

# Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

---

Vladimír Karas

Pulsary a kvazary: podobnosti a rozdíly

*Pokroky matematiky, fyziky a astronomie*, Vol. 34 (1989), No. 4, 212--233

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/139151>

## Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1989

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

- [4] K. J. FALCONER: *Sets with prescribed projections and Nikodym sets*. Proc. London Math. Soc. (3), 53 (1986), 48–64.
- [5] J. M. MARSTRAND: *Some fundamental geometric properties of plane sets of fractional dimensions*. Proc. London Math. Soc. (3), 4 (1954), 257–302.
- [6] P. MATTILA: *Smooth maps, null sets for integralgeometric measure and analytic capacity*. Ann. Math. 123 (1986), 303–309.

## Pulsary a kvazary: podobnosti a rozdíly

Vladimír Karas, Praha

### I. Úvod

Uplynulo téměř tisíc let od okamžiku, kdy jedna z hvězd souhvězdí Býka dospěla při svém vývoji do dramatické etapy, kterou dnes nazýváme výbuchem supernovy. Tento proces je charakterizován gravitačním smrštěním centrální části hvězdy spojeným s gigantickou explozí a odmrštěním povrchových vrstev. Šlo o jednu z více než 600 dosud pozorovaných supernov, jejíž popis se nám zachoval v čínských a japonských záznamech a která je také zachycena na jeskynních malbách v Arizoně. Supernovu bylo možné vidět po tři týdny za denního světla a po téměř 600 nocí. Pozůstatky exploze postupně zeslábly a přestaly být pozorovatelné prostým okem. Avšak i dnes registrujeme v místě někdejší supernovy Krabí mlhovinu, útvar o průměru asi 5 obloukových minut, který je poměrně silným zdrojem rádiového, infračerveného, viditelného, rentgenového i  $\gamma$ -záření. V jejím středu je pulsar, bodový objekt vysílající elektromagnetické signály s nesmírně stabilní periodou 0,33 s. Výjimečnost tohoto objektu je dána jeho astronomicky nepatrným stářím a malou vzdáleností od Země (asi 1400 pc). Základní scénář je však zřejmě společný pro všech více než 300 dosud objevených pulsarů: rychle rotující neutronová hvězda se silným magnetickým polem obklopená hmotou ve formě plazmy.

Neutronové hvězdy jako jedno z konečných stadií hvězdné evoluce byly studovány již v třicátých letech. V roce 1967, ještě před objevem pulsarů, počítal Pacini [1] přenos energie z rotující magnetizované neutronové hvězdy do okolní mlhoviny. Je pozoruhodné, jak velký díl našich znalostí o pulsarech byl nalezen během dvou let po objevu prvního z nich, PSR 1919+21, A. Hewishem a S. J. Bellovou 28. listopadu 1967 [2]. Interpretace pulsarů jako rotujících neutronových hvězd byla poprvé rozpracována Goldem [3]. (Téměř úplná bibliografie prací o pulsarech do r. 1981 je v přehledovém článku Michela [4].) Existují tři klíčové problémy, které musí teorie pulsarů vysvětlit: proces emise záření, mechanismus dávkující pozorované záření do extrémně pravidelných pulsů a pro-

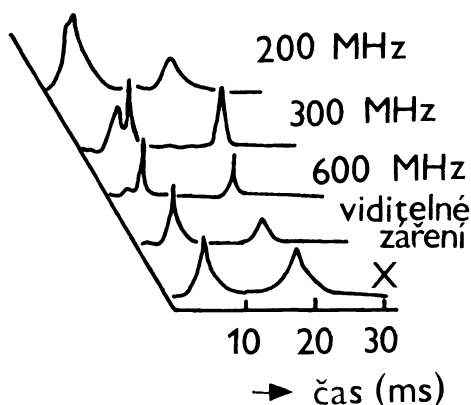
ces soustředující záření do určitého směru. Ačkoli základní scénář je všeobecně přijímán, detailní fyzika pulsarů zahrnuje komplikovanou magnetohydrodynamiku s příspěvkem teorie turbulence i kvantové mechaniky a k výslednému řešení dosud zbývá dlouhá cesta. Proto i dnes mohou pozorovatelé překvapovat teoretické astrofyziky novými objekty se zcela nepředpokládanými vlastnostmi (viz objev pulsaru s milisekundovou periodou v r. 1982). Teorie neutronových hvězd stojí v základu téměř všech modelů. Do teorie pulsarů vstupuje předpověď síly a uspořádání magnetického pole, nejkratší možné periody, studiem efektů, které periodu ovlivňují atd. Vlastní vznik a emise pulsů však probíhají nad povrchem hvězdy v magnetosféře, na jejíž popis se proto soustředíme v části tohoto článku věnované pulsarům. Chceme v něm poukázat především na těsný vztah mezi teorií pulsarů a teorií objektů nesrovnatelně rozsáhlejších a výkonnějších – kvazarů (přesněji řečeno určitého typu kvazarů asociovaných s extragalaktickými rádiovými zdroji [6–9]). Rozdíly mezi oběma typy objektů jsou vskutku markantní. Např. obálka supernovy expanduje po explozi rychlostí několika tisíc kilometrů za sekundu a v případě Krabí mlhoviny dosáhla rozměru asi 2 pc. Centrální neutronová hvězda má průměr mnohem menší, kolem 10 km. Na druhé straně rozměr „centrálního motoru“, který udržuje v činnosti rozsáhlé rádiové zdroje, se odhaduje na několik světelných hodin až dnů. Metodami rádiové interferometrie se podařilo určit, že hmota je z centra vyvrhována rychlostmi srovnatelnými s rychlostí světla. V důsledku interakce s intergalaktickým prostředím se vytvářejí oblasti silné rádiové emise, které jsou od centra vzdáleny několik stovek až tisíc kiloparseků. Nejpravděpodobnější model těchto objektů (viz dále) popisuje relativistické efekty v magnetosféře rotující černé díry obklopené diskem akreované plazmy. V teorii pulsarů i v teorii extragalaktických rádiových objektů přenáší magnetické pole rotační energii centrálního objektu vzdáleným nabitým částicím, které se urychlují a září. Extragalaktické rádiové zdroje jsou známy od konce čtyřicátých let a r. 1963, tedy čtyři roky před objevem pulsarů, oznámil Schmidt v časopise *Nature* první pozorování kvazistelárního rádiového zdroje. Přesto teorie těchto objektů zaostávala za obdobnou teorií pulsarů. Důvodem snad byla skutečnost, že se jejich chování řídí komplikovanějšími zákony relativistické fyziky. Proto také v tomto článku budeme hovořit nejprve o pulsarech.

V následující kapitole stručně shrneme observační vlastnosti pulsarů. Třetí kapitola obsahuje přehled nejdůležitějších teorií – především tzv. standardní model pulsarů, skloněný rotátor a diskový model. Podrobnější vysvětlení některých speciálních fyzikálních pojmů je v kapitole čtvrté. Jde především o jev unipolární indukce a rovnice bezsilové magnetosféry. Na těchto pojmech je založena teorie obou tak rozdílných druhů objektů. Pátá kapitola pojednává stručně o observačních vlastnostech aktivních jader galaxií, mezi něž řadíme i jádra rozsáhlých rádiových zdrojů. Konečně v šesté kapitole jsou uvedeny výchozí myšlenky a rovnice pro teorii těchto objektů.

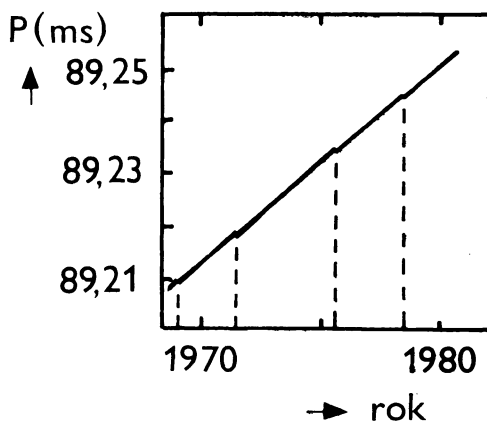
## II. Observační vlastnosti pulsarů

Nejpodivuhodnější vlastností těchto astronomických objektů je emise pravidelných rádiových pulsů. *Perioda pulsů* je řádu tisícín sekundy ( $P = 0,0016$  s u pulsaru PSR

1937 + 21) až několika sekund ( $P = 4,308$  s u PSR 1845–19). Pro daný pulsar je perioda velice stabilní, takže je možné ji určit až na 13 platných cifer. Nicméně přibližně u jedné třetiny všech objektů pulsy občas náhle zmizí na dobu několika desítek period a opět se neočekávaně objeví. Pulsy mají mnohdy komplikovanou strukturu a sestávají z většího počtu užších komponent, tzv. sub-pulsů, které se často neprojevují současně v každém pulsu, ale jsou zřejmé v průměru z delšího záznamu. Asi u 5 % pulsarů pozorujeme systematický drift komponent vzhledem k celkovému pulsu. Přes udivující stabilitu pulsů se podařilo detegovat postupné prodlužování periody a přerušované nepravidelné skoky



Obr. 1. Profil signálů z pulsaru v Krabí mlhovině v rozsahu od rádiových frekvencí až po X-záření. (Podle [4]).



Obr. 2. Časová změna periody pulsaru Vela (PSR 0833-45). Jsou zřejmé nepravidelné skoky překrývající se přes monotónně rostoucí křivku. (Podle [25]).

v odstupu několika let. (Např. pro pulsar v Krabí mlhovině je průměrné  $P/\dot{P} \sim 2500$  let.) Prodlužování periody je obvykle významnější u objektů s velmi krátkými periodami, takže většina pozorovaných pulsarů má  $P \gtrsim 0,3$  s. Na druhé straně existuje ostrá hranice kolem  $P \sim 4$  s indikující, že u dlouhých period se mechanismus pulsarů zřejmě náhle „vypíná“. O některých efektech ovlivňujících velikost periody se zmíníme v dalších odstavcích. Mezi nejdůležitější patří 1. postupná ztráta rotační energie a emise rádiového záření v důsledku interakce s magnetickým polem; 2. evoluční změny tvaru a rozměrů neutronové hvězdy („hvězdotřesení“) a interakce jejich jednotlivých vrstev; 3. akrece hmoty (významná zejména v binárních systémech); 4. změny magnetického pole; 5. emise částic hvězdného větru; 6. gravitační kvadrupólové záření; a konečně 7. precese a popř. nutace, které mohou ovlivnit pozorovatelnost subkomponent pulsu v jednotlivých periodách. Efekty závislé na odchylkách od sférické symetrie systému jsou nepatrné, neboť parametr charakterizující velikost odchylek  $\delta \equiv (R_e - R_p)/R_p \sim \Omega^2 R^3 / 2GM \sim 10^{-5}$ . ( $R_e$ , resp.  $R_p$  značí ekvatoriální, resp. polární poloměr neutronové hvězdy,  $R$  jejich průměr,  $\Omega = 2\pi/P$  je úhlová rychlost rotace a  $M$  hmotnost hvězdy.)

Většina pulsarů nevykazuje podstatné změny v *rádiové luminositě*. Vzhledem k jejich poloze v rovině Galaxie ve vzdálenosti  $10-10^3$  pc lze odhadnout rádiovou luminozitu

na  $10^{19} - 10^{22}$  W. Pulsary nelze dosud detegovat v ostatních galaxiích. Pokud by záření pulsarů bylo tepelného charakteru, odpovídala by uvedená luminozita podle Rayleighova-Jeansova zákona nepříjemně vysoké teplotě na povrchu neutronové hvězdy (až  $10^{30}$  K). Emise záření je proto vysvětlována pomocí mechanismů produkujících koherentní záření – anizotropních svazků částic či maserového efektu.

Rádiové pulsy vykazují podstatnou lineární i kruhovou polarizaci, která u jednotlivých subkomponent dosahuje až 100 %. Většina pulsarů není detegovatelná v ostatních oborech spektra. Výjimkou je pulsar v Krabí mlhovině a pulsar Vela, které byly zachyceny až v oboru  $\gamma$ -záření. Dalším pravděpodobným zdrojem  $\gamma$ -záření je druhý milisekundový pulsar PSR 1953+29, zaznamenaný družicí COS-B. (Existují rovněž pulsující zdroje X-záření, které však nejsou detegovatelné v rádiovém oboru a fenomenologicky nejsou řazeny mezi pulsary; pravděpodobným mechanismem produkujícím záření těchto objektů je přímé zahřátí určité oblasti neutronové hvězdy dopadem akreované hmoty.)

### III. Krátký přehled teorie pulsarů

Observační vlastnosti pulsarů lze nejpřirozeněji vysvětlit v rámci modelu s neutronovou hvězdou. Její interakce s magnetickým polem a popř. plazmou v disku vede ke vzniku svazků nabitých částic, které se pohybují po zakřivených drahách a emitují přitom elektromagnetické záření. Rychlá rotace neutronové hvězdy je příčinou toho, že rádiové záření emitované pouze do určitých směrů může být pozorovatelem zachyceno v pravidelně se opakujících intervalech. Alternativními modely, založenými na oscilacích centrálního tělesa nebo na orbitálním pohybu, nelze dost dobře vysvětlit vysokou frekvenci pulsů a její nepatrnou časovou změnu. Navíc pozorování vyloučila přítomnost většího množství hmoty v okolí většiny pulsarů, zejména ve formě satelitů.

Cílem dosavadních modelů není přesně vysvětlit komplikovaný a různorodý profil pulsů u jednotlivých objektů, ale podat obecný scénář jejich vzniku. V následujících odstavcích popíšeme mechanismus, jímž se podle většiny astrofyziků generují rádiové pulsy v blízkosti rotující magnetizované neutronové hvězdy. Vlastní neutronová hvězda vznikla kontrakcí z mnohem většího objemu, a proto je její magnetické pole velmi silné ( $10^4 - 10^8$  T). V první aproximaci má pole hvězdy konfiguraci magnetického dipólu se středem v centru hvězdy. Modely můžeme rozdělit do dvou tříd podle vzájemné polohy osy magnetického dipólu a rotační osy neutronové hvězdy: rovnoběžný rotátor s osami paralelními (resp. antiparalelními) anebo skloněný rotátor. Klasickým příkladem modelu prvního typu je Goldreichův-Julianův model [10], který dnes již označujeme jako standardní. Podrobnější analýza brzy odhalila řadu nekonzistencí tohoto modelu, avšak přesto se dodnes uvádí alespoň pro srovnání s modely dokonalejšími a složitějšími. Dosud není zcela vyjasněno, zda modely odvozené od standardního modelu umožňují reálné self-konzistentní řešení problému pulsarů nebo zda jejich komplikovanost pouze zamlžuje některé nesrovnalosti – ať už převzaté ze standardního modelu či nové. Přirozenou otázkou také je, co dělá z axiálně symetrických a stacionárních rovnoběžných rotátorů pulsary. Předpokládáme, že je to právě neaxiální porucha. Urychlení částic v zóně blízké neutronové hvězdě nezávisí podstatně na tom, zda je

magnetická osa přesně rovnoběžná s rotační osou nebo zda je mírně skloněna. Pokud je rádiové záření emitováno v kolimovaných svazcích, pak obecnější model skloněného rotátoru předpovídá existenci zářícího kuželu, který pravidelně opisuje kružnici a z vhodného směru je pozorovatelný jako maják.

#### a) Standardní model

Jako standardní model se označuje Goldreichův a Julianův [10] popis magnetosféry neutronové hvězdy, který autoři publikovali v časopise *Astrophysical Journal* již krátce po objevu pulsarů. Model je založen na předpokladech, že

1. magnetosféra je vyplněna degenerovanou plazmou, tj. plazmou splňující vztah mezi elektrickým a magnetickým polem (viz odst. IVb)

$$(1) \quad \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} \sim 0 ;$$

2. vlastní magnetické pole neutronové hvězdy je dostatečně silné, takže v její blízkosti je splněna tzv. bezsilová aproximace: Hustota elektrického náboje  $\rho_e$  a proudu  $\mathbf{j}$  jsou vázány vztahem

$$(2) \quad \rho_e \mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} \sim \mathbf{0} ;$$

3. celý systém je stacionární ( $\partial/\partial t = 0$ ) a axiálně symetrický ( $\partial/\partial \varphi = 0$ );

4. neutronová hvězda má vlastní magnetické pole dipólového charakteru.

Podejme krátkou diskusi předpokladů 1–4. Zdrojem plazmy, která v magnetosféře zajišťuje splnění podmínky (1), je ve standardním modelu přímo povrch neutronové hvězdy. Elektrické síly vytrhující nabitě částice z povrchu jsou totiž mnohem silnější než přitažlivá síla gravitace. (Jako modelový příklad studujeme v odst. IVa rotující zmagnetizovanou sféru ve vakuu.) U komplikovanějších modelů jako zdroj částic přistupuje akreční disk, popř. tvorba elektron-pozitronových párů. Předpoklad (2) vyjadřuje, že gravitační a inerciální síly lze zanedbat proti elektrickým. Tato podmínka (která je silnější než (1)) implicitně předpokládá, že plazma je nábojově separovaná (odst. IVb). V jejím důsledku se nabitě částice mohou volně pohybovat, „klouzat“, podél siločar. Pohyb kolmo k siločárám je rychle utlumen radiačními ztrátami – v čase rovném řádově  $\tau$  (sec)  $\sim B^{-2}$  (tesla) pro elektrony (Michel [4]), což je velice krátký čas v případě neutronové hvězdy, avšak velice dlouhý v případě planet, kde jsou radiační ztráty nepatrné a částice se dlouhodobě pohybují jako v magnetickém zrcadle. Vzhledem k zakřivení siločar je podélný pohyb částic rovněž radiačně brzděn, takže tepelné pohyby jsou v první aproximaci zanedbatelné. 3. a 4. podmínka jsou prostě zjednodušující požadavky, které ještě ponechávají systém fyzikálně zajímavý. Takový přístup je při řešení fyzikálních problémů obvyklý. Konkrétní odůvodnění stacionarity ani axiální symetrie pulsarů však neexistuje. Ačkoli skutečný mechanismus činnosti pulsarů bude jistě komplikovanější, těžko si lze představit, že bychom mu porozuměli bez důkladné znalosti mnohem jednoduššího modelu splňujícího uvedené čtyři podmínky.

Označíme-li  $R$  poloměr neutronové hvězdy, můžeme zapsat její vnější magnetické pole ve sférických souřadnicích s ortonormální bází ( $\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\theta, \mathbf{e}_\varphi$ )

$$(3) \quad \mathbf{B} = B_p R^3 \left( \frac{\cos \Theta}{r^3} \mathbf{e}_r + \frac{\sin \Theta}{2r^3} \mathbf{e}_\theta \right) \quad \text{pro } r > R.$$

Některé modely neutronových hvězd tuto dipólovou aproximací vnějšího pole odůvodňují. Nepředpokládáme-li existenci povrchových proudů na hvězdě, musí být magnetická indukce spojitá při  $r = R$ . Význam konstanty  $B_p$  je pak zřejmý z hodnoty  $\mathbf{B}(r = R, \Theta = 0)$ . Materiál tvořící neutronové hvězdy je velmi dobrý vodič elektrického proudu (pedagogický výklad teorie neutronových hvězd viz např. [26]). V důsledku toho platí podmínka zamrznutí magnetického pole (35)

$$(4) \quad \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \mathbf{0},$$

kde  $\mathbf{v} = \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}$  je rychlost rotačního pohybu hmoty. Z (3, 4) plyne

$$(5) \quad \lim_{r \rightarrow R-} \mathbf{E} = B_p R \Omega \sin \Theta \left( \frac{1}{2} \sin \Theta \mathbf{e}_r - \cos \Theta \mathbf{e}_\theta \right).$$

Vzhledem ke spojitosti složky  $E_\theta$  na  $r = R$  plyne z (5)

$$(6) \quad \lim_{r \rightarrow R} E_\theta = \frac{1}{3} B_p R \Omega \frac{d}{d\Theta} P_2(\cos \Theta),$$

kde  $P_2(\cos \Theta) = \frac{3}{2} \cos^2 \Theta - \frac{1}{2}$  je Legendrův polynom. Vakuový elektrostatický potenciál splňující Poissonovu rovnici  $\nabla^2 \phi(r, \Theta) = 0$  a rovnici (6) má tvar

$$(7) \quad \phi = K r^{-3} P_2(\cos \Theta),$$

kde  $K = -\frac{1}{3} B_p \Omega R^5$ . Potenciál (7) odpovídá elektrickému kvadrupólu s intenzitou

$$(8) \quad \mathbf{E} = -\nabla \phi = 3K r^{-4} (P_2(\cos \Theta) \mathbf{e}_r + \sin \Theta \cos \Theta \mathbf{e}_\theta).$$

Plošná hustota náboje na povrchu hvězdy je určena nespojitostí radiální složky elektrického pole,

$$(9) \quad \sigma = \varepsilon_0 [E_r]_{r=R} = -B_p \Omega R \varepsilon_0 \cos^2 \Theta$$

( $\varepsilon_0$  značí permitivitu vakua).

Vidíme tedy, že (7) popisuje separaci povrchového náboje. Do celkového potenciálu přispívá ještě sféricky symetrická část úměrná  $Q/r$ , která změní hustotu  $\sigma$  o konstantu. Přesný tvar vztahů (7–9) závisí na velikosti celkového náboje  $Q$  a na konkrétním tvaru magnetického pole. Ve skutečnosti tyto detaily nejsou pro teorii pulsarů příliš důležité, neboť nejde o self-konzistentní řešení.

Aplikujeme-li uvedené vzorce na unipolární induktor (viz odst. IVa) sestroyený v rámci možností pozemské techniky, nezjistíme žádné zvláštní efekty: uvnitř vodivé zmagnetizované a rotující koule splňuje elektromagnetické pole podmínku (1), zatímco vně (ve vakuu) je hodnota invariantního výrazu

$$(10) \quad \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = -\Omega R (R/r)^7 B_p^2 \cos^3 \Theta \neq 0.$$

Skok v hodnotě  $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$  je způsoben povrchovým nábojem (9), který vytváří nenulovou komponentu elektrického pole ve směru magnetické indukce. Pro neutronovou hvězdu je interpretace uvedených vzorců složitější, neboť elektrická intenzita dosahuje v po-

vrchové vrstvě až  $10^{10}$  V/cm. Neexistuje síla, která by zabránila vytrhování nabitých částic z povrchu hvězdy. (Ruderman a Sutherland [11] na základě detailnějšího studia struktury neutronových hvězd ukázali, že toto tvrzení je jedním ze slabých míst standardního modelu. Prozatím je však přijmeme.) Proces vytrhování nabitých částic pokračuje až do okamžiku, kdy je podmínka (1) splněna i pro  $r > R$  a vakuum je nahrazeno vodivou magnetosférou. Z rovnice (7) je zřejmé, že existuje kritická siločára, na níž je potenciál stejný jako ve vzdálené mezihvězdné hmotě. Je-li magnetická osa shodně orientovaná s osou rotační, jsou elektrony vytrhovány z polárních čepiček. Tyto oblasti jsou kritickými siločarami odděleny od ekvatoriálního pásu, ze kterého unikají částice nabitě kladně. (Při antiparalelní orientaci je tomu naopak, pro konkrétnost však budeme uvažovat první možnost. Určité rozdíly mezi oběma situacemi – antipulsary a pulsary – diskutují rovněž Ruderman a Sutherland [11].) Blízko neutronové hvězdy tedy magnetické siločáry korotují s jejím povrchem a spolu s nimi korotují i nabitě částice. Přesná korotace však nemůže být zachována do libovolné vzdálenosti od rotační osy. V oblasti světelného cylindru definovaného vztahem

$$(11) \quad r = c/(\Omega \sin \Theta) \quad (c \text{ je rychlost světla})$$

začínají být nezanedbatelné inerciální síly působící na částice. Tvar magnetických siločar a pohyb částic mají za světelným cylindrem zcela odlišný charakter od blízké korotující zóny. Siločáry protínající světelný cylindr se zatáčejí v azimutálním směru a jsou neuzavřené. Jak ukazují přesnější výpočty (viz dále), příčinou toho je jednak přítomnost relativistických nabitých částic, jednak vliv rotace na energii-hybnost elektromagnetického pole samotného. Částice pohybující se podél neuzavřených siločar unikají pryč od hvězdy. Rotující neutronová hvězda tedy ztrácí energii ve formě toku částic a ve formě Poyntingova toku [4].

Číselnou hustotu  $n$  částic určíme z rovnice (4)

$$(12) \quad n = \frac{\epsilon_0}{e} |\nabla \cdot \mathbf{E}| = 2 \frac{\epsilon_0}{e} |\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{B}|,$$

kde  $e$  je elementární náboj. Vzhledem k velké elektrické intenzitě vyletují částice z povrchové vrstvy vysokou rychlostí, kterou nyní aproximujeme rychlostí světla  $c$ . K určení toku částic zbývá nalézt plochu polárních čepiček, z nichž částice podél neuzavřených siločar unikají. Využijeme přitom skutečnosti, že magnetický tok mezi rotační osou a danou siločárou je konstantní,

$$(13) \quad f = \int_0^\Theta B^r r^2 \sin \Theta' d\Theta' = \sin^2 \Theta / r = \text{konst.}$$

Z tohoto vztahu plyne, že siločára procházející povrchem hvězdy ve vzdálenosti  $\varrho = R \sin \Theta$  od osy symetrie dosáhne ekvatoriální rovinu na světelném cylindru, pokud  $\varrho^2 = \Omega R^3 / c$ . Plocha jedné polární čepičky je pak  $A \sim \pi \varrho^2$  a celkový tok částic

$$(14) \quad J \sim 2Anc = 4\pi\epsilon_0\Omega^2 B_p R^3 / e \sim 10^{34} \text{ s}^{-1}.$$

Ztráty ve formě Poyntingova toku činí



$$(15) \quad P = \frac{1}{\mu_0} \int (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{S} \sim \pi \Omega^4 B_p^2 R^6 / \mu_0 c^3 \sim 10^{24} \text{ W}.$$

Celkové energetické ztráty jsou přes moment setrvačnosti  $I$  svázány s úhlovou rychlostí  $\Omega$  vztahem pro energii rotačního pohybu

$$(16) \quad \mathcal{E} = \frac{1}{2} I \Omega^2.$$

Dosazení časové derivace (16) do (15) vede k formuli pro brzdění rotace

$$(17) \quad \dot{\Omega} \propto \Omega^3.$$

Typické hodnoty pro neutronovou hvězdu jsou  $I \sim 10^{38} \text{ kg m}^2$ ,  $\mathcal{E} \sim 10^{42} \text{ J}$ ,  $\dot{\mathcal{E}} \sim 10^{31} \text{ W}$  a  $\Omega/\dot{\Omega} \sim 10^6$  let. Jak už jsme se zmínili, standardní model není zcela konzistentní. Především ze (3, 12) plyne, že křivkou oddělující oblast kladných a záporných nábojů je přímka  $B_z = 0$  (tj.  $\Theta \doteq 55^\circ$ , resp.  $125^\circ$ ). Siločáry, podél nichž se mají pohybovat kladně nabitá částice, protínají tuto přímku a končí v záporně nabitých polárních čepičkách dávající tak zmatenou představu o pohybu nábojů. Částice, které unikly z oblasti kladného náboje by nemohly být věrohodným způsobem nahrazeny novými. Jako možné řešení byla navržena myšlenka vakuových mezer oddělujících obě populace nábojů [11, 12], která vedla k několika modelům s pozměněným tokem plazmy – nejpodstatněji u modelu Michelova [13], v němž oblast kladných nábojů vytváří ekvatoriální disk a je zcela oddělena od záporně nabitých polárních laloků. Tím je celý obvod rozpojen a Goldreichův-Julianův model vede k „mrtvému“ pulsaru bez jakéhokoli toku plazmy přes světelný cylindr a bez pozorovatelné emise záření.

Řada autorů ukázala další nesrovnalosti standardního modelu v blízké, přechodové i vzdálené zóně pulsarů. Proto ani žádný z fenomenologických a kvalitativních modelů, implicitně předpokládajících, že standardní model je „v podstatě správný“, nelze považovat za lepší. V důsledku toho pak není smysluplné rozlišovat mezi nekonzistentními modely na základě jejich souhlasu či rozporu s pozorováním. Je však možné, že problémy standardního modelu budou překonány jeho modifikací. V následující části proto uvádíme další možné přístupy k problému.

#### b) Variace na standardní model

Pokrokem v chápání magnetosféry pulsarů bylo nalezení speciálních self-konzistentních řešení určujících veličiny  $\rho_e$ ,  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$  a  $\mathbf{j}$  bez výchozího předpokladu o dipólovém magnetickém poli neutronové hvězdy. Přitom magnetické siločáry korotují obecně diferenciální rychlostí  $\mathbf{V} = \boldsymbol{\alpha} \times \mathbf{r}$ . Z rovnic (35, 39) plyne

$$(18) \quad \mathbf{j} = \rho_e \mathbf{V} + \mu \epsilon_0 \mathbf{B},$$

kde  $\mu$  je dosud neurčená skalární funkce. Za doplňujících předpokladů (např. o nábojově separované plazmě) lze položit  $\mu = 0$  [14]. Divergence (35) pak vede k výrazu pro hustotu proudu

$$(19) \quad \mu_0 \mathbf{j} = \frac{\mathbf{V}(\mathbf{B} \cdot \mathbf{S})}{V^2 - c^2},$$

kde  $\mathbf{S} = \nabla \times \mathbf{V}$  je tzv. vorticitata a  $\mu_0$  je permeabilita vakua. Rovnice (19) určuje self-konzistentní řešení, ve kterém nenulové magnetické pole implikuje nenulovou hustotu elektrického náboje, proudu a elektrického pole. Proud  $\mathbf{j}$  ovlivňuje pole  $\mathbf{B}$ , které modifikuje pole  $\mathbf{E}$  atd. Z (19) plyne, že  $\mathbf{j}$  na světelném cylindru (sc) nediverguje, pokud

$$(20) \quad \mathbf{B} \cdot \mathbf{S}|_{sc} = 0.$$

V cylindrických souřadnicích  $(\omega, z, \varphi)$  s osou symetrie  $z$  je vorticitata  $\mathbf{S}|_{sc} = 2\alpha \mathbf{e}_z$ . Z (20) vidíme, že  $\mathbf{B}|_{sc}$  je rovnoběžné s ekvatoriální rovinou. Řešení (19) lze vyjádřit ve tvaru Eulerových potenciálů  $f$  a  $\beta$  definovaných vztahy

$$(21) \quad \mathbf{B} = \nabla f \times \boldsymbol{\beta}, \quad \boldsymbol{\beta} = \mathbf{e}_\varphi / \omega,$$

které jsou funkcemi  $\omega$  a  $z$ . Význam  $f$  je zřejmý z (13). Z (21) dostaneme magnetickou indukci ve tvaru

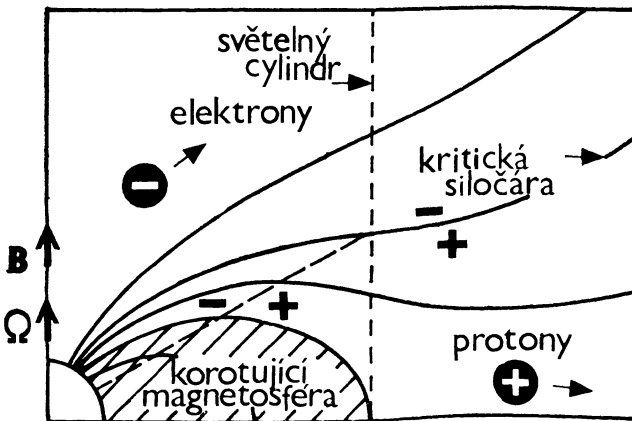
$$(22) \quad \mathbf{B} = -f_z \omega^{-1} \mathbf{e}_\omega + f_\omega \omega^{-1} \mathbf{e}_z.$$

Nejjednodušší řešení má tvar monopólu,

$$f = \text{konst}_1 + \text{konst}_2 z/r,$$

a další řešení lze získat jako vyšší multipóly.

Kdybychom uvažovali setrvačnou hmotnost částic, mohli bychom deformaci  $n$ -pólů (tj. jejich vytlačování jako na obr. 3) připsat na účet odstředivých sil působících na plazmu. V uvažovaném případě jde skutečně o efekt odstředivých sil, avšak na korotující energii-hybnost elektromagnetického pole samotného. Siločáry jsou za světelným cylindrem otevřené, Poyntingův tok  $\mathcal{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{B} / \mu_0$  a hustota momentu hybnosti



Obr. 3. Nástin magnetosféry pulsarů podle standardního modelu [10]. Nabitě částice unikají od neutronové hvězdy podél otevřených siločar protínajících světelný cylindr. Uzavřené siločáry tvoří korotující magnetosféru. Při zvolené paralelní orientaci magnetického pole a vektoru úhlové rychlosti vzniká v oblasti polárních čepiček proud záporně nabitých částic, který je oddělen od pozitivního náboje kritickou siločárou. Diagonální úsečka odděluje oblast záporného a kladného prostorového náboje (viz text). Znázornění magnetosféry v řezu  $\varphi = \text{konst.}$  umožňuje zakreslit pouze poloidální složku pole. Poblíž světelného cylindru se však stává stále významnější i toroidální komponenta.

$\mathbf{M} = \mathbf{r} \times \mathcal{S}$  jsou nenulové. Z (22) je zřejmé, že magnetické pole je čistě poloidální,  $\mathbf{B} \perp \mathbf{V}$ .

Elektrické pole bychom dostali dosazením (21) do (35). Hustota elektrického náboje je podle (18, 19) rovna

$$(23) \quad \rho_e = -\epsilon_0 \frac{\mathbf{B} \cdot \mathbf{S}}{1 - V^2/c^2}.$$

V odst. IVb je odvozen obecnější výraz bez předpokladu  $\mu = 0$ .

Řada prací předpokládá přítomnost dvoukomponentové (např. elektron-pozitronové) plazmy. V tom případě vstupuje do modelu další parametr dekuplující elektrický proud a hustotu náboje. V důsledku toho jsou tyto modely schopny popisovat oblasti, v nichž je jedna z veličin nulová zatímco druhá nikoli. Ve skutečnosti ovšem takový systém nemůže být stacionární, neboť elektrostatické pole není schopno vytrhnout z povrchu hvězdy náboje obou znamének současně. Myslitelná je existence oscilujících řešení.

Standardní model zanedbává reakci záření urychlených částic. Je pravděpodobné, že tato síla hraje důležitou roli, protože nutí částice driftovat přes siločáry. Mestel et al. [15] navrhli model, ve kterém elektrony vyletují z polární oblasti podél siločar podobně jako ve standardním modelu, avšak po dosažení relativistických rychlostí emitují  $\gamma$ -fotony. Reakce záření vede k driftovému pohybu elektronů směrem k ekvatoriální rovině a v ní zpět k povrchu hvězdy. Na rozdíl od standardního modelu se tedy částice ke hvězdě opět vrací.

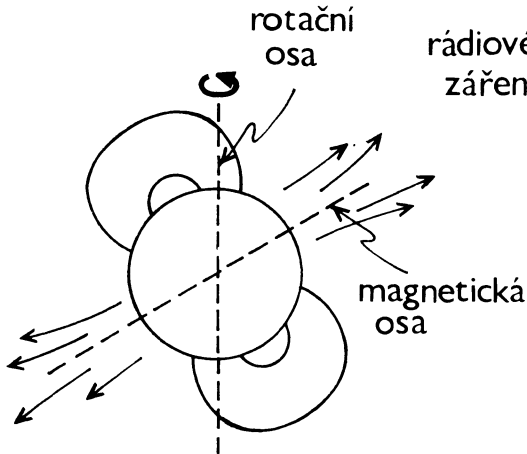
Tvorba elektron-pozitronových párů byla Sturrockem [16] navržena jako alternativní mechanismus produkující nabitě částice v magnetosféře. Tvrdé  $\gamma$ -záření urychlených elektronů vede v magnetickém poli ke vzniku párů, které mohou opět emitovat záření a dát vzniknout dalším párům. (Pro realistické hodnoty energie elektronů končí kaskáda u terciárních párů.) Bylo rovněž navrženo [17], že přerušení tvorby párů při pomalejší rotaci vede k vymizení emise pulsaru. Navíc jemná struktura oblasti, kde se páry tvoří, by mohla vysvětlit různorodé efekty, které u pulsarů pozorujeme.

Alternativní vysvětlení zániku emise pulsarů u period kolem 4 s zdůrazňuje postupný rozpad magnetického pole [18]. Tento efekt se zdá být pravděpodobný např. u binárního pulsaru PSR 1913+16, který vykazuje krátkou periodu ( $P \sim 59$  ms) a zároveň nepatrnou změnu periody ( $\dot{P} \sim 10^{-12}$ ). Tato neobvyklá kombinace mezi pulsary (srov. vztah (17)) se interpretuje jako výsledek sekundárního urychlení rotace akrecí hmoty v době, kdy je magnetické pole starého pulsaru již relativně slabé [19]. (Pro velké stáří binárního pulsaru hovoří fakt, že v jeho okolí nepozorujeme žádné pozůstatky výbuchu supernovy, která jej vytvořila.)

Základní otázkou v teorii pulsarů, kterou stacionární a axiálně symetrický standardní model nemůže v principu vyřešit, je příčina vzniku pulsů. Zcela přirozené je však zobecnění standardního modelu na skloněný rotátor. Také tento model předpokládá vznik magnetosféry urychlující nabitě částice a emitující rádiové záření. Tentokrát však konus záření opisuje kružnici s frekvencí danou rotací neutronové hvězdy. A pokud má pozorovatel štěstí a nachází se ve vhodném směru, vidí opakující se pulsy, jejichž pravidelnost je zajištěna vysokou stabilitou rotačního pohybu.

Myšlenka skloněného rotátoru vznikla perturbací standardního modelu. Její života-

schopnost je proto problematická, neboť vychází z nekonzistentního mechanismu. Je třeba vyjasnit, zda příčinou obtíží standardního popisu je příliš silné omezení geometrie systému na axiální symetrii. Skloněný rotátor má dosud charakter fenomenologického modelu. Mezi navrženými modely je však skloněný rotátor nejpravděpodobnější. Přitom obsahuje dostatek volnosti k vysvětlení konkrétního tvaru pulsů u jednotlivých objektů. Nejvíce propracovaný je model původně navržený Radhakrishnanem a Cookem [20], ve kterém je záření emitováno do koaxiálních kuželů. Komplexní tvar subpulsů vysvětluje model vzájemným uspořádáním kuželů a jejich polohou vzhledem k pozorovateli. Dosud málo prozkoumanou, ale nadějnou verzí, je extrémní případ téměř kolmého rotátoru.



Obr. 4. Geometrie modelu se skloněným rotátorem navrženého Radhakrishnanem a Cookem [20].

Obtíže standardního modelu i skloněného rotátoru vedly ke vzniku několika alternativních modelů. Nejdůležitějším z nich je diskový model, jehož relativistická analogie představuje velmi nadějný mechanismus pro vysvětlení extragalaktických rádiových zdrojů. Ve skutečnosti jeden z prvních elektrodynamických modelů těchto objektů [21], založený ještě na nerelativistické aproximaci, může být po přeškálování svých parametrů (hmotnost centrálního objektu, intenzita magnetického pole a lineární rozměr systému) aplikován na pulsary. Disk v okolí neutronové hvězdy se může vytvořit buď ze zbytku po výbuchu supernovy, nebo může jít o akreční disk, jaký vzniká např. v těsných binárních systémech. Diskový model nevyžaduje žádný nový emisní mechanismus, pouze jeho geometrie je více fixována. Opět je přirozené začít se studiem axiálně symetrického stacionárního systému. Poněvadž magnetické pole proniká jak neutronovou hvězdou, tak i plazmovým diskem, vystupují v modelu dva unipolární induktory. Disk přitom představuje zátěž a zároveň je dalším možným zdrojem částic pro magnetosféru. Hlavním parametrem určujícím charakter disku je magnetická indukce, která svazuje neutronovou hvězdu s diskem a je-li dostatečně silná, nutí nabitě částice v blízkosti hvězdy korotovat. Z observačního hlediska se plazma v disku projevuje tím, že zastíňuje rádiové záření pulsaru (to by mohlo být vysvětlením nejednoznačnosti v korepondenci mezi pulsary a zbytky supernov).

Byla navržena řada dalších modelů, vesměs však s podstatně menší nadějí na úspěch: mechanismus založený na oscilacích bílých trpaslíků, orbitálním pohybu tělesa kolem

neutronové hvězdy, dále modely s různými zářícími plochami jako jsou stojící rázové vlny generované hvězdným větrem aj.

Kromě vysvětlení pulsního mechanismu se modely pulsarů potýkají s jejich extrémně vysokou efektivní teplotou, kterou může objasnit pouze vhodný koherentní proces. Záření generované koherentně totiž dosahuje vyšší intenzity, než je prostý součet intenzit spontánní emise všech individuálních zářících částic. Standardní model předpokládá, že koherentní záření je emitováno svazky nabitých částic podobně jako např. v blesku. Takový mechanismus automaticky preferuje rádiové záření s vlnovou délkou větší, než je charakteristický rozměr svazků. Problémem tohoto scénáře je však nestabilita svazků. Alternativní modely předpokládají laserový efekt na volných elektronech, maserový efekt aj. (Přehled této problematiky je uveden např. v práci Ginzburga a Železnakova [22].)

Pulsary i kvazary byly objeveny metodami rádiové astronomie. Zatímco většina kvazarů září převážně v optické části spektra, jak se později ukázalo pulsary jsou téměř výhradně rádiovými zdroji. (Dosud pouze pulsar v Krabí mlhovině a pulsar Vela se podařilo spolehlivě detegovat na kratších vlnových délkách.) Bylo však navrženo, že pozorované difúzní rentgenovské pozadí (nebo alespoň jeho část) pochází od mladých pulsarů. Na druhé straně rádiově slabé X-pulsary lze vysvětlit jako „mrtvé“ rádiové pulsary (slabé magnetické pole, pomalá rotace, přerušená tvorba párů  $e^\pm$ ), které intenzivně akreují hmotu ze svého okolí. Pulsary jsou rovněž kandidáty na zdroje kosmických paprsků, gravitačních vln a popř. neutrin.

#### IV. Další fyzikálně zajímavé efekty

Tato kapitola je věnována několika fyzikálním problémům, které jsou v přímém vztahu k fyzice pulsarů, a upřesňuje terminologii používanou v člancích většinou již bez dalšího vysvětlení. Stejně tak jako většina prací o pulsarech přistupujeme k řešení nejprve v rámci nerelativistické aproximace. Následující odstavec se zabývá kinematickou teorií unipolární indukce. Tento pozoruhodný jev byl z teoretického hlediska předmětem značného zájmu v minulém století, kdy se ještě studovaly základní důsledky rovnic klasické elektrodynamiky. Později byly objeveny důležité aplikace tohoto efektu pro teorii slunečního a zemského dynama, pulsarů a v rámci relativistické teorie pro elektrodynamiku černých děr.

##### a) Unipolární indukce

Jev unipolární indukce nastává u rotujících zmagnetizovaných objektů. (Klasickým příkladem je vodivá sféra – neutronová hvězda – v Goldreichově a Julianově modelu.) Její příčinou je magnetická část Lorentzovy síly ( $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ ), která způsobuje přeskupení nabitých částic uvnitř tělesa a vznik indukovaného napětí. Samozřejmě stejný efekt nastává i u vodivých těles rotujících ve vnějším magnetickém poli. Právě toto uspořádání hraje důležitou roli v teorii extragalaktických rádiových objektů (viz dále). Podívejme se proto na jednoduchý příklad unipolární indukce na sféře v homogenním magnetickém poli [23].

Označme  $\kappa_1$  elektrickou vodivost uvnitř sféry ( $0 < \kappa_1 \leq \infty$  pro  $r \leq R$ ),  $\kappa_2$  vodivost materiálu vně sféry ( $0 \leq \kappa_2 \leq \infty$  pro  $r > R$ ),  $\mathbf{B}_0$  magnetickou indukci vnějšího pole ve směru osy symetrie ( $\Theta = 0, \pi$ ) a  $\Omega$  úhlovou rychlost rotace sféry. Transformační vztah pro magnetickou indukci měřenou ve dvou systémech pohybujících se navzájem rychlostí  $\mathbf{v}$  je

$$(24) \quad B'_{\parallel} = B_{\parallel} \quad (\text{část indukce rovnoběžná s } \mathbf{v}), \text{ resp.}$$

$$B'_{\perp} = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) \left(\mathbf{B} - \frac{1}{c^2} \mathbf{v} \times \mathbf{E}\right)_{\perp} \quad (\text{část indukce kolmá k } \mathbf{v}).$$

Vidíme tedy, že rozdíl mezi magnetickou indukcí v klidovém systému sféry a v klidovém systému vnějšího pozorovatele je řádu  $(\Omega r/c)^2$ . V první aproximaci můžeme tento rozdíl zanedbat. Rotující sféra v původně homogenním magnetickém poli indukuje elektrické pole, a tedy také proudy  $\mathbf{j}_1$  (uvnitř sféry), resp.  $\mathbf{j}_2$  (vně sféry). Tím dochází ke zpětnému ovlivnění magnetického pole a ke vzniku sil působících proti rotaci, takže self-konzistentní řešení nebude stacionární (příčinou je brzdění rotace pulsarů). Pro realistické hodnoty vstupních parametrů ( $B_0, \Omega, R$ ) je charakteristický čas brzdění mnohem delší, než je perioda rotace, takže toto zpětné ovlivňování můžeme zanedbat. Intenzitu elektrického pole vyjádříme pomocí potenciálu ve tvaru  $\mathbf{E} = -\nabla\phi$ . Hustotu proudu zapíšeme jako součet dvou členů – konvektivního proudu, způsobeného společným pohybem nabitých částic s okolním prostředím, a vodivostního proudu daného Ohmovým zákonem  $\mathbf{j}_v = \kappa(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$ . Tedy uvnitř sféry

$$(25) \quad \mathbf{j}_1 = \varrho_e \mathbf{v} + \kappa_1(-\nabla\phi_1 + k_1 \mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) \quad \text{pro } r \leq R,$$

kde  $\mathbf{v} = \Omega \times \mathbf{r}$  a  $k_1 = \begin{cases} 1 & \text{v soustavě SI,} \\ 1/c & \text{v soustavě CGS.} \end{cases}$

(Pro snazší porovnání s ostatní literaturou uvádíme v tomto odstavci výrazy v obou systémech jednotek.) Vně sféry se uplatňuje pouze vodivostní proud,

$$(26) \quad \mathbf{j}_2 = -\kappa_2 \nabla\phi_2 \quad \text{pro } r > R.$$

Předpokládáme-li konstantní hodnotu vodivosti,  $\kappa_1, \kappa_2 = \text{konst.}$ , dostaneme z rovnice kontinuity  $\nabla \cdot \mathbf{j}_1 = \nabla \cdot \mathbf{j}_2 = 0$  vztahy

$$(27) \quad \begin{aligned} -\nabla^2\phi_1 + 2k_1\Omega B_0 &= 0, \\ \nabla^2\phi_2 &= 0. \end{aligned}$$

Okrajové podmínky k těmto rovnicím plynou ze spojitosti potenciálu a radiální složky proudu na povrchu sféry,

$$(28) \quad \phi_1 = \phi_2, (\mathbf{j}_1)_r = (\mathbf{j}_2)_r \quad \text{na } r = R.$$

Dále požadujeme konečnost  $\phi_{1,2}$  všude a  $\phi_2 \rightarrow 0$  pro  $r \rightarrow \infty$ . Z rovnic (25, 28) plyne

$$(29) \quad \kappa_1 \frac{\partial}{\partial r} \phi_1 - \kappa_1 k_1 \Omega B_0 r \sin^2 \Theta = \kappa_2 \frac{\partial}{\partial r} \phi_2 \quad \text{pro } r = R.$$

Řešení uvedených rovnic splňující okrajové podmínky má tvar

$$(30) \quad \phi_1 = \frac{1}{3}k_1\Omega B_0 \left[ \frac{\kappa_1 r^2}{2\kappa_1 + 3\kappa_2} (1 - 3 \cos^2 \Theta) + r^2 - R^2 \right] \quad \text{pro } r \leq R,$$

$$\phi_2 = \frac{1}{3}k_1\Omega B_0 \frac{\kappa_1 R^5}{(2\kappa_1 + 3\kappa_2) r^3} (1 - 3 \cos^2 \Theta) \quad \text{pro } r > R.$$

Ve speciálním případě  $\kappa_1 \rightarrow \infty$  bychom dostali vztahy analogické těm, které byly odvozeny v kapitole IIIa z předpokladu dokonalé vodivosti uvnitř neutronové hvězdy. Elektrické pole určíme pomocí gradientu potenciálu (30). Dosazením do (26) pak zjistíme, že elektrický proud teče z ekvatoriální oblasti sféry ( $\cos^2 \Theta < 1/3$ ) směrem k pólům při paralelní orientaci vektoru úhlové rychlosti a magnetického pole, resp. opačně při orientaci antiparalelní. Na sféře se vytváří povrchový náboj o velikosti

$$(31) \quad \sigma = \frac{1}{3}k_1 k_2 \Omega B_0 R \left[ (1 - 3 \cos^2 \Theta) \frac{5\kappa_1}{2\kappa_1 + 3\kappa_2} - 2 \right],$$

kde  $k_2 = \begin{cases} \varepsilon_0 & \text{v soustavě SI,} \\ 1/4\pi & \text{v soustavě CGS.} \end{cases}$

Speciálně v případě ideálně vodivé sféry v nevodivém prostředí ( $\kappa_1 \rightarrow \infty$ ,  $\kappa_2 = 0$ )

$$(32) \quad \sigma = \frac{1}{2}k_1 k_2 \Omega B_0 R (3 - 5 \cos^2 \Theta).$$

Vztah (32) odpovídá Goldreichově-Julianově náboji (9), ovšem s odlišnou konfigurací magnetického pole. Velikost radiální komponenty elektrického pole těsně nad povrchem sféry je

$$E_r|_{r=R} = \frac{1}{2}k_1 \Omega B_0 R (1 - 3 \cos^2 \Theta).$$

Je zajímavé, že zcela identický vztah dostaneme i v plně relativistickém řešení magnetického pole na pozadí rotující černé díry [7].

Pokud vnější prostředí nevede elektrický proud, vytvoří se mezi pólem a rovníkem napětí. V případě sféry o průměru 1 m rotující s periodou 0,01 s v poli o indukci 1 T ( $10^4$  G) činí toto napětí

$$U = \phi_2(r_{\pm} = R, \Theta_{\pm} = \pi/2) - \phi_2(r = R, \Theta = 0) \doteq 1 \text{ V}.$$

V případě sféry o průměru neutronové hvězdy rotující se stejnou periodou v poli o indukci  $10^8$  T indukuje se napětí  $U \doteq 10^{16}$  V. Analogickou hodnotou Goldreichova-Julianova napětí se vysvětluje vytrhování nabitých částic z neutronové hvězdy.

#### b) Rovnice bezsilové magnetosféry

Rovnice magnetohydrodynamiky je třeba pro analytické řešení zjednodušit vhodně zvolenou aproximací. Výchozím bodem budou pro nás Maxwellovy rovnice ve tvaru

$$(33) \quad \begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -\partial \mathbf{B} / \partial t, & \nabla \cdot \mathbf{E} &= \rho_c / \varepsilon_0, \\ \nabla \times \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{j} + c^{-2} \partial \mathbf{E} / \partial t, & \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0. \end{aligned}$$

Hledáme-li stacionární řešení, členy s časovými derivacemi vymizí. Častým předpokladem je dostatečné množství vysoce vodivé plazmy v magnetosféře. Nabité částice se pod vlivem elektrického pole rychle pohybují, až je v klidovém systému plazmy elektrická intenzita  $\mathbf{E}' = 0$ . Podle transformačního předpisu analogického (24)

$$(34) \quad \begin{aligned} E'_{\parallel} &= E_{\parallel} \\ E'_{\perp} &= \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})_{\perp} \end{aligned}$$

pak v systému, vůči němuž se plazma pohybuje rychlostí  $\mathbf{v}$ , platí

$$(35) \quad \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0,$$

Tato podmínka také znamená, že magnetické pole je zamrzlé do plazmy (magnetický tok libovolnou uzavřenou smyčkou je konstantní, jako by se siločáry pohybovaly spolu s hmotou). Zapišme rychlost plazmy v okolí neutronové hvězdy jako součet korotačního pohybu s magnetickými siločarami a pohybu podél siločar.

$$(36) \quad \mathbf{v} = \lambda \mathbf{B} + \mathbf{V},$$

kde  $\mathbf{V} = \boldsymbol{\alpha} \times \mathbf{r}$  a  $\boldsymbol{\alpha}$  značí úhlovou rychlost rotace siločar. (Obecně nemusí siločáry korotovat jako tuhé těleso; tedy  $\boldsymbol{\alpha}$  je funkcí polohy a popisuje diferenciální rotaci siločar). V blízké zóně hmota korotuje s povrchem neutronové hvězdy,

$$(37) \quad \mathbf{E} = -(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) \times \mathbf{B}.$$

Elektromagnetické pole splňuje v tomto případě podmínku degenerace,

$$(38) \quad \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0.$$

Pokud je navíc magnetické pole dostatečně silné, můžeme v pohybové rovnici plazmy

$$\mathbf{F}_{\text{Lorentz}} + \mathbf{F}_{\text{ostatní}} = 0$$

zachovat pouze příspěvek od Lorentzovy síly. Potom

$$(39) \quad \rho_e \mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} = 0.$$

Magnetosféru splňující rovnici (39) nazýváme bezsilovou. Je zřejmé, že bezsilová magnetosféra automaticky vyhovuje podmínce degenerace. Síla  $\mathbf{F}_{\text{ostatní}}$  zahrnuje především příspěvky od síly gravitační, elektrostatické a sil interciálních. V případě nábojově separované plazmy může elektrostatická síla zbývající dvě vyrovnávat a zajistit tak zachování bezsilové magnetosféry. U dvoukomponentové plazmy však nemohou být vyrovnány síly na obě složky zároveň a splnění podmínky (39) je třeba dále ověřovat.

Z rovnic (35, 39) plyne vztah (18) uvedený dříve. Dosazením (18) do Maxwellových rovnic (33) pak odvodíme výraz pro hustotu náboje

$$(40) \quad \rho_c = \epsilon_0 \frac{\mu \mathbf{V} \cdot \mathbf{B} - c^2 \mathbf{B} \cdot \mathbf{S}}{c^2 - V^2}$$



zobecňující vztah (23). Přirozeně magnetosféra přestává být bezsilovou v oblasti, kde je vliv inerciálních sil podstatný, tedy u světelného cylindru.

Až dosud byly všechny úvahy zaměřeny na teorii pulsarů, třebaže jsme v úvodu předeslali, že v přírodě existují další, mnohem hmotnější objekty, u nichž se uplatňuje efekt unipolární indukce a jejichž magnetosféra zprostředkovává přenos rotační energie centrálního tělesa. Těmito objekty jsou nejpravděpodobněji kvazary a některé další typy aktivních jader galaxií, které napájí rozsáhlé rádiové zdroje. Observační a teoretická východiska, na kterých je fyzika extragalaktických rádiových zdrojů založena, jsou obsahem zbývající části článku.

## V. Observační vlastnosti aktivních galaktických jader

V roce 1943 objevil americký astronom C. K. Seyfert několik galaxií s neobvykle jasnými jádry a širokými emisními čarami ve spektru. Od té doby byla nalezena celá řada extragalaktických objektů s podobně aktivními jádry. Jejich podstata zahrnuje celou řadu efektů z různých částí fyziky, a proto neexistuje jednoduchá „botanika“, která by aktivní jádra zařadila do několika fenomenologických tříd. Nicméně se používají určitá kritéria rozdělující tyto objekty podle jejich morfologie, spektra, množství vyzařené energie, proměnnosti apod. Poslední vydání katalogu kvazarů a aktivních jader [5] zahrnuje již 887 aktivních galaxií, 3473 kvazistelární zdroje (kvazary) a 84 objekty typu BL Lacertae. Všechny tyto zdroje zahrnujeme souhrnně pod pojem aktivní galaktická jádra.

Pokud se týká optické morfologie, můžeme dělit aktivní jádra podle poměru jejich jasnosti k jasnosti podkladové struktury (galaxie) a podle Hubbleova typu asociované galaxie. Kvazary jsou bodové (hvězdám podobné) objekty. V některých případech byla odhalena slabá difúzní struktura obklopující kvazar, která připomíná galaxii. Galaxie s velmi malými jasnými jádry emitujícími většinou jejich záření se nazývají N-galaxie. Kromě toho byla objevena řada kompaktních galaxií, které lze jen stěží rozlišit od hvězd. Většina N-galaxií jsou rádiově silné spirály, zatímco kompaktní galaxie jsou rádiově slabé a bez jakékoli struktury. Konečně výše zmíněné Seyfertovy galaxie náležejí mezi galaxie spirální.

Kromě optického vzhledu existují ještě další hlediska, podle nichž lze objekty rozdělovat. Především jde o charakter spektra. Seyfertovy galaxie typu I vykazují velmi široké emisní čáry, které svědčí o vysokých teplotách a rychlostech termálního pohybu ( $\sim 3000$  km/s) částic v jejich jádrech. Záření v infračerveném oboru spektra, frekvenční závislost polarizace, absorpce silikáty a poměry intenzit vodíkových čar svědčí o přítomnosti velkého množství plynu a prachu. Seyfertovy galaxie typu I byly detegovány i na ultrafialových, X a  $\gamma$ -frekvencích (např. typická rentgenovská luminozita činí  $10^{36}$  W). Časová proměnnost těchto objektů se pohybuje v rozsahu hodin až měsíců. Jejich spektrum je v celkovém vzhledu velmi podobné kvazarům (viz dále) až na celkově nižší energetický výkon.

Široká křídla emisních čar nenacházíme u Seyfertových galaxií typu II. Tyto galaxie jsou slabými zdroji X-záření, mají strmá ultrafialová, optická a blízká infračervená

spektra. Díky těmto vlastnostem představují analogii mnohem energetičtějším objektů BL Lacertae (viz dále). V rádiovém oboru je typ II asi 10krát jasnější proti typu I. Rádiové záření přichází obvykle z dvojitého zdroje o celkovém rozměru kolem 1 pc.

Kvazary jsou objekty s velmi širokými emisními čarami a vysokou luminozitou (absolutní magnituda  $M \lesssim -23$ ). Enormní rudé posuvy čar připisuje většina astrofyziků kosmologickým vzdálenostem kvazarů. Největší zářivý výkon kvazarů spadá do ultrafialového oboru (UV exces se připisuje záření disku plazmy v okolí centrálního objektu). Intenzita rádiového záření je velmi rozdílná: asi 90 % všech kvazarů je rádiově tichých (tj. jejich specifická rádiová luminozita je mnohem nižší než optická); zbývajících 10 % jsou rádiově hlasité kvazary. Rozdíl mezi oběma typy zřejmě souvisí s podkladovou galaxií. Jasně rádiové kvazary jsou často uvnitř eliptické struktury. Slabší kvazary jsou často ve spirálách a představují tak zářivé analogy Seyfertových galaxií. Rádiové záření kvazarů přichází částečně z kompaktního jádra s plochým spektrem, které má průměr pod 1 pc, částečně z vnější struktury se strmým spektrem a rozměrem nad 10 kpc. Kvazary s rozsáhlými rádiovými laloky jsou analogiemi klasických dvojitých zdrojů asociovaných s velkými eliptickými galaxiemi. V nedávné době bylo zjištěno, že řada kompaktních zdrojů má velmi slabé rádiové laloky, a také naopak byly nalezeny slabé kompaktní zdroje uvnitř typických dvojitých objektů. To je jeden z argumentů pro společný původ kompaktních i rozsáhlých rádiových zdrojů. Také bychom se měli zmínit o pozoruhodných kompaktních zdrojích se symetrickou dvojitou strukturou, které jsou patrně počátečním stadiem vývoje rádiových objektů.

Dalšími hledisky pro dělení kvazarů do různých tříd je optická polarizace záření (99 % kvazarů má polarizaci nižší než 1 %), proměnnost (1 % kvazarů vykazuje silnou proměnnost na škálách několika dnů až měsíců) a přítomnost absorpčních čar ve spektru; (asi u 3–10 % objektů).

Objekty typu BL Lacertae jsou velmi zářivé a proměnné zdroje. Nejvyššího výkonu dosahují v infračerveném oboru –  $L_{2\mu} \sim 10^{36} - 10^{39}$  W. Jsou ve velkých eliptických galaxiích. Je možné, že jsou obsaženy ve všech galaxiích tohoto typu. Ve spektru objektů BL Lac nepozorujeme výrazné čáry. Jejich rádiové záření je dominováno příspěvkem kompaktního jádra, i když některé z nich mají také rozsáhlou rádiovou strukturu. Optické a infračervené záření je zpravidla silně polarizováno ( $5\% \lesssim P \lesssim 40\%$ ). Objekty BL Lac patří mezi silné zdroje X-záření.

V teorii aktivních galaktických jader hrají důležitou úlohu astrofyzikální výtrysky hmoty – jety. První z jetů byl objeven H. D. Curtisem v eliptické galaxii M87 již v roce 1917, avšak teprve nedávná radioastronomická pozorování ukázala, jak časté tyto útvary ve vesmíru jsou. Předpokládá se, že jety zásobují energii, hybností a hmotou z centrálního zdroje rozsáhlé rádiové laloky. U všech rádiových zdrojů ovšem jety pozorovat nemůžeme. V současné době je známo několik set výtrysků, z nichž některé jsou oboustranné, některé pouze jednostranné [6]. Nejdleší z nich dosahují do vzdálenosti až několika Mpc od centra. Tvar a zářivost jetů zřejmě závisí na jejich interakci s intergalaktickým prostředím a na orientaci vůči pozorovateli. Interferometrickými metodami s rozlišovací schopností až  $10^{-4}$  obloukové vteřiny se podařilo objevit minijety – krátké výtrysky o délce kolem 1 pc. Minijety, mířící většinou ve směru rozsáhlých výtrysků, jsou pravděpodobně počátkem rozsáhlých jetů v oblasti u jádra. Cílem teorie extragalactic-

kých rádiových objektů asociovaných s aktivními jádry je nalézt fyzikální mechanismus, který je schopen dodávat obrovské množství energie po dobu až  $10^7$  let. Navíc energie uvolněná ve formě plazmových výtrysků musí být kolimována s velmi stabilní orientací v prostoru.

## VI. Krátký přehled teorie rádiových zdrojů

### a) Standardní obraz kvazarů

Čtvrtstoletí systematického výzkumu vedlo k nahromadění rozsáhlého observačního materiálu [9]. Je jisté, že žádný jednoduchý model nebude schopen postihnout širokou škálu vlastností těchto objektů, kvalitativní podobnost všech aktivních galaktických jader je však udivující. Vždyť např. celková luminozita nejvýkonnějších kvazarů převyšuje až o 7 řádů luminozitu Seyfertových galaxií a tyto objekty dělí vzdálenost odpovídající  $10^{10}$  let. Přesto zjišťujeme těsné analogie v jejich spektrech, které nás přivádějí na myšlenku, že „centrální motor“ všech aktivních jader je založen na podobném mechanismu. Vzhledem k enormnímu energetickému obsahu těchto objektů, poměrně malým rozměrům prostoru, v němž je energie uvolňována, a vzhledem k rychlé časové proměnnosti je tímto mechanismem nejpravděpodobněji akrece hmoty na masivní černou díru.

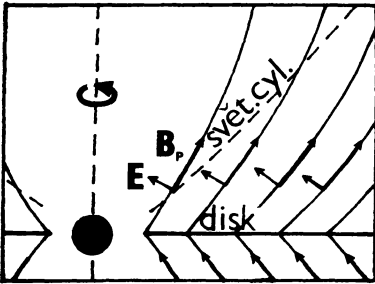
Na základě pozorování rozlišujeme u kvazarů čtyři oblasti: 1. vlastní akreující objekt; 2. blízká zóna, v níž je kinetická energie akreované hmoty transformována na záření a ve které dochází k urychlování částic větru a jetů; 3. oblast, ve které vznikají široké dovolené emisní čáry (Broad-Line-Region, BAL); a 4. nejvzdálenější oblast s nízkou hustotou hmoty, v níž je pohyb částic již pomalejší a vznikají úzké zakázané čáry (Narrow-Line-Region, NLR). Kvazary jsou běžně opticky proměnné s dobou  $\tau \sim 1$  rok, avšak rentgenovské záření některých objektů typu BL Lac má  $\tau \sim 10$  hodin. Nejvyšší proměnnost vykazují jádra Seyfertových galaxií NGC 4051 a NGC 6814. u nichž  $\tau \sim 100$  s. Na základě uvedených údajů lze odhadnout hmotnost černé díry na  $10^6 M_{\odot}$  u Seyfertových galaxií a  $10^8 M_{\odot}$  u kvazarů. Alternativní vysvětlení založená např. na modelu těsné hvězdokupy jsou méně pravděpodobná.

Rádiové vlastnosti kvazarů silně závisí na tvaru a tloušťce BLR, neboť není pravděpodobné, že by nabitě částice emitující toto záření mohly být urychlovány na relativistické rychlosti ve větší vzdálenosti od černé díry. Pochopení fyziky této zóny je důležité i pro správný model centrálního objektu, protože vlastní černou díru přímo pozorovat nemůžeme. Vlastnosti hmoty tvořící BLR jsou takové, že je opticky tlustá vůči rádiovému záření, které je v plazmě efektivně pohlcováno. Rádiové záření proto může unikat pouze volnými mezerami. Nejpravděpodobnější konfigurace je disk s poměrně prázdným prostorem podél osy symetrie. Sama teorie akrečních disků je velmi rozsáhlá a neuzavřená disciplína. Uvedme proto pouze, že v případě extragalaktických rádiových zdrojů se předpokládá existence tlustého disku – toru (vertikální tloušťka toru  $\sim$  vzdálenost od osy symetrie). Tloušťka toru je zřejmě udržována tlakem iontů [23]. V jistém smyslu je konfigurace černé díry s akrečním diskem jednodušší proti analogickému modelu

pulsaru. Existuje totiž tzv. Bardeenův-Petersonův jev – čistě relativistický efekt, který způsobuje postupné stáčení akrečního disku do ekvatoriální roviny rotace černé díry. Tak je přirozeným způsobem odůvodněn zjednodušující předpoklad axiální symetrie.

### b) Blandfordův-Znajekův model

V roce 1976 navrhl Blandford [21] model extragalaktických rádiových objektů, který vychází z diskového modelu pulsarů. V rámci nerelativistické aproximace se podařilo Blandfordovi nalézt některá speciální řešení rovnic bezsilové magnetosféry. (Struktura magnetosféry ovšem není bezsilová v oblasti světelného cylindru a v disku.) V původním modelu se ještě uvažoval tenký disk. Blandford studoval především elektrodynamické efekty (Poyntingův tok, elektromagnetické brzdění disku) a zanedbával inerciální síly na částice. Jeho model je stacionární, přičemž energie a moment hybnosti extrahované z disku jsou doplňovány další akrecí. Z několika důvodů bylo třeba tento model upravit: U rádiových zdrojů jsou pravděpodobnější tlusté disky, které jsou schopny kolimovat často pozorované výtrysky (hmota je urychlována v poměrně úzkých „komínech“ podél osy symetrie disku); relativistické efekty v blízkosti černé díry a inerciální síly na plazmu



Obr. 5. Schematické znázornění magnetosféry jednoho ze selfkonzistentních řešení Blandforda [21]. Povšimněme si, že v modelech uvažujících diferenciální rotaci siločar ( $\alpha \neq \text{konst.}$ ) již nemusí mít světelný cylindr (plocha  $ar \sin \Theta = c$ ) tvar válce, jako tomu bylo např. u Goldreichova-Julianova modelu. Šipky znázorňují poloidální složku magnetické indukce  $B_p$ , a k ní kolmý vektor elektrické intenzity  $E$ .

u světelného cylindru nelze předem zanedbávat; konečně pravděpodobnějším zdrojem energie pro jety je mnohem stabilnější centrální objekt. Blandford a Znajek [24] formulovali relativistickou verzi elektrodynamického modelu, v níž roli centrálního objektu představuje rotující (Kerrová) černá díra. Jejich teorii dále zobecnil Phinney [7] zahrnutím inerciálních efektů. S hlavními myšlenkami tohoto modelu se nyní seznámíme.

Výchozími rovnicemi jsou (v obvyklých jednotkách  $c = G = 1$ ) zákon zachování energie-hybnosti

$$(41) \quad T^{\alpha\beta}_{;\beta} = 0,$$

zachování počtu částic

$$(42) \quad (nU^\alpha)_{;\alpha} = 0$$

a zamrznutí magnetického pole

$$(43) \quad F_{\alpha\beta}U^\beta = 0.$$

V rovnicích (41–43) značí  $T^{\alpha\beta}$  tenzor energie-hybnosti, který Phinney píše ve tvaru součtu dvou částí: První příspěvek pochází od elektromagnetického pole,

$$T_{\text{EMG}}^{z\beta} = \frac{1}{4\pi} \left( F^{\alpha\mu} F_{\mu}^{\beta} - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} g^{\alpha\beta} \right),$$

druhý příspěvek pochází od hmoty ve formě ideální tekutiny,

$$T_{\text{Hmoty}}^{\alpha\beta} = (\rho + p) U^{\alpha} U^{\beta} + p g^{\alpha\beta}.$$

Zde  $g^{\alpha\beta}$  je metrika Kerrovy černé díry (vliv disku a magnetosféry na geometrii prostoročasu je zanedbatelný ve srovnání s gravitačními efekty samotné černé díry).  $U^{\alpha}$  je čtyřrychlost hmoty a  $p$ , resp.  $\rho$  její tlak, resp. hustota.  $F_{\alpha\beta}$  v (43) označuje tenzor elektromagnetického pole. Analogii vztahů (41–43) s obdobnými vzorci klasické fyziky lze nejlépe ověřit v lokálně inerciálním systému. Např. (43) zapsáno ve tvaru

$$\begin{pmatrix} 0, & E^x, & E^y, & E^z \\ -E^x, & 0, & B^z, & -B^y \\ -E^y, & -B^z, & 0, & B^x \\ -E^z, & B^y, & -B^x, & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -1 \\ v^x \\ v^y \\ v^z \end{pmatrix} = 0$$

je přímo identické s (35). (41–43) jsou rovnice bezsilové magnetosféry v relativistické notaci.

Vzhledem ke stacionaritě a axiální symetrii prostoročasu existují v něm dva Killingovy vektory, časový  $k^{\alpha}$  a axiální  $m^{\alpha}$ , splňující Killingovu rovnici

$$(44) \quad k_{\alpha;\beta} + k_{\beta;\alpha} = 0, \quad \text{resp.} \quad m_{\alpha;\beta} + m_{\beta;\alpha} = 0.$$

Ve sféroidálních souřadnicích  $(x^0, x^1, x^2, x^3) = (t, r, \Theta, \varphi)$  mají Killingovy vektory složky  $k^{\alpha} = \delta_0^{\alpha}$  a  $m^{\alpha} = \delta_3^{\alpha}$ . Rovnice (44) společně se zákonem zachování (41) umožňují definovat dva nové čtyřvektory,

$$(45) \quad \mathcal{E}^{\mu} = -T_0^{\mu} \quad \text{a} \quad \mathcal{L}^{\mu} = T_3^{\mu},$$

vyhovující rovnici kontinuity

$$(46) \quad \mathcal{E}^{\mu};_{\mu} = 0 = \mathcal{L}^{\mu};_{\mu}.$$

Vektory (45) tedy reprezentují hustotu toku energie a momentu hybnosti. Celkový tok energie a momentu hybnosti z černé díry pak zjistíme integrací radiálních komponent  $\mathcal{E}^r$  a  $\mathcal{L}^r$  přes povrch horizontu. Tento tok jde na účet celkové hmotnosti černé díry – přesněji řečeno na účet té části, která odpovídá rotaci díry. (Extrakce energie tedy snižuje úhlovou rychlost rotace černé díry; maximální množství energie, kterou lze tímto procesem vzdálit z černé díry odpovídá asi jedné třetině její hmotnosti.)

Na rozdíl od neutronové hvězdy černá díra nemůže emitovat potřebné množství nabitých částic do magnetosféry. Jejich hlavním zdrojem je pravděpodobně produkce elektron-pozitronových párů.

K tomu, aby celkový tok energie z černé díry byl v nekonečnu kladný, je třeba 1. nenulová úhlová rychlost rotace černé díry a 2. vhodná konfigurace vnějšího elektromagnetického pole. Z astrofyzikálního hlediska je významný právě model s rotující černou dírou obklopenou akrečním diskem. I poměrně slabé magnetické pole galaxie totiž může být v průběhu akrece značně zesíleno, pokud je splněna podmínka jeho zamrznutí do plazmy. Úloha torů u rádiových zdrojů je tedy dvojí – kolimovat vystupující jety

a udržovat magnetické pole pronikající horizontem černé díry. V tomto smyslu je černá díra analogická unipolárnímu induktoru převádějícímu v magnetickém poli svou rotační energii na jinou formu. Tato analogie obzvlášť vynikne, zapíšeme-li také relativistickou analogii okrajových podmínek na povrchu induktoru. Přesněji řečeno: Okrajové podmínky nelze názorně interpretovat přímo na horizontu, neboť na něm trvale nemohou být žádní fyzikální pozorovatelé — každý hmotný objekt spadne do černé díry. Je to však možné na libovolně blízké ploše těsně nad horizontem. Gaussův zákon umožňuje interpretovat radiální komponentu elektrického pole na této ploše jako násobek hustoty povrchového náboje; Ampérův zákon poskytuje analogický vztah mezi tangenciální složkou magnetického pole a hustotou proudu tekoucího po povrchu; Ohmův zákon dává do souvislosti hustotu povrchového proudu, vodivost povrchu a tangenciální elektrické pole; a konečně rovnice kontinuity vyjadřuje zákon zachování náboje, který přechází z okolního prostoru na povrch plochy nebo naopak. Není jistě třeba zdůrazňovat, že všechny takto zavedené pojmy — povrchový náboj, proud, vodivost atd. — jsou pouze fiktivní veličiny. Ve skutečnosti neexistují a pozorovatel padající do černé díry by v okolí horizontu nezjistil nic mimořádného. Taková interpretace nám však pomáhá názorně chápat a intuitivně předpovídat výsledky komplikovaných relativistických výpočtů a porovnávat je s již známými výsledky klasické elektrodynamiky a speciálně teorie pulsarů. Jako příklad uveďme, že černá díra rotující v magnetickém poli o síle 10 T generuje napětí mezi ekvatoriální rovinou a póly; toto napětí dosahuje hodnot až  $10^{20}$  V. Elektrickým obvodem uzavřeným přes plazmový disk a magnetosféru pak může téci proud dosahující  $10^{18}$  A. Z černé díry je tak extrahována energie  $10^{38}$  W, která je postupně předávána částicím v jetech a emitována ze zdroje. Je přirozené, že ve fyzice tak komplikovaných objektů, jakými aktivní jádra galaxií a jety bezesporu jsou, hraje významnou roli řada dosud nepochopených či zcela neznámých efektů. Přesto se astrofyzikové domnívají, že černé díry pracující jako gigantické elektrické stroje, jsou zdrojem pohánějícím tyto kosmické objekty.

## Literatura

- [1] PACINI, F.: *Nature* 216 (1967), 567.
- [2] HEWISH, A., BELL, S. J., PILKINGTON, J. D. H., SCOTT, P. F., COLLINS, R. A.: *Nature* 217 (1968), 709.
- [3] GOLD, T.: *Nature* 218 (1968), 731.
- [4] MICHEL, F. C.: *Rev. Mod. Phys.* 54 (1982), 1.
- [5] VÉRON-CETTY, M.-P., VÉRON, P.: *ESO Scientific Report* 5 (1987).
- [6] BEGELMAN, M. C., BLANDFORD, R. D., REES, M. J.: *Rev. Mod. Phys.* 56 (1984), 255.
- [7] PHINNEY, E. S.: Ph. D. Dissertation. Institute of Astronomy, Cambridge University (1983).
- [8] JONES, T. W.: *Pub. A. S. P.* 98 (1986), 129.
- [9] WEEDMAN, D. W.: *Quasar astronomy*. Cambridge Univ. Press (1986).
- [10] GOLDREICH, P., JULIAN, W. H.: *Ap. J.* 157 (1969), 869.
- [11] RUDERMAN, M. A., SUTHERLAND, P. G.: *Ap. J.* 196 (1975), 51.
- [12] HOLLOWAY, N. J.: *Nature Phys. Sci.* 246 (1973), 6.
- [13] MICHEL, F. C.: *Astrophys. Sp. Sci.* 72 (1980), 175.
- [14] MICHEL, F. C.: *Ap. J.* 180 (1973), 207.

- [15] MESTEL, L., ROBERTSON, J. A., WANG, Y.-M., WESTFOLD, K. C.: *Mon. Not. R. astr. Soc.* 217 (1985), 443.
- [16] STURROCK, P. A.: *Ap. J.* 164 (1971), 529.
- [17] STURROCK, P. A., BAKER, K., TURK, J. S.: *Ap. J.* 206 (1976), 273.
- [18] FUJIMURA, F. S., KENNEL, C. F.: *Ap. J.* 236 (1980), 245.
- [19] RADHAKRISHNAN, V., in: SWINGS, J.-P. (ed.): *Highlights of Astronomy 7* (1986), 3.
- [20] RADHAKRISHNAN, V., COOKE, D. J.: *Ap. J. Lett.* 3 (1969), 225.
- [21] BLANDFORD, R. D.: *Mon. Not. R. astr. Soc.* 176 (1976), 465.
- [22] GINZBURG, V. L., ZHELEZNYAKOV, V. V.: *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 13 (1975), 511.
- [23] REES, M. J., BEGELMAN, M. C., BLANDFORD, R. D., PHINNEY, E. S.: *Nature* 295 (1982), 17.
- [24] BLANDFORD, R. D., ZNAJEK, R. L.: *Mon. Not. R. astr. Soc.* 179 (1977), 433.
- [25] DOWNS, G. S.: *Ap. J.* 249 (1981), 687.
- [26] SHAPIRO, S. L., TEUKOLSKI, S. A.: *Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars*. John Wiley and Sons (1983).

## Solitonová řešení a metoda obráceného rozptylu

*Ladislav Hlavatý, Praha*

Předkládaný text je rámcovou informací o metodě řešení nelineárních parciálních diferenciálních rovnic (NLPDR), která v posledních dvaceti letech získala značnou popularitu mezi fyziky i matematiky, zejména díky své schopnosti poskytovat tzv. solitonová řešení.

Vlivem kvantové teorie a jejího superpozičního principu se v minulých desetiletích intenzivně zkoumaly lineární systémy, tj. lineární prostory, lineární reprezentace atd., takže se zdálo, že pro popis fyzikálních systémů není jiných zapotřebí. Úspěchy poruchové teorie v kvantové elektrodynamice tento dojem jen potvrzovaly.

Pojem solitonu, jakožto lokalizovaného objektu stabilního vůči srážkám, se poprvé objevil v roce 1965 [1] (pomineme-li pro současný vývoj nedůležitá pozorování J. S. Russela v minulém století). Uplatnil se [2] ve fyzice plazmatu, hydrodynamice, nelineární optice, pevných látkách [3] i ve fyzice elementárních částic [4]. V současné době jsou známa solitonová řešení pro řadu fyzikálně důležitých rovnic a důležitost těchto řešení tkví mimo jiné v tom, že je nelze obdržet poruchovou metodou. Mohou tedy být užitečná při popisu jevů, které nelze vysvětlit linearizovanými rovnicemi.

Slovo soliton je v současné době používáno v různých kontextech a účelem tohoto článku je mimo jiné přispět k jeho objasnění. Pro definici solitonu budeme potřebovat pojmy metody obrácené úlohy rozptylu (MOUR), a proto se budeme věnovat především jí.