

# Teorie magnetické rekonexe a její aplikace ve sluneční fyzice

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

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

## Abstrakt

Rekonexe magnetického pole je v současné době pokládána za klíčový mechanismus uvolnění magnetické energie v mnoha explozivních procesech v astrofyzikálním a kosmickém plazmatu počínaje magnetickými bouřkami v magnetosférách planet až po rozsáhlé erupce v korónách akrečních disků kolem gigantických černých děr v centrech (aktivních) galaxií a kvasarů. Zásadní roli hraje proces magnetické rekonexe i v projevech sluneční aktivity, zejména při disipaci energie ve slunečních erupcích a při změně topologie magnetického pole při výronech koronální hmoty. Referát si klade za cíl seznámit čtenáře s teoretickými základy magnetické rekonexe a shrnout poslední vývoj v této oblasti. Pozornost bude věnována především klíčové otázce prostorových a časových škál v rekonektujících proudových vrstvách, zejména dosažení dostatečně rychlé uvolnění energie i pro prostorově značně rozsáhlé systémy s nízkou mírou disipace (elektrického odporu, příp. viskozity). Důraz bude kladen na aplikaci teorie magnetické rekonexe na popis procesů sluneční aktivity.

## 1. ÚVOD

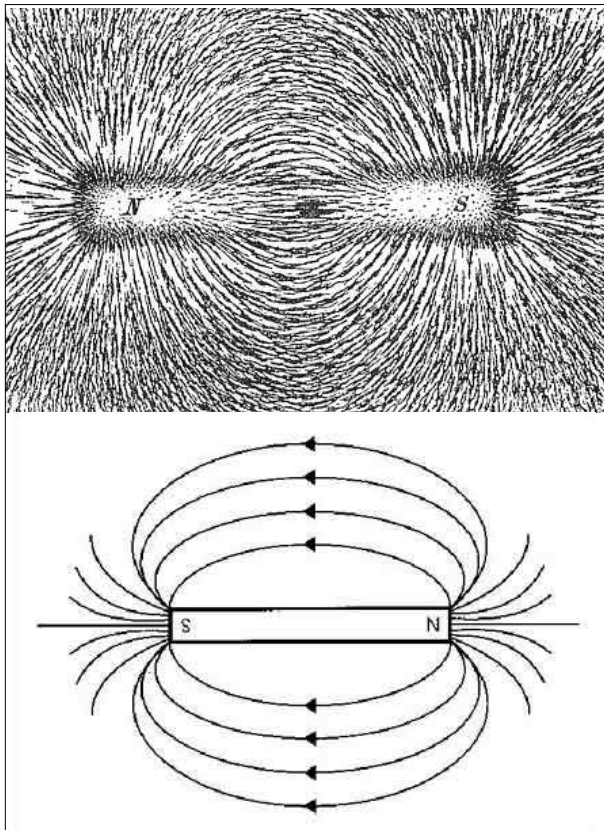
Magnetická pole ve Vesmíru hrají důležitou roli. Uvolnění energie v nich nahromaděné stojí za mnoha působivými jevy, které s pomocí našich přístrojů často pozorujeme jako náhlá vzplanutí záření v různých oblastech vlnových délek. Známým příkladem z našeho blízkého kosmického okolí jsou sluneční erupce. V nich je energie magnetického pole náhle přeměněna na pohybovou energii plazmatu a svazků urychlených částic, na energii odnášenou rázovými vlnami (což je podobný jev, jako když letadlo překročí rychlost zvuku) a teplo. V důsledku tohoto uvolnění magnetické energie pak postupně dochází k více či méně prudkému zvýšení úrovně záření na mnoha vlnových délkách od radiových vln až po rentgenové paprsky.

Jak ukazuje Obr. 1, magnetické pole lze velmi názorně zobrazit soustavou magnetických siločar. Přestože dynamika magnetického pole pronikajícího plazmatem je poměrně složitá a popsána komplikovanými rovnicemi, je možné o ní získat – právě s pomocí koncepce siločar – i dosti názornou představu: Ve velmi dobře vodivém prostředí plazmatu sluneční koróny – což je velmi řídká a horká nejvyšší vrstva sluneční atmosféry – se magnetické siločáry chovají jako gumové nitě – nebo spíše tenké kovové struny – jakoby zamrzlé do sluneční plazmy. Pokud se pak

dva proudy plazmatu, které s sebou unášejí „zamrzlé“ siločáry s opačnou orientací (viz šipky na Obr. 1), pohybují proti sobě, protiběžné siločáry se dostanou do vzájemné blízkosti a za určitých okolností může dojít k jejich přepojení – odborně mluvíme o rekonexi magnetického pole (Priest, 1984)

## 2. TEORIE MAGNETICKÉ REKONEXE

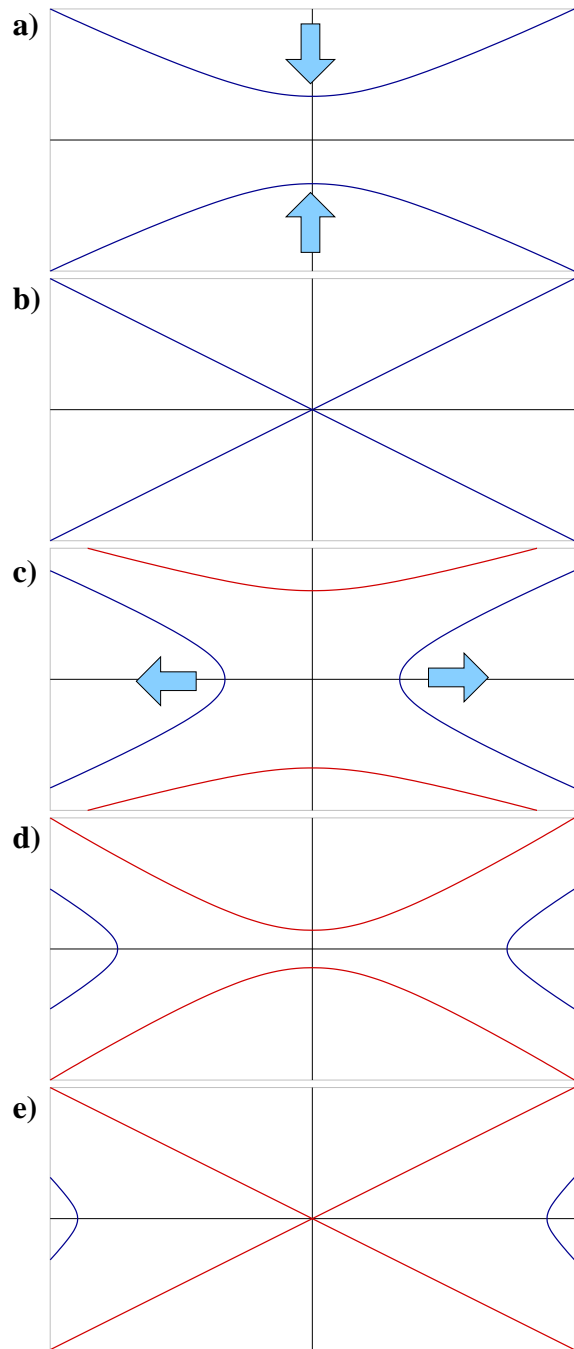
Podstata procesu magnetické rekonexe je schematicky znázorněna na Obr. 2: Dvě proudění plazmatu unášené blížící se siločáry se v jednom místě přepojí a vytvoří jiný pár, který se – díky „napětí“ siločar (pro připomenutí – chovají se jako struny) – snaží zkrátit. Zkracující se nově vytvořené siločáry pak vytahují ze středu oblasti i na nich „namrzlé“ plazma. V oblasti přepojení (rekonexe) tak vzniká podtlak a v jeho důsledku je shora a zdola nasáváno plazma, jehož vtok do oblasti přináší „čerstvé“ magnetické siločáry. Ty se opět přepojí a celý proces tak pokračuje. Rekonexe tedy funguje jako jakýsi motor, který mění magnetickou energii na pohyb plazmatu (ale i jiné druhy energie, viz výše, které – pro jednoduchost – ponecháme nyní stranou). Vzniklou strukturu proudění v rekonexi ukazují silné šipky na Obr. 3. Zvědavý čtenář by se mohl ptát, proč v oblastech vtoku (tj. nad a pod místem rekonexe)



Obr. 1. Známý pokus ze školní fyziky - želené piliny vysypané na papír přiložený k tyčovému magnetu se zorientují ve směru jeho magnetického pole (nahore). Ve shodě s tímto pokusem lze strukturu magnetického pole znázornit magnetickými siločarami (dole).

jsou siločáry unášeny proudící plazmou a v oblastech výtoku (vlevo a vpravo) je tomu naopak – zkracování přepojených napjatých siločar s sebou strhává plazmu? Důvod spočívá v tom, že nově vytvořené siločáry jsou mnohem více prohnuté a „napětí“ v nich je tedy silnější než v těch, které do procesu rekonexe vstupují. Ty méně napjaté jsou tedy „smýkány“ pohybující se plazmou, ty napjatější, nově zformované v rekonexi, naopak aktivně táhnou plazmu s sebou.

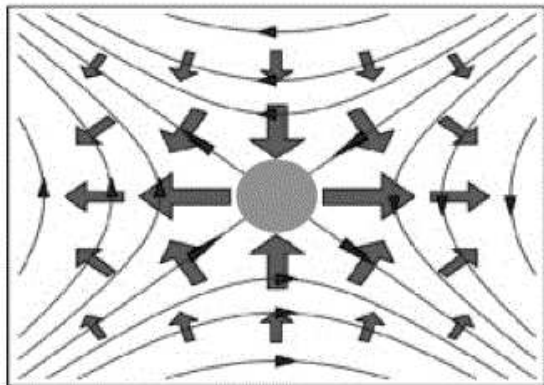
Proces rekonexe má ale ještě jeden důležitý aspekt. Tím je elektrický proud, který je s magnetickým polem vždy těsně svázán. V případě protiběžných magnetických siločar je s magnetickým polem spojen proud koncentrováný do tzv. proudové vrstvy. To je schematicky nakresleno na Obr. 4. Aby skutečně došlo k přepojení (rekonexi) magnetických siločar, je nutné, aby v místě rekonexe došlo k oddělení (myšleného) pohybu siločar od pohybu plazmy – aby tedy siločáry v tomto místě nebyly do plazmatu vmrzlé. To je možné pouze tehdy, je-li alespoň v místě vlastního přepojení nenulový (zobecněný) elektrický odpor. Ten způsobí vlastní rekonexi siločar jejímž ob-



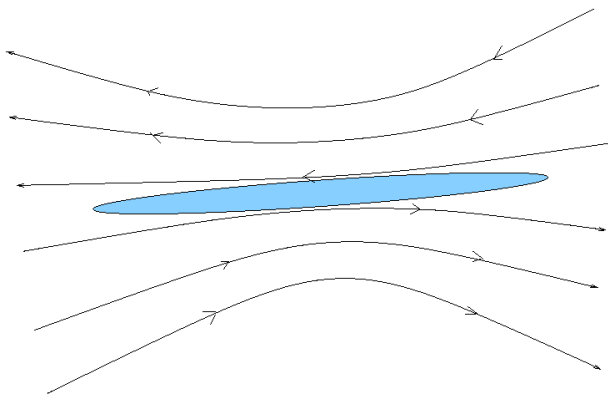
Obr. 2. Rozfázovaná schematická představa rekonexe magnetických siločar. Shora a zdola jsou prouděním plazmatu přinášeny magnetické siločáry. Uprostřed oblasti dochází k jejich přepojení - rekonexi. Pár nově vzniklých siločar oblast opouští v důsledku "napětí" v siločarách a strhává s sebou i okolní plazma.

razem v odpovídající struktuře elektrického proudu je „přetržení“ proudové vrstvy.

Příspěvky jednotlivých procesů ke zobecněnému odporu ukazuje Obr. 5. Pokud jsou všechny členy na pravé straně tzv. zobecněného Ohmova zákona nu-



Obr. 3. Silné šedé šipky naznačují proudění plazmatu v oblasti magnetické rekonexe, zobrazeny jsou i siločáry magnetického pole. Zkracování nově vzniklých siločar vytváří dva opačně orientované výtrysky plazmatu (vpravo a vlevo) z oblasti přepojení. Tím vzniká uprostřed relativní podtlak a plazma je do tohoto místa nasáváno shora a zdola. Takto vzniklé vtoky plazmatu s sebou přinášejí do oblasti rekonexe nové siločáry magnetického pole.



Obr. 4. Schematické znázornění souvislosti magnetického pole a s ním svázaného elektrického proudu. Dostanou-li se opačně orientované magnetické siločáry do vzájemné blízkosti, vzniká mezi nimi vrstva, kterou protéká elektrický proud - tzv. proudová vrstva - zde naznačena modrou oblastí uprostřed. V situaci znázorněné na obrázku teče elektrický proud kolmo k rovině nákresny směrem k nám.

lové, mluvíme o ideální magnetohydrodynamice. V ní je zamrzlost siločar do plazmatu naprosto dokonalá a k přepojení siločar – jak už bylo uvedeno – nemůže vůbec dojít. Současné výzkumy ukazují, že nejvýznaměji k rekonexi ve slunečním a obecně astrofyzikálním plazmatu přispívají kinetické procesy spjaté s tzv. nediagonálními složkami tenzoru tlaku (Buechner a Elkina, 2006), označené na Obr. 5 zeleným orámováním. Tyto mechanismy se ovšem uplatňují až na velmi malých prostorových škálách, tedy

pro velmi tenké proudové vrstvy (viz též dále).

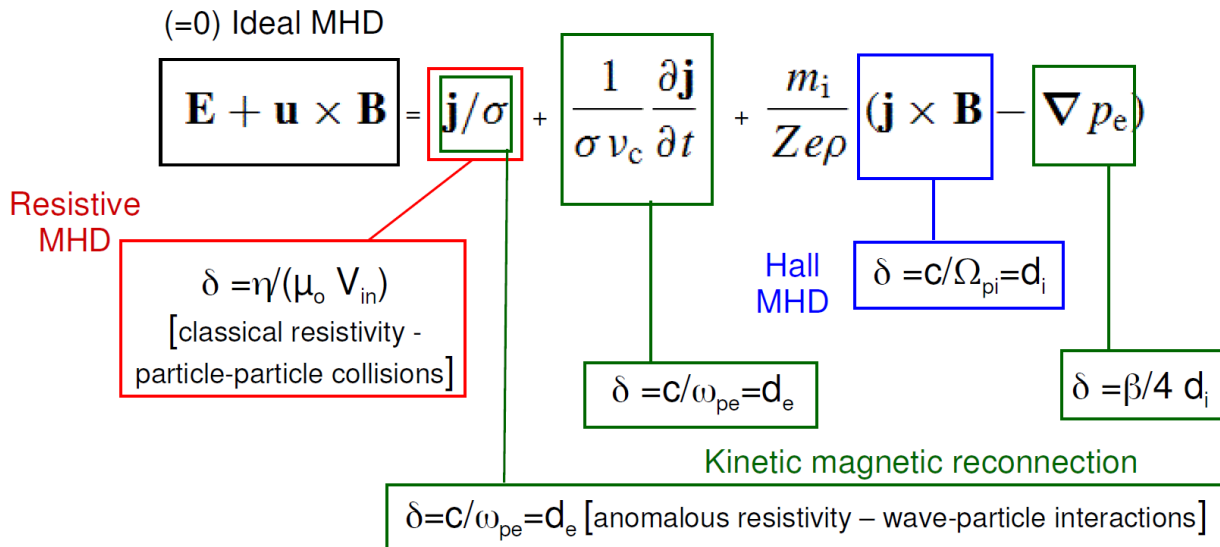
### 3. MAGNETICKÉ REKONEXE A SLUNEČNÍ ERUPCE

Většina slunečních fyziků předpokládá, že právě výše popsaný proces magnetické rekonexe je klíčovým mechanismem uvolnění energie ve slunečních erupcích, ale i v mnoha jiných eruptivních dějích v astrofyzikálním a kosmickém plazmatu. Podle našich současných představ vzniká potřebná struktura protiběžných magnetických siločar spojená s proudovou vrstvou ve sluneční erupci po vyvržení tzv. filamentu, struktury tvořené magnetickými siločarami zkroutěnými do magnetického provazce – viz Obr. 6a. Tato magnetická struktura bývá naplněna poměrně chladným plazmatem a při pozorování se tak oproti slunečnímu disku jeví jako temné vlákno (odtud i její latinský název). Jak vyvržený filament postupně stoupá, ty siločáry magnetického pole, které ho shora obepínají a zároveň jsou zakotvené na slunečním „povrchu“, v tzv. fotosféře, se natahují, a díky vyprázdňení prostoru pod filamentem jsou ze stran spolu s okolní plazmou poněkud nasávány do této oblasti nižšího tlaku. Tím dojde k přiblížení „bočních“ částí těchto siločar, jež mají z logiky věci opačnou orientaci, a tím i k vytvoření proudové vrstvy v oblasti pod filamentem. Schematicky to ukazuje pravá část Obr. 6.

Poznamenejme, že materiál vyvržený s filamentem ze Slunce se následně šíří meziplanetárním prostorem jako tzv. koronální výron hmoty (Coronal Mass Ejection – CME). To ukazuje komponovaný Obr. 7, který demonstruje srovnání našich schematických představ o erupcích s pozorovanou skutečností. CME může za jistých okolností zasáhnout i Zemi a její blízké okolí. Při tom dojde k rozkolísání mnoha parametrů tohoto našeho okolního prostředí – zejména složek vlastního magnetického pole Země. Tyto a příbuzné jevy mohou způsobit vážné potíže naší technické a na stále citlivější elektronice čím dál více závislé civilizaci. O dynamice prostředí v bezprostředním vesmírném okolí Země se nyní často mluví jako o kosmickém počasí. Jeho proměnlivost je pak zdaleka největší měrou způsobena sluneční aktivitou – kromě výše zmíněných CME se na tom podílejí i částice urychlené v souvisejících slunečních erupcích a záření různých vlnových délek, které při erupci vzniká.

### 4. PROBLÉM ŠKÁL

Přímá aplikace teorie magnetické rekonexe na fyziku slunečních erupcí (a další velkorozměrové jevy) ale dlouho čelila jednomu zcela zásadnímu problému. Elektrický odpor, nutný pro vlastní přepojení siločar, je za normálních okolností ve sluneční koróně



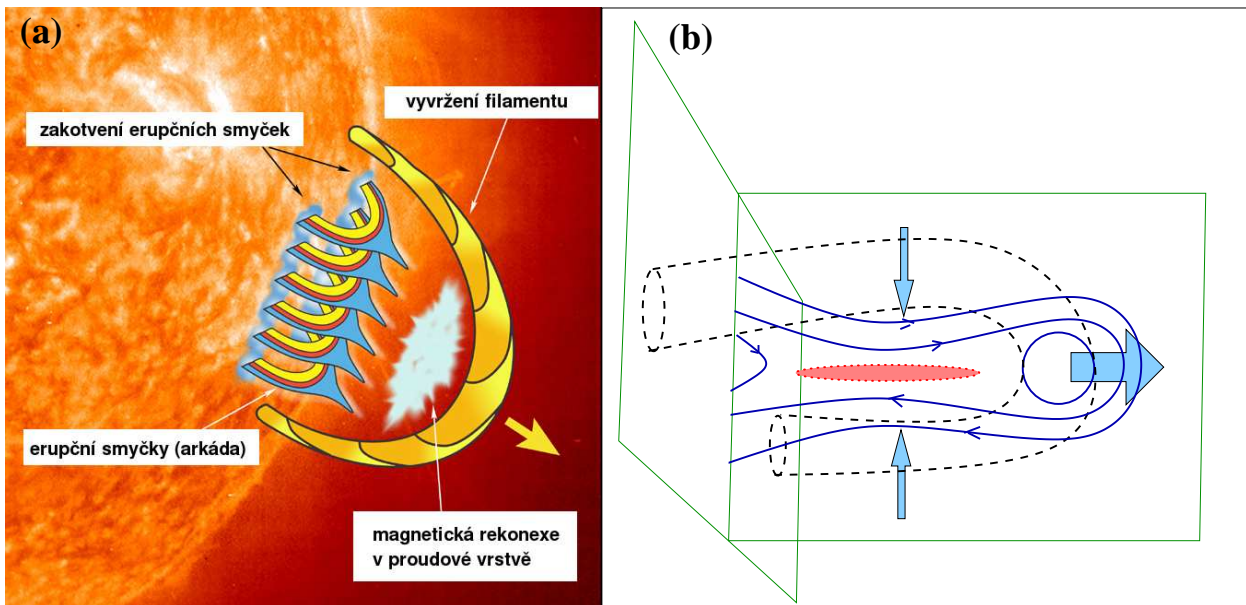
Obr. 5. Zobecněný Ohmův zákon. Jednotlivé členy na pravé straně představují příspěvky ke zobecněnému elektrickému odporu. Jeho existence je nutnou podmínkou pro vlastní proces přepojení magnetických siločar.

velmi malý – plazma je za podmínek zde panujících vodivější než měď, což při tloušťce proudové vrstvy v erupci (odhadem 1000 km) dává zcela zanedbatelnou hodnotu. Naštěstí, fyzika plazmatu zná i další procesy, které souvisejí s částicovým charakterem plazmy a které mohou (zobecněný) elektrický odpor místně podstatně zvýšit. Potíž je v tom, že všechny známé částicové (odborně kinetické) procesy, které mohou vést k přepojení (rekonexi) magnetických siločar (odborníci také mluví o změně topologie magnetického pole) vyžadují, aby tloušťka proudové vrstvy byla relativně malá. Toto měřítko (tloušťka proudové vrstvy), kde dochází k vlastnímu přepojování siločar spojené s ohřevem – podobně jako v elektrické plotýnce se totiž proud procházející oblastí elektrického odporu mění na teplo – nazýváme odborně disipační škálou. V podmínkách sluneční koróny vychází příslušná tloušťka proudové vrstvy okolo jednoho metru – což je oproti tloušťce skutečné vrstvy pod filamentem, odhadované ať už z pozorování nebo rozměrových úvah na řádově 1000 km, o šest řádů (tedy milionkrát) menší hodnota. Stojí za zmínku, že tento rozpor se odráží i ve dvouznačných interpretacích pozorování slunečních erupcí, z nichž můžeme současně vysledovat jak uspořádanou velkorozměrovou (na škálách okolo 10 000 km) dynamiku, tak příznaky chaotického uvolnění (disipace) energie na velmi malých prostorových i časových měřítkách.

## 5. KONCEPT FRAKTÁLNÍ REKONEXE

Shrneme-li to, problém je následující: Proudové vrstvy vytvářené pod vyvrženými slunečními filamenti mají tloušťku 1000 km, tloušťka potřebná pro skutečně účinné přepojování siločar (disipační škála) je jen  $\approx 1$  m. Jak se dostat od tak olbřímích k tak malým měřítkům, jinými slovy, jakým způsobem dostatečně ztenčit – alespoň místně – proudovou vrstvu na úroveň disipační škály? Pro překonání tohoto propastného rozdílu navrhli Shibata a Tanuma (2001) schematický koncept tzv. *fraktální rekonexe*. Ten předpokládá, že v proudové vrstvě vznikají z magnetických siločar v určitých místech spirálovitě stočené magnetické silotrubicе – tzv. plasmoidy. Tím, jak se proudová vrstva pod stále stoupajícím filamentem prodlužuje, tyto plasmoidy se během erupce vzájemně vzdalují. Část proudové vrstvy mezi nimi je tak vystavena silám, které ji prodlužují a ztenčují. Po určité době dojde k vytvoření druhé generace plasmoidů – ovšem na menším prostorovém měřítku – oddělené ještě tenčím úsekem proudové vrstvy. Konečně dojde ke vzniku plasmoidů i v této proudové struktuře a celý proces pokračuje dalšími úrovněmi, dokud není dosažena tloušťka proudové vrstvy odpovídající disipační škále. Celý proces tak představuje jakousi kaskádu postupného zmenšování struktur v magnetickém poli a s tím spojené ztenčování mezilehlých proudových vrstev. Odborně mluvíme o turbulentní kaskádě směrem k menším škálám. Shibatova a Tanumova idea je schematicky znázorněna na Obr. 8, který zachycuje (podobně jako Obr. 6 vpravo) jeden rovinný řez celou strukturou.





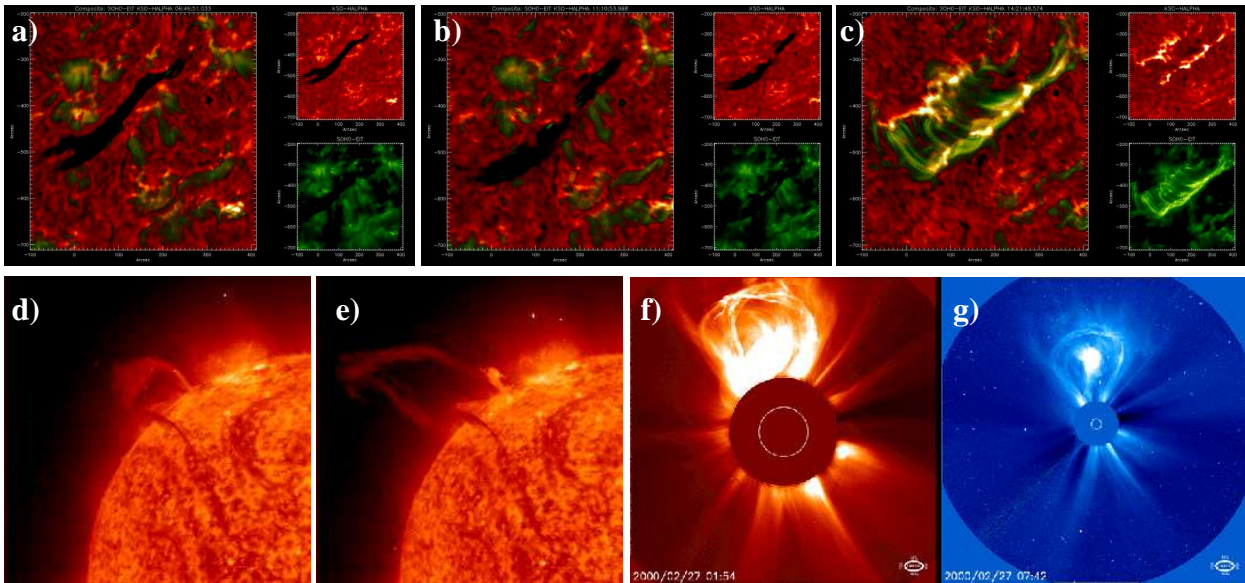
Obr. 6. Současná schematická představa mechanismu slunečních erupcí. (a) Obrázek od P. Gallaghery na archivu schemat slunečních erupcí H. Hudsona znázorňuje vyvržení magnetické struktury tvořené spirálovitě zkroutěnými siločarami - tzv. filamentu. Při rekonexi vzniklé v proudové vrstvě pod vyvrženým filamentem vytvoří nově přepojené siločáry arkádu erupčních smyček. Místa jejich zakotvení ve spodních vrstvách sluneční atmosféry pozorujeme během erupcí jako pár jasných vláken. Ta vznikají díky tomu, že částice urychlené elektrickým polem v místě rekonexe se šíří směrem dolů právě podle nově vzniklých magnetických siločar. (b) Detailnější pohled na vznik proudové vrstvy a tím i příhodných podmínek pro rekonexi. Filament je naznačen jako magnetická silotrubice čárkovanými čarami. Plné modré linie znázorňují projekci magnetických siločar do vodorovné roviny uprostřed obrázku. Jak filament stoupá (naznačeno silnou modrou šipkou), táhne s sebou i ty magnetické siločáry, jež ho shora obepínají. Protože v oblasti za unikajícím filamentem je relativní podtlak, je do tohoto místa nasáváno okolní plazma (tenčí modré šipky). To s sebou strhává i střední části těchto siločar, jež se tak k sobě přibližují – struktura magnetického pole je uprostřed oblasti poněkud zaškrncena. Vzhledem k tomu, že tyto části siločar mají vzájemně opačnou orientaci (jak naznačují malé šipky na siločarách) dochází uprostřed ke vzniku proudové vrstvy (červená oblast). Elektrický proud v tomto případě teče kolmo k nákrešné směrem od nás.

Průřezy spirálovými magnetickými silotrubicemi (viz dále Obr. 10 a 12) jsou tak zobrazeny jako uzavřené křivky (ovály), někdy pro svůj tvar v této projekci do roviny zvané též magnetické ostrovy. Podle této představy je struktura magnetického pole na různých úrovních zvětšení kvalitativně totožná (tzv. sobě-podobná) – právě tato vlastnost definuje geometrické objekty známé jako fraktály, odtud i onen termín fraktální rekonexe.

Nicméně, tato ad hoc navržená schematická koncepce neměla oporu v analytické teorii magnetické rekonexe a tento jev nebyl ani nikdy pozorován v numerických experimentech (počítačových simulacích), a tak byl tento zajímavý přístup delší dobu víceméně opomíjen. Teprve roku 2007 Loureiro a kol. (2007) našli slabé místo v Parkerově (Parker, 1957) analýze, která tvrdila, že pro tlustou proudovou vrstvu v prostředí malého elektrického odporu je třeba velice dlouhého času k alespoň základnímu přetržení a tím i k vytvoření magnetických ostrovů/plasmoidů. Loureiro a kol. (2007) naproti tomu zjistili, že vezme-li se v potaz rovněž délka proudové vrstvy, pak pro každou

vrstvu s dostatečným poměrem délka/tloušťka skutečně může dojít k formování plasmoidů na poměrně krátké časové škále (tzv. plasmoid instability).

Bohužel, výše uvedená analytická teorie (Parker, 1957; Loureiro a kol., 2007) se omezuje pouze na tzv. lineární analýzu stability. To znamená, že studuje proudovou vrstvu s dokonale rovnoběžnými opačně orientovanými siločarami a zkoumá, jak se bude chovat malinká porucha nasazená v určitých místech podél této vrstvy – např. malé místní vzájemné přiblížení siločar (tedy místní zúžení proudové vrstvy). Pokud tato malá porucha způsobí síly, které mají tendenci ji zvětšovat, porucha roste a mluvíme pak o nestabilitě. V opačném případě se „promáčkнутé“ siločáry vrátí zpět – systém je stabilní. Tato metoda je tedy užitečná pro zjištění tendence, kterou se dynamika systému bude ubírat, ale neříká naprosto nic o dalším vývoji v případě nárůstu poruchy, tedy o chování v nestabilním případě. Teorie totiž ztrácí platnost v okamžiku, kdy typická hodnota porušené veličiny (zde např. magnetického pole) začne být alespoň řádově srovnatelná s původními hodnotami v nepo-



Obr. 7. Sluneční erupce pozorovaná ve svém časovém vývoji v různých oblastech spektra záření. Panely (a) - (c) ukazují kombinovaný obrázek získaný ze dvou přístrojů na dvou různých vlnových délkách (rozložený do složek je viditelný v malých vložených výřezech v pravé části každého panelu). Červenočernými odstíny je zobrazena relativně chladná plazma ve spodní vrstvě sluneční atmosféry, tzv. chromosféře. Stejně chladný materiál vyplňuje i filament, který je zde viditelný jako tmavé vlákno uprostřed. Zelené odstíny patří horké plazmě sluneční koróny. Je vidět postupné vyvržení filamentu (na obrázku (c) je již mimo zorné pole) doprovázené vznikem horkých erupčních smyček (zelené oblouky na panelu (c)). Místa zakotvení erupčních smyček se rozzáří jako dvě jasná rovnoběžná vlákna a to díky ohřevu, jež způsobují částice urychlené v oblasti rekonexe dopadající v těchto místech do chromosféry. Vyvržený filament se stále vzdaluje od Slunce (panely (d) a (e)) a posléze může být zaznamenán jako koronální výron hmoty (CME), jak ukazují panely (f) a (g).

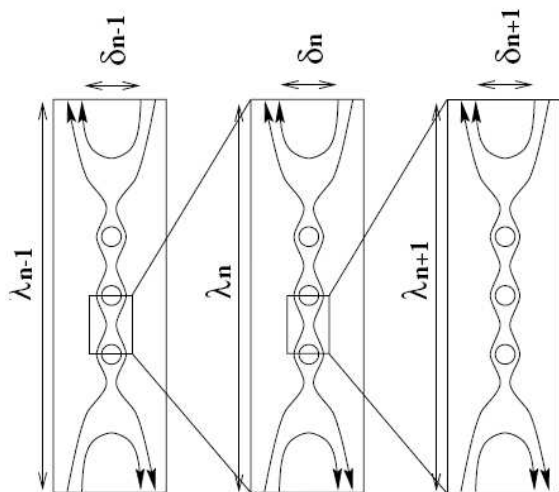
rušeném stavu.

## 6. NUMERICKÉ MODELOVÁNÍ FRAKTÁLNÍ REKONEXE

Je obecně velmi těžké nalézt tzv. analytické řešení rovnic popisujících dynamiku plazmatu protknutého magnetickým polem (tzv. magneto-hydrodynamických nebo krátce MHD rovnic), tedy řešení které získáme pouze s pomocí tužky a papíru (a potřebné dávky důvtipu), a které je zcela obecné. Důvodem je vlastnost těchto rovnic známá jako nelinearita – veličiny se v nich vyskytují ve formě součinů, podílů nebo i komplikovanějších výrazů. Chceme-li tedy porozumět tomu, jak se bude dále vyvíjet systém, jehož porucha narůstá, nezbyvá nám nic jiného, než se uchýlit k jeho numerické simulaci. Při ní opět využíváme stejné rovnice, ale studovaný systém, který je v matematickém modelu reprezentovaný spojitým prostředím, nahradíme jeho hodnotami pouze v uzlech (průsečících) tzv. výpočetní sítě – viz. Obr. 9. Rovněž spojitě plynoucí čas nahradíme časovou posloupností postupující po malých krocích. Tomuto přepisu modelu se říká diskretizace a po jejím provedení a naprogramování už počítač může provést sled příslušných operací a krok za krokem vypočítat časový vývoj modelovaného sys-

tému. A právě tento přístup jsme použili v našem příspěvku: Soustředili jsme se na studium časového vývoje velmi dlouhé proudové vrstvy pomocí rozsáhlé počítačové simulace.

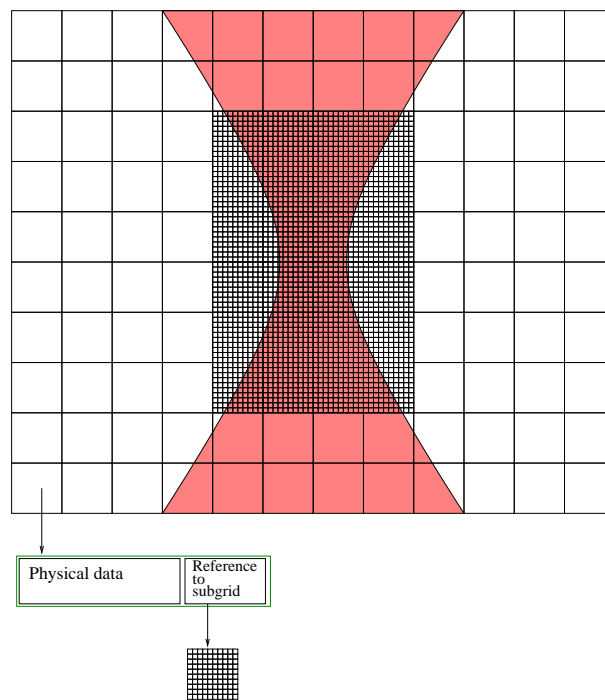
Z principu počítačových simulací využívajících diskrétní výpočetní síť (Obr. 9) je zřejmé, že největší struktura, kterou můžeme modelovat je tak velká, jak rozsáhlá je výpočetní síť, zatímco nejmenší objekty v našem modelu nemohou být menší než je „oko“ (odborně buňka či cela) sítě. Pokud tedy chceme zachytit proces předpokládaný Shibatou a Tanumou (Obr. 8) který je svou podstatou multi-škálový, tj. pokrývá velký rozsah prostorových měřítek, musí i výpočetní síť našeho modelu mít tuto vlastnost, tedy rozdíl mezi velikostí buňky sítě a velikostí celé sítě musí být značný. To ovšem představuje značnou technickou komplikaci, neboť poměrem velikostí sítě a jedné její buňky je dán i počet buněk. Je-li příliš velký, pak ani moderní superpočítače nemají dostatek prostředků (paměti a procesorového času) na zvládnutí úlohy. Naštěstí, ne všude je nutné mít velmi jemné pokrytí sítě. Ve studovaném systému jsou místa – a je jich vlastně valná většina – kde se nic zajímavého neděje, sledované veličiny se na nich mění od buňky k buňce jen velmi pozvolna. Tam nám stačí síť poměrně řídká, tedy s velkými oky. Na druhou stranu systém obsahuje i oblasti, kde se veli-



Obr. 8. Shibatova a Tanumova schematická představa tzv. fraktální rekonexe. Proudová vrstva mezi dvěma plasmoidy se podle této koncepce dále trhá a vznikají menší plasmoidy "druhé generace", oddělené patřičně tenčími úseky proudové vrstvy. I v těchto úsecích pak dojde ke vzniku plasmoidů a celý proces pokračuje, dokud tloušťka proudové vrstvy oddělující plasmoidy nedosáhne disipační škály. Struktura magnetického pole je v každém dalším zvětšení obrázku zachována (pouze je menší) - právě takovou vlastnost mají geometrické objekty zvané fraktály.

činy s místem a časem prudce mění. Ty pak vyžadují pokrytí hustší sítí. Právě uvedená úvaha je základem techniky adaptivního zjemňování sítě (Adaptive Mesh Refinement – AMR). Tu jsme v našem počítačovém modelu také využili (Bárta a kol., 2011b). Protože se snažíme nalézt procesy, které vedou k vytváření velmi tenkých úseků proudových vrstev v našem systému (tzv. fragmentace nebo filamentace proudové vrstvy), použijeme zjemněnou síť v těch místech, kde dochází ke ztenčení vrstvy: Pokud klesne tloušťka proudové vrstvy v naší simulaci pod rozměr deseti buněk sítě, je daná oblast pokryta jemnější výpočetní sítí. Situaci schematicky ukazuje Obr. 9, kde proudová vrstva je naznačena červenou oblastí a zakreslena je i hrubá a jemná výpočetní síť. Skutečné použití v modelu je zobrazeno na Obr. 10 – místa se zjemněnou výpočetní sítí v oblasti tenkých proudových vrstev jsou obtažena tmavými pravoúhlými čarami.

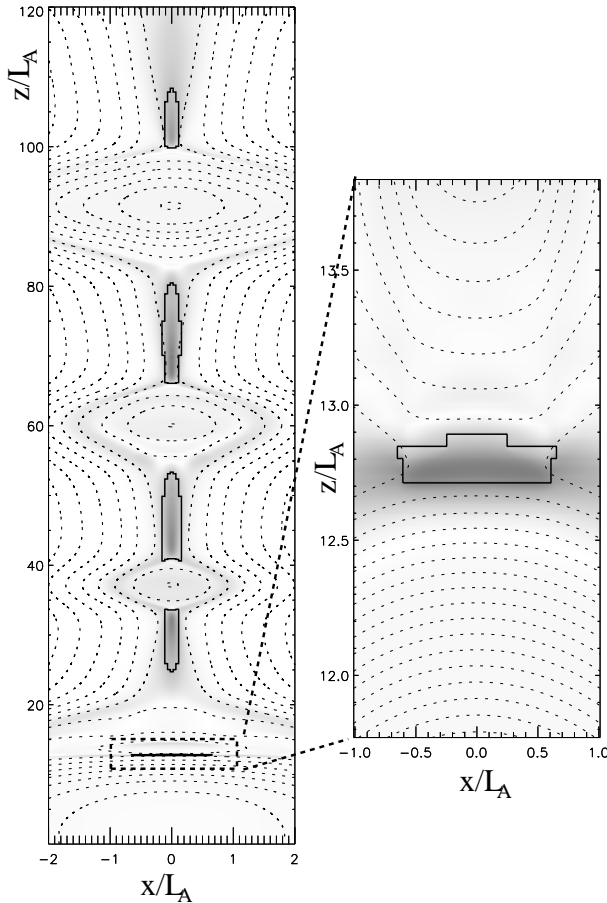
Výsledky našeho modelování ukazují Obr. 11, 12 a 13. Na Obr. 11 je patrné, jak při stále větším zvětšení nacházíme kvalitativně podobný obraz: Plasmoidy (spirálovitě stočené trubice magnetických siločar) oddělené úseky proudové vrstvy, avšak vždy na menší prostorové škále. Pro větší názornost je podobná situace zachycena na Obr. 12, avšak opět



Obr. 9. Schematické znázornění výpočetní sítě. Při počítačových simulacích známe hodnoty studovaných veličin pouze v uzlech sítě, tedy v průsečících svislých a vodorovných čar. Pokud v průběhu simulace poklesne některý z rozměrů simulovaných struktur na hodnotu blízkou velikosti oka sítě, je vhodné tuto oblast automaticky pokrýt jemnější výpočetní sítí. Tento postup je základem techniky AMR. V našem případě vytváříme jemnou síť v těch oblastech, kde tloušťka proudové vrstvy (červená oblast) poklesne pod určitou mez.

pouze v jednom rovinném řezu. Spirálovité (či, lépe, helikální – správný český název této křivky totiž není spirála nýbrž šroubovice) silotrubic se v tomto řezu opět projektují jako jako oválné uzavřené křivky. Tento obraz je zcela v souladu s původní představou Shibaty a Tanumy – srovnej např. Obr. 8 a 12. Naše simulace tak poprvé přesvědčivě prokázala, že tento předpokládaný proces kaskády k menším měřítkům je reálný. Vzniká přirozená otázka, proč dřívější numerické experimenty nebyly schopny tento jev zachytit. Naše analýza ukázala, že dřívější simulace tento jev nezaznamenaly jednoduše z důvodu pokrytí malého rozsahu škál: Rozdíl mezi rozměrem simulované oblasti (velikost výpočetní sítě) a nejmenší rozlišenou škálou (buňka výpočetní sítě) byl u nich prostě příliš malý na to, aby tyto simulace byly schopny tento principiálně multi-škálový proces obsáhnout.

Náš příspěvek ale především zcela nově odhalil, že i proces, který může být do značné míry považovaný za protichůdný k výše zmíněnému trhání proudové vrstvy – totiž slévání (odborně koalescence) plasmoidů – vede překvapivě k vytváření menších magnetických struktur (a tím i tenčích proudových vrstev).



Obr. 10. Skutečné použití metody AMR v naší simulaci. Úrovně šedi znázorňují hustotu elektrického proudu, čárkované linie odpovídají magnetickým siločarám. Pravoúhlé silné kontury rámuji oblasti s jemnou sítí.

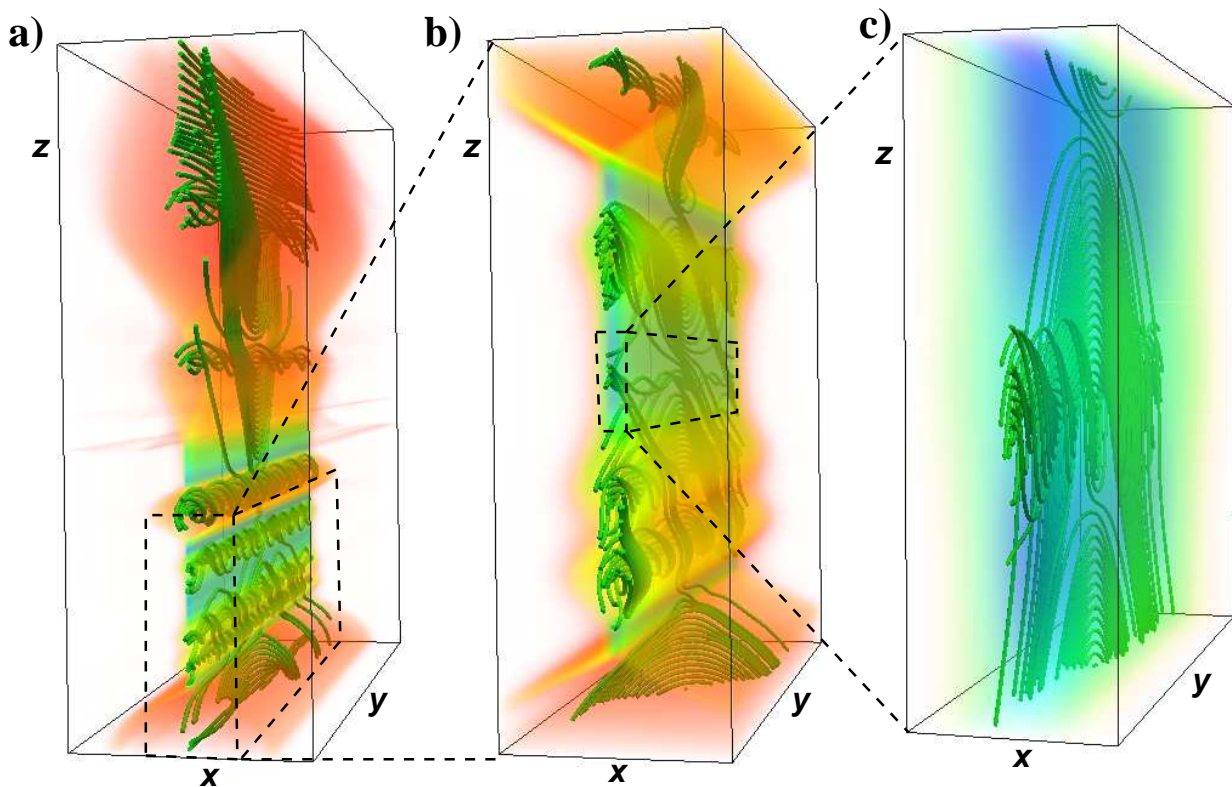
Dřívější představa byla taková, že slévání plasmoidů naopak – a zdánlivě zcela logicky – vede k vytváření větších struktur z menších: Odborně mluvíme o tzv. inverzní kaskádě. Analýzou našich výsledků jsme ale zjistili, že slévání dvou plasmoidů je doprovázeno tvorbou intenzivní proudové vrstvy mezi nimi – proud mezi plasmoidy je totiž jejich vzájemným přibližováním stlačován. Dosáhne-li poměr délky ku tloušťce v této nově vzniklé proudové vrstvě kritické hodnoty, vrstva se stává opět nestabilní a dochází k jejímu dalšímu trhání a tvorbě nových plasmoidů na menší prostorové škále. Koalescence (slnutí) dvou magnetických ostrovů tak sice nakonec vede k vytvoření větší struktury ze dvou menších, ale tento proces je doprovázen další fragmentací (drobením struktury) v oblasti mezi plasmoidy. V konečném důsledku tak i tento proces (spojování) zcela neočekávaně přispívá k toku energie od velkých směrem k malým škálám (nebo-li k přímé/normální kaskádě). Dřívější simulace tento proces neodhalily opět z důvodu nízkého rozlišení: Proudová vrstva samozřejmě

nemůže být tenčí než je rozměr buňky výpočetní sítě. V případě malého rozlišení se tak nemůže vyvinout dostatečně tenká vrstva, resp. poměr délky ku tloušťce nikdy nedosáhne kritické hodnoty. Dříve než k tomu dojde se totiž magnetické siločáry dvou slévajících se plasmoidů propojí mechanismem zvaným numerická rezistivita, což je „falešný“ proces existující pouze v počítačové simulaci (nikoli v přírodě), vyplývající z toho, že spojitý systém modelujeme na počítači pouze v uzlových bodech sítě. Uplatňuje se tehdy, když rozměr modelované struktury začne být tak malý, že je srovnatelný s velikostí buňky sítě. Ke slítí plasmoidů ve starších modelech tak došlo v tom okamžiku, kdy se tloušťka stlačované proudové vrstvy přiblížila k rozměrům buňky. Dřívější numerické experimenty proto slévání plasmoidů viděly jako jejich prosté a hladké splnutí bez jakýchkoli vedlejších efektů.

Toto nové zjištění tedy zcela mění tradiční pohled na koalescenci/slévání plasmoidů vytvořených v proudové vrstvě. Především tento nový mechanismus podstatně usnadňuje fragmentaci magnetických struktur a s tím spojenou tvorbu tenkých proudových vrstev. Shibatova a Tanumova původní představa totiž předpokládá neustálé vzájemné vzdalování všech plasmoidů, což není příliš realistické. Představme si např. dva sousedící páry plasmoidů ve vodorovně uložené proudové vrstvě. Pokud oba páry expandují – tedy vzájemná vzdálenost plasmoidů v nich roste – pak pravý plasmoid levého páru se bude velmi pravděpodobně blížit levému plasmoidu pravého páru. Ještě markantněji se to projeví u proudové vrstvy ve sluneční erupci. Ta je zdola omezena erupčními smyčkami a shora vyvrženým filamentem/CME – viz Obr. 6. Na obou koncích tak dochází ke kumulaci plasmoidů a jejich vzájemnému spojování. Dalším významným aspektem tohoto nově odhaleného charakteru koalescence plasmoidů je fakt, že výrazně mění náš pohled na turbulentní kaskádu v magnetické rekonexi. Zatímco v původní představě Shibaty a Tanumy (potvrzené naší počítačovou simulací) je celý proces v podstatě jednorozměrný (1D) – podél původní proudové vrstvy, naše rozšíření jasně ukazuje, že je třeba vzít v úvahu minimálně 2D aspekty celého procesu, neboť nově vytvořené nestabilní proudové vrstvy mezi dvěma přibližujícími se plasmoidy jsou k původní proudové vrstvě kolmé. Schematicky je výsledek analýzy výsledků našeho modelu znázorněn na Obr. 14. Kromě trhání proudové vrstvy v oblastech mezi dvěma vzdalujícími se plasmoidy, jak ji předvíдалa již koncepce Shibaty a Tanumy, dochází k drobení a ztenčováním (filamentací) struktury elektrického proudu i při vzájemném přibližování plasmoidů.

Naše simulace tak vedly k překvapivému a zcela novému zjištění, které pomohlo objasnit spornou situaci kolem přímé a inverzní kaskády v magnetické





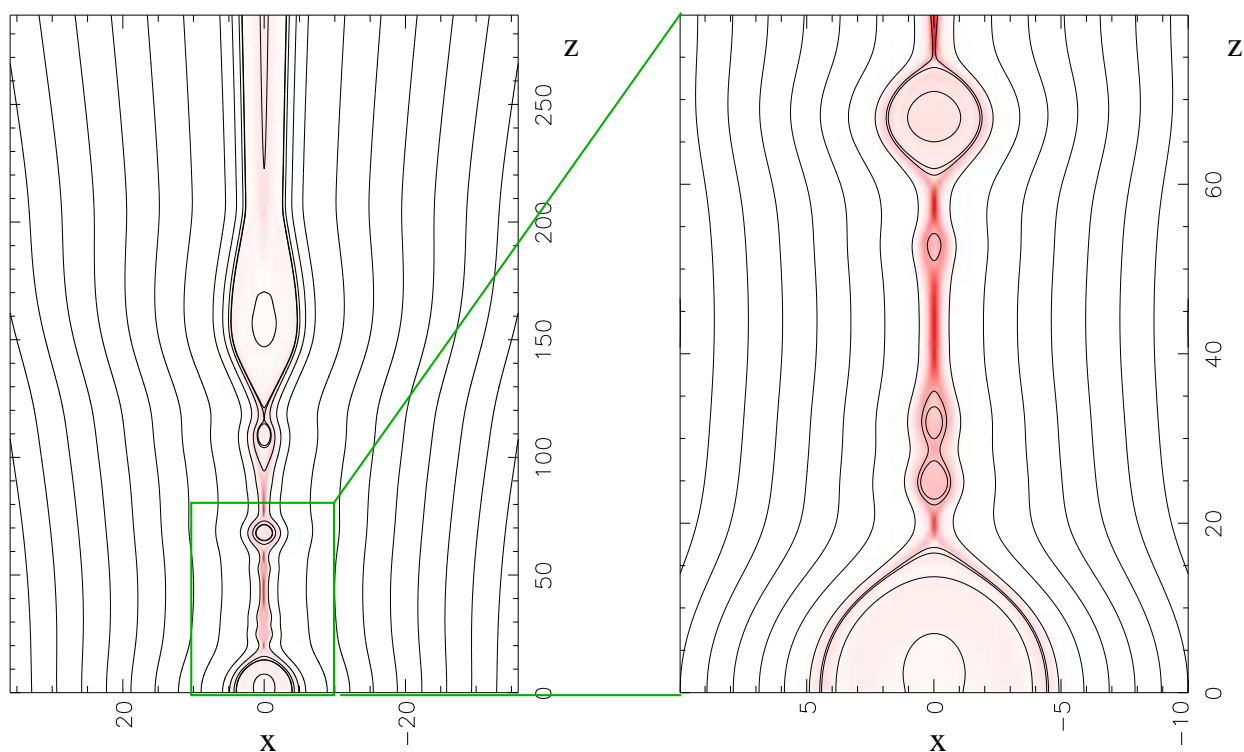
Obr. 11. Kaskádní trhání proudové vrstvy v naší simulaci. V proudové vrstvě s dostatečným poměrem délka/tloušťka dochází k tvorbě plasmoidů - magnetických struktur tvořených zkroucenými siločarami. V oblastech mezi nimi se vytváří vrstva elektrického proudu která je díky rostoucí separaci plasmoidů tenčí, o to však intenzivnější. Na obrázku je hustota elektrického proudu znázorněna barevnou škálou, modrá odpovídá nejvyšším hodnotám, červená nejnižším. Postupné zvětšení od panelu (a) po (c) odhaluje tvorbu plasmoidů na stále menších prostorových škálách oddělených postupně tenčími úseky proudových vrstev.

rekonexi. Krom toho jsme díky širokému rozsahu simulovaných škál našli tzv. škálovací pravidlo pro tento typ turbulentní kaskády, tedy kolik magnetické energie je uloženo v magnetických strukturách různých typických rozměrů.

Protože nás zajímala otázka, zda tyto procesy pokračují skutečně až k disipační škále, provedli jsem ještě komplementární (doplňkovou) studii chování proudových vrstev v malých měřítkách, na konci studované fragmentační kaskády. Na takto malých škálách se již projevuje částicový charakter plazmatu a magneto-hydrodynamické (MHD) rovnice, s jejichž pomocí jsme studovali proces fragmentace a filamentace původně velkorozměrové proudové vrstvy, ztrácejí platnost (Karlický a Bárta, 2011). Dynamiku plazmatu na těchto měřítkách pak studujeme přímým sledováním pohybu každé jednotlivé částice v silových polích vytvářených kolektivně všemi ostatními částicemi; tento druh simulací se označuje anglickým termínem Particle-In-Cell (PIC). Právě popsaný přístup sice zahrnuje (téměř) všechny procesy uplatňující se v plazmatu a je tak mnohem přesnější, z technických důvodů (velká náročnost na výpočetní zdroje) však umožňuje studium pouze pro-

storově velmi malých oblastí a na krátkých časových škálách – proto jsme ho použili až na studium těch nejjemnějších detailů zkoumaného systému – ve schématu na Obr. 14 by tomu odpovídal výřez z největší úrovně zvětšení. Pomocí těchto částicových simulací se nám pak podařilo prokázat, že fragmentace proudové vrstvy probíhá přes procesy kaskádního trhání proudových vrstev jak mezi vzdalujícími se plasmoidy tak mezi těmi, které se slévají – podle scénáře schematicky znázorněného na Obr. 14 – skutečně až na úroveň disipační škály.

Kaskádní fragmentace v proudové vrstvě, jak je schematicky zakreslena na Obr. 14, poněkud připomíná procesy, které fyzikové již dobře znají ze studia proudění nestlačitelných kapalin. Představme si následující běžnou situaci: Voda protéká válcovitým potrubím. V blízkosti stěn potrubí je rychlost jejího proudění malá, neboť voda se o stěnu brzdí. Naopak, uprostřed je nejvyšší. Pobežíme-li tedy podél potrubí vhodnou rychlostí (odborníci mluví o změně vztažné soustavy) – řekněme poloviční, než je nejvyšší rychlost proudění uprostřed trubky, pak budeme předbíhat ty vrstvy vody, které se drží u stěny – čili vzhledem k nám se budou pohybovat v pro-

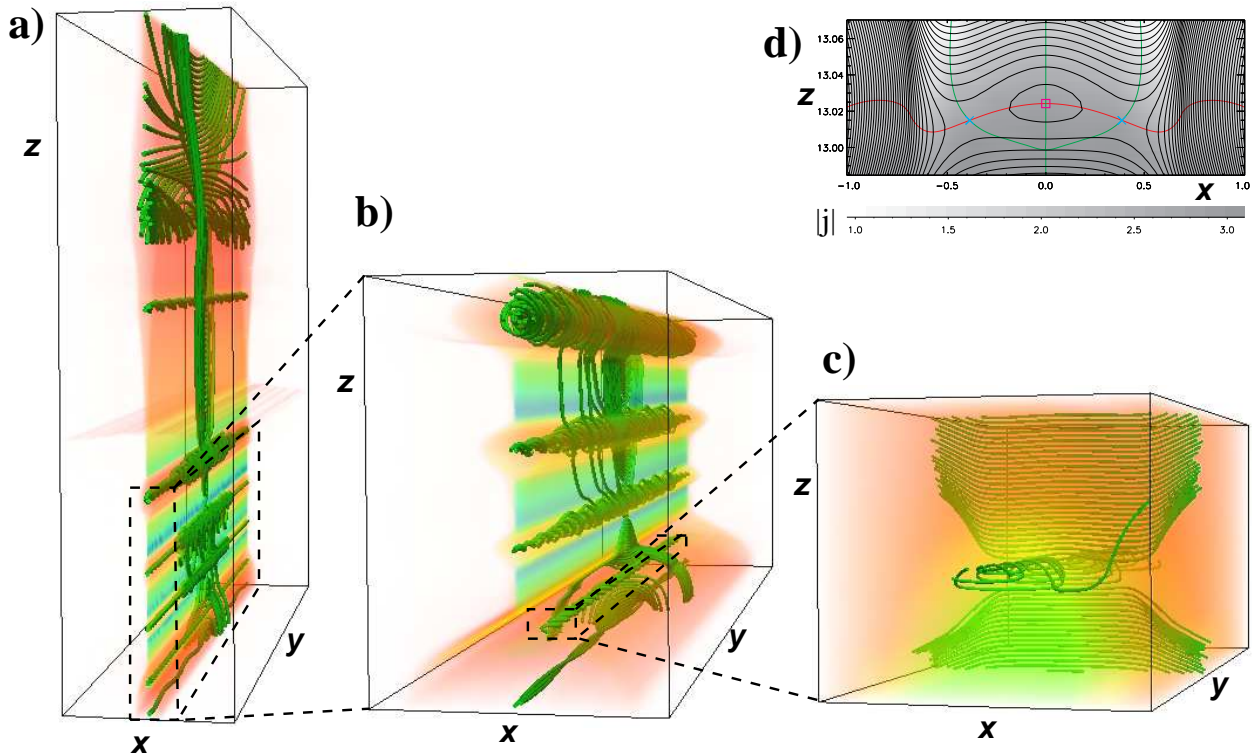


Obr. 12. Řez předchozím obrázkem (Obr. 11), resp. jeho průmět do roviny  $x$ - $z$ . Spirálovitě zkroucené magnetické siločáry plasmoidů se nyní promítají jako uzavřené oválné křivky. Intenzita barvy červených oblastí ukazuje hodnotu hustoty elektrického proudu. Obrázek je přehlednější a umožňuje přímé srovnání s představou Shibaty a Tanumy znázorněné schématem na Obr. 8.

tisměru, zatímco vrstvy uprostřed mají stále větší rychlost než my a tak nám utíkají ve směru našeho pohybu. Pokud bychom pohyb částic vody znázornili pomocí drah jednotlivých částic se šipkou naznačující směr pohybu (tzv. proudnice), dostali bychom analogický obrázek k Obr. 4: jen je třeba zaměnit proudnice za magnetické siločáry. Veličinou odpovídající elektrickému proudu v této analogii pak je tzv. vírovost (vorticity) proudění. Tato analogie je schematicky znázorněna na Obr. 15. Podobnost obou systémů je však ještě hlubší: podobně, jako elektrický proud tekoucí v prostředí s odporem bude postupně slábnout (pokud mu není dodávána další energie ze zdroje) a bude oslabovat i s ním spjaté magnetické pole, proudění vody ustane, pokud nebudeme udržovat (např. pomocí čerpadla) tlakový spád v potrubí. Tento jev je způsoben vlastností kapalin, která se nazývá vazkost (viskozita) – lidově o kapalině s velkou vazkostí říkáme, že je „hustá“ – např. med. Zajímavé je, že i kapaliny s velmi nízkou vazkostí potřebují tlakový spád, pokud rychlost proudění přesáhne určitou mez. To znamená, že i v kapalinách s nízkou viskozitou (analogie k nízkému měrnému elektrickému odporu v problému rekonexe ve slunečních erupcích) může za určitých okolností docházet k intenzivní disipaci pohybové energie (analogie k magnetickému poli v problému rekonexe). Přitom – po-

dobně jako v našem problému s rekonexí v proudové vrstvě – k vlastní přeměně pohybové energie kapaliny na teplo (tedy opět disipaci) v důsledku vazkosti dochází na škálách srovnatelných s rozměry jednotlivých molekul. I zde tedy čelíme problému značně velké mezery mezi typickou škálou proudění (řádově průměr potrubí) a disipační škálou. Problém dynamiky tekutin je však studován mnohem déle a tak mu i mnohem lépe rozumíme. Ukazuje se, že příroda si s touto disproporcí ve škálách poradí vytvořením vírů – přesněji vírových trubíc. V oblasti mezi vírovými trubícemi je pak stříh v rychlosti větší – resp. realizuje se v tenčí vrstvičce. V ní pak vznikají víry o menších velikostech a celý proces tzv. turbulentní kaskády pokračuje až k disipační škále. Tím dochází k postupné fragmentaci proudění kapaliny. Naše simulace ukázaly, že v rekonexi v proudové vrstvě je možno rozumět v této analogii s prouděním kapalin, roli vírových trubíc zde hrají spirálovitě stočené magnetické silotrubicice plasmoidů. Naše znalosti z turbulentní kaskády vírových trubíc v nízko-viskózních kapalinách tak poskytují i cenný vhled do dosud málo prostudované problematiky magnetické rekonexe v dobře vodivém prostředí astrofyzikálního plazmatu.

Získané výsledky přesahují rámec sluneční fyziky a přispívají k rozvoji teorie magnetické rekonexe a turbulence v plazmatu obecně. Nicméně zabývali jsme



Obr. 13. Fragmentace proudové vrstvy mezi dvěma slévajícími se plasmoidy. Postupně stále detailnější pohled s úrovní zvětšení rostoucí od panelu (a) po (c) odhaluje trhání proudové vrstvy mezi dvěma slévajícími se plasmoidy a vytvoření plasmoidu další úrovně, s mnohem menšími typickými rozměry. Panel (d) ukazuje projekci siločar z panelu (c) do roviny  $x$ - $z$ . Červené a zelené linie odpovídají místům, kde jsou složky vektoru magnetické indukce  $B$  v rovině  $x$ - $z$  nulové, jejich průsečíky jsou tzv. nulové body magnetického pole. Ty mohou být dvojího druhu: tzv.  $O$ - a  $X$ -body.  $O$ -bod je v centru nově vytvořeného plasmoidu (zobrazen purpurovým čtverečkem), dva  $X$ -body po stranách (modré křížky) jsou průsečíky linií (zvaných magnetická separatrix), které oddělují ty oblasti pole, jež nejsou vzájemně propojeny žádnou siločárou.

se i otázkou relevance tohoto modelu pro sluneční erupce. Náš model předpokládá určité specifické pozorovatelné efekty – např. specifickou „fraktální“ (sobě-podobnou) strukturu jasných erupčních vláken v místě zakotvení erupčních smyček (viz Obr. 6a) nebo příznaky turbulentní kaskády v pozorovaných spektrech radiového záření slunečních erupcí. Modelováním těchto efektů a jejich porovnáním s pozorováními jsme zjistili, že pozorované jevy lze interpretovat ve smyslu našeho modelu, tedy že studované procesy kaskády v rekonexi se pravděpodobně uplatňují i ve skutečných slunečních erupcích (Bárta a kol., 2011a).

### Poděkování

Tento výzkum je podporován granty P209/12/0103 (GA ČR), P209/10/1680 (GA ČR) a výzkumným záměrem RVO:67985815 (AsÚ AV ČR). M.B. děkuje též za podporu Evropské komise prostřednictvím grantu PCIG-GA-2011-304265 financovaného z programu FP7-PEOPLE-2011-CIG.

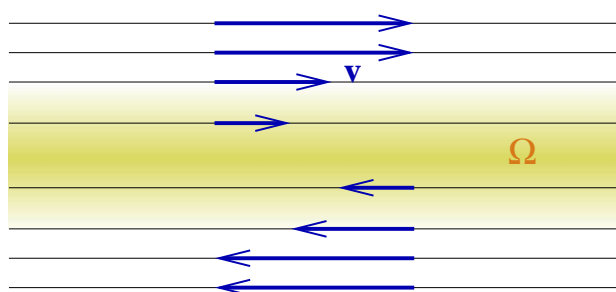
### LITERATURA

- M. Bárta, J. Büchner, M. Karlický, and P. Kotrč, *The Astrophysical Journal*, 730:47, 2011.
- M. Bárta, J. Büchner, M. Karlický, and J. Skála, *The Astrophysical Journal*, 737:24, 2011.
- J. Büchner and N. Elkina, *Physics of Plasmas*, 13(8):082304.1–9, 2006.
- M. Karlický and M. Bárta, *The Astrophysical Journal*, 733:107, 2011.
- N. F. Loureiro, A. A. Schekochihin, and S. C. Cowley, *Physics of Plasmas*, 14(10):100703–+, 2007.
- E. N. Parker, *Journal of Geophysical Research*, 62:509–520, 1957.
- E. R. Priest, *Solar Magnetohydrodynamics*, Reidel, 1984.
- K. Shibata and S. Tanuma, *Earth, Planets, and Space*, 53:473–482, 2001.

**Proud ní nestla itelné kapaliny:  
st ih v rychlostním poli**

$$\text{rot } \mathbf{v} = \Omega$$

$$\text{div } \mathbf{v} = 0$$

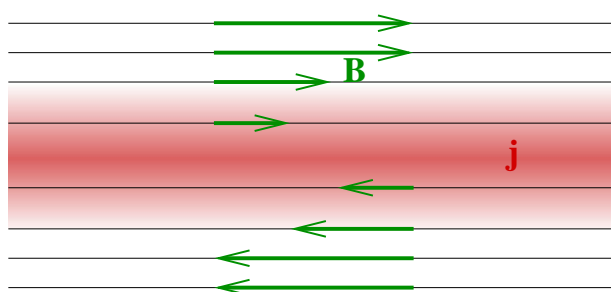


Kaskáda vírových trubíc.

**Rekonexe v proudové vrstvě :  
st ih v magnetickém poli**

$$\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0$$



Kaskáda plasmoid .

Obr. 15. Analogie mezi prouděním kapalin se stříhem v rychlosti a proudovou vrstvou mezi dvěma oblastmi magnetického pole s opačnou orientací. V této analogii si odpovídají páry některých veličin: rychlost proudění kapaliny  $v$  – magnetické pole  $B$ , vírovost (vorticity)  $\Omega$  – hustota elektrického proudu  $j$ , vazkost kapaliny – měrný elektrický odpor plazmatu. Podobně jako v problému rekonexe v plazmatu s nízkým měrným odporem i v případě kapaliny s nízkou vazkostí může dojít za podmínky dostatečně velkého stříhu v rychlosti (tedy pokud je rychlost velká nebo se mění ve velmi tenké vrstvě; přesněji poměr rychlosti a tloušťky vrstvy, který bere v úvahu i vazkost kapaliny se nazývá Reynoldsovo číslo – záleží pak na jeho velikosti) k prudké disipaci (rozmělnění a přeměně na teplo) energie. Protože vlastní disipace probíhá na velmi malých škálách – o několik řádů menších než je typická tloušťka střížné vrstvy, proces postupuje přes turbulentní kaskádu tvořenou mnoha úrovněmi vírových trubíc různých velikostí: od typické tloušťky vrstvy (v případě válcového potrubí je to zhruba jeho poloměr) až k mikroskopické škále, kde dochází k vlastní disipaci. Jak naše simulace ukázala, roli vírových trubíc hrají při analogickém procesu rekonexe ve vysoce vodivém plazmatu sluneční koróny zkroucené magnetické silotrubice – plasmoidy. Tato analogie umožňuje určitý vhled do dosud méně probádaného problému magnetické rekonexe s vysokým (magnetickým) Reynoldsovým číslem na základě mnohem lépe prozkoumané turbulentní kaskády v dynamice nestlačitelných kapalin.