

Modelování slunečních erupcí

M. Bárta, Astronomický ústav AV ČR, v.v.i., barta @asu.cas.cz

M. Karlický, Astronomický ústav AV ČR, v.v.i., karlicky @asu.cas.cz

Abstrakt

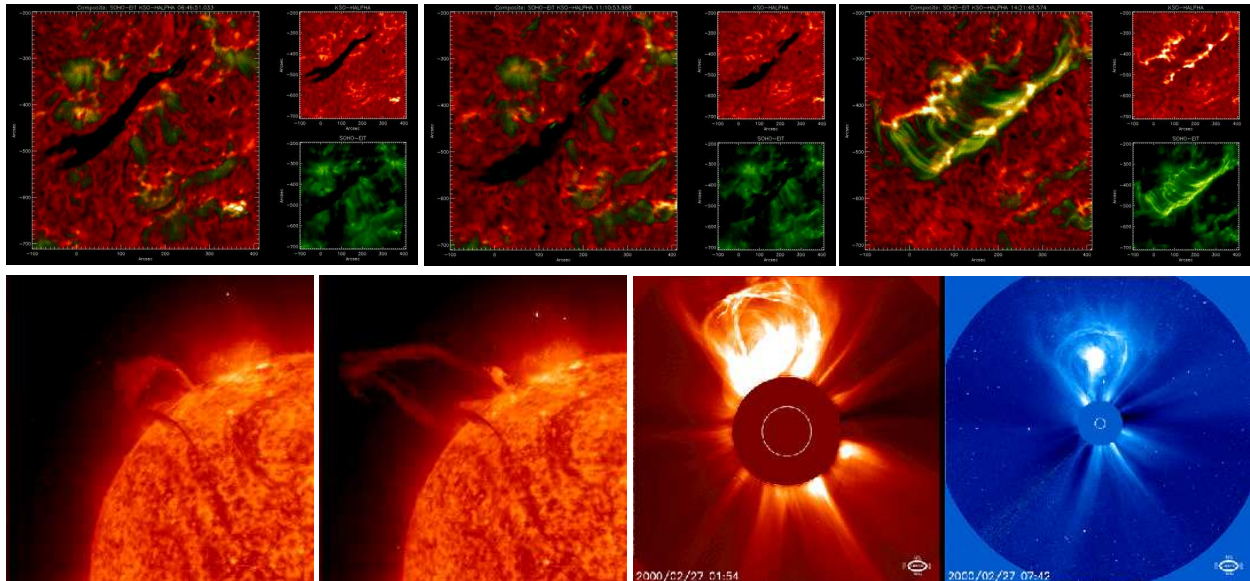
Kvalitativně nová pozorovací data získaná v posledních dvou desetiletích za pomoci kosmických přístrojů zásadně změnila náš obraz mnoha projevů sluneční aktivity, především slunečních erupcí. Oproti dřívějšímu pohledu na erupce pozorované jako náhlé lokální zvýšení teploty v chromosféře je dnes tento jev většinou slunečních fyziků vnímán jako součást mnohem komplexnějšího procesu rozsáhlé přestavby magnetické konfigurace v aktivní oblasti spojené s přeměnou volné magnetické energie na kinetickou energii makroskopických pohybů plazmatu, jeho ohřev a urychlování částic mechanismem rekonexe magnetického pole. Přestože rámcově tento proces chápeme, mnoho důležitých detailů zůstává dosud neobjasněno. Cílem příspěvku je představit vývoj našeho pohledu na sluneční erupce s důrazem na moderní přístupy numerického modelování tohoto jevu. Diskutovány budou různé varianty dnes již "klasického" schématu založeného na konverzi magnetické energie i některé "menšinové" alternativy.

1. ÚVOD

Sluneční erupce spojené s koronálními výrony hmoty (CME) představují nejenergetičtější dynamické procesy ve sluneční soustavě s dopadem na celou heliosféru včetně Země a jejího blízkého kosmického okolí. S tím, jak se naše civilizace stává stále více závislou na složitých a tím často i citlivějších technických zařízeních včetně kosmické technologie nabývá otázka vlivu sluneční aktivity na procesy na Zemi a v jejím sousedství na významu. Výzkum slunečních erupcí, jehož cílem je detailní porozumění jejich příčin a mechanismu spojené nakonec s možností deterministického předpovídání těchto jevů tak přestává být ryze akademickou záležitostí, ale může mít i hospodářské dopady.

O slunečních erupcích jako o přírodním jevu se lidstvo dozvědělo díky pečlivému pozorování R.C. Carringtona, který 1. září 1859 při studiu skupiny slunečních skvrn zaznamenal "náhlé vyoření dvou oblastí intenzivního bílého světla", tzv. bílou erupci. Carrington si dokonce uvědomil i možnou souvislost svého pozorování s rozsáhlou polární září, jež následovala tři dny poté a byla pozorovatelná až v oblasti Karibiku, přesto z této jediné koincidence nechtěl v tomto smyslu činit žádné závěry. S rozvojem spektroskopie a monochromatických pozorování s použitím filtrů se při sledování aktivních oblastí zjistilo, že tento jev není při ob-

servaci v čáře $H\alpha$ až tak vzácný a potvrdila se i souvislost s magnetosférickými poruchami a polárními zářemi. Přesto dlouhá léta byl tento jev v představách slunečních fyziků vymezen do nízkých vrstev atmosféry a mluvilo se o chromosférických erupcích. První narušení tohoto schématu bylo zaznamenáno v padesátých letech v souvislosti s rozvojem sluneční radiové spektroskopie. Přímočará interpretace pozorovaných radiových spekter vedla k představě urychlených elektronových svazků a rázových vln šířících se sluneční korónou směrem od Slunce. Tyto objevy přinesly první indicie o tom, že sluneční erupce je jev probíhající i ve vyšších vrstvách sluneční atmosféry a také naznačily mechanismus spojení mezi pozorovanými slunečními erupcemi a následnými efekty v atmosféře a magnetosféře Země. Opravdový průlom ovšem nastal s využitím družicových přístrojů pracujících v pásmech extrémně ultrafialového a rentgenového záření nedostupných ze zemského povrchu. Tato pozorování ukázala, že zjasnění chromosférických vláken, považované do té doby za definující znak erupce, je pouze důsledkem rozsáhlých změn v aktivní oblasti přičemž k nejpodstatnějším procesům dochází ve sluneční koróně.



Obrázek 1. Pozorovaný časový vývoj sluneční erupce a koronálního výronu hmoty. Erupce startuje destabilizací a vyvržením filamentu (tmavý objekt na horních panelech, na třetím již neviditelný). Poté se objeví horké erupční smyčky pozorované v extrémním UV záření a jasná vlákna v jejich zakotvení pozorovaná ve vodíkové čáře $H\alpha$ (třetí panel nahoře). Vyvržený filament se pak pohybuje dále od Slunce a pozorujeme ho jako koronální výron hmoty (CME).

2. SOUČASNÝ POHLED NA SLUNEČNÍ ERUPCE

Z pozorování na různých vlnových délkách, především s využitím moderních družicových měření, se dospělo k následujícímu typickému popisu sluneční erupce (z observačního hlediska):

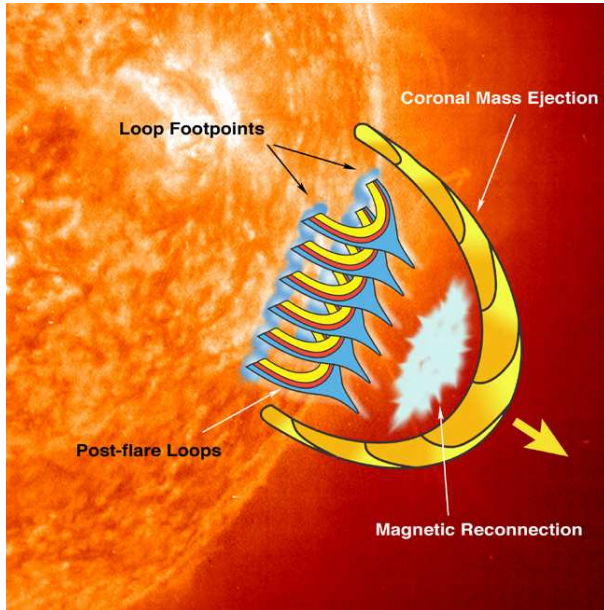
1. Dojde k destabilizaci a vymrštění filamentu ležícího podél neutrální linie magnetického pole v aktivní oblasti. V čáře $H\alpha$ můžeme často pozorovat pouze první fázi tohoto jevu, v pozdějších fázích erupce filamentu pozorujeme v důsledku zmenšení optické tloušťky jeho náhlé zmizení. Při erupcích na slunečním limbu bývají v $H\alpha$ výjimečně pozorovány i pozdější fáze vymrštění. Ty však můžeme běžně pozorovat v heliové čáře přístroje EIT na palubě sondy SOHO. Ještě později se vyvržená hmota projevuje jako CME viditelné v bílém světle z koronografů LASCO na palubě též sondy.
2. V tvrdém rentgenovém záření a na radiových vlnách se objeví ostré píky svědčící o přítomnosti urychlených částic.
3. Pod původním filamentem se objeví arkáda erupčních smyček pozorovatelná v horkých čarách přístroje EIT. Zakotvení těchto smyček je souměrné s emisními vlákny pozorovanými (již historicky) v čáře $H\alpha$. Rovněž část zdrojů tvrdého rentgenového záření je lokalizována do emisních chromosférických vláken, kromě nich ale existují i zdroje ve vrcholu arkády erupčních smyček.

Přestože kolem tohoto tématu přetrvávají mnohé kontroverze – především z toho důvodu, že ne ve všech erupcích jsou pozorovány všechny uvedené procesy (což ještě neznamená, že se skutečně neodehrávají) – většina slunečních fyziků tento scénář pro typickou erupci přijímá. Různé fáze erupce a s ní spojeného CME ukazuje Obr. 1.

3. “STANDARDNÍ” SCÉNÁŘ SLUNEČNÍ ERUPCE

Na základě těchto pozorovací faktů byl vytvořen model sluneční erupce založený na představě uvolnění a přeměny magnetické energie naakumulované v aktivní oblasti na kinetickou energii makroskopických pohybů plazmatu, jeho ohřev a urychlování částic. Tento dnes standardní scénář byl postupně budován a zpřesňován počínaje vizionářskou prací Giovanelliho (1948) až po moderní představu shrnutou na schematu na Obr. 2. Vývoj scénářů založených na konverzi magnetické energie je dobře dokumentován na webovém archivu H. Hudsona (2008).

V moderních modelech sluneční erupce hraje při přeměně volné magnetické energie klíčovou roli rekonexe (přepojování siločar) magnetického pole. Ta probíhá v globální proudové vrstvě vytvořené implozí po destabilizaci a následném vyvržení filamentu (Obr. 2). Přestože k destabilizaci filamentu a tím i k vlastní inicializaci procesu erupce a CME dochází podle současných představ bez disipace energie – jde o tzv. ideální MHD nestabilitu způsobenou nadměrnou torzí (helicitou) magnetického pole filamentu – proces rekonexe hraje zásadní úlohu v



Obrázok 2. Schematický scénář mechanismu sluneční erupce od P. Gallaghery (Hudson 2008). Pod vyvrženým filamentem se vytváří proudová vrstva, v níž dochází k magnetické rekonexi. Přepojené magnetické siločáry formují arkádu horkých erupčních smyček. Částice urychlené v rekonexi způsobují radiové a rtg. záření. Některé z nich se pohybují podél magnetický siločar směrem do chromosféry, kde jsou pohlceny a jejich energie přeměněna na teplo. Zvýšený ohřev se projeví jako emisní chromosférická vlákna.

dalším vymrštění filamentu, které pak vnímáme jako CME, díky tomu, že dokáže měnit topologii magnetických siločar což vede k vlastnímu odpoutání vyvržené hmoty od slunečního magnetického pole. Krom toho je rekonexe zodpovědná za veškeré disipativní jevy v erupci – urychlování částic, formování výtrysků a ohřev plazmatu.

Přestože je tento scénář široce přijímán a lze o něm mluvit jako o standardním modelu erupce, mnoho otázek týkajících se jeho detailů zůstává otevřených, a existují i alternativní modely založené na zcela jiné koncepci. Podrobněji o těchto problémech podiskujeme v části 5.

4. NUMERICKÉ MODELOVÁNÍ SLUNEČNÍCH ERUPCÍ

K podrobnému studiu procesů ve slunečních erupcích je třeba základní fyzikální představu o sluneční erupci, vyjádřenou schematem na Obr. 2, vtělit do konkrétních matematických modelů. Ty mohou být v zásadě dvojího typu – na sluneční plazma se totiž můžeme dívat jako na velmi řídkou vysoce elektricky vodivou tekutinu (tzv. magnetohydrodynamický přístup, MHD), nebo jako na soubor mnoha nabitých částic, které spolu interagují elektromagnetickými silami (částicový přístup)

– v modelech většinou prostřednictvím kolektivně vytvářeného pole (PIC – Particle In Cell). Zatímco MHD je velmi vhodné pro modelování makroskopických procesů – především přestavby magnetického pole a s tím spojené dynamiky plazmatu, nelze s ním simulovat jiný významný jev spjatý s erupcemi, totiž vytváření svazků urychlených částic a jejich následnou termalizaci. Naopak, částicový přístup nám poskytuje plnou informaci o polohách a rychlostech jednotlivých částic, z nichž se plazma skládá, na druhou stranu jeho použití je z technických důvodů (obrovské nároky na paměť a výpočetní čas) možné pouze pro rychlé procesy odehrávající se na malých prostorových škálách. Ve skutečnosti – zvláště při modelování magnetické rekonexe – nelze makroskopické a mikroskopické procesy úplně oddělit, jsou totiž svázané: zatímco na mikrofyzikálních procesech závisí i parametry, které ovlivňují makroskopický pohyb plazmatu (jako např. elektrická vodivost), velkorozměrová dynamika rekonexe do značné míry určuje rozložení elektrických proudů v plazmatu, soustředěných do proudové vrstvy, v níž dochází na mikroskopické úrovni k vlastnímu přepojování (rekonexi) magnetických siločar. V praxi proto obvykle oba přístupy vhodně kombinujeme – o posledních trendech v této oblasti se zmiňujeme v jiném příspěvku tohoto sborníku (Bárta, Karlický a Büchner, 2008).

4.1. MHD modelování erupce na globální škále

Jak již bylo uvedeno, díváme se při makroskopickém modelování na plazma jako na vodivou tekutinu popsanou soustavou MHD rovnic:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) &= 0 \\ \rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} &= -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{g} \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \nabla \times (\eta \mathbf{j}) \\ \frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{S} &= \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{g}, \end{aligned} \quad (1)$$

kde tok energie \mathbf{S} a pomocné veličiny (tlak plazmatu p a proudová hustota \mathbf{j}) jsou definovány vzorci (viz např. Kliem, Karlický a Benz, 20000):

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{j} \\ U &= \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{B^2}{2\mu_0} \\ \mathbf{S} &= \left(U + p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) \mathbf{u} - \frac{(\mathbf{u} \cdot \mathbf{B})}{\mu_0} \mathbf{B} + \frac{\eta}{\mu_0} \mathbf{j} \times \mathbf{B} \end{aligned}$$

Mikrofyzikální plazmové procesy, jež nemohou být konzistentně popsány v rámci MHD, zahrnujeme do modelu prostřednictvím fenomenologické

formule pro rezistivitu plazmatu η : ta je nastavena na svojí anomální hodnotu způsobenou srážkami elektronů s elektrostatickými oscilacemi plazmatu kdykoli driftová rychlost proud nesoucích elektronů v_D překročí danou prahovou hodnotu v_{cr} , při níž jsou elektrostatické oscilace v důsledku Bunemanovy nestability generovány:

$$\eta(\mathbf{r}, t) = \begin{cases} 0 & : |v_D| \leq v_{cr} \\ C \frac{(|v_D(\mathbf{r}, t)| - v_{cr})}{v_0} & : |v_D| > v_{cr} \end{cases} \quad (2)$$

Soustavu MHD rovnic (1) není pro praktické aplikace možno řešit analyticky a tak jedinou možností je její numerická integrace. Za tímto účelem je soustava napřed diskretizována pomocí vhodného numerického schematu – t.j. hodnoty stavových veličin jsou navzorkovány na diskrétní prostorovou síť a známy jen v diskrétních časových okamžicích a derivate jsou převedeny na difference. Soustava vzniklých diferenčních rovnic je pak např. v našem případě (Bárta, Vršnak a Karlický, 2008) řešena algoritmem implementovaným jako paralelní kód v jazyce C++. Pro rozsáhlost simulace (1600 x 6400 gridů) je vhodné vzniklý program spouštět paralelně na víceprocesorových strojích, v případě zmíněného modelu užíváme Ondřejovský Cluster pro Astrofyzikální Simulace – OCAS (viz <http://wave.asu.cas.cz/ocas>).

Výsledky našich numerických simulací ukazují Obr. 3. Simulace startuje v okamžiku, kdy po vymrštění filamentu byla podle současných představ vytvořena globální vertikální proudová vrstva. Ta se dále trhá a kromě arkády erupčních smyček zakotvených ve fotosféře vznikají i sekundární plazmoidy. Jejich dynamika může být velmi komplikovaná – tento problém byl studován v práci Bárta, Vršnak a Karlický (2008). Kromě vlastní dynamiky plazmoidu jsme studovali i radiovou emisi elektronů zachycených v jeho helikální magnetické struktuře (Bárta, Karlický a Žemlička, 2008). Obrázek 4 ukazuje srovnání modelovaného radiového záření s pozorovanými spektry tzv. driftujících pulsuječích struktur (DPS). Dynamiku plazmoidu a fomování radiového spektra ukazuje i příložená animace *dps.mpg*.

Jak celková dynamika plazmatu a magnetického pole tak i radiová emise elektronů zachycených v plazmoidu jak vycházejí z numerického modelu odpovídají dobře pozorováním. Srovnání s pozorováním ovšem nejenže slouží jako ověření modelu i jeho širší koncepce založené na magnetické rekonexi, ale na základě modelování můžeme navrhnout i diagnostické nástroje pro určování jinak obtížně zjistitelných parametrů plazmatu a magnetického pole (Bárta a Karlický, 2005; 2008).

4.2. PIC modelování plazmových procesů v erupcích na mikroškálách

Určitým protipólem globálního modelování erupcí

realizovaného v MHD přiblížení je částicové modelování plazmových procesů v erupcích na malých prostorových i časových škálách. Částicové modelování je většinou realizováno jako Particle-In-Cell (PIC) simulace. V tomto přiblížení na sebe částice nepůsobí přímo, ale pomocí kolektivně vytvářených polí navzorkovaných v uzlových bodech diskretizační sítě. V jednom časovém kroku nejprve řešíme (relativistickou) pohybovou rovnici

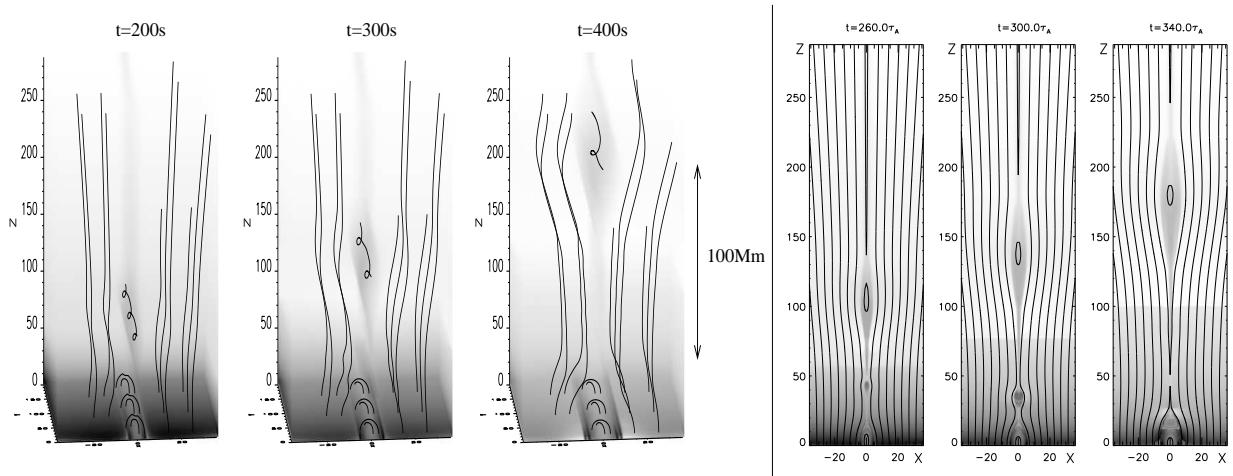
$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3)$$

postupně pro všechny částice. Hodnoty elektrického a magnetického pole jsou přitom interpolovány ze vzorkovacích bodů do místa skutečné polohy částice. Ze známých poloh a rychlostí pak určíme hustotu elektrického náboje a proudu ve vzorkovacích bodech. Řešením Maxwellových rovnic pak konečně určíme nové hodnoty a ve vzorkovacích bodech a celý postup se opakuje. Vzhledem k tomu, že celková doba výpočtu odpovídá v reálném čase velmi krátkému intervalu lze vliv makroskopické dynamiky považovat za zamrzlý v čase, čemuž odpovídají stacionární hraniční podmínky simulace. Náš vlastní PIC algoritmus je rovněž implementován jako paralelní program s použitím MPI a jeho běh je realizován na počítačovém clusteru OCAS.

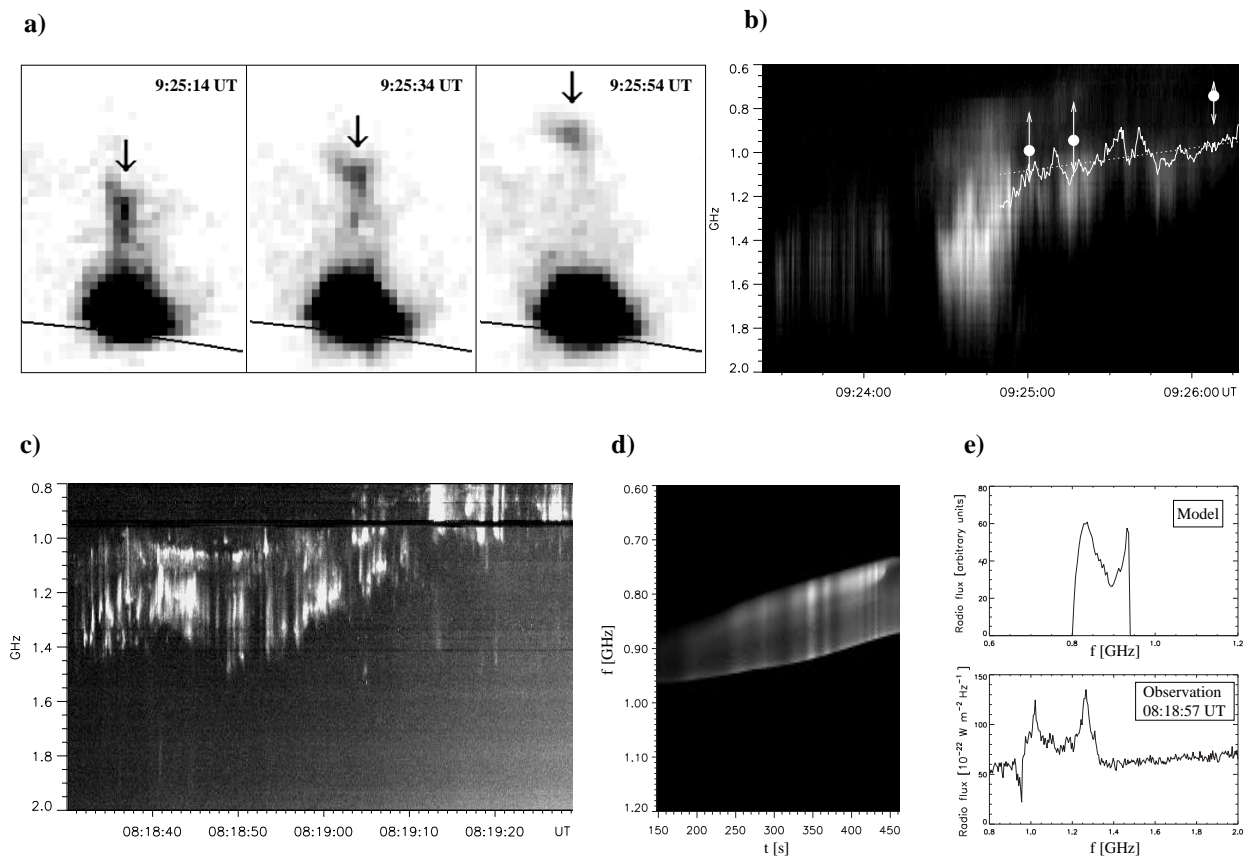
V rámci PIC simulací jsme studovali především rekonexi na disipativní škále (≈ 10 m) a urychlování částic v disipativní zóně. Přestože má rekonexe magnetického pole globální důsledky, k samotnému procesu přepojování siločar dochází až na tzv. disipativní škále. Podle současných představ je na tuto tloušťku původně silná proudová vrstva zeslabena jen v určitých místech procesem kaskádní filamentace. Při takto tenké vrstvě je již proudová hustota natolik koncentrovaná, že vzájemná rychlost elektronů a iontů přesáhne práh pro nestabilitu plazmových oscilací a rozptylem elektronů na jejich elektrických polích dojde k prudkému zvýšení odporu na anomální úroveň. S použitím 2.5-D PIC simulace běžící na síti 2000 x 600 uzlů a obsahující celkem 172 milionů částic jsme studovali trhání proudové vrstvy (rekonexi), vznik mikroplazmoidů a jejich následnou koalescenci (slévání). Výsledky ukazuje Obr. 5. Z něj je patrné, že urychlené částice jsou distribuovány převážně podél separatrixy magnetického pole a největší odchylka rychlostní rozdělovací funkce od Maxwellova rozdělení nastává během koalescence mikroplazmoidů (Karlický a Bárta, 2007)

5. OTEVŘENÉ OTÁZKY

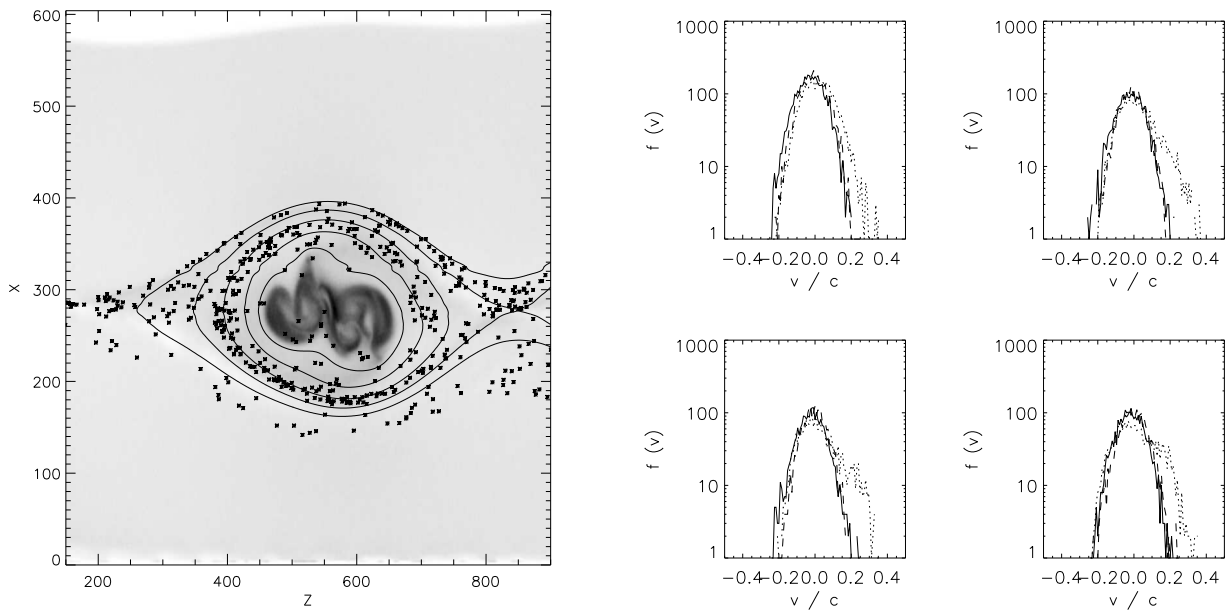
Přestože standardní model sluneční erupce založený na uvolnění magnetické energie akumulované v aktivní oblasti mechanismem rekonexe dává v zásadě dobré odpovědi na otázky vyplývající z pozorování, mnoho problémů s ním spojených zůstává otevřeno. Jedná se především



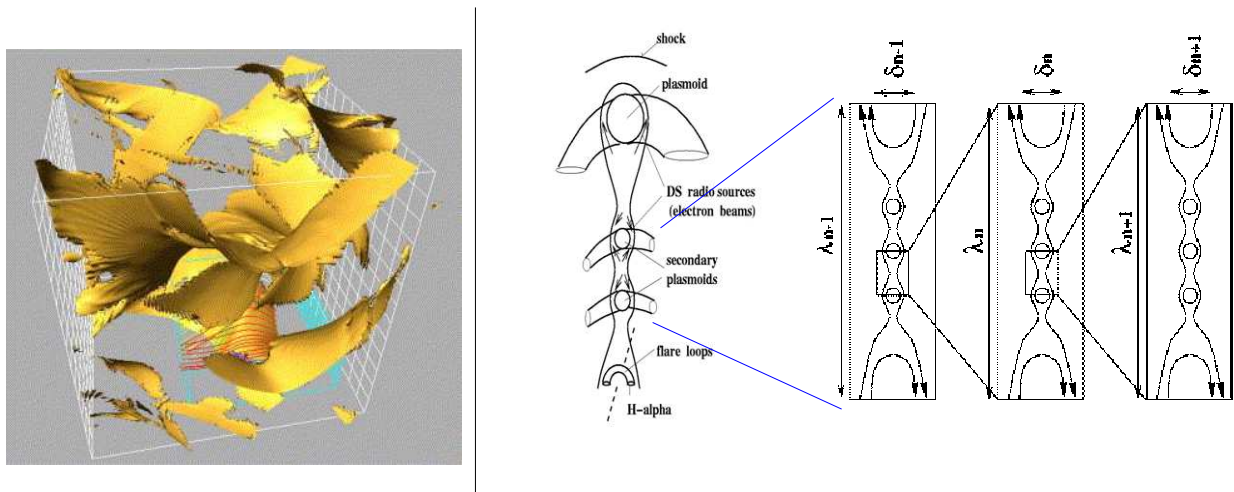
Obrázok 3. Časový vývoj v globální 2.5D MHD numerické simulaci sluneční erupce. Úrovně šedi ukazují hustotu plazmatu, magnetické pole je znázorněno pomocí siločar. Vlevo 3D pohled, vpravo projekce do roviny kolmé k proudové vrstvě. Dobře je viditelná dynamika vymrštění plazmoidu (hustší plazmatický útvar uzavřený v helikální magnetické struktuře) a formování arkády erupčních smyček.



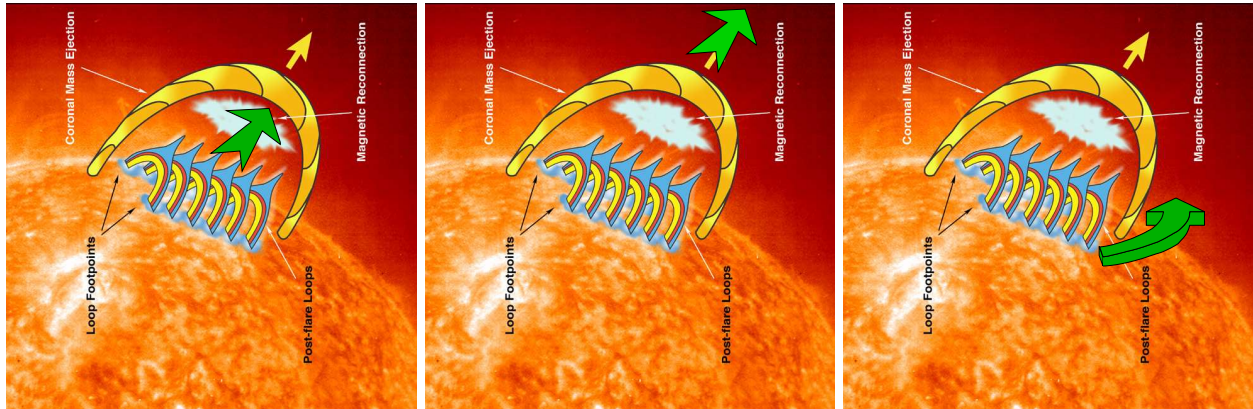
Obrázok 4. Pozorovaná a modelovaná emise z plazmoidu. a) Plazmoid pozorovaný v měkkém rentgenovém záření (SXR) během erupce na okraji slunečního disku. b) Odpovídající radiové záření téhož plazmoidu. Obrázek ukazuje časový vývoj spektra. Tento typ nazýváme driftující pulsující struktura (DPS). Kotoučky s chybovými intervaly odpovídají plazmovým frekvencím pro elektronové hustoty odhadnuté z SXR. c) DPS pozorovaná ondřejovským radiovým spektrografem 18. 8. 1998. d) Radiové spektrum (v časovém vývoji) modelované na základě výsledků MHD simulace z Obr. 3. Kvalitativní shoda s pozorovanou DPS je zřejmá. e) Porovnání okamžitých radiových spekter z modelu (panel d) a pozorování (panel c).



Obrázok 5. PIC simulace rekonexe na disipativní škále (10m). Levý panel ukazuje slévání plazmoidu vytvořených předtím v proudové vrstvě. Siločarami je znázorněno magnetické pole (resp. jeho průmět do roviny kolmé k proudové vrstvě), tečky ukazují pozice vybraných částic s nadlimitní kinetickou energií – jsou soustředěny v blízkosti magnetické separatrixy. Pravý panel ukazuje časový vývoj rozdělovací funkce částic. Největší odchylka od Maxwellova rozdělení nastává v okamžiku slévání plazmoidů.



Obrázok 6. Porovnání dvou různých přístupů k řešení problému urychlování mnoha částic v erupci. Vlevo koncepce mnoha chaotických proudových vrstev (žluté plochy) v aktivní oblasti. Vpravo modifikace standardního modelu s jednou globální proudovou vrstvou fragmentovanou v důsledku turbulentní rekonexe.



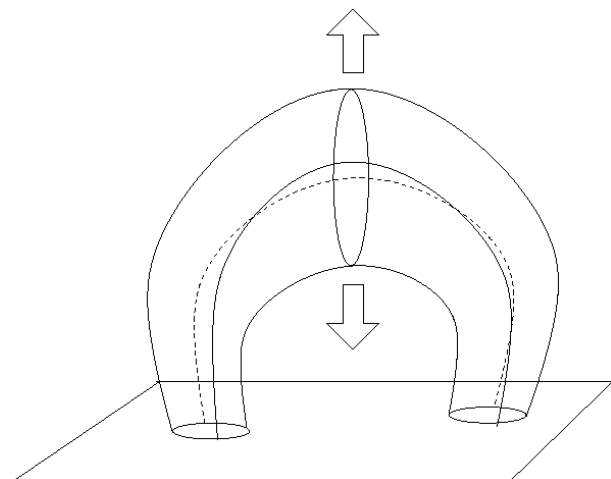
Obrázok 7. Tři uvažovaná paradigmata pro model erupce/CME. Vlevo: Driverem procesu je magnetická rekonexe, která svým výtryskem budí i výron koronální hmoty. Uprostřed: CME je důsledkem ideální MHD nestability filamentu, rekonexe je až druhotný proces. Tento přístup odpovídá moderní verzi standardního modelu. Vpravo: Driverem procesu je nestabilita konvektivního proudění ve fotosféře.

o otázku urychlování částic. Je známo, že do svazků urychlených částic je konvertována až polovina volné magnetické energie v erupci. Je velmi obtížné si představit, že k urychlení všech potřebných částic dojde během relativně krátké doby v malém okolí (disipativní zóně) jediného bodu X, v němž dochází k vlastnímu přepojování siločar. Proto byly navrženy alternativní modely erupční rekonexe (Vlahos a kol., 2004; Galsgaard, 2006) ve kterých v důsledku maloškálových chaotických konvektivních pohybů ve fotosféře dochází k proplétání magnetických siločar ve vyšších vrstvách sluneční atmosféry. To má za následek vytvoření systému mnoha chaoticky rozmístěných proudových vrstev v koróně, přičemž v každé z nich může docházet k rekonexi. Tento model sice může řešit problém urychlování částic, na druhou stranu lze jen těžko usmířit s relativně uspořádaným obrazem erupce na globální škále, jak ho vidíme např. na Obr. 1. Zdá se že alternativou k této představě řešící problém urychlování je drobná modifikace standardního modelu založená na koncepci tzv. fraktální nebo turbulentní rekonexe. Jak z teoretických úvah (Shibata a Tanuma, 2001), tak z numerických modelů (Bárta, Vršnak a Karlický, 2008) a pozorování (Karlický, 2004) totiž plyne, že přenos energie v rekonexi od globální škály erupce až k disipační škále probíhá přes kaskádu stále menších plazmoidů oddělených stále užšími částmi proudové vrstvy. Při každé interakci plazmoidů dochází k dočasnému vytvoření bodu X a tím i oblasti urychlování částic. Protože takových oblastí je v turbulentní rekonexi mnoho, může tato koncepce přirozeně řešit otázku produkce tak velkého množství urychlených svazků. Srovnání obou koncepcí je na Obr. 6.

Jiným dosud diskutovaným problémem je vzájemná role erupční rekonexe a vyvržení CME. Zatímco dnes se většina fyziků domnívá, že k inicializaci dochází ideální MHD nestabilitou filamentu

a rekonexe nastupuje až v druhém sledu, ne úplně zcela dávný pohled zastávaný stále některými fyziky byl opačný – rekonexe zažehnutá buď spontánně nebo působením externích vlivů způsobuje, např. díky pohlcení hybnosti rekonexního výtrysku pohyb magnetického provazce (filamentu/CME) směrem vzhůru. Konečně existují i názory, posouvající vlastní “motor erupce” až do fotosféry a podfotosférických vrstev. Podle těchto představ nedochází k vymrštění filamentu v důsledku jeho MHD nestability, ale díky tomu, že je do něj z fotosféry pumpována nová helicity (torze magnetických siločar). K tomu podle představ autorů dochází v důsledku hydrodynamické nestability v konvektivním proudění fotosférických a podfotosférických vrstev – v důsledku této nestability dojde k náhlému vytvoření víru v oblasti zakotvení filamentu. Porovnání těchto paradigmat ukazuje schematicky Obr. 7.

Přestože je koncepce uvolňování erupční energie z magnetického pole v různých výše popsaných modelech velmi široce přijímána, existují i modely založené na úplně odlišném mechanismu. Jako příklad uveďme model Shibasakiho (2004) založený na explozivním uvolnění termální energie horkého plazmatu zachyceného ve vrcholu magnetické smyčkové silotrubic mechanismem tzv. *ballooning instability* (Obr. 8). Motivací tohoto alternativního modelu byly některé odhady parametru plazma beta, který udává poměr kinetického tlaku plazmatu k napětí magnetického pole. Tento parametr je jen velmi obtížně zjištělný a zatímco standardní model erupce předpokládá $\beta \ll 1$ (magnetické pole dominuje), Shibasakiho odhady z pozorování udávají $\beta \geq 1$. Nicméně, i tento model je těžké usmířit s většinou pozorování – materiál vyvržený při erupci/CME je zcela zřetelně strukturován, velmi pravděpodobně v důsledku držení magnetickým polem.



Obrázok 8. Představa sluneční erupce jako exploze termálního plazmatu s vysokým parametrem plazma beta zachyceného ve vrcholu magnetické silotrubice mechanismem “ballooning instability”.

6. ZÁVĚR

Modely slunečních erupcí se postupně vyvíjejí od 50. let dvacátého století. Nyní, díky moderním – především družicovým – pozorováním se zdá, že jsme schopni v hrubých rysech tomuto procesu rozumět. Velkou pomocí k porozumění mechanismu slunečních erupcí je – vedle pozorování – především numerické modelování těchto procesů. Společným úsilím pozorovatelů i teoretiků byl vytvořen model sluneční erupce založený na přeměně volné magnetické energie v aktivní oblasti mechanismem magnetické rekonexe. Přestože je tento model většinou slunečních fyziků přijímán (i když existují i alternativní koncepce), mnoho jeho důležitých detailů zůstává neobjasněno (urychlování částic, skutečný driver celého procesu etc.). Problém tedy zdaleka není uzavřen a sluneční fyziky čeká na tomto poli ještě spousta vzrušující práce.

Poděkování

Tato práce byla vytvořena s podporou grantu GAČR 205/07/1100.

LITERATÚRA

- Bárta, M., Karlický, M., Žemlička, R. 2008, Solar Physics (in press/on-line first)
 Bárta, M., Karlický, M. 2008, Central European Astrophysical Bulletin 32, 51
 Bárta, M. Karlický, M. Büchner, J. 2008, Proc. of 19. Celoštátný slnečný seminár (toto vydání)
 Bárta, M., Vršnak, B., Karlický, M. 2008, A&A 477
 Bárta, M., Karlický, M. 2005, ApJ 631, 612
 Galsgaard, K. 2006 Advances in Space Research 37, 1323
 Giovanelli, R. G. 1948, MNRAS 108, 163.
 Karlický, M. 2004, Astronomy and Astrophysics 417, 325
 Karlický, M., Bárta, M. 2007, A&A 464, 735
 Kliem, B., Karlický, M., Benz, A.O. 2000, A&A 360, 715
 Shibasaki, K. 2004, Proceedings of the International Astronomical Union 2004, 485