poli vzniká *střih*. Jinou možností, jak splnit 1.6, je předpokládat

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B} \quad (3.12)$$

z čehož po dosazení pro naše předpoklady vyplývá, že obecně lze řešení B nahradit Besselovými funkcemi. Nic tak nebrání řešením obsahujícím magnetická pole s proměnlivou orientací. (Einar Tandberg-Hanssen)

3.0.1 Průběh erupce

Samotné erupci předchází vzájemné přibližování slunečních skvrn s opačnou polaritou. Při pozorování v $H\alpha$ lze nad rozhraním magnetických polarit rozpoznat filamente (které se při pozorování na okraji slunečního disku nazývají protuberance), relativně chladná (70kK) oblaka plynu izolovaná od teplejšího okolí v koroně magnetickým polem. V takovéto konfiguraci může vydržet aktivní oblast po několik týdnů. energii, která je v systému obsažena lze odhadnout například pomocí následující představy. Uzavřenou magnetickou smyčku považujeme za stejnosměrný obvod, se zdrojem pod fotosférou $U_e = \int (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) dx$, kde kvůli nízké teplotě ionty, na rozdíl od elektronů, mohou být proudem \mathbf{v} unášeny i ve směru kolmém na směr magnetického pole. Dále s určitým odporem R , induktancí L a kondenzátorem, v němž se akumuluje elektromagnetická energie

$$E_m = \frac{LI^2}{2} \quad (3.13)$$

kde proud I je řešením rovnice

$$U_e = RI + L \frac{dI}{dt} \quad (3.14)$$

Pokud předpokládáme realistické hodnoty, například $\mathbf{v} = 1\text{km/s}$, $B = 10\text{mT}$, průměr smyčky 10000km, její šířku a tloušťku zdrojové vrstvy 1000km a odpor ve fotosféře (ve směru kolmém na B) 0.1Ω , dostaneme $E = 10^{24}\text{J}$.

Rekonexe magnetického pole

Má se za to, že mechanismem, při kterém dochází u uvolnění nahromaděné energie, je rekonexe magnetického pole. Předpokládejme, že máme prostor rozdělený na počátku na dva poloprostory vyplněné opačně orientovaným magnetickým polem podle obrázku z úvodu. V jednodimenzionálním případě $B(t = 0, x) = B_0 \cdot \text{sgn}(x)$. Pro změnu magnetického pole v takovém případě dostaneme tvar indukční rovnice

$$\partial_t B = \eta_m \partial_x^2 B, \quad (3.15)$$

což je vlastně rovnice difuze. $\eta_m = \eta/\mu$ značí magnetickou difuzivitu. a pro změnu magnetické energie

$$\partial_t E_m = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{B^2}{2\mu} dx = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{B}{\mu} \partial_t B dx \quad (3.16)$$

po dosazení z Faradayovy rovnice za $\partial_t B$, dostaneme za pomoci předpokladu, že $\partial_x B$ vymizí v nekonečnu

$$\partial_t E_m = - \int_{-\infty}^{\infty} j^2 / \sigma dx. \quad (3.17)$$

Z Ampérova zákona vyplývá pro proud tekoucí (proudovou) vrstvou vztah

$$\mu \int \mathbf{j} \cdot d\mathbf{S} = \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = B_x \cdot 4L, \quad (3.18)$$

lze proto přibližně určit proudovou hustotu v proudové vrstvě jako

$$j = \frac{B_x}{\mu l}. \quad (3.19)$$

Jak může vypadat magnetické pole poblíž proudové vrstvy ve skutečnosti? Předpokládejme tok částic $u_x = -u_0 x/b$ a $u_y = u_0 y/b$. Výsledné pole potom bude přibližně vypadat jako $B_y \approx \frac{Eb}{u_0 x}$ poblíž proudové vrstvy a $B_y \approx Ex/\eta_m$, dále (Karlický, 2015). Často se také uvažuje Harrisova proudová vrstva, v 1D

$$\mathbf{B}(y)B = B_0 \tanh(y/h) \cdot \mathbf{x} \quad (3.20)$$

$$p(y) = p_0 \text{sech}^2(y/h). \quad (3.21)$$

Celkový tlak (magnetický + plynu) je v tomto případě konstantní. Pokud $p_0 = \frac{B_0^2}{2\mu}$, potom

$$p_B + p = \frac{(\sqrt{2\mu p_0} \tanh \frac{y}{h})^2}{2\mu} + p_0 \text{sech}^2(y/h) = 2p_0 \quad (3.22)$$

Takováto proudová vrstva je tak dostatečně stabilní a konzistentní (Harris, 1962).

Čím ostřejší bude rozhraní, tím bude proudová hustota větší. Nemůže být pochopitelně v praxi nekonečná, postupné zvýšení hustoty plazmatu a tím i tlaku

p na rozhraní růst zastaví. V reálném případě není ani proudová vrstva nekonečně rozlehlá. Plazma tak může proudit podél magnetického pole do oblasti s menší hustotou. To nadruhou stranu sníží tlak na rozhraní a umožní další přiblížení opačně orientovaných siločar magnetického pole. Díky tomuto mechanismu se mohou přesmyknout siločary magnetického pole i v případě, že je plazma téměř dokonale vodivá. Jak ale proudová vrstva vlastně vznikne? Jednou z možností je vznik z magnetického pole ve tvaru X (*X-point*). V takové konfiguraci vypadá magnetické pole takto:

$$B_i = x_j, i \neq j, \quad (3.23)$$

kde i, j jsou kartézské souřadnice. Taková konfigurace je v rovnováze, protože $\nabla \times \mathbf{B} = 0$ a tedy $\mathbf{j} = 0$. Nicméně je to nestabilní rovnováha, jak se můžeme přesvědčit zavedením perturbace $\mathbf{B}_y = ax$. V takovém případě ve 2D dostaneme pro výslednou sílu

$$\mu(\mathbf{j} \times \mathbf{B}) = (a - 1)\mathbf{y} + a(1 - a)\mathbf{x} \neq 0, \quad (3.24)$$

takže vnesená perturbace ještě poroste.

Podívejme se ještě podrobněji na rychlost rekonexe. Jak už bylo řečeno, kvůli nízké rezistivitě je jen samotná difuze obecně příliš pomalá. Nejprve se znovu vrátíme ke Sweet-Parkerovu modelu 1. Proudovou vrstvou protéká proud 1.0.1. Pokud budeme předpokládat stacionární stav, musí plazma unášet magnetické pole ve směru na něj kolmém stejnou rychlostí, jakou z něj vytéká

$$Lv_i = lv_A, \quad (3.25)$$

kde

$$v_A = \sqrt{B^2/(\mu\rho)} \quad (3.26)$$

je Alfvénova rychlost, což je zřejmě nejvyšší rychlost s jakou může plazma v našem případě proudit. Stejně tak musí dostatečně rychle difundovat magnetické pole v místě rekonexe

$$v_i = \eta_m/l \quad (3.27)$$

čímž dostaneme vztah

$$v_i = \sqrt{\eta_m v_A/L} \quad (3.28)$$

který lze pomocí Alfvénova Machova čísla, které vlastně udává rychlost rekonexe

$$v_i = \sqrt{\eta_m v_A/L} \quad (3.29)$$

a magnetického Reynoldsova čísla

$$R_m = Lv_a/\eta_m, \quad (3.30)$$

které je často používáno k charakterizaci systému v plazmatu, zapsat jako

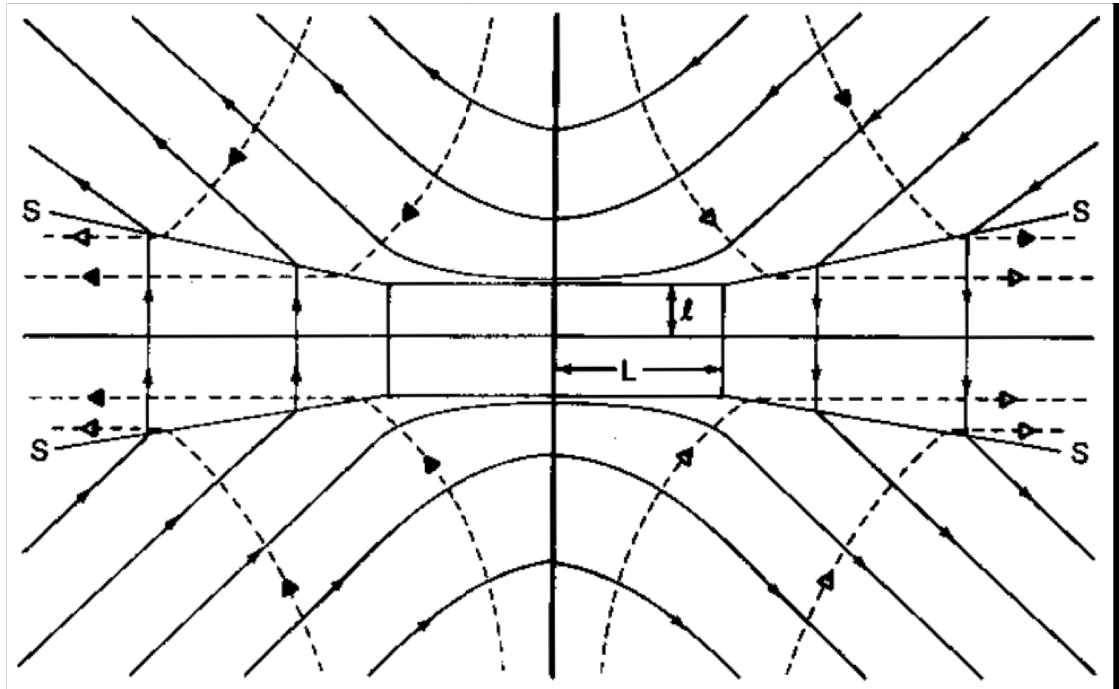
$$M = R_m^{-1} \quad (3.31)$$

V rekonexi vznikají urychlené a zahřáté proudy plazmatu, polovina energie elektromagnetického pole se přemění na teplo a polovina na kinetickou energii plazmatu (Karlický, 2015).

Petschekův model 1.3 se liší tím, že přidává šoky v pomalém modu a právě na těchto šocích (rozhraní se skokovou změnou fyzikálních veličin) je přeměňována většina energie. Je přeměňována v poměru 2:3 mezi tepelnou a kinetickou energií. Rychlost této rekonexe je $M_p \approx \frac{\pi}{8 \log(R_m)}$. Další možností, jak rekonexi urychlit, je roztrhat proudovou vrstvu na více oblastí, . V takovém případě se rychlost disipace magnetické energie odpovídajícím způsobem násobí. Například pro velikost oblasti, v níž k disipaci dochází $V = 2 \cdot 10^{20} \text{m}^3$ vychází přibližně (Einar Tandberg-Hanssen).

$$10^{24} \text{J/s} \quad (3.32)$$

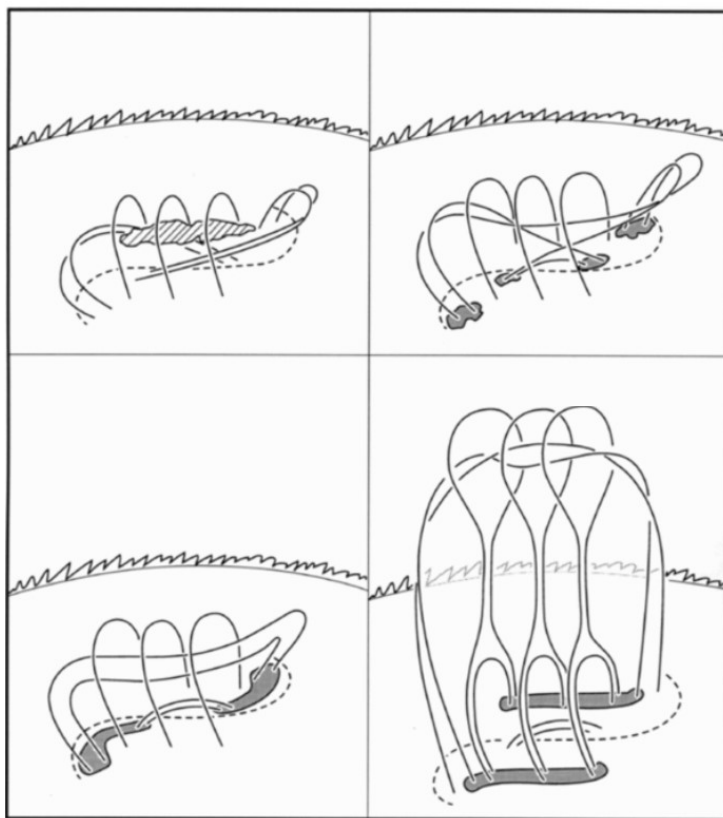
Toho využívá v o něco sofistikovanější variantě Self Organized Criticality model, kde k fragmentaci oblasti dochází vlivem chaotických okrajových podmínek ve fotosféře.



Obrázek 3.3: Petschekův model erupce. Čáry S označují šoky a přerušované čáry tok plazmatu.(Einar Tandberg-Hanssen)

Podstupme nyní trochu a podívejme se na globální strukturu magnetického pole, která může vést k erupci. Standardním modelem, jehož platnost budeme v dalším předpokládat, je model (Hirayama, 1974), který dobře vysvětluje i vznik výronů koronální hmoty (*Coronal Mass Ejection, CME*) (Kiepenheuer, 1968) a rozestupování dvou vláken erupce 1.4.

Magnetická pole na Slunci mohou být obecně velmi komplikovaná, některé další modely, které mohou vést ke vzniku rekonexe, lze najít například v práci (?).

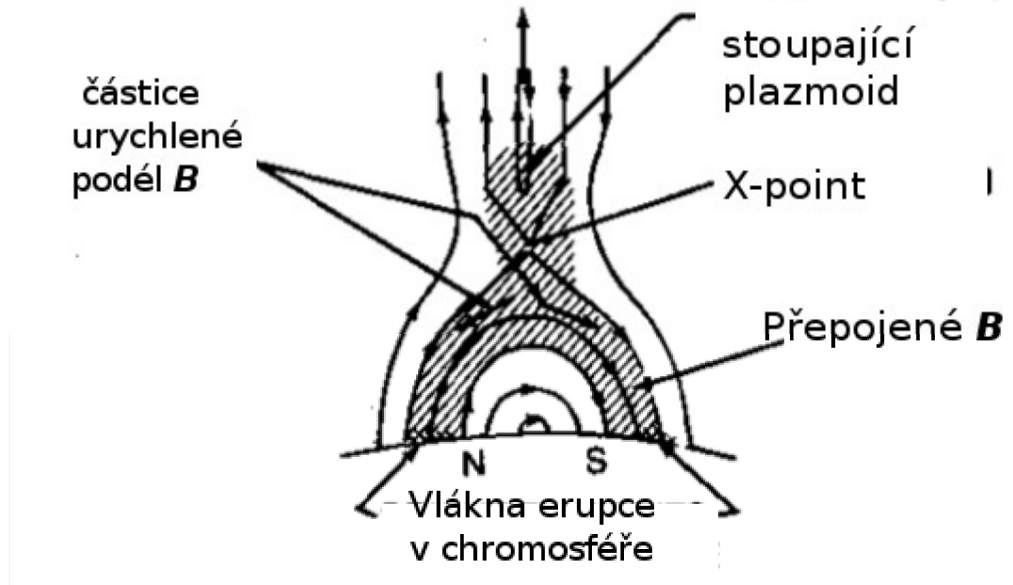


Obrázek 3.4: Konfigurace magnetického pole (plné čáry) v průběhu erupce. Postupně dochází k přibližování slunečních skvrn s opačnými polaritami. Kromě magnetického pole propojujícího opačné polarity, oddělené na obrázku přerušovanou čarou, vidíme vznik zkroucené trubice, ukotvené hluboko pod fotosférou a která prochází nad neutrální linií. Tato trubice může izolovat chladnější plazma tvořící filament a může dojít k jeho aktivaci, například v důsledku propagace vnějších šoků, v případě některých geometrií potom rozvojem vnitřní nestability (např. smyčkové (Hood a Priest, 1979)). Následně dojde k vzestupu této trubice a vlivem podtlaku vznikne v arkádách pod ní *X-point*. Obrázek převzatý z (Moore a kol., 2012)

Důsledky

Změna struktury magnetického pole se může zejména v rentgenovém záření projevit jako první fáze erupce, tzv. přederupční zjasnění. V $H\alpha$ poté pozorujeme aktivaci případně protuberance, rychlé (minuty) změny v její struktuře. Krátce po ní následuje impulsní fáze. V průběhu několikaminutové impulsní fáze dochází k téměř okamžitému nárůstu intenzity ve všech oborech elektromagnetického záření. Plazma vytékající alfvénovou rychlostí z místa rekonexe jednak zvyšuje tlak na nadlehlou trubici obsahující filament a jednak naráží do arkád utvořených pod místem rekonexe 1.5, a v důsledku může vznikat magnetická past, schopná urychlit částice. Silné elektrické pole vznikající v okolí *X-pointu* urychlí nabitě částice. Elektronů kroužících okolo indukčních čar produkují mikrovlnné synchrotronové záření.

Zároveň, pokud je okolní plazma dostatečně husté, dochází k srážkám urychle-



Obrázek 3.5: Jiný pohled na standardní model erupce (Einar Tandberg-Hanssen)

ných částic s okolním plazmatem a k emisi brzděného rentgenového záření. Celkový tok mezi 1-8Å měřený družicemi GOES ve vzdálenosti 1AU je dnes standardem v klasifikaci erupcí (viz. tabulka 1.1). Někdy je dokonce pozorovatelný vznik gamma záření, k němuž může docházet při vysokoenergetických srážkách atomových jader. Zatímco odpojená část arkád vytvoří plazmoid, který se může vydat na pouť Sluneční soustavou a případně způsobit magnetické bouře na Zemi, zbylé plazma padá zpět podél nově vytvořených uzavřených smyček a zahřívá se. U silnějších, tzv. dvouvláknových erupcí se vytvoří dvě vlákna erupce, u menších kompaktních erupcí obě vlákna splývají v jedno. Jak dochází k zahřívání stále vzdálenějších částí chromosféry a naopak k chladnutí původně zahřátého plynu, pozorujeme rozestupování obou vláken a pozvolný pokles intenzit. Tato fáze typicky trvá několik hodin.

Odpojený plazmoid se může napojit na siločáry magnetického pole otevřené směrem do sluneční soustavy. Vznikne tak výron koronální hmoty, která může zasáhnout i Zemi a její okolí, což může vést mimo jiné k poškození techniky či ohrožit zdraví astronautů. Některé částice mohou být zachyceny magnetosférou Země a po další rekonexi padat tentokrát podél zemského magnetického pole směrem k povrchu. Při tom mohou excitovat atomy v atmosféře a způsobit polární záře, nebo vykonávat gyrační pohyb podél siločar magnetického pole a indukovat na zemi nebezpečná napětí.

Hvězdné erupce

Jednou z ne zcela vyřešených otázek je, jak časté jsou sluneční erupce o určité síle a zda existují pro velikost erupce nějaké limity. Díky slunečním pozorováním máme dostatečnou statistiku pro erupce s celkovou uvolněnou energií mezi $10^{14} - 10^{25}$ J. Jedním ze způsobů, jak tuto statistiku rozšířit, je zaznamenávat erupce u jiných hvězd slunečního typu. Problém je, že i přestože erupce jsou velmi významné jevy v atmosféře, celkový tok v elektromagnetickém záření od