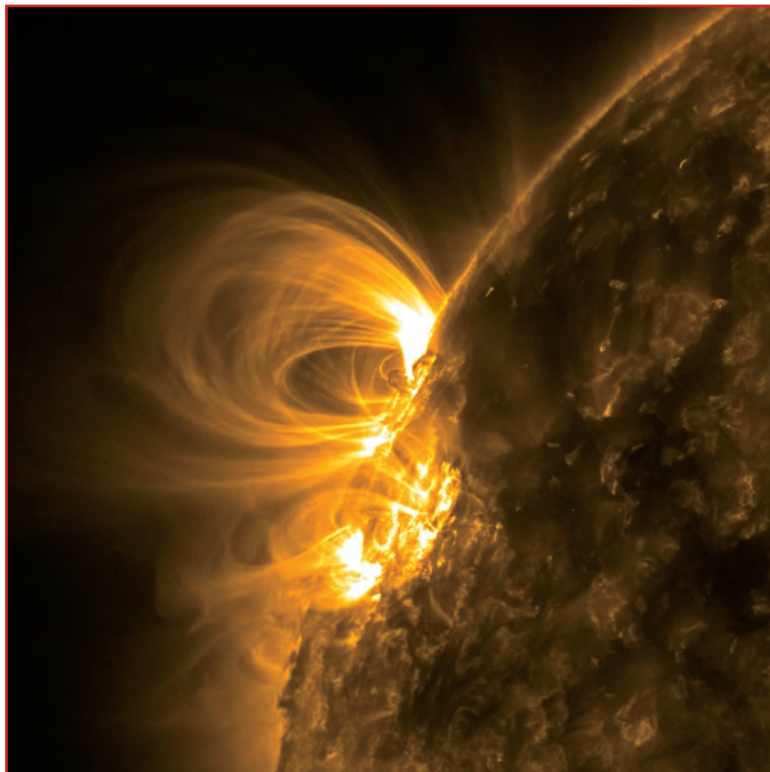


Vzdělávací a metodický materiál vydaný v rámci projektu
VĚDOU A TECHNIKOU KE SPOLEČNÉMU ROZVOJI



Zlínský kraj

VĚDOU A TECHNIKOU
KE SPOLEČNÉMU
ROZVOJI



STRUČNÝ PRŮVODCE PLAZMATEM

Petr Kulhánek



PROGRAM
CEZHRANIČNEJ
SPOLUPRÁCE
SLOVENSKÁ REPUBLIKA
ČESKÁ REPUBLIKA



EURÓPSKA ÚNIA
EURÓPSKY FOND
REGIONÁLNEHO ROZVOJA
SPOLOČNE BEZ HRANÍČ



FOND MIKROPROJEKTŮ

PLAZMA VŠUDE, KAM SE PODÍVÁŠ

Vesmír, jehož jsme součástí, je doslova napěchován plazmatem. Téměř vše, na čem spočine zrak astronomův, svítí. Hvězdy, mlhoviny a vzdálené hvězdné ostrovy galaxií svítí právě proto, že jsou z ionizované látky, které říkáme plazma. Slunce je obrovitá koule plazmatu, díky němuž je celá Sluneční soustava světem, ze kterého můžeme vesmír obdivovat a poznávat jej. Na Zemi je plazma v menšině, ale také zde je možné se s ním setkat. Při bouřce plazmatické provazce blesků za burácení hromů prosvětlují temný čas pod deštnými oblaky a vzduch je pak provoněn ozónem. V polárních oblastech zelené a červené záclony polárních září vlají před výhledem do arktické noci. Plazma zemské magnetosféry nás chrání před životu nebezpečným kosmickým prostředím. Mohli bychom zde nalézt ještě mnoho podobných míst plných ionizované látky, jejíž přítomnost si mnohdy ani neuvědomujeme. Málokdo, pokud není zrovna svářeč či opravář plazmových obrazovek, si ale své každodenní zkušenosti dává do souvislosti s plazmatem. Přitom stačí ve dne pohlédnout do Slunce nebo v noci na hvězdy.

Spisek Petra Kulhánka nabízí uchopení většiny viditelného vesmíru, jenž nás obklopuje, z pohledu dnešní fyziky. Mnohé z toho, co zde popisuje, fyzikové nazřeli až v poslední době, doslova v průběhu posledního století. V dobách předchozích o plazmatu a tedy i tom, proč v noci hvězdy svítí, nikdo nic nevěděl. Je proto úžasné, že se dnes můžeme dozvědět proč a díky čemu je vesmír tak krásný.

Ivan Havlíček, 13. 7. 2014.

1. PLAZMA - ČTVRTÉ SKUPENSTVÍ HMOTY

O plazmatu se často hovoří jako o čtvrtém skupenství látky. Změnu skupenství máme nejčastěji spojenou s měnicí se teplotou a u plazmatu je tomu nejinak. Pokud zahříváme pevnou látku, řekněme kus ledu, nejprve budou porušeny krystalické vazby a led se změní ve vodu. Jde o typický příklad přeměny skupenství pevného v kapalné. Kapalina může měnit tvar, ale zůstává nestlačitelná, tedy nemění svůj objem. Při dalším ohřevu kapaliny dojde k porušení van der Waalsových a obdobných vazeb a kapalina se změní ve vodní páru. Opět došlo ke změně skupenství, tentokrát kapalného na plynné. Plyn vyplní nádobu jakéhokoli tvaru, ale na rozdíl od kapaliny je stlačitelný, relativně snadno můžeme změnit jeho objem. Za ještě vyšší teploty dojde k narušení atomárních obalů. Pokud alespoň některé elektrony atomární obal opustí, tj. dojde k ionizaci, hovoříme o plazmatu.

DEFINICE PLAZMATU

Na první pohled by se mohlo zdát, že se plazma příliš nebude lišit od plynu. Je tomu ale přesně naopak. V plazmatu jsou **volné nosiče nábojů**, a proto může plazma reagovat na elektrická a magnetická pole. A tato reakce je velmi specifická. Nejde o individuální reakci jednotlivých částic, ale o **kolektivní chování**. Něco jako když táhne více jedinců za jeden provaz. A nebo jako nějaký úřad, ve kterém udělal jeden z úředníků chybu. Nikdy se nedozvíme, kdo tuto chybu způsobil. Všichni úředníci budou zapírat (dle pravidla „zatloukat, zatloukat, a pokud to nejde, tak zatloukat“), začnou se chovat jako jeden jediný kolektiv, jeden jediný organizmus, ve kterém nenajdete zodpovědného jedince, ale nezodpovědný a nepotrestatelný celek. A přesně tak se chová plazma. Všichni za jednoho, jeden za všechny. Pokud na plazma zapůsobí nějaký podnět (je jedno jaký, zda elektromagnetický, nebo jiný), tak nejrychleji zareagují málo hmotné elektrony a velmi hmotné ionty se sotva pohnou. Proto dojde k vychýlení všech elektronů vzhledem k iontům. Tím ale vznikne velmi silné elektrické pole, které začne elektrony hnát zpět směrem k iontům.

Setrvačností kolem nich proletí a vychýlí se na druhou stranu od nich. Tím vznikne pole opačného směru a začne hnát elektrony zpět. A výsledek? Ionty zůstávají téměř na místě a elektrony začnou jako celek kmitat kolem nich. Nepatrný podnět z vnějšku způsobil uspořádaný pohyb elektronů jako celku. Tomuto jevu říkáme **Langmuirovy oscilace** a frekvenci, na které se elektrony rozkmitají, nazýváme **plazmová frekvence**. Jde o jednu z nejdůležitějších charakteristik plazmatu (1).

Nabitě částice v plazmatu nejenom, že kolektivně reagují na elektrická a magnetická pole, ale samy je svým pohybem i vytvářejí. Takovéto kolektivní chování u plynu neznáme. Ne vše, co má vysokou teplotu, ale považujeme za plazma. Příkladem může být plamen obyčejné svíčky. Většina atomů je jen excitována a světlo je emitováno při zpětných přeskokách elektronů v atomárním obalu. Svíčka vydává teplo díky chemickému hoření, nikoli díky elektromagnetickým dějům. Ionizace plamene je mizivá, proto plamen svíčky za plazma nepovažujeme. Pokud je teplota plamene ale vyšší, půjde už o slabě, a nebo i silně ionizované plazma (například plazmové hořáky). Za plazma také nepovažujeme shluk protonů urychlovaný ve velkém urychlovači. Jejich energie je sice vysoká, ale v jejich okolí chybí elektrony. Za plazma považujeme látku, ve které je stejný počet kladných i záporných nábojů a v každém konečném objemu je celkový náboj nulový – hovoříme o tzv. **kvazineutralitě**.

Plazma by tedy mělo splňovat tři základní podmínky:

1. jde o látku, ve které jsou volné nosiče nábojů;
2. plazma vykazuje kolektivní chování;
3. plazma je kvazineutrální.

O SLOVĚ PLAZMA

Slovo plazma použil pro ionizovaný plyn poprvé americký fyzik Irving Langmuir (1881–1957), který zkoumal elektrické výboje v trubicích ve výzkumné laboratoři společnosti *General Electric*. V jeho článku „*Oscillations in Ionized Gases*“, publikovaném v roce

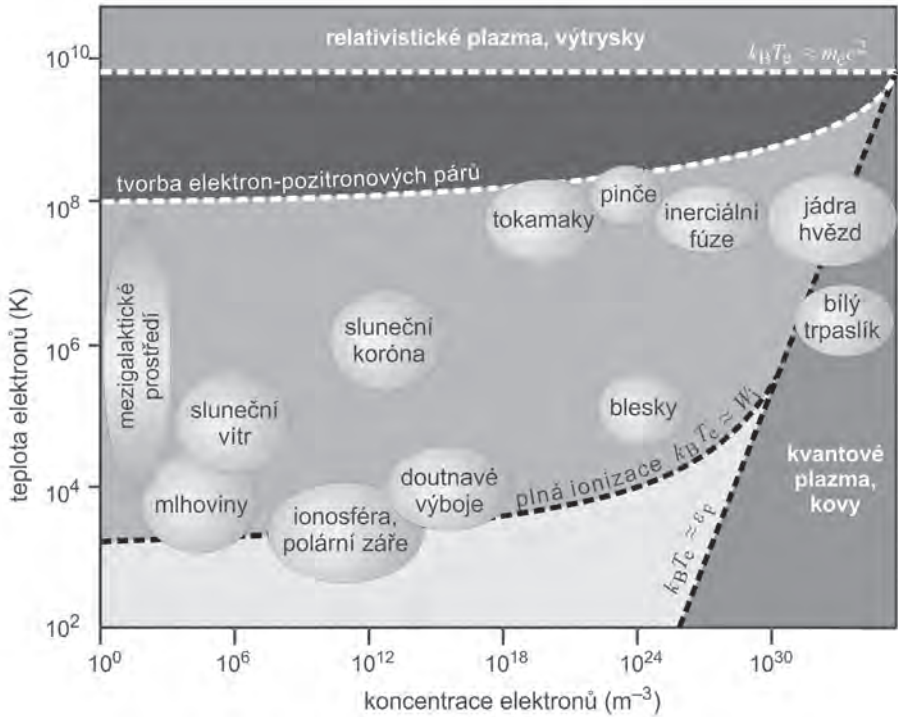
1928, se slovo plazma objevilo na jednom z ručně malovaných obrázků. Při prohlížení článku, který se dnes dá sehnat v digitalizované podobě, na vás dýchne nostalgie dob dávno minulých, kdy neexistovaly počítače, vzorečky do článků autoři psali ručně a vlastní rukou kreslili veškeré náčrtky aparatur a obrázky. V článku je toto nezvyklé slovo komentováno větou: „Slovo *plasma* budeme používat k popisu oblasti obsahující vyrovnaný počet iontů a elektronů.“



Irving Langmuir, člověk, který dal plazmatu jméno. Dobová fotografie.

Dodnes nikdo netuší, jaké pohnutky Langmuira k označení ionizované látky jako plazmatu vedly. Část jeho spolupracovníků se domnívala, že toto označení souviselo s krevní plazmou (zde se slovo plazma používalo již delší dobu), kde jsou také volné nosiče nábojů a obě média mají některé společné rysy. Existuje ale ještě jedna teorie. Možná Langmuir označil ionizovanou látku jako plazma prostě proto, že toto slovo v řečtině znamená tvar. A v trubicích, které Langmuir zkoumal, ionizovaný plyn vždy vyplnil celou trubici, tedy se přizpůsobil jejímu tvaru. Vzpomeňte si na neonové reklamy, ve kterých plazma doslova kopíruje tvar trubice. Ať už byly Langmuirovy pohnutky jakékoli, džin byl vypuštěn z lahve a fyzikální komunita se slova plazma již nezbavila.

V českém jazyce používáme slovo plazma ve dvou rodech. Ženský rod jsme ponechali pro lidské tělo („ta“ plazma). Jdeme tedy darovat krevní plazmu, hovoříme o krevní plazmě atd. Střední rod („to“ plazma) jsme ponechali pro ionizovanou kvazineutrální látku vykazující kolektivní chování. Hovoříme tedy o plazmatu v mlhovině nebo v kanálu blesku. Z uvedeného je tedy jasné, že fyzikové se zabývají plazmatem a biologové plazmou.



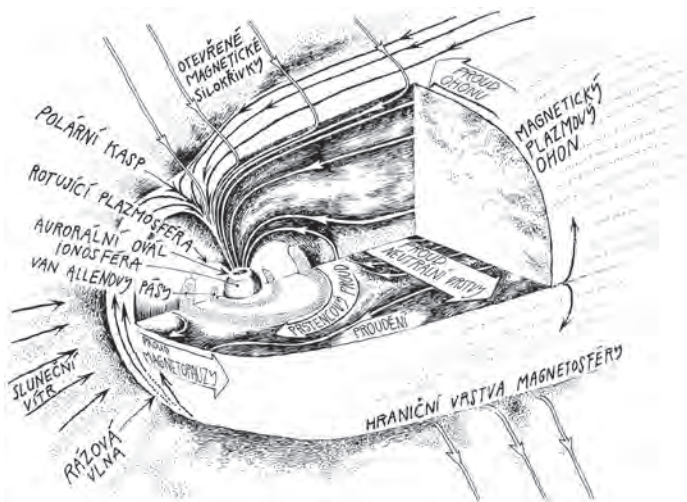
Druhy plazmatu dle teploty a koncentrace. Kresba autor.

KDE PLAZMA NALEZNEME

Naše Země je jakýmsi neplazmatickým ostrovem ve vesmíru. Plazma je v našem blízkém okolí v menšině. Nalezneme ho za bouřky v kanálech blesků, setkáme se s ním v různých výbojích, je obsaženo v ionosféře nad našimi hlavami a samozřejmě v laboratořích plazmových fyziků. Na naší Zemi dominuje skupenství pevné, kapalné a plynné. Plazma ale využíváme v řadě technologií. Trička, která nosíme, mají vlákna upravená v plazmatu, PET lahve na limonádu a pivo mají povrch upravený plazmatem, používáme plazmové hořáky, plazmové svářečky, a hlavně jsme si všichni zvykli na moderní elektroniku. A teď nemyslím jen plazmové displeje, které si s plazmatem spojí každý. V jakékoli elektronice jsou různé integrované obvody, jejichž výroba by bez použití plazmatu byla nemožná.

Pojďme se ale poněkud vzdálit od naší Země, opusťme její nejbližší atmosféru. Ze Slunce na Zemi „fouká“ sluneční vítr – záporně i kladně nabitě částice, které jsou typickým plazmatem. Toto sluneční plazma nalétává na magnetosféru Země a deformuje ji do charakteristického tvaru. Na návětrné straně (denní straně) se vytvoří čelní rázová vlna a na opačné straně (noční straně) dlouhý magnetický ohon, který se rozprostírá až do stonásobku průměru Země. Sluneční plazma obtéká magnetosféru Země a postupuje dále do hlubin Sluneční soustavy. Za určitých podmínek se ale přece jen sluneční plazma dostane do horních vrstev atmosféry, pak ji excituje a atmosféra se rozzáří nádhernými polárními zářemi. Plazma nalezneme v magnetickém ohonu Země i ve Van Allenových radiačních pásích, které tvoří jakési laloky nabitých částic v okolí Země.

Sluneční soustava je tedy vyplněna plazmatem unikajícím ze Slunce – slunečním větrem. Slunce samotné je obří plazmatickou koulí, v jejímž nitru probíhá termojaderná syntéza, která je zdrojem většiny energie v celé Sluneční soustavě. Magnetosféry podobné naší Zemi mají ještě Merkur, Jupiter, Saturn a Uran. Největší magnetosféru má Jupiter, sahá až do vzdálenosti 5 astronomických jednotek za Jupiter, tedy až k dráze Saturnu.



Plazma v magnetosféře Země

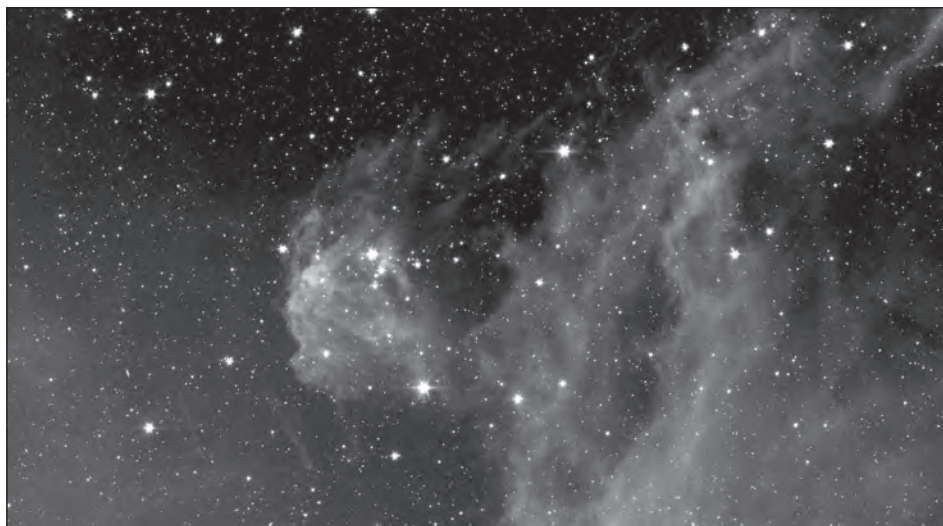
Naopak bez magnetosféry jsou Mars a Venuše. Mars kdysi globální magnetické pole měl, je to patrné z povrchových hornin, ve kterých je magnetický záznam stále čitelný (remanentní magnetické pole zde detekovala sonda Mars Global Surveyor). Druhou planetou bez magnetosféry a bez magnetického pole je Venuše. Na jejím povrchu je teplota kolem 460 °C, což je nad tzv. Curierovou teplotou, při které je magnetický záznam v horninách přemazán. Proto se u Venuše touto cestou nedozvíme, zda kdysi pole měla, nebo ne. Na Venuši ale existuje ionosféra (ze slabě ionizovaného plazmatu) a ve Venušině atmosféře probíhají bouřky se svými typickými plazmovými projevy – blesky. Ostatně blesky byly pozorovány i na Jupiteru.

Ve vzdálenosti 80 až 90 astronomických jednotek se sluneční vítr zklidňuje, mění rychlost skokem z nadzvukové na podzvukovou. Této oblasti říkáme **terminační vlna**. Druhou přechodovou oblastí je **heliopauza**, za kterou již sluneční vítr volně přechází do mezihvězdného prostředí naší Galaxie.

Z plazmatu jsou všechny hvězdy, právě jejich povrchy jsou oblasti, kde je hvězda již natolik chladná, že plazma přechází v běžný plyn. Slabě ionizované plazma nalezneme i v rozsáhlých mlhovinách. Kolektivní chování plazmatu zde vytváří charakteristická vlákna a stěny, což jsou typické rovnovážné konfigurace v přítomnosti elektromagnetické interakce. Naopak gravitační interakce vytváří kulové struktury, vzpomeňme si na planety a hvězdy.

Pokud budeme uvažovat atomární látku, je přes 99 % v plazmatickém skupenství. Naše Země je tedy skutečně atypickým neplazmatickým ostrovem v plazmatickém moři okolního vesmíru.

Tohle vše ale platí pouze tehdy, pokud se zabýváme atomární látkou. Ve vesmíru nalezneme i jiné entity. Atomární látky je ve vesmíru sotva 5 %. Zbytek tvoří temná hmota (27 %) a temná energie (68 %). A z těch pěti procent vesmírné atomární látky sotva čtvrtina svítí. Takže když se podíváte na noční oblohu a použijete i ten nejsilnější dalekohled, vždy uvidíte jen přibližně jedno jediné procento z veškeré hmoty a energie ve vesmíru.



Infráčervený pohled na plazma rodících se hvězd v Orionu, Spitzerův dalekohled.

PARAMETRY PLAZMATU

Plazma má mnoho různých podob a projevů a neexistuje žádné jednotné dělení. Chování plazmatu nejvíce ovlivňují tři faktory – teplota, hustota a magnetické pole. Pojděme si popsat vliv těchto tří parametrů na chování plazmatu. Začneme s teplotou. Ta souvisí s průměrnou energií částic. Pokud plazma existuje dostatečně dlouhou dobu, teploty jednotlivých složek se vyrovnají (zejména elektronů a iontů). V takovém případě hovoříme o **termálním plazmatu** nebo o **plazmatu v termodynamické rovnováze**. Krátkodobě může být plazma netermální a teplota elektronů může být jiná než iontů. Dokonce můžeme naměřit jinou teplotu při pohybu částic podél magnetického pole a jinou při pohybu napříč magnetickému poli. Pokud by bylo plazma složené jen z elektronů a protonů, budeme muset v některých případech zavést dokonce 4 teploty. Teplotu elektronů podél pole, teplotu elektronů napříč pole a obdobně další dvě teploty pro protony.

S rostoucí teplotou roste energie částic a mění se charakter srážek. Nabité částice, které se míjejí s vysokou rychlostí, nemají dostatek času na vzájemnou interakci a účinný průřez srážek v plazmatu při vysokých teplotách zpravidla klesá. Jsou-li

přítomna elektrická pole, může urychlování polem převládnout nad brzděním srážkami a částice plazmatu se dostávají do tzv. **ubíhajícího (runaway) režimu**, kdy jsou urychlovány na extrémní energii.

Pokud budeme postupně zvyšovat teplotu plazmatu, zaznamenáme tři podstatné změny chování. Při nízké teplotě bude plazma **slabě ionizováno** a bude obsahovat velké množství neutrálních částic. Pokud teplota vzroste natolik, že průměrná energie elektronů bude vyšší než ionizační, stane se plazma **zcela ionizovaným** a kolektivní procesy typické pro plazma se budou moci plně rozvinout. Zvyšujme ale teplotu dále. Pokud přesáhne průměrná energie elektronů hodnotu potřebnou ke vzniku elektron-pozitronového páru (cca nad 10^8 K), dostaneme se do oblasti **elektron-pozitronového plazmatu**, kde začnou svou roli hrát i přítomné antičástice, tedy pozitrony. Při dalším zvyšování teploty, a tím energie částic, dojde k tomu, že kinetická energie částic (nejprve elektronů) převyší jejich klidovou energii. V tu chvíli hovoříme o **relativistickém plazmatu**. Nachází se například v galaktických výtryscích, v okolí neutronových hvězd nebo černých děr.

Charakter plazmatu se mění i se zvyšující se hustotou částic. Při extrémní hustotě bude střední hodnota průměrné energie částic srovnatelná s tzv. Fermiho energií, tj. poslední obsazenou energetickou hladinou elektronů (případně dalších částic). Extrémně husté plazma se začne řídit kvantovými zákony, hovoříme o tzv. **degenerovaném plazmatu**. A nemusíme se zrovna nacházet v nitru bílého trpaslíka nebo neutronové hvězdy, obdobné chování má i obyčejný kov. Konec konců jsou v něm volné nosiče náboje, vykazují kolektivní chování a v makroskopickém měřítku jsou kvazineutrální – takže i kovy v jistém smyslu splňují definici plazmatu, i když jde o plazma hodně nezvyklé a plazmoví fyzici se těmito formami látky většinou nezabývají. Pro úplnost je ale třeba říci, že Langmuirovy oscilace lze pozorovat nejen v klasickém horkém plazmatu, ale i v některých kovech.

Pokud zvýšíme hustotu i teplotu látky na extrémní hodnoty

(teplotu nad 10^{12} K – to je stotisíckrát více než v nitru Slunce – a hustotu na dvacetinásobek jaderné hustoty), připravíme zcela extrémní podobu plazmatu, tzv. **kvarkové-gluonové plazma**. Neutrony a protony jsou desintegrovány na své konstituenty – kvarky a polní částice silné interakce – gluony. Tato forma látky existovala ve vesmíru v časech kratších než 10 mikrosekund a považujeme ji za pralátku, ze které se rodily neutrony a protony. Tuto formu plazmatu umíme dnes vytvářet na největších urychlovačích světa. V evropském středisku jaderného výzkumu CERN bylo kvarkové-gluonové plazma připraveno po šesti letech experimentů v roce 2000 na urychlovači *Super Proton Synchrotron*. Dnes se toto extrémní plazma zkoumá na dvou místech na světě: 1) na největším urychlovači světa LHC (*Large Hadron Collider*) v CERN na detektoru ALICE, kde se srážejí těžká jádra olova, 2) v Brookhavenské národní laboratoři ve Spojených státech na Long Island, na urychlovači RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*) v detektorech Star a Phoenix, kde se srážejí těžká jádra zlata. Podobným experimentům se někdy říká „Malý třesk“.

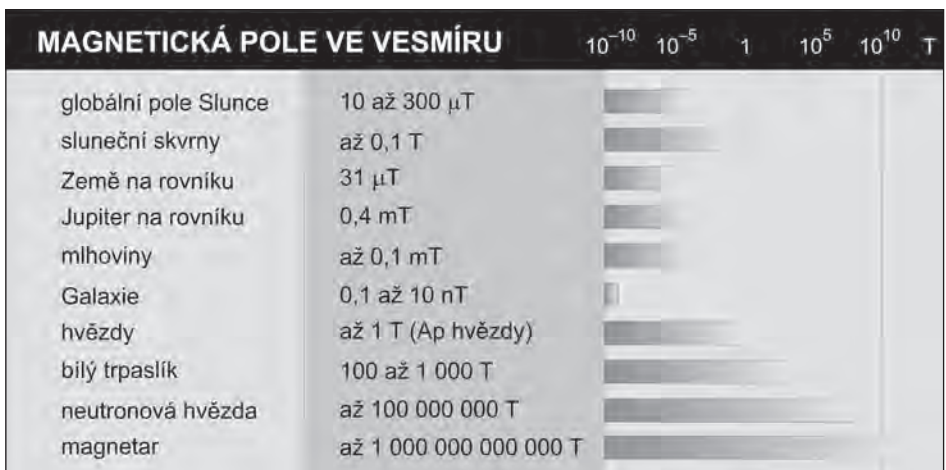
Třetím důležitým parametrem je **magnetické pole**. Magnetické pole je zpravidla vázáno na plazma a sleduje ho. Pokud se plazma někam pohne, pohne se magnetické pole s ním a jeho siločáry se deformují ve směru pohybu. Hovoříme o magnetickém poli zamrzlém v plazmatu. Pokud se hvězda v závěrečných fázích smršťuje, siločáry pole se k sobě přibližují a pole sílí. Pokud hvězda naopak expanduje, pole slábne. Procesy jsou ale vzájemné. Pole sleduje plazma a plazma sleduje pole. To vede k tomu, že plazma se silným magnetickým polem je obtížně stlačitelné a většinou se chová jako nestlačitelná kapalina.

Extrémně silná pole vznikají v závěrečných fázích hvězdného života. Pokud se průměrná hvězda zhroutlí v závěrečné fázi na bílého trpaslíka, magnetické pole dosáhne hodnoty až 10^7 T. Pokud bude pozůstatkem po bývalé hvězdě neutronová hvězda, může pole dosáhnout až hodnoty 10^9 T. A pokud neutronová hvězda v době vzniku rotovala s vyšší frekvencí než 200 otáček za sekundu, zesílí procesy tekutinového dynama v jejím nitru pole až tisícinásobně, tj. na hodnotu 10^{12} T. Objekt tohoto druhu

nazýváme **magnetar**. Tak silné pole nejsme schopni v pozemských podmínkách vytvořit.

Jeho hodnota je vyšší než tzv. **kvantová mez**, již odpovídá pole $4,4 \times 10^9$ T. Nad kvantovou mezí je pohyb elektronu kolem magnetických siločar ovlivněn kvantovými jevy, například jeho hybnost a poloměr trajektorie musí splňovat relace neurčitosti. Pohyb elektronu proto již není možné počítat z klasické pohybové rovnice. Nad kvantovou mezí lze očekávat zcela nové fyzikální jevy. Podle současných znalostí budou atomy protažené ve směru pole v poměru 100:1, molekuly vytvoří polymerní struktury, vakuum bude vykazovat dvojlomné vlastnosti podobně jako krystaly islandského vápence a bude zde docházet k bouřlivé kreaci elektron-pozitronových párů. Silná anizotropie vakua potlačí vzájemný rozptyl elektronů a fotonů. Magnetary jsou jediné objekty ve vesmíru, u kterých takovéto exotické jevy můžeme studovat.

Pokud bychom zvyšovali magnetické pole dál, mohli bychom dojít k další důležité hranici, která se odhaduje na 10^{47} T. Nad touto hodnotou by podle představ teoretiků měly samovolně vznikat **magnetické monopóly**. Taková pole se ale ve vesmíru s největší pravděpodobností nevyskytují, a jde proto pouze o teoretickou konstrukci.



Přehled magnetických polí ve vesmíru.

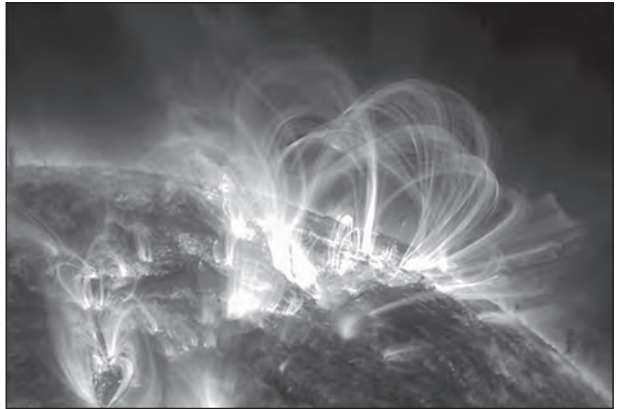
2. POHYBY ČÁSTIC

K plazmatu neoddělitelně patří pohyb nabitých částic, který se zcela zásadně liší od plynů. Zatímco v plynech připomínají dráhy částic lomenou čáru („cik-cak“), v plazmatu jde o relativně hladké křivky – změna směru pohybu je plynulá, při srážce jsou částice ovlivněny především působícím elektrickým polem. Srážky v plazmatu tedy nemají charakter odrážejících se kuliček, jak je tomu v plynu. To s sebou nese i jiný způsob určení střední volné dráhy a střední doby mezi srážkami. U plynů je střední volná dráha rovna průměrné vzdálenosti mezi dvěma srážkami daných částic. V plazmatu za střední volnou dráhu chápeme průměrnou vzdálenost, na které se částice odchýlí od původního směru letu o 90° (2). Střední volná dráha je samozřejmě jiná pro elektrony a jiná pro ionty. Střední doba mezi dvěma srážkami je potom dána jako střední volná dráha násobená průměrnou rychlostí částic daného typu. S pohyby částic souvisí i další pojem, tzv. Debyeovo stínění. Dvě částice se v plazmatu vnímají jako bodové částice jen do určité vzdálenosti. Na větších vzdálenostech je náboj částice stíněný okolními částicemi a už ji nevnímáme jako bod, ale plazma se chová spíše jako spojité prostředí. Tato vzdálenost se nazývá **Debyeova stínící vzdálenost** (3). Je pojmenována podle holandského fyzika a chemika Petera Debyeho (1884–1966). Dalším důležitým parametrem plazmatu je také počet nabitých částic přítomných v kouli o Debyeově poloměru, jde o tzv. **plazmový parametr** Λ (4). Ideálním plazmatem nazýváme soubor částic, kde kolektivní interakce dominuje nad párovou, tedy kde je počet částic v Debyeově sféře veliký a platí $\Lambda \gg 1$.

POHYBY V MAGNETICKÉM POLI

Na nabitou částici pohybující se v magnetickém poli působí síla úměrná její rychlosti a magnetickému poli (magnetické indukci). Koeficientem úměrnosti je náboj částice. Co se směru týče, je výsledná síla kolmá jak na směr pohybu částice, tak na směr působícího magnetického pole (5). Tuto sílu nazýváme Lorentzova síla podle holandského fyzika Hendrika A. Lorentze (1853–1928).

Síla nepůsobí na částice s nulovým nábojem, nepůsobí na nepohybující se částice a nepůsobí na částice pohybující se ve směru magnetických siločar. Pohyb částice tak můžeme rozdělit na dva samostatné pohyby. Ve směru siločar je pohybový stav částice neovlivněn, nabitá částice ja-



Sluneční plazma v ultrafialovém oboru. Zářící elektrony zviditelňují siločáry magnetického pole. Snímek ze sondy Solar Dynamics Observatory (SDO).

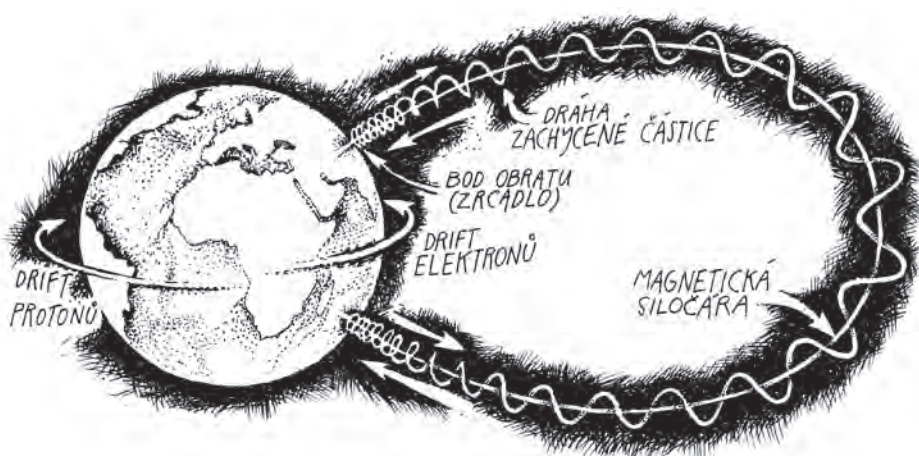
koby klouže podél magnetických siločar. Ve směru kolmém na siločáry ale působí nenulová Lorentzova síla kolmo na směr pohybu částice a zakřivuje její trajektorii. Výsledkem je pohyb po kružnici, kterému říkáme **gyrace** neboli **Larmorova rotace**. Joseph Larmor (1857–1942) byl irský fyzik a matematik, který se zabýval elektromagnetickými ději a termodynamikou. Složením gyračního pohybu a volného klouzání podél siločar vzniká charakteristický pohyb nabitých částic po šroubovicích obkružujících linie magnetických siločar. Při tomto pohybu se nemění velikost rychlosti částic, mění se ale její směr. To znamená, že magnetické pole nemění energii částic, mění pouze směr pohybu. Při tomto krouživém pohybu ale přece jen k jistému úniku energie dochází: kroužící částice vyzařují elektromagnetické vlny, které mnohdy umožňují zobrazování tvaru magnetických siločar. Pro nízké energie částic hovoříme o **cyklotronním záření**, pro vysoké energie (relativistické, srovnatelné s klidovou energií částice) hovoříme o **synchrotronním záření**.

Gyrační poloměr se většinou nazývá Larmorův poloměr (6) a frekvenci oběhu částice kolem magnetické siločáry se říká cyklotronní frekvence (7). Je to proto, že obdobný pohyb konají částice v jednoduchém urychlovacím zařízení – cyklotronu, v němž právě magnetické pole udržuje nabitě částice na přibližně kruhové dráze.

ADIABATICKÉ PŘIBLÍŽENÍ A ZRCADLA

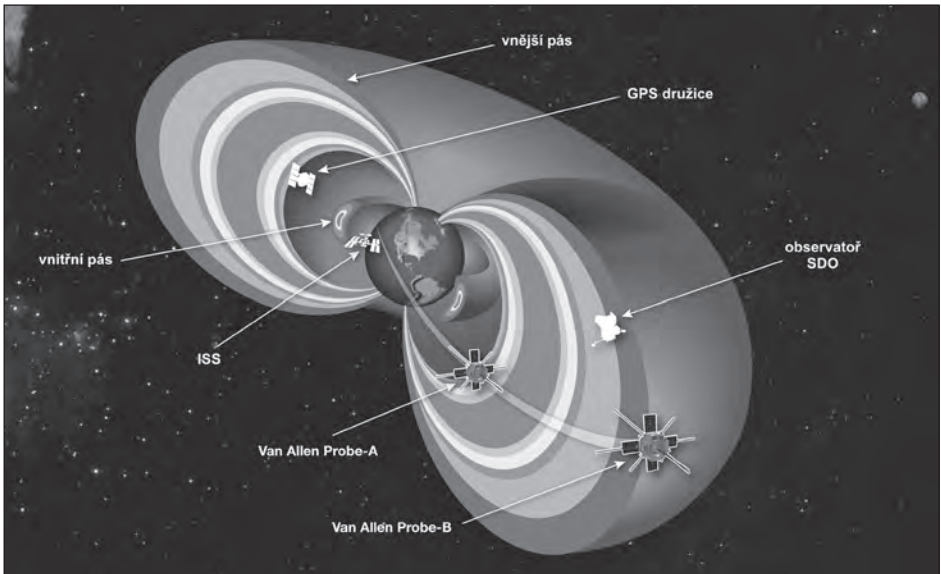
Popsaný pohyb částic po šroubovicích probíhá v přibližně homogenním magnetickém poli, které nepodléhá nějakým dramatickým změnám v prostoru a čase: pole se v prostoru nesmí příliš změnit na vzdálenosti jednoho Larmorova poloměru a v čase za dobu jedné Larmorovy otočky. Takové situaci říkáme **adiabatické přiblížení**. Mění-li se pole příliš „divoce“, ztrácí se charakter šroubovicového pohybu, a je třeba spočítat skutečné trajektorie nabitých částic z pohybové rovnice.

Typickým příkladem adiabatického přiblížení je dipólové pole v těsném okolí naší Země. Pole se sice mění (jak co do velikosti, tak co do směru), ale v rámci jedné Larmorovy otočky elektronů nebo protonů je to změna velmi malá. Průměrné elektrony mohou kroužit s poloměrem v desítkách centimetrů a průměrné protony s poloměrem ve stovkách metrů. V okolí Země platí adiabatické přiblížení a dráhy nabitých částic můžeme považovat za šroubovice. Adiabatické přiblížení ale neplatí ve střední části magnetického ohonu, kde je tzv. nulová vrstva magnetického pole. Na různých stranách této vrstvy mají magnetické siločáry různý (vzájemně opačný) směr a přímo v nulové vrstvě je pole nulové, což znamená, že Larmorův poloměr roste nade všechny meze, žádné kroužení se nekoná a adiabatické přiblížení neplatí.



Pohyby nabitých částic v zemském magnetickém dipólu

Platí-li adiabatické přiblížení, zůstává konstantní poměr kolmé složky kinetické energie (kinetická energie kroužení) a velikosti magnetického pole. Tento poměr nazýváme **první adiabatický invariant** (8). Co to znamená pro pohyb částice? Ve slabých polích slábne kolmá složka kinetické energie, tím roste podélná složka pohybu (podél siločar) a stoupání šroubovice je velké. V silnějších polích roste kolmá složka pohybu na úkor podélné. Částice se podél siločar pohybuje pomalu a většina energie je v rotačním pohybu kolem siločar. Pokud se částice přesouvá z oblasti slabých polí do oblasti silných polí, její šroubovice se jakoby napřimuje, podélný pohyb ustává a rotační pohyb sílí. Zhoustnou-li siločáry nad určitou hranici, dojde k úplnému zastavení podélného pohybu a následnému odrazu částice. Ta se vydá podél siločar zpět do oblasti slabších polí. Popsanému jevu se říká magnetické zrcadlo a dochází k němu například v polárních oblastech magnetosféry Země, kde je pole nejsilnější. Částice jsou vázány na magnetické siločáry, obkružují podél nich a v polárních oblastech se odrážejí zpět. Tím vyplňují jakési laloky, kterým říkáme Van Allenovy radiační pásy (radiační proto, že kroužící částice v nich intenzivně září).



Van Allenovy radiační pásy a poloha některých významných družic. Zdroj: NASA.

Radiační pásy jsou tvořeny nabitými částicemi (elektrony, protony a ionty O^+ , He^+) zachycenými magnetickým polem Země ve vzdálenosti 1,2 až 7 poloměrů zemských. Částice pocházejí ze dvou zdrojů – slunečního větru a kosmického záření. Pásy existují dva, vnější složený především z elektronů a vnitřní obsahující kromě elektronů i hmotnější částice, zejména protony s vysokou energií. Částice v pásích pronikavě září. Jejich energie je od 1 keV do 100 MeV. Nejenenergetičtější elektrony se nazývají zabijácké elektrony (*killer electrons*) a mechanismus jejich vzniku není zcela jasný. Vnitřní pás objevil James Van Allen z Univerzity v Iowě na základě měření družic Explorer 1 a 3, vnější detekovala sonda Luna 1. Oba pásy jsou mimořádným nebezpečím jak pro kosmické sondy, tak pro člověka.

Efekt magnetického zrcadla je také jedním z mechanismů urychlování částic ve vesmíru. Pokud se nabitá částice odráží na magnetickém zrcadle, které se pohybuje proti ní, získá zpětným rázem ještě část energie pohybu zrcadla. Pokud se zrcadlo pohybuje od ní (menší rychlostí, než se k němu částice blíží) dojde ve výsledku ke snížení energie částice. Statisticky jsou některé částice urychleny a jiné přibrzděny. Po mnohonásobných odrazech na oblastech hustších magnetických polí může malé procento částic získat i velmi vysoké energie. Hovoříme o tzv. Fermiho mechanismu urychlování kosmického záření. Samozřejmě, že jde jen o jednu z možností, jak mohou nabitě částice získat ve vesmíru vysoké energie.

DRIFTOVÁNÍ

Představme si, že je přibližně homogenní magnetické pole kombinované s nějakým dalším polem, například elektrickým nebo gravitačním. Částice se při gyračním pohybu bude dostávat do oblastí různého potenciálu tohoto přidavného pole. To ovlivní její rychlost a samozřejmě velikost Larmorova poloměru. Zkuste si nyní představit pohyb po kružnici, jejíž poloměr se mění. Že to nejde? Ale jde! Taková křivka se nazývá **trochoida**, speciálním případem je **cykloida**, kterou opisuje nečistota nalepená na kolo pohybujícího se automobilu. Pohyb s proměnným poloměrem je to-

těž co kombinace otáčivého pohybu s posuvným. Nabitá částice bude stále gyrovat, ale přitom se její gyrační střed bude přesouvat kolmo na obě působící pole, tedy magnetické a elektrické či gravitační. Pohyby tohoto druhu nazýváme **drifty**. Částice driftuje nejen v přítomnosti dalších polí, ale podobný efekt má i oblast, ve které se magnetické siločáry zakřivují nebo zhušťují. Obecný vztah pro posuvnou driftovou rychlost nalezne čtenář v závěrečném přehledu, viz (9). Pojdme si nyní stručně popsat jednotlivé druhy driftů.

V elektrickém poli se částice pohybují kolmo na pole magnetické i elektrické. Velikost rychlosti pohybu je rovna podílu obou polí (E/B) a směr pohybu nezávisí na náboji částice, tj. elektrony i ionty driftují stejným směrem. Jde o jediný drift, který nevede k separaci elektrického náboje. Další drift nastává v přítomnosti gravitace. Částice plazmatu se pohybují kolmo na magnetické pole a kolmo na gravitační pole (tedy levitují). Taková levitující oblaka nabitého prachu v kombinaci magnetického a tíhového pole jsou docela známou záležitostí. Nicméně při gravitačním driftu se elektrony a ionty pohybují na opačné strany, dojde k separaci elektrického náboje a vznikne sekundární elektrické pole a následný drift v elektrickém poli, který počáteční levitaci naruší a způsobí nestabilitu plazmatu a jeho pád v tíhovém poli.

Zcela specifický je **drift zakřivení**. Představme si nabitě částice pohybující se podél zakřivených siločar, například v zemském magnetickém dipólu. Na částice působí fiktivní dostředivá síla (podélný pohyb probíhá přibližně po kružnici) a tato síla způsobuje opět drift. Částice se začne přesouvat kolmo na pole magnetické a kolmo na dostředivou sílu. Výsledkem je přesun částice ve směru zeměpisné délky. Částice pendluje od pólu k pólu, kde se odráží efektem magnetického zrcadla, ale současně se pomalu přesouvá ze siločáry na siločáru ve východním nebo západním směru. Tento drift má opět opačný směr pro elektrony a ionty. Elektrony se přesouvají směrem na východ, protony směrem na západ. Tím kolem Země neustále teče elektrický proud, nazýváme ho **prstencový proud**.

Dalším z driftů je tzv. **gradient B drift**, dochází k němu tam, kde se zhušťují siločáry magnetického pole. Vzniká zde síla,

kteřá částice vypuzuje z oblasti hustších siločar a toto silové pole v kombinaci s magnetickým polem opět vede k driftování. K driftu také postačí, aby se situace měnila pomalu s časem. To způsobí, že driftové rychlosti nejsou konstantní a částice driftují s malým, ale nenulovým zrychlením. A každé zrychlení si můžeme představit jako působící sílu, které povede k dalšímu, tentokrát tzv. **polarizačnímu driftu**. Zkrátka driftы jsou nedílnou součástí pohybu nabitých částic a vznikají všude tam, kde jsou přítomna další pole, kde se siločary zakřivují, zhušťují nebo pomalu mění s časem. Pro driftы je opět podstatné adiabatické přiblížení. Pokud adiabatické přiblížení neplatí, jsou trajektorie částic obecně složitější a nelze je jednoduše složit ze tří základních pohybů – gyrace, klouzání podél siločar a driftů.

TRANSPORTNÍ DĚJE

Pokud je plazma v termodynamické rovnováze, nastane stav božského klidu a míru a ustanou veškeré makroskopické pohyby. Postačí ale malá porucha a v plazmatu se opět začnou makroskopicky přesouvat částice, a tím dojde k transportu náboje, tepla nebo částic samotných.

Představme si, že na plazma bude působit malý rozdíl elektrického potenciálu (v různých oblastech plazmatu bude různý potenciál elektrického pole). Výsledkem bude makroskopický pohyb částic, který povede k takovému transportu náboje, aby se rozdílné potenciály vyrovnaly. Takový stav budeme vnímat jako tekoucí elektrický proud. Tok elektrického náboje (každý tok je množstvím dané veličiny, v tomto případě náboje, proteklé jednotkovou plochou za jednotku času) bude úměrný spádu potenciálu, tedy elektrickému poli. Tento vztah nazýváme **Ohmův zákon** (10), koeficientem úměrnosti je tzv. diferenciální vodivost plazmatu (11). Americký astrofyzik Lyman Spitzer (1914–1997) ukázal, že vodivost plazmatu souvisí s teplotou a je úměrná $T^{3/2}$. Vodivost závisí jen málo na koncentraci plazmatu. Se zvyšující se koncentrací sice roste počet nosičů náboje, ale dochází k většímu brzdění částic srážkami. Oba procesy se přibližně vyrovnají, a vodivost plazmatu tak ve výsledku na koncentraci nezávisí.

Nyní změníme v nějakém místě koncentraci plazmatu. Jde opět o poruchu, která bude mít za následek makroskopický přesun částic. Je to stejné, jako když v jednom koutě místnosti rozbijete flakonek s voňavkou. Po chvíli se uvolněný „smrad“ rozšíří do celé místnosti. Částice se statisticky přesouvají ve směru spádu koncentrace. Tok částic bude úměrný spádu koncentrace – tento vztah nazýváme **Fickův zákon** (12) a koeficientu úměrnosti říkáme **koeficient difúze** (13). Koeficient difúze bude záviset na magnetickém poli. Difúze bude probíhat jinak podél siločar pole (relativně snadno, částice kloužou podél siločar volně) a jinak kolmo na siločáry (relativně pomalu, v tomto směru působí Lorentzova síla a brání pohybu částic napříč siločar). Proto může mít sluneční vítr dvě výrazně odlišné rychlosti – hovoříme o tzv. pomalém slunečním větru (vzniká v rovníkových oblastech při pohybu částic napříč slunečních siločar) a rychlém slunečním větru (vzniká pohybem podél siločar v polárních oblastech). Typická rychlost rychlého slunečního větru je 700 až 900 km/s, typická rychlost pomalého slunečního větru je 400 až 600 km/s. Při difúzi dochází k celé řadě dalších jevů, například **ambipolární difúzi** (způsobené vzájemnou provázaností elektronů a iontů elektrickým polem), **gyromagnetické difúzi** (vzniká při nenulovém gradientu koncentrace tím, že se gyrační pohyby částic makroskopicky vzájemně nevyruší), **neoklasické difúzi** (souvisí s drifty částic, při nichž se částice za jednu Larmorovu otočku díky driftu posune o podstatnou vzdálenost), nebo **anomální difúzi** (souvisí s turbulentními procesy v plazmatu).

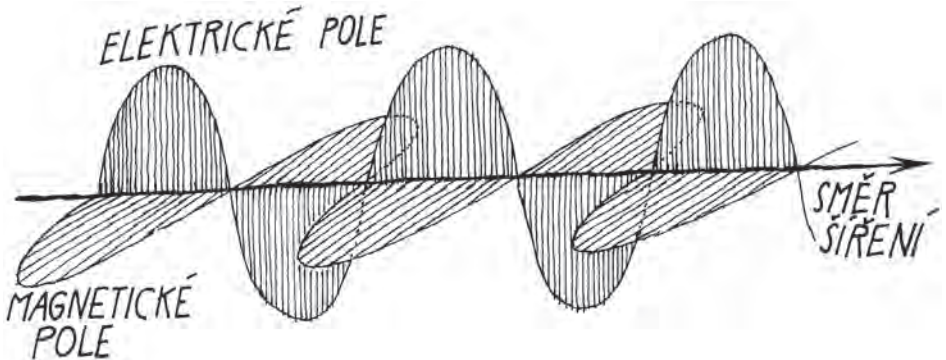
Posledním ze základních transportních dějů je přenos tepla. Pokud budou mít dvě oblasti plazmatu různou teplotu, dojde k makroskopickému přesunu tepelné energie. Tepelný tok bude úměrný spádu teploty – tento vztah nazýváme **Fourierův zákon** (14) a koeficientu úměrnosti říkáme **koeficient tepelné vodivosti plazmatu** (15).

Transportní děje bývají zpravidla vzájemně provázané. Gradient teploty nevede jen k přenosu tepla, ale i k přenosu náboje (**termoelektrický jev**) a k přenosu částic (**termodifúze**) atd. Obecně gradient určité veličiny (teploty, koncentrace,

elektrického potenciálu) vede k nejrůznějším makroskopickým tokům. Vztahy mezi gradienty veličin (tzv. termodynamickými silami) a výslednými toky studoval detailně norsk-americký chemik a teoretický fyzik Lars Onsager (1903–1976). Své poznatky zobecnil na tzv. Onsagerovy relace reciprocity, které popisují symetrie mezi toky a jejich příčinami.

3. VLNY

Jedním z nejtýpčtějších pohybů pro plazma je vlnění. V plazmatu se mohou šířit stovky módů nejrůznějších vln. Nízkofrekvenční módy většinou souvisí s pohyby iontů a jsou jakousi analogií klasických zvukových vln. Na rozdíl od plynů, kde jsou nositeli zvuku neutrální atomy, jsou v plazmatu za šíření zvuku zodpovědné nabitě ionty. Ty reagují na elektrická a magnetická pole, a šíření zvuku je proto v plazmatu výrazně komplikovanější než v jiných médiích. S pohyby elektronů, které mají menší hmotnost než ionty a reagují na vnější podněty rychleji, jsou spojeny různé vysokofrekvenční vlny a samozřejmě také vlny elektromagnetické. Pojďme se nyní na některé rodiny vln podívat podrobněji.

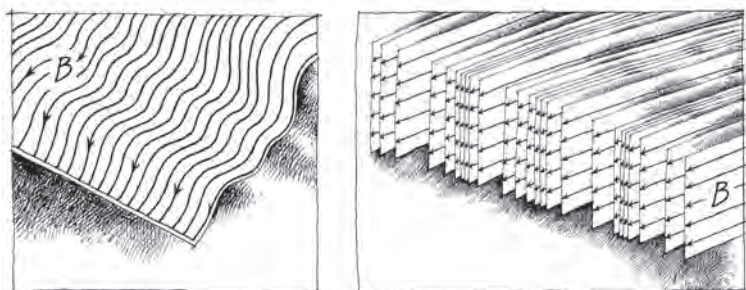


Elektromagnetické vlny ve vakuu.

MAGNETOAKUSTICKÉ VLNY

Pojďme si nejprve popsat, jak vzniká a šíří se běžný zvuk. Pokud promluvíme, rozehvějí mé vibrující hlasivky atomy a molekuly atmosféry v jejich okolí. Kmitající atomy rozehvívají své sousedy a prostorem se začne šířit zvuková vlna. Ta posléze dopadne na ušní bubínek, který se pod úderu kmitajících atomů začne pohybovat a tento pohyb se přenesení do nervových vzruchů putujících k dalšímu zpracování do mozku. V prostoru mezi hlasivkami a ušním bubínkem vznikají periodické oblasti zhuštění a zředění vzduchu, závislost tlaku a hustoty na vzdálenosti má sinusový charakter. Z energetického hlediska dochází k vzájemné přeměně kinetické energie uspořádaných kmitů a tlakové energie

neuspořádaného pohybu atomů. V té oblasti vlny, kde je největší kinetická energie, je nejmenší tlaková energie a naopak. Je to podobné jako u tělesa na pružině, zde ale mezi sebou soupeří tíhová potenciální energie tělesa s jeho kinetickou energií. Tam, kde má jedna maximum, má druhá minimum. Při šíření zvukové vlny kmitají atomy podél směru šíření, proto hovoříme o podélném vlnění. V pevných látkách a viskózních kapalinách je ale šíření zvuku složitější a zvuková vlna má podélnou i příčnou složku, tj. atomy mohou kmitat i kolmo na směr šíření, což je u plynů nemožné.



Rozvolněné magnetické siločáry. Nalevo je příčná vlna, napravo kompresní vlna.

A jak je to s šířením zvukové vlny v plazmatu? Vše je o něco komplikovanější. Energie kmitů může být přerozdělena mezi dva další druhy energií: tlakovou energii chaotického pohybu a energii vibrujících magnetických siločar. Možnost přelévání energie mezi celkem třemi druhy s sebou přináší dvě různé rychlosti šíření zvukových vln. První z nich souvisí s přeléváním kinetické energie na tlakovou. Jde o klasickou rychlost zvuku (16), tak jak ji známe z šíření zvuku v plynech. Druhá rychlost souvisí s předáváním kinetické energie kmitů na magnetickou složku. Této rychlosti říkáme Alfvénova (17) a lze ji vypočítat z porovnání obou energií. Je pojmenována podle švédského fyzika Hannese Olofa Alfvéna (1908–1995), který se magnetoakustickými vlnami intenzivně zabýval.

Kinetická energie pohybu iontů se ve zvukové vlně tedy přelévá buď do tlakové energie, nebo do energie vibrujících magnetických siločar. Dvě možnosti výměny s sebou přinášejí větší bohatství

módů zvukových vln. Pokud vznikne nějaký rozruch v plynech, šíří se od místa vzniku v kulových vlnoplochách. Pokud ale vznikne obdobný rozruch v plazmatu (někdo promluví, bubeník udeří paličkou), bude se šířit hned ve třech vlnoplochách naráz a případný posluchač uslyší v některých směrech zvuk natřikrát, jakoby s ozvěnou.

MÓDY MAGNETOAKUSTICKÝCH VLN

Prvním módem je tzv. **rychlá magnetoakustická vlna**. Označujeme ji písmenkem F z anglického slova *Fast*. Vlna se šíří anizotropně, tj. ve směru magnetického pole má jiné vlastnosti než kolmo na pole. Pokud by pozorovatel poslouchal (nebo přístroj registroval) vlnu ve směru kolmém na magnetické pole, vnímal by vlny zředění a zhuštění magnetických siločar (tzv. kompresní vlnu). Na rychlost šíření má vliv přelévání kinetické složky jak do tlakové, tak do magnetické. Představte si pravoúhlý trojúhelník, jehož odvěsny budou veliké stejně tak jako obě klíčové rychlosti. Jedna bude mít velikost rychlosti zvuku a druhá velikost Alfvénovy rychlosti. Výsledná rychlost šíření bude rovna velikosti přepony, tedy odmocnině ze součtu druhých mocnin obou rychlostí. Jinak tomu ale bude při naslouchání zvuku ve směru podél magnetického pole. Zde se rychlá magnetoakustická vlna bude šířit vyšší z obou dvou rychlostí. Proto jí říkáme rychlá vlna. V silném magnetickém poli se bude podél pole šířit Alfvénovou rychlostí a ve slabém magnetickém poli bude postupovat rychlostí zvuku. Je zjevné, že kolmo na pole a podél pole se rychlá vlna šíří různými rychlostmi a její vlnoplocha není kulová. Kulovou by se stala jen při nulovém magnetickém poli, kdy by se chovala stejně jako běžná zvuková vlna v plynech. Kolmo na magnetické pole jde o podélné vlnění, napříč pole o směsici podélných a příčných módů.

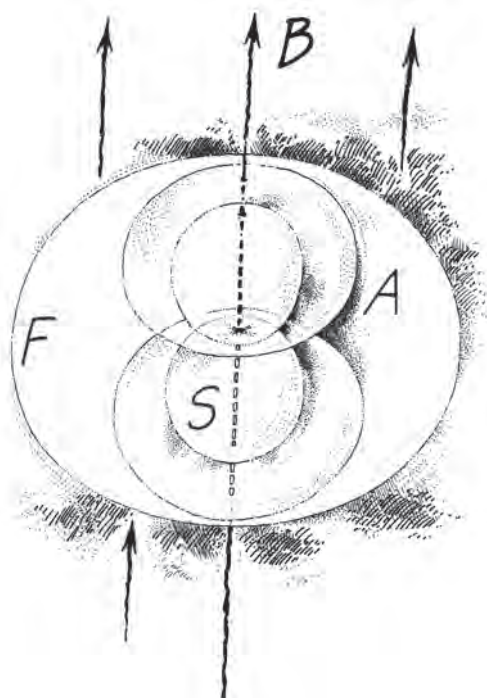
Druhým módem je tzv. **Alfvénova vlna**. Označujeme ji písmenkem A. Je velmi zvláštní - ve směru magnetického pole se Alfvénova vlna šíří Alfvénovou rychlostí a kolmo na pole se nešíří vůbec, její rychlost je v tomto směru nulová. Alfvénova vlna se tedy šíří jen na obě strany magnetických siločar a její vlnoplocha připomíná dva spojené balónky. Magnetické siločáry se zvlní kol-

mo na svůj směr a Alfvénova vlna vypadá podobně jako dlouhá tráva vlající ve větru. Jen namísto trávy máme magnetické siločáry. Alfvénova vlna je čistě příčnou vlnou (nemá tedy v klasickém zvuku žádnou obdobu), částice kmitají jen kolmo na směr šíření vlny.

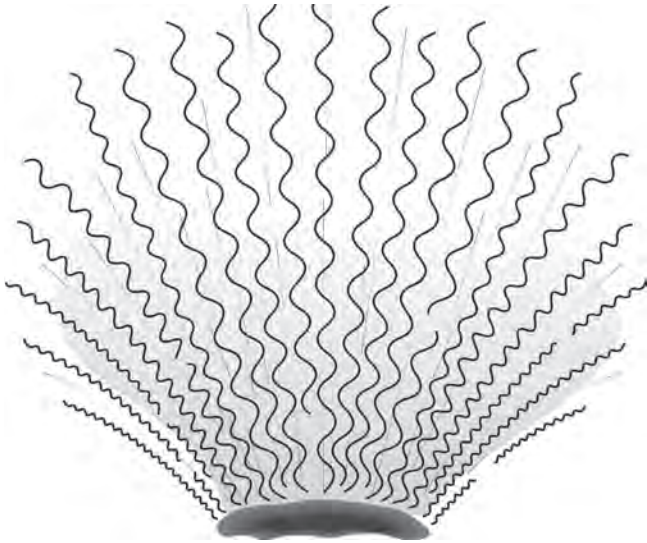
Dlouho se spekulovalo o tom, že sluneční korónu zahřívají dva mechanismy – přepojování magnetických siločar a rozpadající se Alfvénovy vlny, které putují do koróny z podpovrchových oblastí Slunce. V roce 2006 provedli v Ústavu teoretické astrofyziky na Univerzitě

v Oslo rozsáhlé numerické simulace, ze kterých vyplynulo, že by k ohřevu koróny postačily jen Alfvénovy vlny. O rok později nafilmovala japonská sonda Hinode v polárních oblastech Slunce vlající magnetické siločáry, podél nichž do okolního prostoru unikaly nabitě částice. Charakter Alfvénových vln přesně odpovídal provedeným numerickým simulacím. Na ohřevu koróny se pravděpodobně podílejí oba mechanismy, ale energie deponovaná rozpadem Alfvénových vln bude dominantní.

Posledním módem magnetoakustických vln je tzv. **pomalá magnetoakustická vlna**. Označujeme ji písmenkem S z anglického slova *Slow*. Ve směru kolmém na magnetické pole se, podobně jako rychlá vlna, nešíří vůbec. Ve směru magnetických siločar se šíří nižší z obou rychlostí, tedy ve slabém magnetickém poli Alfvénovou rychlostí a v silném magnetickém poli rychlostí klasického zvuku. Tvar jejich vlnoploch opět připomíná dva spojené pouťové balónky.



Vlnoplochy magnetoakustických vln.



*Alfénovy vlny unikající z aktivní oblasti na povrchu Slunce.
Zdroj: NASA.*

Pokud by magnetické pole v plazmatu z nějakých důvodů sláblo, došlo by k zmenšování vlnoploch rychlé a pomalé vlny. Při nulovém poli by tyto vlny zcela zanikly a vlnoplocha rychlé vlny by se změnila v kulovou vlnoplochu klasické zvukové vlny.

Vidíme, že šíření akustických vln v plazmatu není jednoduchou záležitostí. A to jsme se nezmínili o plazmatu mlhovin, kde se vedle iontů a elektronů také nacházejí nabitá prachová zrna a možností přeměny energie je ještě více. Množství různých módů je v takové situaci ještě větší.

ELEKTROMAGNETICKÉ VLNY

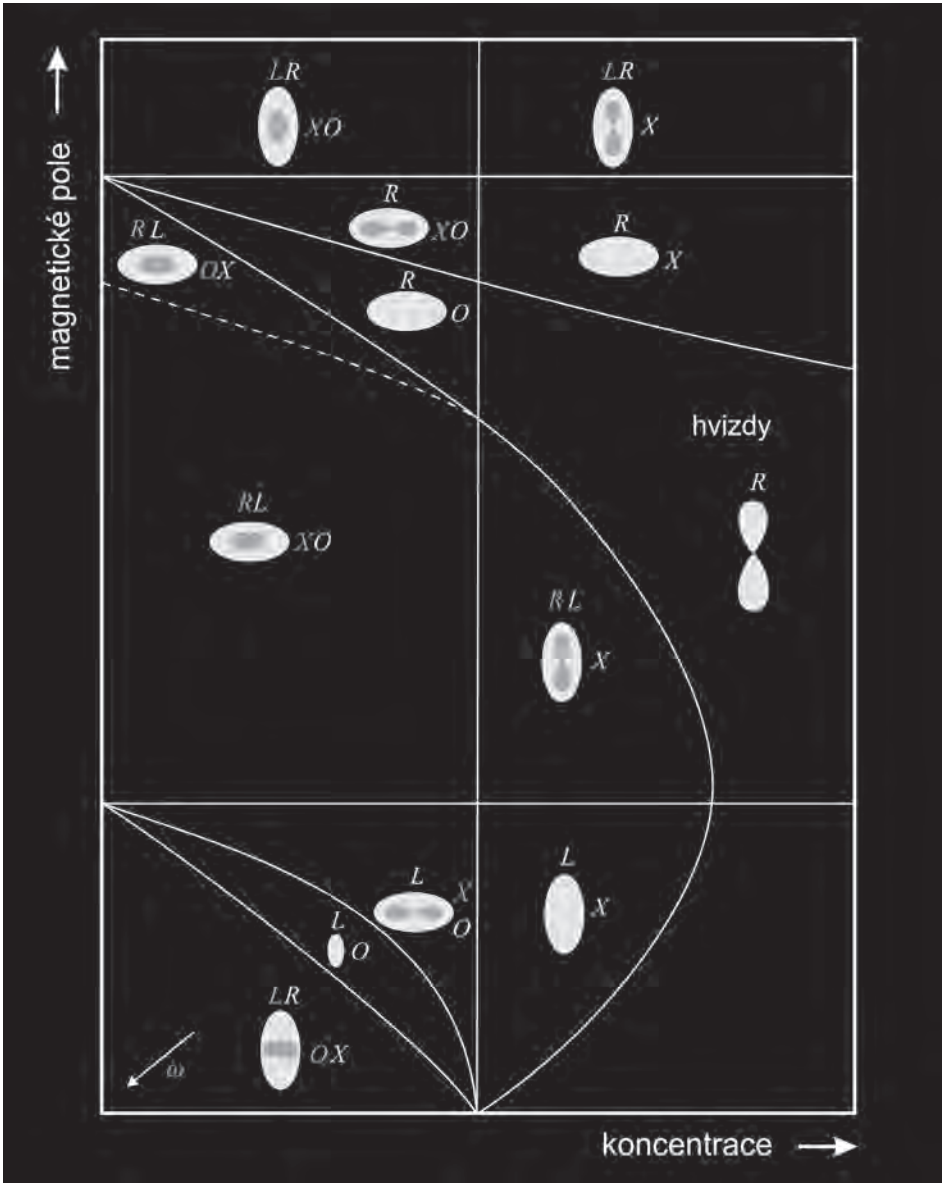
Ve vakuu je šíření elektromagnetických vln velmi jednoduché. Vlny se pohybují rychlostí světla a elektrické pole kmitá kolmo na směr šíření. Magnetické pole také kmitá kolmo na směr šíření, ale v rovině kolmé na elektrické pole. Elektromagnetická vlna ve vakuu je tedy vlnou příčnou. Rovina kmitů elektrického pole se nazývá rovina polarizace. Pokud je tato rovina neměnná, hovoříme o lineárně polarizovaném elektromagnetickém signálu. Takovou preferovanou rovinu má například světlo odražené od vodní

hladiny nebo od povrchu Měsíce. Naopak světlo přicházející ze zahřáté látky není polarizované, rovina polarizace se chaoticky mění. Někdy je možné připravit elektromagnetický signál, v němž se rovina polarizace pomalu stáčí (synchronně s ní se stáčí i rovina magnetického pole). V krajním případě může elektrický vektor opisovat kružnici, potom hovoříme o tzv. kruhové polarizaci.

Šíření elektromagnetických vln v plazmatu je opět komplikovanější, nejde již o čistě příčné vlnění, elektromagnetický signál může mít v plazmatu i podélnou složku. Chování elektromagnetických vln je silně anizotropní, ve směru pole se vlny šíří jinak než podél pole a vlnoplochy nabývají nejroztodivnějších tvarů, které pramálo připomínají kulové vlnoplochy elektromagnetických vln ve vakuu. Tvary vlnoploch se většinou zakreslují ve velmi slavném **CMA diagramu**. Písmena v jeho názvu připomínají autory tohoto diagramu: P. C. Clemmowa, R. F. Mullalyho a W. P. Allise. Na vodorovné ose je nanesena koncentrace plazmatu a na svislé ose velikost magnetického pole. Celý diagram se rozpadne na řadu oblastí, v nichž mají vlnoplochy různý tvar. Poněkud to připomíná Hertzsprungův-Russelův diagram ve fyzice hvězd, kde na vodorovnou osu nanášíme teplotu a na svislou svítivost hvězd. Plocha diagramu se také rozpadne na několik oblastí s různými typy hvězd, tyto oblasti ale nejsou tak ostře ohraničeny jako na CMA diagramu.

V CMA diagramu jsou vlnoplochy zakreslovány tak, jak by vypadaly, pokud by magnetické pole mířilo svisle, tedy ve směru osy y . Obecně jde o komplikované dvojice vlnoploch, do kterých se šíří elektromagnetický rozruch. Obdobně jako u magnetoakustických vln si nejprve povšimněme šíření ve směrech kolmých a rovnoběžných vzhledem k orientaci magnetického pole. Kolmo na pole by pozorovatel či přístroj zaregistrovali dva typy vlnoploch: O vlnu a X vlnu.

O vlna je označení pro řádnou elektromagnetickou vlnu. Písmeno O je zkratkou z anglického *Ordinary*. Tato vlna se šíří stejným způsobem, jakoby magnetické pole neexistovalo. Je to takřkajíc nejobyčejnější elektromagnetická vlna, která se plazmatem může šířit. Pokud je frekvence vlny vyšší než plazmová frekvence



CMA diagram

elektronů (už jsme se zmínili, že jde o charakteristickou frekvenci elektronových oscilací), šíří se O vlna plazmatem volně a plazma je pro ni průhledné. Při frekvencích nižších než plazmová se elek-

trony rozkmitají, přebírají energii vlny a zamezí jejímu šíření. Existuje tedy ostrá hranice mezi šířením a nešířením řádné vlny daná plazmovou frekvencí. Plazmová frekvence závisí především na koncentraci elektronů v plazmatu. Tento fakt experimentátoři často využívají k měření koncentrace plazmatu. Zjistí, pro kterou mezní frekvenci řádné vlny plazmatem ještě procházejí a ze vztahu pro plazmovou frekvenci dopočtou koncentraci plazmatu. Pro rádiovou komunikaci je šíření O vln velmi důležité. Vlny dlouhých vlnových délek (nízkých frekvencí) ionosférou neprocházejí a odrážejí se od ní, naopak krátké vlny (mají vyšší frekvence) ionosférou procházejí a unikají do vesmíru. Krátkovlnné radiové vysílání proto můžeme použít jen na přímý dohled od vysílače. Naopak u dlouhovlnného vysílání můžeme využívat odrazy od ionosféry a přijímač nemusí být v blízkosti vysílače.

Druhým typem vln šířícím se kolmo na magnetické pole jsou tzv. **X vlny** neboli mimořádné vlny. Jejich označení pochází z písmenka X obsaženého v anglickém slově *eXtraordinary*. Mimořádná vlna je ovlivněna magnetickým polem a v plazmatu se šíří jen v některých frekvenčních oknech, jejichž hranice jsou dány koncentrací plazmatu a velikostí přítomného magnetického pole. Elektromagnetický signál se kolmo na pole šíří tedy ve dvou vlnoplochách a má současně dva indexy lomu. Situace je velmi podobná anizotropním krystalům, kde dvojí index lomu vede na tzv. dvojlom. V části optiky zabývající se dvojlomem se dokonce tyto elektromagnetické vlny nazývají úplně stejně, tedy i v krystalech se šíří řádná a mimořádná elektromagnetická vlna. Jen původ anizotropie je jiný - v plazmatu je za anizotropii zodpovědné magnetické pole, v krystalech preferované směry v dané krystalografické soustavě.

Pokud se na elektromagnetické vlny budeme dívat ve směru pole, uvidíme opět dvě typické vlnoplochy, tzv. **R vlnu** (*Right*, pravotočivou) a **L vlnu** (*Left*, levotočivou). Jde o kruhově polarizované vlny, jejichž elektrický vektor opisuje kružnici. V případě R vln je směr otáčení elektrického vektoru totožný se směrem gyračního pohybu elektronů. Je-li jejich frekvence totožná s cyklotronní frekvencí oběhu elektronů, dojde k tzv. **cyklotronní**

rezonanci. R vlna předává energii kroužícím elektronům a ty zvyšují svou rychlost mnohdy až na rychlost blízkou rychlosti světla. V zemské magnetosféře takto vznikají tzv. zabíjäcké elektrony, které jsou nebezpečné pro přístroje a jejich záření i pro člověka. Uvedme pro úplnost, že v plazmatu existují i další rezonance, při kterých částice přebírají energii elektromagnetické vlny (například dolní a horní hybridní rezonance).

HVIZDY

Vlny O a X šířící se kolmo na magnetické pole a vlny R a L šířící se podél pole jsou jen limitními případy. Obecný tvar vlnoploch pro různé parametry plazmatu je patrný na CMA diagramu. Ve všech oblastech jsou vlnoplochy zdvojené kromě jediné – je to oblast hvizdů, kde existuje jediná vlnoplocha šířící se pouze podél magnetického pole. Ve směru kolmém na pole se tato vlna vůbec nešíří. Jde o specifické R vlny velmi nízkých frekvencí. Natolik nízkých, že zasahují až do zvukové oblasti. Přestože jde o elektromagnetické vlny, tak pokud signál přivedeme na svorky reproduktorů nebo vstup zvukové karty v počítači, ozve se slyšitelný zvuk. Hvizdy poprvé pozoroval za první světové války německý inženýr Heinrich Barkhausen, který u radaru sledoval nepřátelskou komunikaci a za bouřek slyšel podivné hvízdavé zvuky, které trvaly několik sekund. Dnes víme, že šlo o R vlny generované při úderu blesku. Tyto R vlny také vznikají při geomagnetických bouřích jako důsledek interakce plazmoidů přicházejících ze Slunce s magnetosférou Země. Jde o celou škálu příbuzných vln, některé nazýváme *lví řevy*, protože po převedení na audio signál připomínají řvoucího lva, jiné jsme pojmenovali *chóry* – ty znějí jako štěbetání ptáčků. Všem těmto vlnám jsou společné nízké frekvence, dominantní pravotočivá složka polarizace a šíření podél zemského magnetického pole.

Elektromagnetické vlny v plazmatu podléhají disperzi. Disperze je jev, při kterém se vlny různých vlnových délek šíří různou rychlostí. Při úderu blesku vznikne celý balík R vln nejrůznějších frekvencí. Vysoké frekvence (krátké vlnové délky) se šíří rychleji než nízké frekvence. Tím se stane, že k pozorovateli

nejprve doletí vysoké frekvence a teprve později nízké frekvence. Tak vzniká sluchový dojem hvízdnutí, ne nepodobný hvízdání Dagmar Havlové v parlamentu České republiky při volbě hlavy státu.

VLNOVÉ BALÍKY A SOLITONY

Už jste někdy ladili kytaru? Pokud mají dvě struny blízké frekvence, vzniknou charakteristické zázněje neboli rázy. Spojíme-li větší množství vln blízkých frekvencí, může vzniknout vlnový balík. Takový vlnový balík se šíří prostorem a postupně se rozplývá. Některé vlny se díky disperzi šíří rychleji a jiné pomaleji, vlnový balík neudrží dlouho svůj tvar, rozšiřuje se a slábne. V plazmatu ale existuje i opačný děj. Některé nelineární jevy (závislost chování plazmatu na vyšších mocninách parametrů než prvních) vedou ke komprimaci vlnového balíku. Někdy se oba trendy – rozplývání balíku způsobené disperzí a komprese způsobená nelineárními jevy – přesně vyrovnají. V takovém případě hovoříme o vzniku solitonu – osamocené vlny, která se plazmatem šíří po dlouhou dobu beze změny tvaru a velikosti. Solitonů existuje celá řada, k nejznámějším patří tzv. **Langmuirův soliton**. Vznik Langmuirova solitonu souvisí s kmity elektronů kolem hmotnějších iontů. Při tomto pohybu je generováno podélné elektrické pole, které vyplní oblast se sníženou koncentrací plazmatu. Vznikne tak jakási dutina vyplněná elektrickým polem, která se pohybuje plazmatem beze změny tvaru. Někdy se Langmuirovu solitonu také říká **kaviton**, protože vyplňuje kavitu neboli dutinu.

Šíření elektromagnetických vln plazmatem je velice důležitou součástí fyziky plazmatu. Dodnes je vznik některých typů vln nejasný a interakce vln s nabitými částicemi je předmětem výzkumu v mnoha laboratořích a samozřejmě také při družicových experimentech ve vesmíru.

4. ZÁŘENÍ PLAZMATU

Každá zahřátá látka září tepelným zářením, jehož závislost intenzity na frekvenci popisuje Planckův vyzařovací zákon. Čím teplejší látka je, tím se maximum vyzařování přesouvá k vyšším frekvencím a tedy ke kratším vlnovým délkám. Plazma samozřejmě také tepelně září, ostatně to nikoho nepřekvapí. Kromě tepelného záření je plazma zdrojem mnoha dalších druhů elektromagnetického záření. V této kapitole se seznámíme alespoň s některými z nich.

ČÁROVÉ SPEKTRUM

Plazma je v jistém smyslu ekvivalentem k ionizovanému plynu, ale ne vždy musí být ionizace úplná a ionty mají ve svých obalech ještě určité procento elektronů. Kromě toho se v plazmatu mnohdy vyskytují i neutrální atomy. Elektrony v obalech mohou být excitovány a při následné deexcitaci (pádu na nižší



Polární záře doprovází typická zelená barva způsobená přechodem elektronu mezi hladinami atomárního kyslíku. Snímek pochází z expedice Aurora 2012.

energetickou hladinu) vyzáří elektromagnetické kvantum odpovídající rozdílu obou energetických hladin. V ideálním případě vzniká ostrá spektrální čára. Pro polární záře je například typická zelená čára přechodu excitovaného atomárního kyslíku s vlnovou délkou 557, 7 nm, pro chromosféru vodíková čára H_{α} s vlnovou délkou 656,3 nm a pro horkou korónu vytváří jednu z velmi intenzivních čar přechod mezi hladinami jedenáctkrát ionizovaného železa s vlnovou délkou 19,5 nm (daleký ultrafialový obor).

Spektrální čáry nejsou nikdy dokonale ostré. Principiální neostrost způsobují Heisenbergovy relace neurčitosti (18). Přeskok elektronu mezi hladinami trvá určitou dobu (typicky nanosekundy)

a tomu odpovídá nemožnost zcela přesně definovat energetický rozdíl těchto hladin. Další neostrost způsobuje tepelný pohyb látky. Některé atomy se statisticky pohybují k nám a jiné od nás, což vede k Dopplerovu posuvu frekvence spektrální čáry. Výsledkem je tzv. Gaussův profil spektrální čáry, ze kterého je mj. možné určit teplotu plazmatu.

Elektron je v atomárním obalu charakterizován hlavním, vedlejším a magnetickým kvantovým číslem. Energie stavu je ale určena jen hlavním a vedlejším kvantovým číslem, elektrony se stejným magnetickým kvantovým číslem, které určuje projekci orbitálního momentu hybnosti do libovolné osy, mají stejnou energii a při přeskoku vytvářejí jednu jedinou spektrální čáru. Pokud je ale v plazmatu přítomné magnetické pole, chovají se elektrony jako elementární magnety, které s tímto magnetickým polem interagují. A interakční energie závisí i na magnetickém kvantovém čísle. Stav, který se jevil jako jediná energetická hladina, se vlivem magnetického pole rozštěpí na několik podhladin. Tím se spektrální čára změní na tzv. **multiplet čar** (pro vedlejší kvantové číslo rovné jedné jde o trojici čar, pro $l = 2$ o pěti čar atd.). Vzdálenost čar v multipletu je úměrná přítomnému poli, a lze z ní proto určit velikost magnetického pole v plazmatu. Rozštěpení spektrálních čar v magnetickém poli se nazývá **Zeemanův jev** (19) podle holandského fyzika Pietera Zeemana (1865–1943).

Obdobný jev existuje i v elektrickém poli, kde se vlivem přítomnosti pole spektrální čáry štěpí a frekvenčně posouvají. Tento jev se nazývá **Starkův** podle německého fyzika Johannese Starka (1874–1957).

Ne vždy jsou za spektrální čáry zodpovědné jen přeskoky elektronů v atomárních hladinách. V plazmatu jsou často také přítomné dvojatomární molekuly, které mohou rotovat a vibrovat. A rotační i vibrační stavy jsou opět kvantované a přeskoky mezi nimi vytvářejí charakteristická **rotační a vibrační spektra**. Statistické chování mnoha jedinců způsobuje, že rotační a vibrační stavy jsou do určité teploty jakoby zamrzlé a začnou se projevovat až od jisté teploty výše. Pro rotační spektra hovoříme o **rotační teplotě**. Zpravidla je tato teplota rovna jednotkám, maximálně

desítkám kelvinů – například pro molekulu vodíku činí 85 K. Proto jsou rotační spektra důležitá v chladném plazmatu mezihvězdných mlhovin. Vibrační stavy mají vliv nad tzv. **vibrační teplotou**, pro námi zmíněnou molekulu vodíku je její vibrační teplota rovna 6100 K. Vibrační spektra jsou proto důležitá jak pro astronomické, tak pro laboratorní plazma.

Pokud se elektron navrácí do atomárního obalu, vyzáří se rozdíl mezi jeho aktuální energií a energií po usednutí na konkrétní energetickou hladinu. Celý proces nazýváme rekombinací a odpovídající záření rekombinačním zářením. Rekombinační záření je spojitě a jeho intenzita roste s druhou mocninou koncentrace plazmatu a klesá s odmocninou teploty (20), tj. $I \sim n^2/T^{1/2}$.

BRZDNÉ ZÁŘENÍ (BREMSSTRAHLUNG)

Každá nabitá částice, která jakýmkoli způsobem mění svou rychlost, vyzařuje elektromagnetické vlny. Může jít jak o změnu velikost rychlosti (brzdění nebo urychlování částice), tak o změnu směru rychlosti (například v přítomnosti magnetického pole nebo při průletu elektronu kolem iontu). Při srážkách částic plazmatu dochází k neustálému brzdění a urychlování částic, jehož výsledkem je **brzdné záření**, pro které se v odborném světě ujalo mimořádně nehezké německé slovo **bremsstrahlung**. Jde o složeninu z německých slov *bremsen* (brzdit) a *strahlung* (záření). Nejtypičtějším zdrojem brzdného záření jsou elektrony prolétávající kolem iontů nebo atomových jader. Při průletu změni elektrické pole iontu či jádra dráhu elektronu a ten začne vyzařovat elektromagnetické vlny. Intenzita brzdného záření je úměrná kvadrátu koncentrace a odmocnině teploty, tedy $I \sim n^2T^{1/2}$. Je tedy patrné, že intenzita rekombinačního záření s teplotou klesá a naopak intenzita brzdného záření s teplotou roste. Hranice vlivu obou zářivých procesů se nachází kolem 10^5 K. Při nižších teplotách dominuje rekombinační záření, při vyšších brzdné záření.

CYKLOTRONNÍ A SYNCHROTRONNÍ ZÁŘENÍ

V přítomnosti magnetických polí se nabité částice pohybují po šroubovicích. Letící nabitá částice znamená existenci lokálního elektrického proudu. Jak elektrický proud, tak letící částice jsou zdrojem magnetického pole. Pokud se částice pohybuje po šroubovici, je její magnetické pole proměnné. Proměnné magnetické pole ale dá vzniknout proměnnému elektrickému poli (Faradayova indukce), z proměnného elektrického pole vzniká další proměnné magnetické pole atd. Zkrátka v okolí kroužícího elektronu nebo iontu vzniká elektromagnetické záření. Pokud má nabitá částice malou energii ve srovnání s její klidovou energií, hovoříme o cyklotronním záření. Pokud má relativistickou energii (srovnatelnou nebo vyšší, než je klidová energie částice), hovoříme o synchrotronním záření. Cyklotronní záření má název odvozený od cyklotronu, částicového urychlovače, který se začal používat ve 30. letech 20. století a částice v něm byly urychlovány na kruhové dráze udržované magnetickým polem. Intenzita vyzařování je úměrná druhé mocnině magnetického pole a nepřímo úměrná čtvrté mocnině hmotnosti částice.

Cyklotronní a synchrotronní záření je základní překážkou urychlování částic na kruhové dráze. Při vysokých energiích už částice není efektivně urychlována, ale získanou energii vyzáří. Tento problém je větší pro elektrony než pro ionty ($I \sim 1/m^4$), proto se pro elektrony připravují stavby obřích lineárních urychlovačů (například ILC, *International Linear Collider*), zatímco těžší protony a ionty je možné urychlovat na kruhových drahách. Největším současným urychlovačem protonů je LHC (*Large Hadron Collider*) v evropském středisku jaderného výzkumu CERN v blízkosti Ženevy. Obvod urychlovače má úctyhodných 27 kilometrů. Byl vystaven v tunelu, kde již dříve byly urychlovače elektronů (LEP a po něm LEP II). A právě u elektronů bylo třeba řešit problémy se synchrotronním zářením, které obklopovalo částice přilétající do detektorů. Aby se vyzařování potlačilo, byl před každým detektorem z obou stran několik set metrů dlouhý rovný úsek, na kterém se elektrony přilétající do detektoru „zklidnily“. V současnosti při urychlování protonů nejsou tyto rovné úseky za-

potřebí, ale tunel kvůli tomu přestavován nebyl, a tak zde rovné úseky kolem detektorů zůstaly jako historický relikt.

Velmi odlišné je frekvenční spektrum cyklotronního a synchrotronního záření. Při nízkých energiích vyzařují nabitě částice elektromagnetický signál na cyklotronní frekvenci. Při středních energiích se objevují další harmonické frekvence (dvojnásobek a trojnásobek cyklotronní frekvence). Cyklotronní záření má proto ve frekvenčním spektru výrazně oddělená maxima. Při relativistických energiích se tato maxima na násobcích cyklotronní frekvence rozšiřují a překrývají, takže synchrotronní záření má nakonec ploché frekvenční spektrum.

Výrazně se také liší směrové charakteristiky. Synchrotronní záření je, na rozdíl od cyklotronního, směrováno do úzkého kužele mířícího před letící nabitou částicí a je silně polarizované.

Celková intenzita vyzařovaná v plazmatu synchrotronním mechanismem je úměrná druhé mocnině teploty (22), a při vysokých teplotách proto v přítomnosti magnetického pole převládne jak nad rekombinačním, tak nad brzdným zářením.

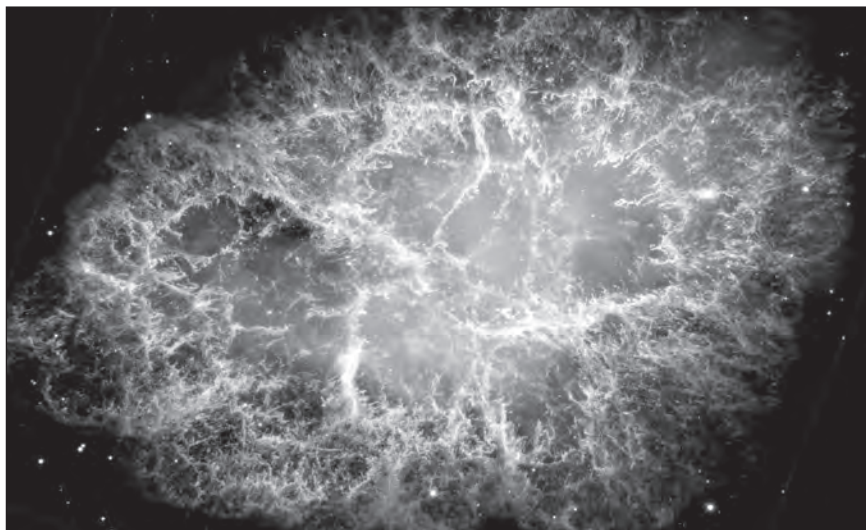
K výrazným zdrojům cyklotronního a synchrotronního záření patří elektrony ve výtryscích a v akrečních discích kolem černých



Výtrysk z jádra galaxie M87, kde sídlí nejhmotnější dosud známá černá díra (7 miliard Sluncí). Výtrysk je zdrojem synchrotronního záření. Zdroj: HST.

děr, kde je přítomno velmi silné magnetické pole. Historicky poprvé byl synchrotronní signál zachycen v roce 1956 ve výtrysku vycházejícím z obří eliptické galaxie M 87 v souhvězdí Panny. Zdrojem velmi intenzivního signálu jsou ale i elektrony v okolí pulzarů. Pulzary jsou obecně kvalitním zdrojem polarizovaného synchrotronního záření, které má známou rovinu polarizace (je dána sklonem magnetické osy pulzaru). U lineárního polarizovaného světla se při letu

mezihvězdným prostorem stáčí vlivem přítomnosti magnetických polí rovina polarizace. Tomuto jevu se říká **Faradayova rotace** (23). Jev je pojmenován podle významného anglického experimentátora Michaela Faradaye (1791–1867). Ze stočení roviny polarizace elektromagnetického signálu, který přichází ze vzdáleného pulzaru, lze dopočítat průměrnou hodnotu součinu koncentrace elektronů a podélné složky magnetického pole mezi námi a pulzarem. Za pomoci pulzarů tak můžeme relativně spolehlivě určovat velikost magnetických polí v mezihvězdném prostoru.



Krabí mlhovina (M1) je pozůstatkem supernovy z roku 1054. Uvnitř mlhoviny je pulzar, který je zdrojem intenzivního synchrotronního signálu. Zdroj: HST.

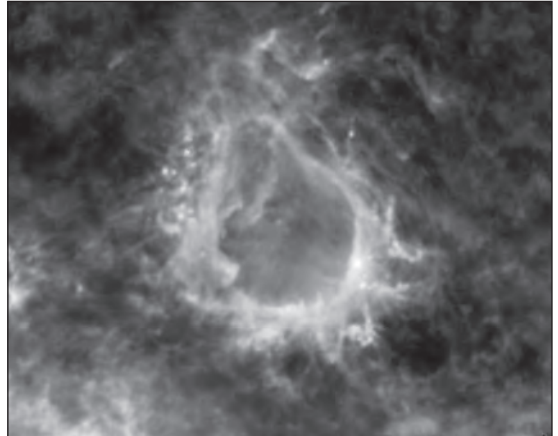
Zdrojem synchrotronního záření bývá i okolí pulzaru. Typickým příkladem je Krabí mlhovina, která je velmi intenzivním zdrojem synchrotronního záření elektronů. Pulzar v jejím středu je pozůstatkem po explozi supernovy z roku 1054 a dnes má periodu 33 ms.

TLAK ZÁŘENÍ

Elektromagnetické pole je nositelem energie, hybnosti a momentu hybnosti. Pokud v nějakém místě pohneme nabitou částicí, pohne se za určitou dobu také jiná nabitá částice v okolí.

Pohyb první částice vytvořil elektromagnetické pole, které převzalo energii této částice a posléze ji předalo další částici. Elektromagnetické pole tak není jen šikovnou matematickou konstrukcí, ale fyzikální realitou, která je schopná přenášet nejen energii, ale i hybnost a moment hybnosti. Pokud si pole představíme jako soustavu fotonů, je tato vlastnost poněkud jasnější. Jakožto nositel energie a hybnosti je elektromagnetické záření schopné působit tlakem na své okolí (24). Známé jsou experimenty z laboratoře, kde proud světla ve vakuové trubici rozpožhuje malý mlýnek. Tlak záření je ale dobře pozorovatelný i ve Sluneční soustavě. Slunce tlakem svého záření ovlivňuje směr kometárních ohonů a tlak slunečního záření využívají sluneční plachetnice. Po mnoha nezdarech se první let plachetnice podařil v roce 2010 japonské kosmické agentuře JAXA. Plachetnice se jmenovala Ikaros, úspěšně rozvinula dvacetimetrovou plachtu a manévrovala na cestě mezi Zemí a Venuší. Tlak slunečního záření by mohl pohánět mnohá budoucí plavidla. Je až o dva řády větší než tlak slunečního větru.

Tlak slunečního záření také formuje okolí mladých hvězd. Jejich intenzivní svit dokáže odfouknout okolní mlhovinu a vytvořit kolem vznikající hvězdy charakteristickou bublinu. Mnohdy na hranicích takové bubliny vznikají ve velkém množství další hvězdy. Typickým příkladem je obří bublina RCW 120 nacházející se ve vzdálenosti 4 300 světelných



Obří bublina RCW 120, kterou vytvořila tlakem svého záření hvězda v jejím nitru. Zdroj ESA/Herschel.

roků v souhvězdí Štíra. Na první pohled je zde patrná obří bublina ionizovaného vodíku, kterou vytvořila hvězda v jejím středu. V infračerveném oboru tuto bublinu vyfotografovala vesmírná obser-



Orlí mlhovina (M16), typická hvězdná porodnice, ve které tlak záření vytvořil fotoevaporací charakteristické „sloupy stvoření“. Zdroj: HST.

vatoř Herschel. Samotná hvězda v IR světle vidět není, ale dobře je patrná jak bublina samotná, tak vznikající hvězdy na jejím okraji. U některých z nich dokonce ještě nezačala probíhat termojaderná syntéza.

Pokud v zárodečné mlhovině vzniká větší množství hvězd současně, odfukují nově zrozené hvězdy tlakem svého záření méně hmotné částičky plynu a prachu. Hmotnější částice zůstanou na místě.

Jde o podobný jev, jako když na poušti fouká vítr a odvane jen jemná zrnka písku. V mlhovině zůstanou jakési prstíky hutnějšího materiálu, ze kterých odkapávají další rodivší se hvězdy. Takovému jevu se říká **fotoevaporace** a je dobře patrný například ve hvězdné porodnici, které se říká Orlí mlhovina a nachází se v souhvězdí Hada ve vzdálenosti 7000 světelných roků.

5. NESTABILITY, INTERAKCE VLN A ČÁSTIC

Elektromagnetická interakce je diametrálně odlišná od gravitační. Zatímco v gravitaci jsou rovnovážné struktury kulové (planety, hvězdy), v plazmatu jde o lineární a plošné útvary (vlákna a stěny). Rovnováha ovšem neznamená stabilitu. Kulička je v rovnováze jak na dně misky, tak na vrcholu jiné kuličky. Druhý případ je ovšem nestabilní a stačí malá porucha a kulička spadne. V plazmatu je nestabilních situací obrovské množství. Plazma se chová jako klubko neposedných háďat a jakmile má možnost někam uniknout, určitě to udělá. Velké množství nestabilit plazmatu je základním problémem při zvládnutí termojaderné fúze, lidského snu o levném zdroji energie, který má svůj předobraz v nitru hvězd. Počet pozorovaných a alespoň nějak popsanych nestabilit jde do tisíců, a tak žádný výčet nemůže být úplný. Omezíme se proto jen na některé typické případy.

VÍCESVAZKOVÉ NESTABILITY

V mnoha případech se plazma chová jako vodivá tekutina. A ne jedna. Plazma si můžeme představit jako několik prolínajících se tekutin, například tekutinu elektronů a iontů. Různé tekutiny mohou mít nejenom různé teploty, ale i různé rychlosti. Vzpomeňme si na některé drifty, při nichž se elektrony a ionty pohybují různými rychlostmi a většinou opačným směrem. A přesně v této situaci může dojít k nestabilnímu chování, které poprvé popsal Oscar Buneman (1914–1993), významný plazmový fyzik italského původu. Pokud rychlosti překročí určitou mez, obraz prolínajících se tekutin se dramaticky změní. Začnou se objevovat turbulentní struktury a kinetická energie pohybu částic se rychle mění v tepelnou energii chaotického pohybu. Změny mají exponenciální charakter, a právě proto hovoříme o nestabilitě.

V teoretickém popisu se nestabilita projeví tím, že se úhlová frekvence stane komplexním číslem a má nenulovou imaginární část. To zní na první pohled divně. Pokud si ale uvědomíme, že funkce sinus či kosinus se při imaginárním argumentu stanou exponenciálami, jsme doma. Každá kmitající porucha (sinová

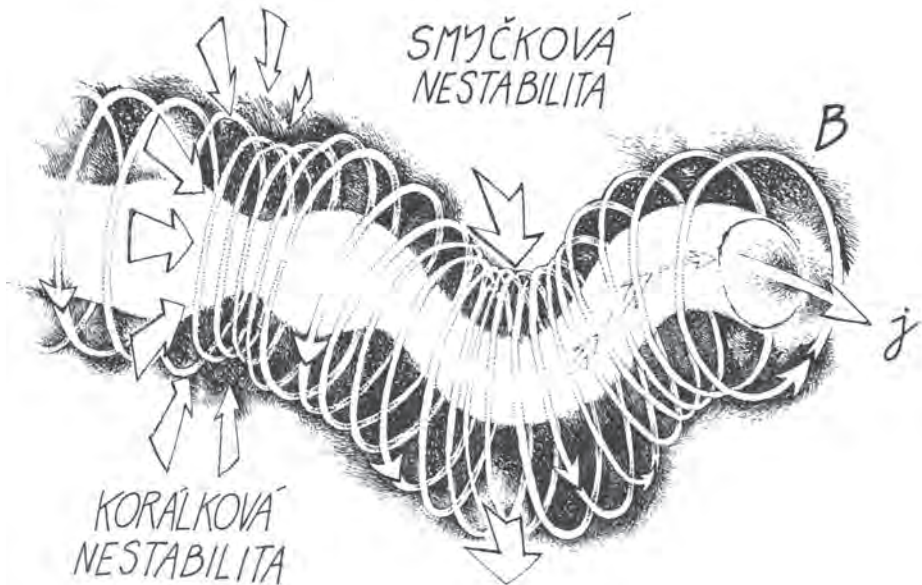
či kosinová) se v nestabilním režimu stane exponenciálně se měnící poruchou. Je-li exponenciela tlumená, porucha samovolně vymizí. Je-li exponenciela rostoucí, začne každá porucha či fluktuace narůstat nade všechny meze a my hovoříme o vzniku nestability. Imaginární část úhlové frekvence nazýváme **koeficientem nárůstu nestability**. Čím je větší, tím rychleji se nestabilita rozvíjí. V režimu nestability se každá malá (mikroskopická) porucha v plazmatu rozroste na makroskopickou fluktuaci s nelineárním chováním (tj. při popisu nevystačíme s prvními mocninami parametrů popisujících plazma).

Vícesvazkové nestability pozorujeme v netermálním plazmatu (elektrony a ionty mají různou rychlost a teplotu), v laserovém plazmatu, ve výtryscích z černých děr a neutronových hvězd a všude tam, kde dochází k výrazným driftům částic. Vícesvazková nestabilita se také používá jako základní test numerických simulací. Je-li numerický kód v pořádku a pošleme proti sobě dva svazky plazmatu, musí se za přesně definovaných parametrů rozvinout dvousvazková nestabilita a dojít k termalizaci kinetické energie svazků. Nedojde-li k tomu, je náš počítačový model plazmatu chybný.

NESTABILITY PLAZMOVÉHO VLÁKNA

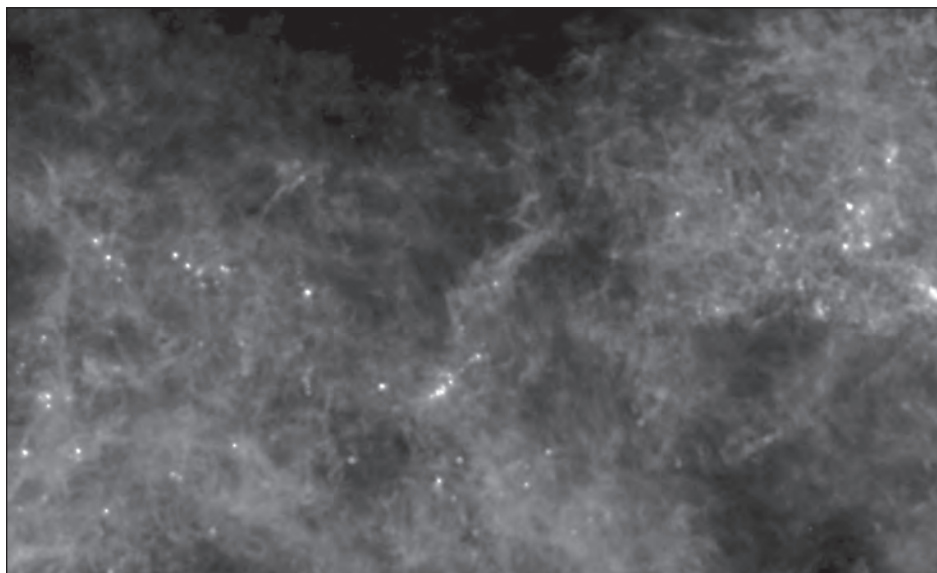
Již jsme se zmínili, že nejběžnější rovnovážnou konfigurací v plazmatu je vlákno, v nejjednodušším případě válec plazmatu s elektrickým proudem tekoucím podél osy válce. Elektrický proud vytváří magnetické pole, které válec stlačuje Lorentzovou silou. V opačném směru působí gradient tlaku plazmatu, který se snaží válec rozepnout. Je to podobná situace jako ve hvězdách, kde ale oproti gradientu tlaku působí gravitační síla. Válcová struktura v plazmatu je sice rovnovážná, ale v žádném případě není stabilní. Stačí náhodné zaškrčení válce a výsledkem bude vyšší proudová hustota v místě zaškrčení a silnější magnetické pole u povrchu útvaru, které se bude snažit zúžení vlákna dále prohloubit. Každé zúžení se bude exponenciálně prohlubovat a dojde k tzv. **koráلكové nestabilitě**. Vlákno se po chvíli rozpadne na oddělené oblasti – korálky. Pokud vlákno náhodně prohneme,

vznikne na vnitřní straně ohybu silnější pole, které bude ohyb nadále zvětšovat. Hovoříme o vzniku **smyčkové nestability**. Otázku nestabilit plazmových vláken teoreticky poprvé řešili americký fyzik Martin Kruskal (1925–2006) a německo-americký astronom Martin Schwarzschild (1912–1997). Jejich práce ukázala, že plazmové vlákno protékané osovým proudem bude vždy nestabilní. Jedině v situaci, že vláknem teče proud i v azimutálním směru a magnetické pole má tvar šroubovic, může být vlákno skutečně stabilní. Není bez zajímavosti, že Martin Schwarzschild byl synem Karla Schwarzschilda, který našel slavné řešení Einsteinových rovnic vedoucí na předpověď existence černých děr.



Plazmové vlákno je nestabilní, pokud jím teče pouze proud ve směru osy.

S plazmovými vlákny se setkáváme všude, kde plazma je. Vlákna se samovolně vytvářejí v laboratorním plazmatu, jsou přítomna ve slunečním plazmatu, v mlhovinách a známe i obří plazmová vlákna v blízkosti centra naší Galaxie. Jen názvy jsou v různých vědních oblastech různé. V laboratořích nejčastěji hovoříme o pinčích (z anglického slova *pinch* – stisknout), na Slunci o filamentech a v mlhovinách o vláknech.



Molekulární oblak Vela C je složen z mnoha plazmových vláken. V jejich zúženích vznikají nové hvězdy. Foto Herschel, IR obor.

NESTABILITY NA ROZHRANÍ

Velmi typické jsou nestability na rozhraní dvou prostředí. Jednotlivá prostředí se mohou lišit hustotou, teplotou, rychlostí nebo magnetickým polem. Pokud se prostředí vůči sobě nepohybují, hovoříme o **Rayleighově-Taylorově** (RT) nestabilitě, pokud se prostředí vůči sobě navíc pohybují, hovoříme o **Kelvinově-Helmholtzově** (KH) nestabilitě.

Začněme RT nestabilitou. Stačí vzít láhev s tekutinou a otočit ji dnem vzhůru. Co se stane? Těžší kapalina se dostane nad lehčí vzduch a dojde k rozvoji RT nestability. Těžší kapalina s charakteristickým zvukem probublá pod lehčí vzduch a vyteče z lahve. Typickým příkladem Rayleighovy-Taylorovy nestability je atomový hřib. Při atomovém výbuchu se zahřeje okolní vzduch a nastane situace, kdy je horký a méně hustý vzduch natlačen pod studeným a chladnějším vzduchem nad výbuchem. Na rozhraní obou prostředí dojde k rozvoji RT nestability, rozhraní se zvlní do charakteristických struktur připomínajících kloboučky hub. Typické útvary odpovídající RT nestabilitě také nalezneme v Krabí mlhovině. Konec konců exploze jako exploze. Zde nešlo o jaderný

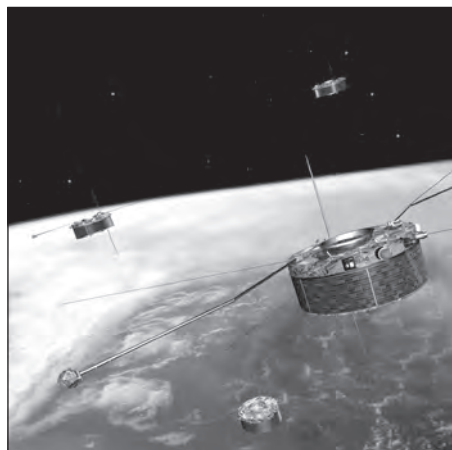
výbuch, ale o explozi supernovy a v jejím okolí se vytvořily oblasti, které by v rovnováze měly být v tíhovém poli centrálního pulzaru níže, než ve skutečnosti jsou. Opět zde dochází k charakteristickému mísení dvou tekutin. Přítomnost magnetického pole v plazmatu Krabí mlhoviny jen situaci obohacuje o další prvek.



*Kelvinova-Helmholtzova nestabilita rozvinutá na horní vrstvě plujících oblaků.
Foto Ralph Roberts.*

A Kelvinova-Helmholtzova nestabilita? Tu můžeme v našem bezprostředním okolí pozorovat třeba na hladině rybníku. Pokud fouká vítr, stane se hladina rozhraním dvou prostředí s různou rychlostí. Při malé rychlosti větru dojde k rozvlnění hladiny rybníka. Pokud ale začne foukat silněji, obrázek poklidných vln se změní. Jejich výška naroste, hřebeny začnou přepadávat a na hladině se samovolně začnou tvořit víry. Poklidný režim zvlněného povrchu se změnil v typický obraz Kelvinovy-Helmholtzovy nestability. Nemusí ale jít o vítr nad rybníkem, někdy dojde k rozvoji KH nestability i na výškové hranici dvou oblastí mraků pohybujících se různou rychlostí nebo na hranici pohybujícího se oblaku a okolní atmosféry. V plazmatu k rozvoji KH nestability

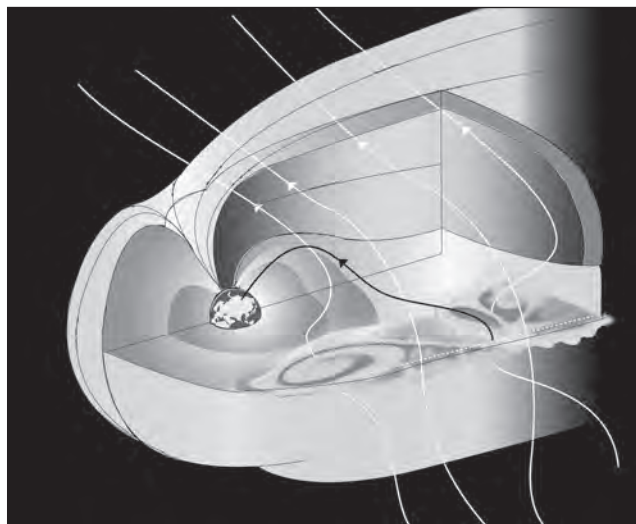
ani nemusí být přítomna tíže. Postačí různá rychlost dvou oblastí plazmatu, často doplněná různou hustotou a různou hodnotou magnetického pole.



Čtveřice družic Cluster zkoumá magnetosférické plazma naší Země od roku 2000. Zdroj: ESA.

Příkladem může být sluneční vítr interagující s magnetosférou Země. Na čelní straně se vytvoří charakteristická rázová vlna, na které sluneční vítr obtéká Zemi a klouže po bocích magnetosféry. Situace velmi silně připomíná vítr nad vodní hladinou. Jen v tomto případě jde o sluneční vítr a místo vodní hladiny máme magnetopauzu vyplněnou plazmatem naší magnetosféry. Hranici magnetosféry podrobně studovala čtveřice evropských družic Cluster, která

startovala v roce 2000. Tyto družice létají kolem Země ve formaci čtyřstěnu. Nejbliže se k sobě dostávají na 5 000 km, nejdále na 20 000 km. Družice sledují magnetické pole, koncentraci a rychlost



Vítr na bocích magnetosféry způsobuje Kelvinova-Helmholtzova nestabilita. Zdroj ESA.

nabitých částic a vytvářejí podrobnou mapu magnetosféry Země. Jde o jedinečné zařízení, které provádí měření hned ve čtyřech místech naráz, a proto je možné určovat i prostorové změny (derivative) jednotlivých veličin. Čtveřice Cluster detekovala rozvlněný povrch magnetosféry Země (stejně rozvlněný jako hladina rybníku za větru). Jde o vlny s velmi nízkou frekvencí, typicky 1,5 mHz. V roce 2001 objevila čtveřice Cluster na bocích magnetosféry obří víry, které jsou důsledkem rozvoje KH nestability. Rozměr jednoho víru je přibližně 30 000 km, ve víru dochází k mísení slunečního větru s plazmatem magnetosféry a k přepojování magnetických siločar. Šlo o neočekávaný objev, který ukázal, že některé jevy probíhají obdobným způsobem na nejrůznějších škálách. V ještě větších měřítcích dochází k rozvoji KH nestability na hranici výtrysků z černých děr a okolního prostředí.

PŘEPOJENÍ SILOČAR

Magnetické pole je nositelem energie. Samotné siločáry, kterými magnetické pole popisujeme, nemají hlubší fyzikální význam, jde jen o matematickou pomůcku vhodnou k zobrazení stavu pole. Ve směru siločar by se zorientovaly železné piliny nebo jakékoli malé elementární magnetické dipóly. Hustota siločar je úměrná intenzitě magnetického pole. Z hlediska nestabilit jsou velmi zajímavé oblasti, ve kterých je magnetické pole nulové (tzv. nulová vrstva neboli plocha) a na jedné straně od vrstvy míří magnetické siločáry jedním směrem a na druhé míří směrem opačným. Taková nulová vrstva se nachází například v magnetickém ohonu Země a nebo v rovníkové oblasti slunečních siločar. Zde jí říkáme **Parkerova plocha** podle amerického astrofyzika Eugena Parkera (*1927), který vrstvu objevil a studoval. Parkerova plocha je charakteristicky zvlněná do tvaru Archimédových spirál. Zvlnění je způsobeno otáčením Slunce.

Všude tam, kde proti sobě míří magnetické siločáry opačně, může za vhodných podmínek dojít k tzv. **přepojení siločar** neboli **rekonekci**. Magnetické siločáry změni své prostorové uspořádání (topologii). Makroskopicky dojde k uvolnění energie vázané na magnetické pole. Okolní plazma se zahřeje a začne intenzivně zářit

v ultrafialovém až v rentgenovém oboru. Magnetické přepojení poněkud připomíná elektrický zkrat, při kterém si elektrický proud našel výhodnější cestu, a uvolněná energie zahřála médium vedoucí proud. U magnetického přepojení se změnila prostorová konfigurace siločar do výhodnějšího uspořádání (z energetického hlediska). Energie magnetického pole je po přepojení nižší a uvolněná energie se zpravidla přemění na tepelnou energii plazmatu. Přepojení magnetických siločar probíhá málokdy poklidně, zpravidla jde o bouřlivé až explozivní procesy. Přepojení siločar pozorujeme na čelní rázové vlně magnetosféry, v magnetickém ohonu Země i na bocích magnetosféry. K přepojení dochází na Slunci, kde vede k rentgenovým vzplanutím a často i k uvolnění plazmoidu, který se vydá na cestu sluneční soustavou. Takový jev nazýváme **koronální výron hmoty** (CME, *Coronal Mass Ejection*). V průběhu střední sluneční aktivity dochází k uvolnění jednoho až dvou plazmoidů denně. Pokud se takový plazmoid setká s magnetosférou Země, dojde k geomagnetickým bouřím a rozvinou se intenzivní polární záře. Takové jevy jsou zajímavé pro astronomy, ale poněkud frustrující pro energetiky a odborníky na telekomunikační síť.

Přepojení magnetických siločar je jedním z nejvýraznějších projevů plazmatu. Probíhá na všech měřítkových škálách - od laboratorního plazmatu až po plazma v rozsáhlých mlhovinách. Nejvýraznější projevy při přepojení magnetických siločar jsou pozorovány u magnetarů, jejichž pole je extrémně silné a dosahuje hodnoty až 10^{12} T. Při přepojení siločar se zde uvolňuje značné množství energie a doprovodný záblesk může ovlivnit i velmi vzdálené okolí magnetaru.

Musíme mít vždy na paměti, že siločáry jsou jen pomocným matematickým zobrazením situace. Fyzikální podstata přepojení je v turbulentních pohybech iontů, které vytvářejí v okolí nulové vrstvy lokální magnetická pole umožňující jev, který navenek vnímáme jako přepojení siločar.

LANDAUŮV ÚTLUM

V roce 1946 předpověděl sovětský teoretik Lev Davidovič Landau (1908–1968) velmi zajímavý jev. Nabité částice by mohly interagovat s vlnami v plazmatu velmi specifickým způsobem. Z hlediska teorie jde o statistický jev, který souvisí se statistickým rozdělením rychlostí nabitých částic. Pokud v plazmatu vznikne podélná vlna elektrického pole šířící se určitou rychlostí, částice se jakoby snaží srovnat svou rychlost s rychlostí vlny. Je to podobná situace jako u surfaře využívajícího energii vlny na vodní hladině. Vždy se snaží dostat do fáze, tedy mít rychlost shodnou s rychlostí vlny.

U nabitých částic v plazmatu dochází k výměně energie s vlnou. Mají-li částice energii nižší než vlna, převezmou část energie vlny a srovnají s ní rychlost. Mají-li vyšší rychlost než vlna, odevzdají jí část své energie a opět vyrovnají svou rychlost s rychlostí vlny. Proběhne jakýsi velmi specifický způsob synchronizace pohybu částic s pohybem vlny. Pomalejší částice z vlny odsají energii, rychlejší jí naopak svou energii předají. Jenže pomalejších částic je statisticky více, a proto ve výsledku vlna energii ztrácí a tlumí se.

Landauův útlum je typickým příkladem takzvaných **mikronestabilit** a záhy byl pozorován experimentálně. Landauův útlum většinou způsobují pohyblivější elektrony, nicméně byl pozorován i Landauův útlum na iontech. V posledních letech se ukázalo, že je možné Landauův útlum dokonce využít k urychlování nabitých částic. Pokud svítíme výkonným laserem na plazma, vzniká za paprskem typické podélné elektromagnetické pole, někdy se mu říká brázdové pole. Elektrony v plazmatu se snaží vyrovnat svou rychlost s rychlostí brázdové vlny a jsou urychlovány.

Obdobný systém byl navržen již v roce 1979, k první realizaci došlo ale až po roce 2004, kdy byly navrženy urychlovače s více laserovými pulzy. Kromě základního pulzu, který generuje laserové plazma s brázdovým polem, lze dvěma dalšími pomocnými pulzy vytvořit za pulzem stojatou vlnu (rázy). Podélná složka elektrického pole může předurychlit elektron, příčná složka může

fokusovat shluk elektronů. Pomocnými pulzy můžeme ovlivňovat parametry plazmatu v brázdě za základním laserovým pulzem. Urychlování je v této konfiguraci dvoustupňové. Elektronů jsou nejprve urychleny v pomalu se pohybující stojaté vlně generované pomocnými pulzy a teprve poté v rychlé brázdové vlně za hlavním pulzem. V současných systémech je brázdové pole až 270 GV/m a bylo dosaženo energií až 250 MeV na pouhých dvou milimetrech dráhy. Tyto urychlovače budoucnosti se označují zkratkou LWFA (*Laser Wake Field Accelerator*).

6. POPISY PLAZMATU

Současná fyzika plazmatu se opírá o tři pilíře. Jde o **experimenty**, **teorii** a **numerické simulace**. Ani jedna z oblastí nemůže být opomenuta. Bez experimentu bychom se záhy odklonili od skutečné reality. Teorie je zjednodušeným odrazem skutečnosti v naší mysli. Jediným kritériem správnosti teorie je experiment. Myslet si můžeme, co chceme, pokud ale nepopisujeme skutečnou přírodu, pohybujeme se ve sci-fi literatuře a nikoli ve vědeckém světě. Numerické simulace umožňují provádět simulované experimenty, které jsou levnější než ty skutečné, testují situace, které není možné momentálně ověřovat experimentálně, ověřují správnost teorie a umožňují z naměřených dat odhadovat procesy, které při jejich sběru probíhaly. Pak je zde ještě čtvrtá skupina, ostatně jako v každé oblasti lidské činnosti, a to skupina *parazitů*, se kterou je třeba při finančních rozvahách počítat, ale jejíž hodnocení přesahuje možnosti této publikace.

ČÁSTICOVÝ PŘÍSTUP

Nejméně náročným popisem plazmatu je představa pohybu nabitých částic v předem zadaných polích. Zanedbáváme interakce částic mezi sebou a záměrně opomíjíme pole, která generují. Přestože je takový popis na hony vzdálen realitě, mnohdy umožní základní představu o dějích v daném systému. Můžeme například předpokládat znalost magnetického pole Země (dnes je velmi dobře popsáno tzv. Cyganěnkovým – v anglickém přepisu Tsyganenko – modelem NASA) a sledovat pohyb jednotlivých částic slunečního větru v tomto poli. Nebo známe pole v tokamaku a sledujeme pohyby elektronů a iontů včetně driftů a odrazů v oblastech silnějšího pole. Pokud platí adiabatické přiblížení, můžeme pohyby navíc rozložit na gyrační a driftovou část. Neplatí-li toto přiblížení, musíme numericky řešit příslušné pohybové rovnice pro různé počáteční polohy a rychlosti nabitých částic. Náročnost úlohy roste jen lineárně s počtem nabitých částic a podobné simulace můžeme provádět na běžném notebooku či PC.

MOLEKULÁRNÍ DYNAMIKA

Molekulární dynamika je druhým extrémem, kdy sledujeme srážky každé částice s každou včetně polí jimi generovanými. V plném rozsahu je výpočet možné provést jen pro velmi malý počet částic, který nekoresponduje se skutečným počtem částic a který neumožňuje plné rozvinutí kolektivních procesů. Možná jsou různá zjednodušení, například využívat jen párové srážky do určité vzdálenosti, opomenout části generovaných polí atd. Název přístupu souvisí se simulacemi dynamiky malého vzorku molekul, kde byl poprvé použit. Simulace tohoto druhu je možné úspěšně dělat jen na superpočítačích s mnoha procesory a samozřejmě s paralelizovaným kódem.

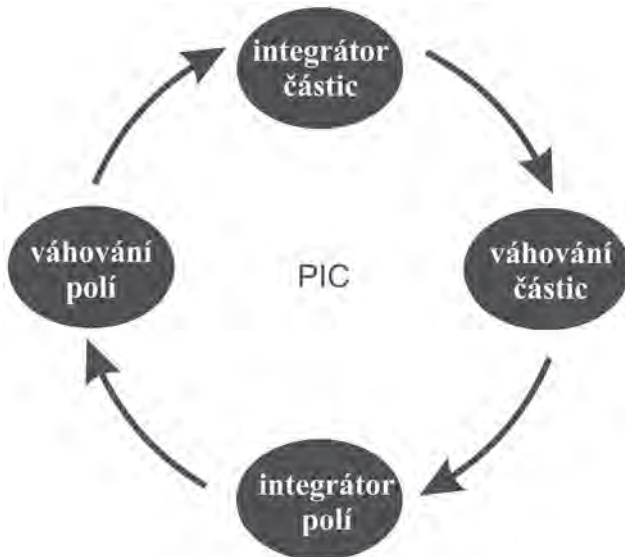
MAGNETOHDRODYNAMIKA

Magnetohydrodynamika popisuje plazma jako proudící vodicou tekutinu, nebo jako směs takových tekutin. Otcem magnetohydrodynamiky je švédský fyzik Hannes Alfvén, kterého jsme již zmínili v souvislosti s Alfvénovými vlnami. Alfvén za výzkum plazmatu, jehož nedílnou součástí se stal magnetohydrodynamický přístup, získal Nobelovu cenu v roce 1970. Magnetohydrodynamika umožňuje vynikající popis proudění plazmatu, kolektivních procesů a vln a nestabilit generovaných plazmatem. Z magnetohydrodynamiky také vzešel koncept magnetických polí zamrzlých do plazmatu, modely tekutinového dynamu a první jednoduché popisy rekonekcí magnetického pole. Magnetohydrodynamika umožňuje studium turbulentních procesů a platí všude tam, kde se stírá individualita jednotlivých částic. I přes obrovské úspěchy nelze magnetohydrodynamikou postihnout veškeré děje v plazmatu. Magnetohydrodynamika patří ke klasickým teoriím kontinua a hledané veličiny jsou funkcí času a prostoru. Zcela zde chybí informace o statistickém chování plazmatu v rychlostní části fázového prostoru, což znamená, že magnetohydrodynamika nemůže popsat mikronestability včetně Landauova útlumu, není vhodná pro popis srážkových procesů, relaxačních dějů, ubíhajících (*runaway*) částic a je nevhodná pro detailní popis transportních dějů.

V magnetohydrodynamice existuje jen málo analytických řešení, ale byla vytvořena řada propracovaných numerických metod na řešení magnetohydrodynamických rovnic na počítači. Parciální derivace se zpravidla nahrazují konečnými přírůstkami na síti a řešení nás zajímá jen ve vrcholech této sítě. Podle jemnosti sítě pak získáváme různě přesný popis reality. Za otce numerických simulací v plazmatu je považován Oscar Buneman, kterého jsme zmínili u vícesvazkové nestability. Autorem mnoha dodnes využívaných magnetohydrodynamických kódů je také vynikající americký plazmový fyzik Marshall Rosenbluth (1927–2003).

PARTICLE IN CELL (PIC)

K nejnámějších metodám využívaným v současné fyzice plazmatu patří PIC simulace. Jde o tzv. hybridní model, tj. model využívající několika přístupů naráz. Elektromagnetická pole se v PIC metodách počítají na síti, tj. jejich hodnoty neznáme ve všech bodech prostoru. Částice se v této síti volně pohybují ve shodě s pohybovými rovnicemi. Odsud pochází i název metody PIC, anglicky *Particle in Cell*, což v doslovném překladu znamená **částice v síti**. Částice v této metodě neinteragují se všemi ostatními



Základní cyklus PIC metody

částicemi, ale se středním polem generovaným celým souborem částic. Označíme-li N počet částic v simulaci, sníží tento přístup výpočetní náročnost z N^2 (v molekulární dynamice, kde interaguje každá částice s každou) na $N \log N$, což je při velkém počtu částic podstatné. Každá částice v PIC kódu představuje v mnoha simulacích celý shluk skutečných částic.

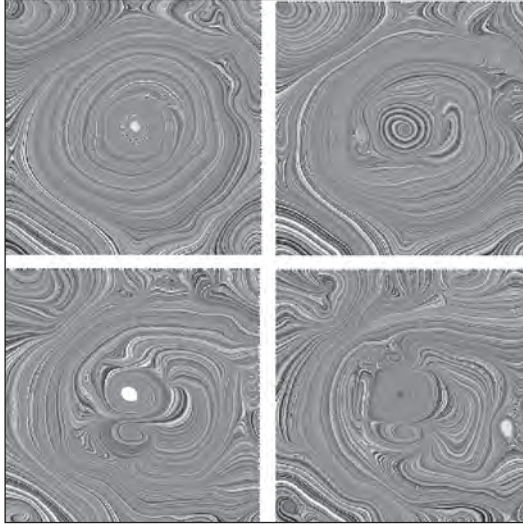
PIC algoritmus je vhodný k popisu vln a nestabilit v plazmatu, přepojení magnetických indukčních čar, ohřevu plazmatu, interakce laserového paprsku s plazmatem, ke sledování vývoje turbulencí atd. Úspěšnost simulace je podmíněna vhodnou volbou časového a prostorového kroku. Obecně by časový krok integrátoru pohybové rovnice měl být výrazně kratší než perioda odpovídající plazmové frekvenci elektronů a prostorový krok mříže by měl být menší (nebo alespoň srovnatelný), než je Debyeova vzdálenost v simulovaném plazmatu. Základní cyklus PIC metody probíhá ve čtyřech stěžejních krocích:

1. Váhování částic. Ze známých poloh a rychlostí částic určíme hustotu náboje a proudovou hustotu ve vrcholech mříže. Částici zpravidla rozdělíme mezi nejbližší vrcholy podle nějakého pravidla, které zajistí aby největší část částice „patřila“ do nejbližšího vrcholu. Ve vrcholech mříže po tomto kroku známe zdrojové členy Maxwellových rovnic.

2. Integrátor polí. Z Maxwellových rovnic určíme hodnotu elektrického a magnetického pole ve vrcholech mříže. Maxwellovy rovnice se zpravidla řeší pro potenciály a teprve poté se určují elektromagnetická pole. Lze využít veškeré dostupné metody pro řešení parciálních diferenciálních rovnic (sítě, konečné prvky, rychlou Fourierovu transformaci atd.). Po tomto kroku známe hodnoty polí ve vrcholech mříže.

3. Váhování polí. Po předchozím kroku jsou pole známá ve vrcholech mříže a je nutné zjistit hodnoty polí v místech, kde jsou lokalizovány částice. Pole je třeba „rozváhat“ do pozice konkrétní částice, jde o obrácený postup než u váhování částic. Po tomto kroku známe hodnotu pole v místě libovolně zvolené částice.

4. Integrátor částic. Procházíme jednotlivé částice (pole u nich již známe) a pohneme s nimi ve shodě s pohybovými rovnicemi. Integraci pohybových rovnic provádíme standardními metodami pro řešení obyčejných diferenciálních rovnic.



Ukázka PIC simulace turbulencí magnetického pole na hranici plazmového vlákna.

Základní cyklus je srdcem PIC metody, nicméně k její implementaci je potřeba celá řada pomocných procedur. Důležité jsou počáteční podmínky (jakým způsobem je generováno počáteční rozdělení částic v plazmatu) a okrajové podmínky (jak se plazma má chovat na hranicích sledované oblasti). PIC výpočet není myslitelný bez zobrazování částic a polí, zde se nabízí nepřehledné množství metod – barvy částic mohou znázorňovat náboj, odstín barvy teplotu, částice za sebou mohou nechávat postupně mizející stopu nebo jsou zobrazeny jen jako pohybující se body, kuličky či mnohostěny. Pole zpravidla zobrazujeme pomocí siločar, buď prostorových, nebo v různých řezech. Důležitá je tzv. diagnostika plazmatu, při které v probíhající simulaci počítáme makroskopicky ověřitelné parametry plazmatu (teplotu, koncentraci, měrná tepla, susceptibilitu, permeabilitu, permitivitu atd.). Pomocí Monte Carlo metod můžeme realizovat srážky nabitých částic s neutrály. Vzhledem k tomu, že interakce nabitých částic v rámci jedné buňky sítě je PIC metodou podceněna, je možné doplnit výpočet i Monte

Carlo metodou, která zahrne náhodné binární srážky nabitých částic v rámci dané buňky sítě.

PIC metody jsou dnes nejpropracovanějšími metodami popisu plazmatu a drtivá většina současných numerických simulací se opírá o PIC metody.

STATISTICKÝ PŘÍSTUP

Při popisu typického plazmatu je technicky nemožné popsat trajektorie všech částic. Jen v řídkém plazmatu mezihvězdného prostoru nalezneme miliony částic v jednom metru krychlovém, v tokamacích 10^{18} částic v m^3 a v jádru Slunce dokonce 10^{31} částic v m^3 . Pro tak obrovské systémy částic je mnohdy výhodné využívat statistický popis a spokojit se jen s informací o statistickém rozdělení jednotlivých druhů částic a o jejich průměrném chování jakožto celku. Vývoj statistického rozdělení je dán srážkovými procesy, a klíčem k úspěchu statistického přístupu je proto správný popis srážek. V plazmatu se většinou omezujeme na párové coulombické srážky. Představme si, že nějaká částice nalétává na jinou, stojící částici neboli terč (takovou souřadnicovou soustavu můžeme vždy zvolit). Pro každou srážku je určující tzv. **záměrný parametr** (*impact parametr*). Záměrný parametr definujeme v době, kdy částice nalétávající na terč ještě není terčem ovlivněna. Záměrný parametr je vzdálenost mezi dvěma přímkami. První prochází nalétávající částicí a míří ve směru letu. Druhá prochází terčem a je s první rovnoběžnou. Pokud je záměrný parametr nulový, částice míří přímo na terč. Pokud je nenulový, mine ho. Při statistickém popisu nemají smysl záměrné parametry větší, než je Debyeova vzdálenost. Nad touto vzdáleností již nalétávající částice nepocítí terčovou částici jako částici, neboť bude odstíněna okolním plazmatem. Za dolní hranici záměrného parametru se považuje srážka, při které se nalétávající částice vychýlí o 90° . Menší záměrné parametry vedou víceméně k přímé srážce s terčem a přímé srážky jsou statisticky málo pravděpodobné, a proto je možné je zanedbat. Lze ukázat, že podíl maximálního (Debyeovy vzdálenosti) a minimálního (rozptyl na 90°) záměrného parametru je přibližně roven počtu částic v Debyeově sféře, tedy plazmovému parametru.

Veškeré vztahy odvozené ze statistického přístupu obsahují tzv. Coulombův logaritmus, což je logaritmus plazmového parametru, tedy logaritmus podílu maximálního a minimálního záměrného parametru.

Statistický přístup je nutný při popisu mikronestabilit (včetně Landauova útlumu), transportních dějů, srážkových procesů (včetně ubíhajících neboli *runaway* řešení), relaxačních dějů (dějů, kdy se plazma po nějakém zásahu blíží zpět k termodynamické rovnováze) a veškerých dějů, při kterých nás zajímá statistické rozdělení rychlostí částic. Jde o jeden z nejkompexnějších a také nejnáročnějších popisů plazmatu, který zpravidla používáme jedině v situacích, kdy je to nezbytně nutné a jednodušší přístupy selhaly.

7. PŘEHLED VZTAHŮ PRO NÁROČNĚJŠÍ

plazmová frekvence $\omega_p = \sqrt{\frac{nQ^2}{m_e \epsilon_0}}$ (1)

střední volná dráha $\lambda \approx \frac{n\lambda_D^4}{\ln \Lambda}$ (2)

Debyeova vzdálenost $\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{nQ^2}}$ (3)

plazmový parametr $\Lambda = n_e \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3$ (4)

Lorentzova síla $\mathbf{F} = Q[\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}]$ (5)

Larmorův poloměr $R_L = \frac{mv_{\perp}}{QB}$ (6)

cyklotronní frekvence $\omega_c = \frac{QB}{m}$ (7)

první adiabatický invariant $\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B}$ (8)

driftová rychlost $v_d = \frac{\mathbf{F} \times \mathbf{B}}{QB^2}$ (9)

transport náboje (Ohmův zákon) $\mathbf{j}_Q = -\sigma \nabla \phi$ (10)

vodivost, Spitzerův vztah $\sigma = \frac{nQ^2}{m\nu} = CT^{3/2}$ (11)

transport částic (Fickův zákon) $\mathbf{j}_N = -D \nabla n$ (12)

koeficient difúze (bez pole) $D = \frac{k_B T}{m\nu}$ (13)

transport tepla (Fourierův zákon) $\mathbf{j}_T = -\kappa \nabla T$ (14)

koeficient tepelné vodivosti $\kappa = \frac{5}{2} \frac{nk_B^2 T}{m\nu}$ (15)

rychlost zvuku $= \sqrt{\frac{\partial P}{\partial \rho}} = \sqrt{\frac{P}{\rho}}$ (16)

Alfvénova rychlost $v_A = \sqrt{\frac{B^2}{\mu_0 \rho}}$ (17)

Heisenbergovy relace

$$\begin{aligned} \Delta W \Delta t &\geq \hbar/2; \\ \Delta x \Delta p &\geq \hbar/2 \end{aligned} \quad (18)$$

Zeemanův jev

$$\Delta W = \frac{e\hbar}{2m_e} gB \quad (19)$$

intenzita rekombinačního záření

$$I_R \sim n^2 T^{-1/2} \quad (20)$$

intenzita brzdného záření

$$I_B \sim n^2 T^{+1/2} \quad (21)$$

intenzita synchrotronového záření

$$I_s \sim n^2 T^2 \quad (22)$$

Faradayova rotace

$$\Delta\varphi = \frac{e^3}{2\varepsilon_0 c m_e^2} \frac{1}{\omega^2} \langle n_e B_{\parallel} \rangle d \quad (23)$$

tlak záření

$$p = \frac{1}{3} w = \frac{1}{3} \left(\frac{\mathbf{E} \cdot \mathbf{D}}{2} + \frac{\mathbf{H} \cdot \mathbf{B}}{2} \right) \quad (24)$$

8. SEZNAM SYMBOLŮ

B	magnetická indukce
<i>c</i>	rychlost světla
<i>d</i>	vzdálenost
<i>D</i>	koeficient difúze
D	indukce elektrického pole
<i>e</i>	elementární náboj
E	intenzita elektrického pole
F	silové pole
<i>g</i>	Landého degenerační faktor
<i>ħ</i>	Planckova redukovaná konstanta
H	intenzita magnetického pole

I_B	intenzita brzdného záření
I_R	intenzita rekombinačního záření
I_S	intenzita synchrotronního záření
\mathbf{j}_N	tok částic
\mathbf{j}_Q	tok náboje (proudová hustota)
\mathbf{j}_T	tepelný tok
k_B	Boltzmannova konstanta
m	hmotnost
n	koncentrace
p	hybnost
P	tlak
Q	náboj
R_L	Larmorův poloměr
t	čas
v_\perp	kolmá složka rychlosti
v_d	driftová rychlost
v_s	rychlost zvuku
w	hustota energie
W	energie
x	poloha
γ	polytropní koeficient
ϵ_0	permitivita vakua
κ	koeficient tepelné vodivosti
λ	střední volná dráha
λ_D	Debyeova vzdálenost
Λ	plazmový parametr
μ	první adiabatický invariant
μ_0	permeabilita vakua
ν	srážková frekvence
ρ	hustota

σ	diferenciální vodivost
φ	úhel
ϕ	elektrický potenciál
ω_c	cyklotronní frekvence
ω_p	plazmová frekvence

9. REJSTŘÍK OSOBNOSTÍ

Alfvén, Hannes Olof Gösta (1908–1995), švédský fyzik a astrofyzik, jeden ze zakladatelů moderní fyziky plazmatu. Za své práce ve fyzice plazmatu získal Nobelovu cenu za fyziku v roce 1970. Rozpracoval první varianty magnetohydrodynamiky, zavedl koncept magnetického pole zamrzlého v látce. V roce 1939 publikoval teorii magnetických bouří a polárních září, položil základy teorie magnetosféry Země. V roce 1950 vysvětlil vznik vírových struktur v polárních zářích pomocí diocotronové instability. Ve fyzice plazmatu je po něm pojmenována Alfvénova rychlost a Alfvénovo číslo. Některé Alfvénovy domněnky se nepotvrdily. Byl odpůrcem teorie Velkého třesku a věřil, že ve vesmíru je stejně hmoty i antihmoty.

Allen, James Alfred Van (1914–2006), americký vědec zabývající se kosmonautikou, který prosadil umístění Geigerových čítačů na prvních amerických družicích Explorer I a Explorer III. Tyto družice objevily torusy energeticky nabitých částic okolo Země, které dnes nazýváme Van Allenovy radiální pásy. Většinu svého aktivního života se potom Allen zabýval magnetosférickými jevy. Van Allen byl vůdčí osobností amerického dobývání vesmíru během studené války, podílel se na přípravě sond Pioneer, Mariner a geofyzikální observatoře OGO.

Buneman, Oscar (1914–1993), významný plazmový fyzik, zabýval se teorií elektromagnetických dějů i numerickými simulacemi. Narodil se v Itálii, vyrůstal v Německu a v roce 1935 emigroval do Anglie. Střídavě působil v Anglii a Kanadě, od roku 1960 na Stanfordské univerzitě v USA. Zabýval se rozptylem na fluktuacích plazmatu, teorií hvizdů, numerickým řešením rovnic fyziky plazmatu. Je spoluautorem kódu TRISTAN,

je po něm pojmenována Bunemanova nestabilita, Bunemanovo diferenční schéma, Bunemanův potenciál a Bunemanovo-Hartreeho kritérium pro napěťový práh v magnetronu. Je považován za otce numerických simulací v plazmatu.

Debye, Peter Joseph William (1884–1966), holandský fyzik a chemik. Jako první popsal chování asymetrických molekul pomocí dipólového momentu a přímo je zkoumal rentgenovou difraktometrií. Dodnes se dipólový moment molekul měří v jednotkách debye. Jeho práce měla široký záběr, rozšířil Einsteinovu teorii měrného tepla o nízkofrekvenční fonony, zabýval se teorií elektrické vodivosti elektrolytů, teorií atomárních obalů, vysvětlil Comptonův jev. V roce 1936 obdržel Nobelovu cenu za chemii za příspěvek ke studiu molekulárních struktur. Ve fyzice je podle něho pojmenována Debyeova stínicí vzdálenost.

Faraday, Michael (1791–1867), anglický knihař, který se zajímal o elektřinu. Získal možnost pracovat jako sekretář a později jako asistent v laboratoři Humphry Davyho, kde prováděl své experimenty. V roce 1821 napsal článek o současném náhledu na elektřinu a magnetismus, ve kterém uveřejňuje Oerstedovy pokusy. Byl jedním z největších experimentátorů vůbec. Jelikož byl samouk, stávalo se, že občas nerozuměl matematice z Ampérových prací. Vlastnosti magnetické síly vedly Faradaye k domněnce, že magnetická síla je kruhová. Také objevil, že rotace magnetu lze využít k výrobě elektrického proudu. V roce 1821 vzniklo dynamo (zařízení, které je schopné přeměnit pohyb na elektřinu). V roce 1831 objevil elektromagnetickou indukci, a v roce 1857 formuloval zákony pro elektrolýzu. V letech 1839–1855 publikoval své výsledky ve třísvazkovém díle *Experimental Researches in Electricity*. V roce 1845 vytvořil koncept, který popisoval elektrická a magnetická pole. Experimentoval také s dielektriky v kondenzátorech. Zobrazil magnetické pole tyčového magnetu pomocí železných pilin.

Fick, Adolf Eugen (1821–1901), německý fyziolog, který jako první vytvořil kontaktní čočky, tehdy ovšem skleněné. Jako první navrhl techniku měření průtoku krve srdcem. Formuloval zákon difúze látek, který je ve fyzice znám jako Fickův zákon.

Kruskal, Martin David (1925–2006), americký matematik a fyzik. Zabýval se obecnou relativitou, zavedl Kruskalovy souřadnice ve Schwarzschildově geometrii. Ve fyzice plazmatu zkoumal teoretické podmínky stability pinče. Popsal Rayleighovu-Taylorovu nestabilitu pro plazma s magnetickým polem.

- Landau, Lev Davidovič** (1908–1968), sovětský teoretický fyzik, nositel Nobelovy ceny za fyziku pro rok 1962 za teorii supratekutosti. Landau významně přispěl do všech odvětví teoretické fyziky, zejména kvantové mechaniky, kvantové elektrodynamiky, supratekutosti, supravodivosti, fázových přechodů, diamagnetismu, fyziky plazmatu a teorie neutrin. V plazmatu je po něm pojmenovaná Landauova rovnice pro hustotu pravděpodobnosti při Coulombových srážkách a Landauův útlum popisující interakci částic a vln v rychlostní části fázového prostoru.
- Langmuir, Irving** (1881–1957), americký fyzik a chemik, získal Nobelovu cenu za chemii pro rok 1932 za chemii povrchů. Zabýval se metalurgií, inertními plyny a fyzikou plazmatu. Pro ionizované prostředí jako první použil název plazma. Je možné, že mu vlastnostmi připomínalo krevní plazmu. Je po něm pojmenována Langmuirova sonda pro měření potenciálu v plazmatu, Langmuirův soliton a nezávisle na Sahovi odvodil v roce 1923 Sahovu rovnici pro tepelnou ionizaci. Také byl prvním, kdo experimentálně detekoval v plazmatu dvojvrstvu.
- Larmor, Joseph** (1857–1942), irský fyzik. Vysvětlil Fitz-Geraldovu kontrakci nezávisle na Lorentzovi. Vypočetl energii uvolňovanou při záření urychleného náboje, vysvětlil rozštěpení spektrálních čar v magnetickém poli. Jako jeden z prvních předpokládal, že geomagnetické bouře souvisí se slunečními erupcemi a jsou způsobeny elektrony přicházejícími ze Slunce. Na jeho počest je pojmenován Larmorův poloměr pohybu nabitě částice v magnetickém poli.
- Lorentz, Hendrik Antoon** (1853–1928), holandský fyzik, který jako první považoval za zdroje elektromagnetického pole oscilující nabitě částice. Předpověděl, že silné magnetické pole má vliv na vlnovou délku generovaného světla. Experimentálně tento fakt prokázal jeho žák Peter Zeeman. Oba získali Nobelovu cenu za fyziku pro rok 1902. Objevil transformaci proměnných, vůči které se Maxwellovy rovnice nemění (Lorentzova transformace). Nezávisle prokázal nulový výsledek Michelsonova-Morleyho experimentu. Je po něm také pojmenována Loentzova síla působící na částici pohybující se v magnetickém poli.
- Maxwell, James Clerk** (1831–1879), skotský matematik a fyzik. S Clausiem vyvinuli kinetickou teorii plynů. V roce 1867 formuloval paradox Maxwellova démona. Ukázal, že druhý termodynamický zákon popisuje vlastnosti velkého počtu částic. V roce 1873 publikoval teorii elektřiny a magnetismu. Dnešní podobu rovnic vytvořili Heaviside a Hertz. Maxwell odvodil, že světlo je příčné vlnění způsobené magnetickými

a elektrickými jevy. Je po něm pojmenováno Maxwellovo rozdělení rychlostí, rovnice elektromagnetického pole a tenzor toku hybnosti elektromagnetického pole.

Ohm, Georg Simon (1789–1854), německý fyzik, který se zabýval elektřinou a vedením proudu. Z pokusů s elektrickými články vlastní konstrukce odvodil, že proud tekoucí vodičem je přímo úměrný napětí a průřezu vodiče a nepřímo jeho délce (Ohmův zákon). Zabýval se také akustikou a optikou, formuloval zákony fyziologické akustiky. Ohm vyučoval fyziku a matematiku, dokonce napsal učebnici geometrie. Je po něm pojmenován Ohmův zákon a jednotka elektrického odporu Ohm (Ω).

Onsager, Lars (1903–1976), norsk-americký chemik a teoretický fyzik. V roce 1968 získal Nobelovu cenu za chemii. Zabýval se teorií elektrolytů a Brownovým pohybem iontů. Uchvátila ho statistická fyzika a termodynamika. Zkoumal difúzi částic způsobenou gradientem teploty a koncentrace a produkci entropie při těchto procesech. Svě poznatky zobecnil na tzv. Onsagerovy relace reciprocity, které popisují symetrie mezi toky a jejich příčinami. Působil na Brownově univerzitě, Hopkinsově univerzitě a Univerzitě v Yale.

Parker, Eugene (1927), americký teoretik a astrofyzik zabývající se teorií slunečního větru a magnetickými poli ve vesmíru a meziplanetárním prostoru. Je po něm pojmenována Parkerova plocha nulového magnetického pole Slunce (tzv. neutrální vrstva), Parkerův model přepojení magnetických silokřivek, Parkerova teorie tekutinového dynama a Parkerova mez.

Rosenbluth, Marshall Nicholas (1927–2003), americký plazmový fyzik. Je jedním ze tří spoluautorů Metropolisova algoritmu (Monte Carlo simulace v přírodních vědách), jednoho z nejúspěšnějších algoritmů všech dob. Zabýval se rozptylem elektronů, vlnami a nestabilitami v plazmatu, turbulencemi v tokamacích. Ve statistickém popisu plazmatu zavedl Rosenbluthovy potenciály. Do roku 1999 se podílel na přípravě projektu první experimentální termojaderné elektrárny ITER.

Schwarzschild, Martin (1912–1997), německo-americký astronom, syn známého fyzika Karla Schwarzschilda, který našel řešení rovnic obecné relativity pro sférické rozložení hmoty. Martin Schwarzschild se zabýval stavbou hvězd a vývojem hvězd. Spolu s Kruskalem řešil podmínky rovnováhy a stability plazmových vláken, tzv. pinčů, a popsal Rayleighovu-Taylorovu nestabilitu pro plazma s magnetickým polem.

Spitzer, Lyman (1914–1997), americký astrofyzik a spoluzakladatel teoretické fyziky plazmatu. Intenzivně se zabýval mezihvězdným prostředím, plyny, prachem a magnetickými poli. Na jeho počest je pojmenován vztah pro vodivost plazmatu. Jako první navrhl v roce 1946, ještě dávno před založením NASA, umístit dalekohled na oběžné dráze. Jeho nesmírné úsilí vedlo NASA k umístění dalekohledů Copernicus a HST do vesmíru. Na jeho počest je pojmenován Spitzerův vesmírný dalekohled pro infračervený obor.

Stark, Johannes (1874–1957), německý fyzik, v roce 1913 ukázal, že silné elektrické pole může rozdělit jednoduchou spektrální čáru na více složek. Starkův jev je analogií Zeemanova jevu v magnetickém poli. Za svůj objev obdržel v roce 1919 Nobelovu cenu. Od roku 1933 do roku 1939 byl prezidentem Fyzikálně-technického spolkového úřadu. V nacistickém období sehrál zápornou roli v čistkách mezi německými fyziky. V roce 1947 byl odsouzen za válečné zločiny na 4 roky.

Zeeman, Pieter (1865–1943), holandský fyzik, který objevil, že v silném magnetickém poli se jednoduché spektrální čáry rozdělují na několik komponent. Tento jev je znám jako Zeemanův. Spolu se svým učitelem Hendrikem Lorentzem obdržel v roce 1902 Nobelovu cenu za fyziku. V závěru života se zabýval šířením světla v pohybujících se prostředích (vodě), v krystalech a ve skle.

Vydala Hvězdárna Valašské Meziříčí, příspěvková organizace Zlínského kraje

Publikace byla vydána jako metodický a studijní materiál v rámci aktivit projektu *Vědou a technikou ke společnému rozvoji*. Partnerem projektu je Krajská hvězdárna v Žiline. Projekt je spolufinancován z EU v rámci Operačního programu přeshraniční spolupráce Slovenská republika – Česká republika 2007–2013 prostřednictvím Fondu mikroprojektů

První strana obálky: Příklad vysokoteplotního plazmatu ve sluneční koróně formovaného magnetickým polem. Snímek SDO/NASA.

Čtvrtá strana obálky nahoře: Vývoj ejekce koronální hmoty ze dnů 5. - 6. srpna 1999 z koronografu LASCO 3 na palubě sondy SOHO. Snímek ESA/NASA/SOHO

Čtvrtá strana obálky dole: Snímek polární záře, záclony pod aurorálním oválem, Birtavarre, 10. 9. 2014. Expedice Aurora 2012, AGA.

© 2014 Hvězdárna Valašské Meziříčí, p. o., Vsetínská 78, 757 01 Valašské Meziříčí

Autor: prof. RNDr. Petr Kulhánek, CSc.
Odpovědný redaktor: Libor Lenža
Vytiskl: RAP GROUP, s. r. o. Valašské Meziříčí

Autor kreseb: Ivan Havlíček
Sazba: Naděžda Lenžová

OBSAH

PLAZMA VŠUDE, KAM SE PODÍVÁŠ	1
1. PLAZMA - ČTVRTÉ SKUPENSTVÍ HMOTY	2
DEFINICE PLAZMATU	2
O SLOVĚ PLAZMA	4
KDE PLAZMA NALEZNEME	5
PARAMETRY PLAZMATU	8
2. POHYBY ČÁSTIC	12
POHYBY V MAGNETICKÉM POLI	12
ADIABATICKÉ PŘIBLÍŽENÍ A ZRCADLA	14
DRIFTOVÁNÍ	16
TRANSPORTNÍ DĚJE	18
3. VLNY	21
MAGNETOAKUSTICKÉ VLNY	21
MÓDY MAGNETOAKUSTICKÝCH VLN	23
ELEKTROMAGNETICKÉ VLNY	25
HVIZDY	29
VLNOVÉ BALÍKY A SOLITONY	30
4. ZÁŘENÍ PLAZMATU	31
ČÁROVÉ SPEKTRUM	31
BRZDNÉ ZÁŘENÍ (BREMSSTRAHLUNG)	33
CYKLOTRONNÍ A SYNCHROTRONNÍ ZÁŘENÍ	34
TĚLAK ZÁŘENÍ	36
5. NESTABILITY, INTERAKCE VLN A ČÁSTIC	39
VÍCESVAZKOVÉ NESTABILITY	39
NESTABILITY PLAZMOVÉHO VLÁKNA	40
NESTABILITY NA ROZHRAŇÍ	42
PŘEPOJENÍ SILOČAR	45
LANDAUŮV ÚTLUM	46
6. POPISY PLAZMATU	49
ČÁSTICOVÝ PŘÍSTUP	49
MOLEKULÁRNÍ DYNAMIKA	50
MAGNETOHDRODYNAMIKA	50
PARTICLE IN CELL (PIC)	51
STATISTICKÝ PŘÍSTUP	54
7. PŘEHLED VZTAHŮ PRO NÁROČNĚJŠÍ ČTENÁŘE	55
8. SEZNAM SYMBOLŮ	57
9. REJSTŘÍK OSOBNOSTÍ	59

