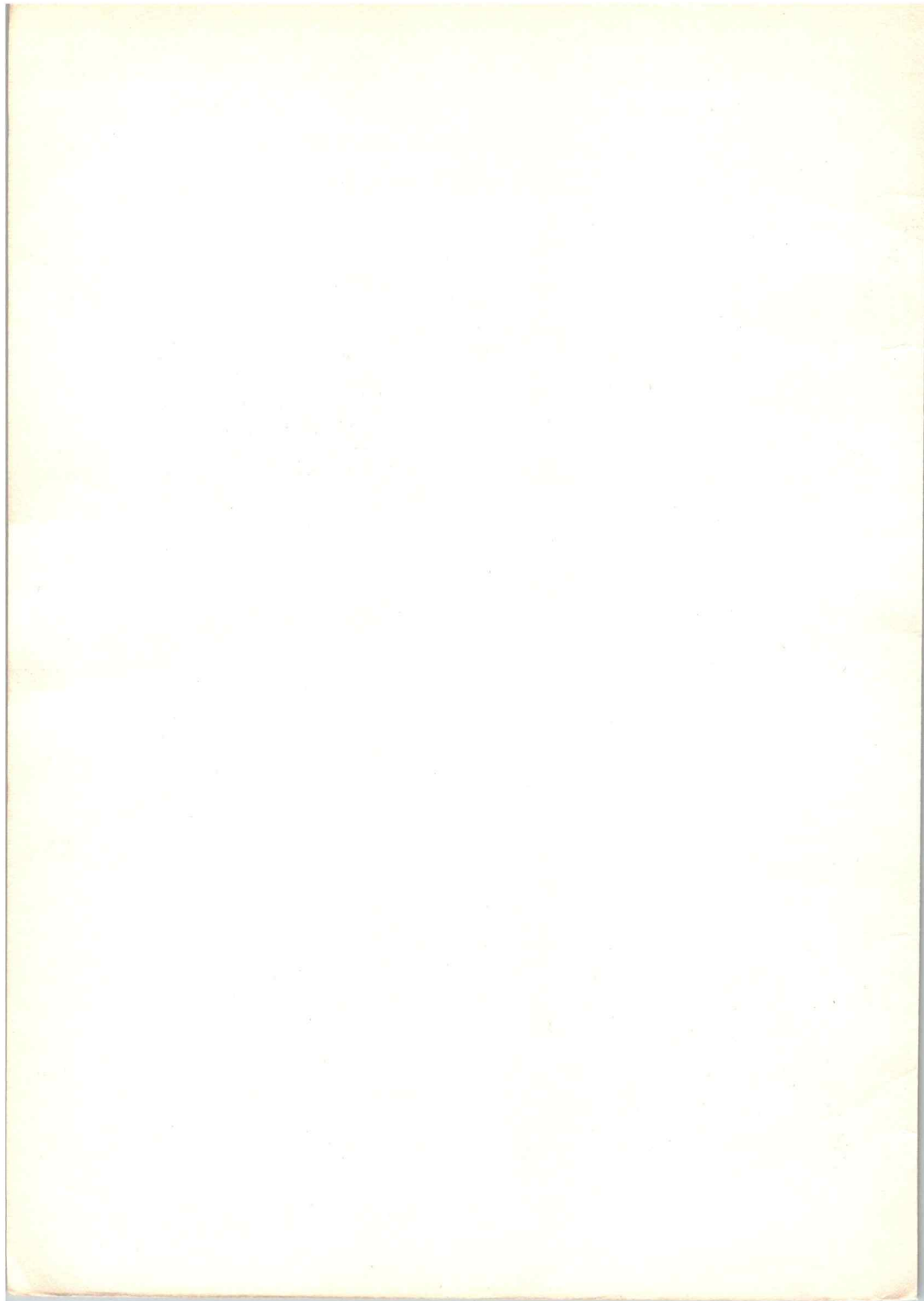




KOSMICKÉ ROZHLEDY

1/1977

NEPERIODICKÝ VĚSTNÍK ČESKOSLOVENSKÉ ASTRONOMICKÉ SPOLEČNOSTI PŘI ČSAV



KOSMICKÉ ROZHLEDY, neperiodický věstník Československé astronomické společnosti při Československé akademii věd

ročník 1977

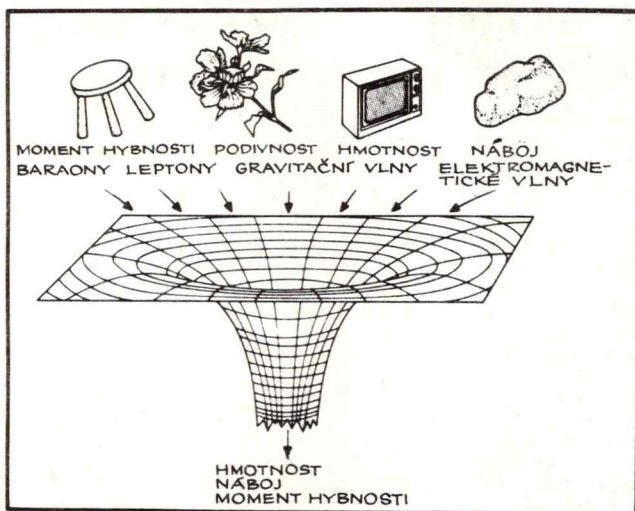
číslo 1

Seznámení s černou dírou

Quasistelární rádiové zdroje, pulsary, neutronové hvězdy - všechny tyto objekty vstoupily na jeviště moderní fyziky v několika posledních letech. Poslední vstup patří s největší pravděpodobností černé díře. Černá díra, ať již "běžné velikosti" /přibližně o jedné sluneční hmotě, $1 M_{\odot}$ / nebo mnohem větší /kolem 10^6 až $10^{10} M_{\odot}$ /, které snad existují v jádrech některých galaxií/ bude naším "laboratorním modelem" pro gravitační kolaps, předpovězený Einsteinovou teorií.

Černá díra je to, co následuje po úplném gravitačním kolapsu objektu. Prostorčas je tak silně zakřiven, že ani světlo z ní nemůže vyjít, žádná hmota nemůže být vypuzena a žádná měřící hůl nemůže vydržet, je-li strčena dovnitř. Jakýkoliv typ objektu, který spadne do černé díry, ztrácí svou oddělenou identitu a zachovává si jen svou hmotnost, moment hybnosti a hybnost /obr. 1/. Nikdo dokonce ani nemůže najít způsob, jak rozlišit mezi dvěma černými děrami, postavenými z nejružnějších druhů hmoty, mají-li stejnou hmotnost, náboj a moment hybnosti. Měření těchto tří parametrů je umožněno díky jejich působení na keplerovské dráhy testovacích objektů, nabitých či nenabitých, obíhajících kolem černé díry.

Jak vypadá fyzika černé díry, závisí více na výběru pozorovatele než na čemkoli jiném. Předpokládejme, že se pozorovatel rozhodne následovat hroutící se hmotu kolapsem dolů na černou díru. Pak tuto hmotu uvidí rozmačkanou do nekonečně vysoké hustoty a on sám bude také roztrhán nekonečně narůstajícími slapovými silami. Žádná protipůsobící síla nemá tu moc, aby jej zachránila od katastrofy, jakmile jednou překročil jistou kritickou plochu známou jako "horizont". Výsledný kolaps proběhne v konečné době po průchodu touto kritickou plochou a je nevyhnutelný. Čas a prostor uvnitř černé díry jsou změněny neobvyklým způsobem: směr přibývání vlastního času je pro pozorovatele směrem zmenšující se souřadnice r . Pozorovatel nemá větší možnost vrátit se k větším hodnotám r než pohnout zpět s ručičkami hodin



vlastního života. Nemůže dokonce ani zůstat na jednom místě z jednoduchého důvodu: nemá možnost zastavit chod času.

Předpokládáme, že se pozorovatel raději rozhodne pozorovat kolaps z dálky. Za cenu své vlastní bezpečnosti je mu pak odepřena jakákoliv možnost vidět víc než počáteční kroky na cestě ke zhroutilí. Žádné signály, žádné informace z pozdějších fází kolapsu k němu nikdy neproniknou; jsou chyceny geometrií kolapsu.

Skutečnost, že dostatečná hmotnost chladné hmoty povede nezbytně zhroutilí do černé díry /Oppenheimer a Snyder, 1939/, je jedna z nejkázalejších předpovědí běžné Einsteinovy teorie relativity z r. 1915. Geometrie kolem zhroutilího sféricky symetrického /nerotujícího! / objektu byla vypracována Karlem Schwarzschildem /otcem amerického astrofyzika Martina Schwarzschilda/ již r. 1916. Roku 1963 Roy Kerr našel geometrii spojenou s rotujícími zhroutilími objekty. James Bardeen nedávno vyslovil tvrzení, že většina hvězd nebo hvězdných jader bude mít tak veliký moment hybnosti, že černá díra vytvořená po kolapsu bude rotovat s téměř největší možnou rychlostí rotace /"povrchová rychlost" rovná rychlosti světla/. Roger Penrose /1969/ ukázal, že částice přicházející z dálky do bezprostředního sousedství černé díry /do "ergosféry" / z ní může čerpat energii. Demetrios Christodoulou /1970/ ukázal, že celkovou

hmotnost-energií černé díry lze rozložit do tří částí,

$$E^2 = m_{ir} + L^2/4m_{ir}^2 + p^2 .$$

První část je "irreducibilní" / zůstává neměnná při "vratných transformacích", vždy narůstá při "nevratných transformacích"/, druhá a třetí část /vzniká z momentu hybnosti L a hybnosti p / může být zvětšena nebo zmenšena podle libosti.

Tři nejslibnější nyní zkeunané způsoby detekce černých děr jsou:

- pulsy a deprovodné gravitační záření vydávané kolapsem při jeho utváření /viz Physics Today, srpen 1969, str. 61, a srpen 1970 str. 41 pro vylíčení pionýrských pokusů Josepha Webera pro detekci gravitačního záření/;

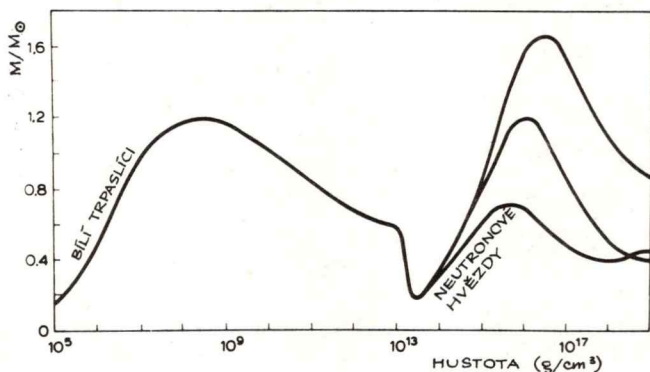
- široká škála elektromagnetického záření v tvrdé X a γ oblasti vysílaného hmotou, která padá do černé díry po jejím utvoření /to je představa Ja. B. Zel'doviče a I.D.Novikova; záření není emitováno jednotlivými částicemi padajícími dovnitř, ale plynem jako celkem, který je stlačen a zahřát na 10^{10} nebo 10^{11} K "nálevkovým efektem" na své cestě k černé díře/;

- záblesky a jiná aktivita, kterou produkuje ergosféra rotujících černých děr.

1. Rovnovážné konfigurace

Hmotnost superhusté hvězdy /dosažené kolapsem, který nevede k černé díře/ je dána jedine svou centrální hustotou; to plyne ze stavové rovnice spojující tlak a hustotu. Integrací rovnice pro relativistickou hydrostatickou rovnováhu /Harrison et. al., 1965/ až k bodu, kde se tlak blíží k nule, najdeme celkovou hmotnost odpovídající každé hodnotě středové hustoty. Myšlenka, že dostatečně hmotné hvězdy se mohou zhroutit bez omezení pod vlivem svého vlastního gravitačního pole, se nabízelá při studiu bílých trpasličích hvězd. To jsou velice husté hvězdy, v nichž tlak pochází přímo z degenerovaného Fermiho elektronového plynu. Neexistuje totiž stabilní řešení pro bílého trpaslíka s hmotností nad Chandrasekharovou mezí, která je kolem 1,2 sluneční hmotnosti. Co je konečným bodem vývoje pro hvězdy hmotnější než tato kritická mez?

Odpověď spočívá v "lokální fyzice" shrnuté ve stavové rovnici a v "globálních vlastnostech" určených gravitačním polem. Lze očekávat, že rozdílné gravitační teorie /tj. např. Newtonova, Einsteinova nebo Jordan - Brans - Dickeva/ dají různé výsledky. Stavová rovnice však musí zahrnovat všechny fyzikální jevy, včetně fyziky vysokých energií. Ignorování stavové rovnice při supranukleárních hustotách zhoršuje rozlišení mezi těmito "konkurenčními" teoriemi. Rodina stabilních neutronových hvězd nicméně existuje pro všechny "rozumné" stavové rovnice. Minimální hmotnost členů této rodiny je kolem 0,16 sluneční hmoty, maximální hmotnost je však nejistá až o čtyřnásobek. Na obr. 2 je zakreslena závislost hmotnosti na středové hustotě za předpokladu Harrison-Wheelerovy stavové rovnice, aby se ukázal rozdíl



mezi newtonovskou gravitací a obecnou teorií relativity v oblasti neutronových hvězd.

2. Neutronová hvězda nebo černá díra?

Fyzika tvorby neutronové hvězdy nebo černé díry je mnohem složitější než fyzika samotných těchto objektů. Má se za to, že v tomto procesu jádro hvězdy, snad jádro pozdního obra, se hroutí ze svého původního poloměru několika tisíc kilometrů do kompaktního objektu o poloměru několika desítek kilometrů. Jádro se tisíce let pomalu vyvíjelo až do stádia, kdy je nestabilní vůči gravitačnímu zhroutilí. To však neznamená, že jeho hmotnost leží přesně na hranici 1,2 sluneční hmotnosti, prvním vrcholu křivky na obr. 2. Jádro může být dvakrát, pětkrát nebo desetkrát hmotnější a ještě se nezhroutí, je-li "nafukováno" dostatečně vysokou teplotou. Chladnutím je však takový systém automaticky přiveden ke zhroutilí. Colgate a White /1966/ a May a White /1967/ provedli výzkum toho, co se stane za zjednodušujícího předpokladu sférické symetrie. Materiál hvězdy se začne pohybovat dovnitř zpočátku pomalu, pak rychleji a rychleji, s charakteristickým časem menším než desítky sekund. Brzy podstatná část této hmoty natolik kontrahuje, že se značně zvětší působnost gravitačního pole, které stahuje vnitřní jádro dohromady. Následkem toho se rychlost kontrakce jádra zvětšuje mnohem víc než je tomu u okolního obalu.

Z výpočtů plynou dva velice rozdílné výsledky, které závisí na tom, zda hmotnost jádra a kinetická energie jeho implo-

ze bude či nebude dostatečná pro te, aby přivedla systém k úplnému gravitačnímu kolapsu. Úplný kolaps vytváří "černou díru". Na druhé straně však, je-li hmotnost příliš malá nebo rychlost imploze příliš nízká, je kolaps zastaven na nukleárních hustotách nebo poblíž nich. Zastavení tak velkého množství hmoty má za následek náhleou přeměnu ohromné kinetické energie v energii tepelnou, jakoby ve středu systému byla umístěna "nálož dynamitu". Vysoká teplota /kolem 10^{12} K/ vyvine značný tlak. Obal obklopující vnitřní jádra padá mnohem pomaleji a náhle pocítí tento tlak. Imploze je obrácena. Obal je vymrštěn ven za výronu kosmického záření a expanze ionizovaného plynu. Známým příkladem takového jevu tzv. supernovy je Krabí mlhovina s hmotností zhruba řádu velikosti sluneční hmotnosti.

Rotace a magnetické pole spojené s rotací může významně změnit charakter imploze, což ukázala nedávná práce Le Blanca a Wilsona /1969/. Středové části hvězdy se smršťují a tečí se rychleji a rychleji, neboť musí být zachován moment hybnosti. Při tom se na jádre namotávají magnetické siločáry jako provázek na cívku. Faraday-Marwellove odpuzování mezi siločarami nutí cívku, aby se prodlužovala. Siločáry táhnou hmotu s sebou za vzniku záblesků u obou pólů. Bude zajímavé podívat se na te, jak se budou tyto efekty měnit, zahrneme-li do výpočtů všechny fyzikální detaily Colgate-May-Whiteovy analýzy stejně jako jaderné reakce.

3. Nepřetržitý kolaps

Jestliže jádro kolabující hvězdy je příliš hmotné, nebo má příliš velkou kinetickou energii, může se imploze při dosažení nukleárních hustot zpomalovat, ale ani jaderné síly ji nezastaví. Gravitační síly se stávají zdrcujícími, systém přejde přes stádium neutronové hvězdy a následuje úplný gravitační kolaps. Výsledný systém bývá různě nazýván: "nepřetržitým kolapsem", "zamrzlou hvězdou" nebo "černou dírou". Každé jméno vyjadruje odlišný aspekt kolabujícího systému. Kolaps je nepřetržitý, protože dokonce ani v nekonečném čase, měřeno vzdáleným pozorovatelem, není ještě kolaps dokončen. Odchylka od statické konfigurace Schwarzschildova poleměru $r = 2m$, jak ji vidí vzdálený pozorovatel, se zmenšuje exponenciálně v čase s charakteristickou dobou řádu 2m, tj. kolem 10 mikrosekund pro objekt se sluneční hmotností. /tabulka 1 vysvětluje čistě geometrickou soustavu jednotek používanou v obecné relativitě/.

Tabulka 1 - Geometrické jednotky

Einsteinův přístup ke gravitaci je čistě geometrický, každou veličinu lze vyjádřit v jednotkách délky. Z tohoto pohledu je rozdíl mezi kilogramy a metry nebo mezi sekundami a metry stejně umělý jako rozdíl mezi kilometry a metry.

V geometrických jednotkách tedy máme:

$$1 \text{ m času /tj. čas na 1 m cesty světla/ je } 1\text{m} / (3 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}) = \\ = 3,3 \times 10^{-11} \text{ s} = 1/30 \text{ ns.}$$

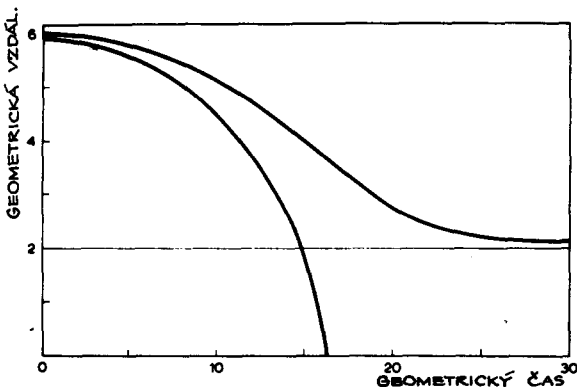
$$1 \text{ m hmotnosti je } 1\text{m} / (G/c^2) = 1\text{m} / (0,742 \times 10^{-27} \text{ m kg}^{-1}) = 1,4 \times 10^{27} \text{ kg,}$$

cež je srovnatelné s hmotností Země. Hmotnost Slunce, $1,987 \times 10^{30}$ kg v konvenčních jednotkách, je 1,47 km v geometrických jednotkách. Ohyb světla, které míjí objekt o hmotnosti m v geometrických jednotkách ve vzdálenosti b je $\theta = 4m/b$.

$$1 \text{ m}^2 \text{ úhlového momentu je } 1 \text{ m}^2 / (G/c^3) = 1 \text{ m}^2 / (2,47 \times 10^{-36}) = 4,05 \times 10^{35} \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-1}.$$

Maximální úhlový moment pro černou díru o hmotnosti 1 km je 1 km^2 .

Pro pozorovatele, který se pohybuje spolu s hroutící se hmotou, se naproti tomu rozměry zmenšují do nekonečně malých hodnot v konečném a velmi krátkém vlastním čase /obr. 3/.



Sférický systém se navíc jeví zvenčí jako černý; žádné světlo nemůže uniknout. Světlo k němu vyslané i částice na něj hozené padají dovnitř. "Měřicí tyče" pro měření rozměrů by byly zbytečně spouštěny do takového objektu. Tyč se restrhá na kusky slápevými silami a zbytky tyče, jejíž struktura je zcela rozrušena, spadnou dovnitř beze stop. V tomto smyslu je systém černá díra.

4. Proces třešení

Předpokládá se, že černé díry vznikají nejméně třemi procesy:

1. Příčný katastrofický kolaps hvězdy s jádrem podobným bílému trpaslíku; kolaps přejde přes hustoty neutronové hvězdy bez zastávky.

2. Dvojkrokový proces: kolapsem přejde hvězda s jádrem bílého trpaslíka do stavu horké neutronové hvězdy, následuje chladnutí a kolaps do černé díry.

3. Několikakrokový proces: z počátku se vytvoří stabilní neutronová hvězda a pak následuje pomalá akrece hmoty, čímž se

zvýší hmotnost nad kritickou mez nutnou pro kolaps.

Co se stane, dojde-li ke kolapsu, bylo dobře analyzované pro případ sférické symetrie, který dovoluje rozbor perturbacími metodami. V obecném a velmi důležitém případě velkých odchylek však bylo dosud řešeno jen několik velice jednoduchých případů. Toto fantastické pole je ještě z větší části neprozkoumané. Hlavní otázku si položíme snadno: dojde každý systém po úplném gravitačním kolapsu do "obvyklého konečného stavu", jednoznačně určeného jeho hmotností, nábojem, momentem hybnosti a žádným jiným dalším parametrem?

5. Prachový oblak

Začneme s oblakem prachu o hustotě 10^{-13} kg m⁻³ a poleměru $1,7 \times 10^{17}$ m. Mrak at se smršťuje svou vlastní gravitační přitažlivostí, až se jeho poloměr zmenší na 10^{-5} jeho původní hodnoty, tj. $1,7 \times 10^{12}$ m. Prach je ještě prachem. Nevzniká zde žádný tlak, který by mohl zabránit pokračujícímu smršťování. Navzdory běžným vlastnostem lokální dynamiky však bude globální dynamika dosahovat extrémních relativistických podmínek. Jak tedy vlastně lze popsat, co se zde děje?

Byly odvozeny mnoho různých variant řešení tohoto problému, původní analýzou Oppenheimera a Snydera /1939/ počínaje a řešením O. Kleina /1961/ a jiných konče. Nejjednodušší analýza pro naše účely pochází od Beckedorffa a Misnera /1962/, v níž je geometrie uvnitř oblaku shodná s geometrií Friedmannova vesmíru, tj. nadkoule stejné křivosti.

Geometrie na ní je

$$ds^2 = a^2(\eta) [-d\eta^2 + d\chi^2 + \sin^2\chi(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)]$$

kde $a(\eta)$ je poloměr křivosti, a hyperbolický úhel χ nabývá hodnot od 0 do π , je-li koule celá. Není-li, vzrůstá pouze od středu k povrchu mraku.

Hustota mraku v počátečním okamžiku je vztažena k počáteční křivosti a_0 obvyklým vztahem pro Friedmannův vesmír $\rho_0 = 3/8\pi a_0^3$. Během kolapsu je vzrůstající část gravitační energie prachového oblaku převáděna na energii kinetickou. Celková hmotnost -energie se však nemění.

Vně prachového oblaku se zachovává statická Schwarzschildova geometrie /Birkhoffův teorém/:

$$ds^2 = - (1 - 2m/r) dt^2 + (1-2m/r)^{-1} dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2).$$

Friedmannova a Schwarzschildova geometrie se setkávají na hranici prachového oblaku. Částice umístěná na této hranici padá podle dvou různých zákonů, což lze spočítat z Friedmannova a Schwarzschildova řešení. Výsledky se však musí shodovat - a tomu tak skutečně je.

6. Světelný kužel

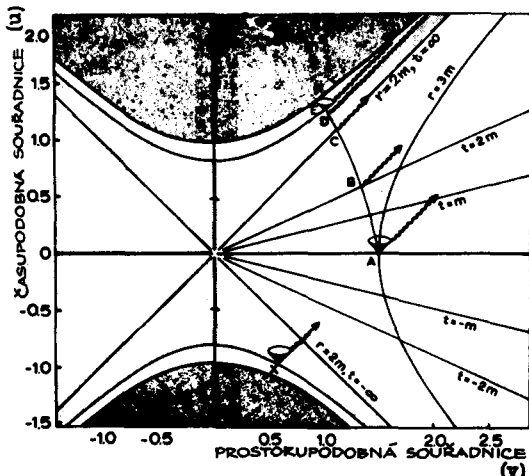
Světlo vyslané z částice na obvodu prachového oblaku, která ještě nedošla na Schwarzschildův poloměr, vždy unikne, je-li emitováno radiálně ven. Odchyluje-li se však od radiálního směru o nějaký úhel ve své vlastní lokální Lorentzově sousta-

vě, bude se od něj stále více odchylovat, až se stane, že dosáhne nulové radiální rychlosti. Vyslaný foton tedy bude zachycen, nebyl-li vyslán v povoleném kuželu kolem radiálního směru. Tento povolený kužel se zmenšuje, až zcela zmizí, smrští-li se oblak na Schwarzschildův poloměr. Světlo, které se vyzářuje radiálně "ven" poté, co se mrak zhroutil pod Schwarzschildův poloměr, nepronikne nikdy ke vzdálenému pozorovateli. Je chyceno; ne v hmotě, ale v kolapsu geometrie, která hmotu obklopuje.

7. Kruskalův diagram

Podle ebr. 3 končí pád zkušební částice směrem na černou díru ve vzdálenosti $r = 2m$, viděné vzdáleným pozorovatelem. Podle někoho, kdo sám padá se zkušební hmotou, končí pád na $r = 0$. Jak mohou dvě tak rozdílné verze pravdy být slučitelné? Pro odpověď stačí upřít pozornost na samu Schwarzschildovu geometrii a na zkušební částici, která v této geometrii padá.

Hlavní myšlenka je jednoduchá. Rozpětí souřadnic $2m < r < \infty$, $-\infty < t < +\infty$ nebude stačit k pokrytí celé Schwarzschildovy prostoročasu. Čas "jde za nekonečno" stejně jako Achilles předhání želvu ve známém Zenonově paradoxu. Neúplnost obvyklého rozpětí souřadnic je vidět nejlépe tím, že použijeme Kruskalovy souřadnice /Kruskal, 1960; Fronsdal, 1959/, což je znázorněno na ebr. 4.



V tomto diagramu je u časupodobná a v prostorupodobná souřadnice. Bedy o stejné t -hodnotě leží na přímkách $v/u = \text{konst.}$ Bedy stejné r -hodnoty leží na hyperbolách $u^2 - v^2 = \text{konst.}$ s asymptotami $u = \pm v$. Radiálně ven se pohybující světelný paprsek je vždy představován přímkou se sklonem $dv/du = +1$, radiálně dovnitř se pohybující paprsek přímkou se sklonem $dv/du = -1$.

Je vidět, že u je skutečně "poziční souřadnice" pro

hodnoty r větší než $2m$; ale pro hodnoty r menší než $2m$ mění tato souřadnice charakter - stává se souřadnicí spíše časovou než prostorovou. Je možné udržet se na neměnné hodnotě $r > 2m$ např. pomocí raketového výtahu. Nelze se však udržet na $r < 2m$ víc než je možné zastavit čas. Vývoj času nutí takového pozorovatele sestoupit z $r = 1,9 m$ na $r = 1,8 m$ a tak dál až do $r = 0$. Je sevřen světelným kuželem uvnitř, únik není možný.

8. Odchylky od symetrie

Sférický oblak padá do Schwarzschildovy "černé díry". Co se stane, jestliže se mrak mírně odchýlí od sféricnosti? Nemá-li moment hybnosti, zhroutí se ještě do Schwarzschildovy černé díry. Má-li moment hybnosti menší než kritický, skončí jako jednoznačně definovaná, byť i zkroucená černá díra daná Kerrovou geometrií, která přísluší rotujícímu systému.

"Standardní řešení" pro černou díru dané hmotností a momentem hybnosti obsahuje jistý moment kvadrupólový i momenty vyšší. Bylo zjištěno /Israel, 1967, Doroskevič et al., 1965, 1966/, že jakékoliv perturbace od obvyklého Kerrova řešení se zmenšují exponenciálně s časem. Vnějšímu pozorovateli se smývají všechny podrobnosti gravitačního pole s výjimkou hmotnosti a momentu hybnosti, což svědčí o tom, že původní perturbace nebyly příliš velké.

Podobně se všechna rozložení náboje poblíž černé díry jeví jako sféricky symetrická. Extrémní gravitační pole v blízkosti černé díry siločáry obvyklého tvaru značně zkroutí. Dál od černé díry siločáry vypadají, jako by vycházely z místa mnohem blíže ke středu než je skutečné umístění náboje. Dipólový moment jde k nule, blíží-li se poleha náboje $2m$. Ve výsledném vzorku již nic nezradí skutečné umístění náboje. V černé díře jednoduše vidíme hmotnost a náboj, ale žádné jiné podrobnosti. Zákon pro vymizení dipólu p , jak jej odvodil Price, zní:

$$p \sim \frac{\log t}{t^4} .$$

Toto zmizení probíhá podle zákona stejného druhu jako je zákon ztrácení perturbací vyšších momentů než je dipólový moment rozložení hmoty.

Kolaps vede k černé díře, jež je vybavena hmotností, nábojem a momentem hybnosti, ale jak dnes můžeme soudit, žádnými jinými parametry: "černá díra nemá vlasy". Udělejme jednu černou díru celou z hmoty; jinou, stejné hmotnosti, momentu hybnosti a náboje, celou z antihmoty. Potom nikdo nebude moci navrhnout použitelnou metodu na zjištění, která je která. Není ani znám způsob, jak odlišit tyto dvě od třetí černé díry, utvořené kolapsem mnohem menšího množství hmoty a pak dostavené na vymezenou hmotnost a vymezený moment hybnosti přidáním dostateku fotonů nebo gravitonů. Na stejné úrovni je i čtvrtá černá díra, vybudovaná kolapsem oblaku záření úplně bez jakékoliv "hmoty".

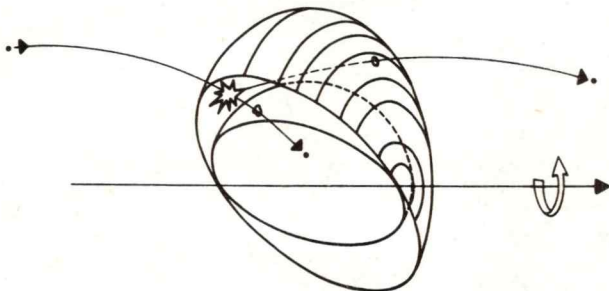
Elektrický náboj je rozlišitelná veličina, protože vyvolává síly dlouhého dosahu /zachování toku, Gaussův zákon/. Baryonové číslo a podivnost žádné takové síly dlouhého dosahu nevy-

volávají. Neřídí se Gaussovým zákonem. Je pravda, že žádný pokus pozorovat změnu baryonového čísla nebyl dosud úspěšný. Stejně tak nelze dát přesvědčivý smysl očekávání přímého a spontánního porušování zákona o zachování baryonového čísla. V gravitačním kolapsu však není tento zákon přímo porušován, je transcendentní. Je transcendentní proto, že se při kolapsu ztrácí možnost měřit baryonové číslo a tedy tato veličina nemůže být pro kolabující objekt dost dobře určena. Podobně ani podivnost není dále zachována.

9. Moment hybnosti

Třetí vlastnost černé díry je moment hybnosti. Je-li nenulový, stává se geometrie komplikovanější. Máme co činit s Kerrovým /1963/ řešením rovnic pole místo Schwarzschildova řešení. Existují dvě zajímavé plochy spojené s Kerrovou geometrií: "povrch nekonečného rudého posuvu" a uvnitř "horizont událostí". Objekt na nebo uvnitř horizontu událostí nemůže vyslat žádné fotony ke vzdálenému pozorovateli, nezávisle na pohybu objektu nebo směru emise fotonu. Z tohoto důvodu je horizont událostí též nazýván "jednocestná membrána".

Schwarzschildova geometrie představuje degenerovaný případ Kerrové geometrie, ve které horizont událostí a povrch nekonečného rudého posuvu splývají. Tyto dva povrchy jsou však v obecném případě od sebe odděleny všude s výjimkou pólů, jak ukazuje obr. 5. Velice významná oblast mezi těmito povrchy se nazývá



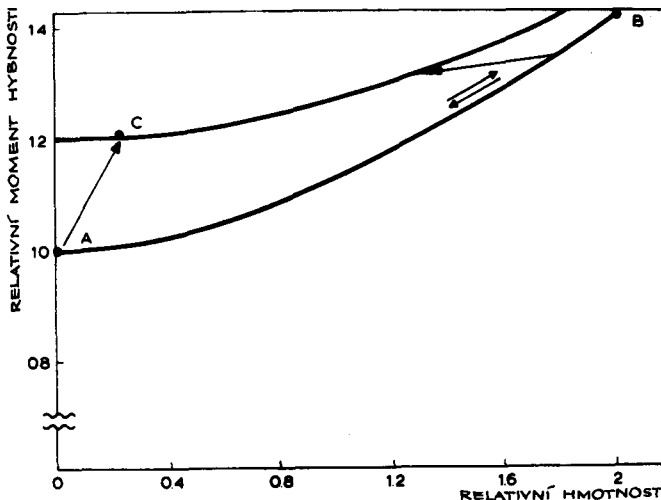
"ergosféra". Částice přecházející přes ergosféru ještě může, je-li vhodně zásobena energií, uniknout do nekonečna. Její život v této oblasti má však neobvyklé vlastnosti; neexistuje pro ni způsob jak zůstat v klidu, ať má jakoukoliv energii.

Z ergosféry může být extrahována energie mechanismem, který může mít význam pro vysvětlení energie kosmického záření. Uvažujme částici, která vstoupí do ergosféry a rozdělí se tam. Jeden úlomek spadne do černé díry a druhý unikne do nekonečna

/viz obr. 5/. Penrose /1969/ ukázal, že celý proces může být uspořádán tak, že unikající úlomek má v nekonečnu víc energie než původní částice.

Tato energie navíc je extrahována z rotační energie černé díry. Může-li částice proletět ergosférou a uniknout s trochu energie a momentu hybnosti černé díry, je také pravda to, že chycená částice může energii a moment hybnosti černé díry zvýšit. Zachycení je možné v tom případě, že částice míjí dostatečně blízko černou díru. Kritický poloměr oběžné dráhy je menší pro zachycení, které zvětšuje moment hybnosti systému. Náhodná akrece částic vede tedy k postupnému snižování momentu hybnosti systému. Selektivní akrece částic s maximálně výhodnými srážkovými parametry spíše přísluší černé díře ponořené v treskách po kolapsu rotující hvězdy. Taková výhodná akrece může zvýšit moment hybnosti černé díry až ke kritické hodnotě $L = m^2 = 2m_{ir}$, při které je 29 % celkové energie černé díry ve formě energie rotační. Po dosažení této hodnoty není další urychlování již možné.

Možnost zvětšování a zmenšování momentu hybnosti černé díry vede k "fázovému diagramu", tak trochu podobnému fázovému diagramu z termodynamiky. Na obr. 6 /podle Demetrioše Christodoulou/ jsou vratné změny momentu hybnosti způsobovány akrecí částic z nejvýhodnější dráhy, téměř se dotýkající černé díry. Je-li moment hybnosti změněn zachycením částice z méně výhodné dráhy, musí vzrůstat "irreducibilní hmotnost" /hmotnost černé díry bez rotace/. Žádný proces, který by mohl být příčinou zmenšení irreducibilní hmoty, však neexistuje. Transformace docílené akrecí částic z méně výhodných drah /např. přímou srážkou/ jsou tedy nevratné a vedou ke stálému pohybu nahoru po

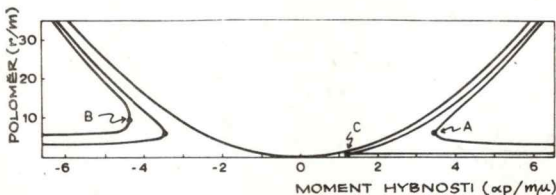


"fázovém diagramu" hmotnosti a momentu hybnosti.

10. Gravitační záření

Objev quasarů - objektů se značným výdajem energie - měl za následek vyšetřování gravitačního kolapsu jako mechanismu nadřazenému štěpení či syntéze jader pro převod hmotnosti v energii. Bližší pohled však ukázal řadu neznází.

Obtíže lze pochopit, prostudujeme-li si obr. 7, který ukazuje poloměry drah různých momentů hybnosti v Kerrově, Schwarzschildově a Newtonově případě. V newtonovském případě existují stabilní oběžné dráhy pro všechny poloměry až k nule.



Jednorozměrný potenciál radiálního pohybu má své minimum pro všechny hodnoty úhlového momentu. Ale není tomu tak v případě obecné relativity. Zde můžeme najít nejmenší hodnotu pro moment hybnosti a odpovídající poloměr, pro který existuje minimální potenciál. Je to stabilní dráha, která je nejbližší černé díře.

Emituje-li částice gravitační záření, pohybuje se ve spirálách k černé díře a jak ztrácí energii, dostává se na nižší a nižší dráhy. Když energie částice klesne pod hodnotu pro poslední stabilní dráhu, je částice chycena přímo bez dalšího vyzařování. Nejbližší stabilní dráha pro Schwarzschildovu černou díru je dost daleko od středu a než spadne do černé díry, může částice vyzařit jen asi 5,7 % své energie ve formě gravitačního záření /bod A na obr. 7/. Obíhá-li částice proti směru rotace Kerrově černé díry, skáče dovnitř dokonce z ještě větší vzdálenosti, kde dosud ztratila jen 3,7 % své energie /bod B na obr. 7/. Obíhá-li po směru rotace černé díry, zůstává na stabilní dráze až do té doby, než vyzaří 42,3 % své hmotnosti jako gravitační energii /bod C na obr. 7/. Tyto výsledky, které získal James Bardeen, dávají velký podnět pro znovuvyzkoušení jiných mechanismů, při nichž se uvolňuje energie, ve vztahu ke Kerrově geometrii.

11. Možnosti detekce černých děr

Z předchozího výkladu je zřejmé, že pozorovat esamocenou černou díru je velice těžké. Nemáme možnost pozorovat žádné světlo, které by přicházelo přímo od ní. Běžnou černou díru velikosti řádově jedné sluneční hmoty není možné pozorovat pomocí zákrytů nebo jiných efektů na ostatních hvězdách. Je dokonce těžké pozorovat Venuši o průměru 12 000 km, jak přechází přes sluneční disk. Pozorování 15 km velkého objektu, pohy-

bujícího se přes velice vzdálený hvězdný zdroj světla, je pak nepředstavitelně obtížné.

Podíváme se tedy na případ, kdy černá díra není esamencená. V úvahu přichází těchto několik mechanismů:

- Černá díra, která působí na normální hvězdu pouze svou gravitací.
- Černá díra je dostatečně blízko jiné hvězdy, takže z této normální hvězdy vytahuje hmotu /Šklovskij, 1967/.
- Černá díra, která padá na normální hvězdu.
- Černá díra, která se pohybuje přes oblak rozptýlené hmoty.
- Přenos hmoty z normální hvězdy na černou díru tak, jak jej známe z těsných dvojhvězd. Takový přetek na normální hvězdu nevyvolá žádné neobvyklé záření. Přetek na černou díru by však měl být doprovázen emisí v X-oberu. Tento proces by měl být zvláště vydatný na X a γ záření v případech, kdy hmota proudí na černou díru úzkým trychtýřem, ve kterém se zahřívá na vysoké teploty $10^{10} - 10^{12}$ K /představa Zel'doviče, Novikova a Schwarzmanna/. To je také případ jediné dosud známé černé díry Cyg X-1.

Literatura:

- Baade, W. a Zwicky, F.: 1934, Proc. Nat. Acad. Sci. U.S. 20, 254
Beckedorff, D. L. a Misner, C. W.: 1962, Nepublikovány.
Christodoulou, D.: 1970, Phys. Rev. Letters, připraveno k publ.
Colgate, S. a White, R.H.: 1966, Astrophys. J. 142, 626.
Dereškevič, A.G., Zel'dovič, Ja.B. a Novikov, I.D.: 1965, Z. eksp. Teor. Fiz. 49, 170
Dereškevič, A.G., Zel'dovič, Ja.B. a Novikov, I.D.: 1966, Sov. Phys. J. ETP 22, 122
Fronsdal, C.: 1959, Phys. Rev. 116, 778.
Gapeškin, V.F.: 1958, Handbuch der Physik I-225, Springer Verlag, Berlin
Harrison, B.K., Thorne, K.S., Wakano, M. a Wheeler, J.A.: 1965, Gravitational Theory and Gravitational Collapse, Univ. of Chicago Press, Chicago
Hewish, A. et al.: 1968, Nature 217, 709
Israel, W.: 1967, Phys. Rev. 164, 1776
Kerr, R.P.: 1963, Phys. Rev. Letters 11, 237
Klein, O.: 1961 v Werner Heisenberg und die Physik unserer Zeit, Vieweg, Braunschweig
Kruskal, M.D.: 1960, Phys. Rev. 119, 1743
Leblanc, J.M. a Wilson, J.R.: 1969, Lawrence Radiation Laboratory publication, UCRL - 71873
May, M.M. a White, R.H.: 1967, Relativity Theory and Astrophysics: vol. 3, Stellar Structure /vyd. J. Ehlerssem/, American Mathematical Society /viz též Phys. Rev. 141 /1966/1232/.
Oppenheimer, J.R. a Snyder, H.: 1939, Phys. Rev. 56, 455
Penrose, R.: 1969, Riv. Nuovo Cim. 252, zvláštní vydání
Price, R.: nepublikovaná sdělení
Šklovskij, I.S.: 1967, Astrophys. J. 148, L1

Struve, O.: 1952, Stellar Evolution, Princeton U.P.
Zeldovič, Ja. B. a Guseněv, O. K.: 1965, Dokl. Akad. Nauk SSSR
162, 791
Zeldovič, Ja. B. a Novikov, I.D.: 1964, Sov. Phys. - Dokl. 9, 246

Podle článku Reme Ruffiniho a John A.Wheelera
z Physics Today volně přeložil J. Zlatuška

Texty k obrázkům:

- Obr. 1: Obrazná představa černé díry v činnosti. Veškeré podrobnosti o hmotě, která padá dovnitř, jsou smyty. Konečný stav je jednoznačně definován hmotností, elektrickým nábojem a momentem hybnosti.
- Obr. 2: Hmotnost chladné hmoty vypočítaná numerickou integrací od středu k povrchu pro vybrané hodnoty středové hustoty. Horní křivky předpokládají newtonovskou rovnici rovnováhy. Horní zahrnuje jen zbytek hmotnosti a hmotnosti-energie stlačení, zatímco prostřední přičítá korekci pro hmotnost-energi gravitační vazby. Spodní křivka předpokládá relativistickou rovnici rovnováhy. Ve všech případech je užite Harrison-Wheelerovy stavební rovnice.
- Obr. 3: Pád na Schwarzschildovu černou díru viděno spolupyhujícími se pozorovatelem /dole/ a vzdáleným pozorovatelem /nahore/. Vlastní čas velkého pádu je konečný, i když vzdálenost od Schwarzschildova poloměru viděno vzdáleným pozorovatelem, je asymptotická v čase. "Geometrická vzdálenost" a "geometrický čas" jsou měřeny v jednotkách hmotnosti černé díry.
- Obr. 4: Kruskalovy souřadnice Schwarzschildova prostoročasu ukazující vztah ke běžným souřadnicím r, t . Radiální světelné paprsky jsou přímky se sklonem ± 1 . Obvyklým rozpětím souřadnic $2m < r < \infty$, $-\infty < t < +\infty$ je pokryta jen nevystínovaná část diagramu. V diagramu je vyznačena světočára částice padající z A přímo na černou díru. Vzdálený pozorovatel zachytí signály z bodů A, B . Paprsek vyslaný z bodu C je poslední, který může uniknout ke vzdálenému pozorovateli po nekonečném Schwarzschildově čase. Paprsky D a E jsou chyceny zkolabovanou geometrií a nikdy nedojdou ke vzdálenému pozorovateli. Křivka není v C singulární, ale pohybuje se přes nekonečno, až je dosaženo bodu F $r = 0$. Ten je dosažen v konečném vlastním čase. Do jisté míry je oprávněné i očekávání, že foton unikne z vnitřku černé díry v X a přejde vnitřní hranici běžného prostoru, $r = 2m$; je to tak asi stejně oprávněné jako očekávání elektromagnetických vln putujících dovnitř z nekonečna.
- Obr. 5: Ergosféra rotující černé díry. Oblast mezi povrchem nekonečného ručního posuvu /vnější/ a horizontem události /vnitřní/, která je ukázána v průřezu, je zvaná "ergosféra". Když se částice v této oblasti rozdělí a jeden z úlomků padá do černé díry, zbylý úloмок může uniknout

do nekonečna s větší klidovou a kinetickou energií než měla původní částice.

Obr.6: Transformace černé díry mezi statickým Schwarzschildovým /A/ a extrémním Kerrovým případem maximálního momentu hybnosti /B/ jsou docilovány akrecí částice. "Irreducibilní hmotnost" /hmotnost bez rotace/ zůstává neměnná při vratných transformacích /A→B/, které vyvolává zachycení po dotyku černé díry. V nevratné transformaci A→C se zvyšuje irreducibilní hmotnost z $1,0 m_{ir}$ na $1,2 m_{ir}$. "Relativní hmotnost" je zkratka pro "hmotnost v jednotkách původní hodnoty irreducibilní hmotnosti". "Relativní úhlový moment" je v jednotkách m_{ir} , což je vysvětleno v textu.

Obr.7: Nejblíže stabilní dráhy pro Schwarzschildovu a Kerrovu černou díru. V newtonovské gravitaci jsou stabilní všechny dráhy až k nule. Parabola dává poměr každé dráhy jako funkci úhlového momentu. V zakřivených geometriích existuje jak minimum, tak maximum efektivního potenciálu pro každou hodnotu úhlového momentu až ke kritické hodnotě, kde je pouze bod dotyku /tedy žádná stabilní dráha/. A je minimum Schwarzschildovy stabilní dráhy, B a C jsou minima stabilních Kerrových drah pro protiretující resp. spolurotující částice. Tyto výsledky mají velký význam pro množství gravitačního záření, které může částice emitovat, než spadne do černé díry.

J. Paleuš

Problémy teorie galaktické struktury

1. Úvod

Popis naší Galaxie - diferenciálně rotujícího disku skládajícího se z mnoha různorodých složek - je od počátku tohoto století jedním z hlavních problémů astronomie. Základní otázky související s popisem tohoto systému zajímaly mnohé vynikající astronomy: W.W.Campbell, J.C.Kapteyn, A.S.Eddington, J.H.Jeans, K. Schwarzschild, C.V.Charlier, J.H.Oort, B.Lindblad aj. V jejich dílech jsou formulována východiska teorie galaktické struktury o něž se budeme v tomto článku opírat.

Hlavním úkolem článku je podat alespoň částečný průřez teorií galaktické struktury a vysvětlit její zařazení v širším astronomickém a především fyzikálním kontextu. V první části článku jsou uvedeny základní rovnice a vztahy používané nejen ve stelární dynamice, ale i v jiných oblastech astrofyziky a teoretické fyziky. V následujících dvou kapitolách je popsána aplikace obecných rovnic na konkrétní problém: konstrukci galaktického modelu. Teorie spirální struktury, částečně zmíněná ve třetí kapitole, má mnoho problémů, některé z nich jsou v této kapitole naznačeny.

2. Základní vztahy

a/ Liouvillova a Poissonova rovnice

Mezi nejdůležitější složky určující fyzikální vlastnosti naší Galaxie patří hvězdy, mezihvězdný plyn, magnetické pole, zářivé pole, kosmické záření. Jednotlivé složky systému se odlišují nejen svou fyzikální podstatou, ale i svými dynamickými vlastnostmi a odhadevanými stářími. Především dle odhadevaného stáří je možné celý systém rozdělit na řadu subsystémů, které se však odlišují i mnoha jinými charakteristikami. Nejstarší součástí Galaxie jsou kulové hvězdekupy, vytvářející tzv. galaktické hale. Tento podsystém je charakterizován svou sférickou symetrií okolo galaktického středu, velkými odchylkami od kruhových rotačních rychlostí, velkými dispersemi jednotlivých složek rychlostí. Nejmladší součástí Galaxie je mezihvězdný plyn. Je silně koncentrován do tenké disky podél galaktického rovníku, kde vytváří spolu s mladými objekty jiných druhů spirální ramena. Většina subsystémů Galaxie má rovinu symetrie a osu symetrie, které jsou vzájemně kolmé. Pozorujeme silnou diferenciální rotaci okolo osy symetrie.

V prvním přiblížení budeme předpokládat, že výměna energie mezi částicemi uvažovaného systému a změna směru každé částice, která je určovaná blízkými a vzdálenými setkáními částic systému, je zanedbatelně malá, neboli relaxační doba je velká ve srovnání s rotační periodou galaktického disku. Podle odhadů S. Chandrasekhara /1943/ je relaxační doba pro hvězdy slunečního okolí cca 10^{14} let, což je mnohemásebek rotační periody Galaxie, která je cca 2×10^8 let. Pro ostatní složky našeho systému, např. pro mezihvězdný plyn, je relaxační doba kratší. Je tudíž patrné, že toto přiblížení, neboli zanedbání kolizního členu ve všech dalších úvahách, je reálné především pro hvězdy.

Každou hvězdu je pak možné popisovat jako konzervativní systém popsáný příslušným hamiltoniánem H:

$$H = 1/m (p_1^2 + p_2^2 + p_3^2) + m \cdot V(q_1, q_2, q_3, t) \quad /1/$$

Jde o klasický problém popsáný v šestirozměrném fázovém prostoru $(q_1, q_2, q_3, p_1, p_2, p_3)$. Příslušné kanonické pohybové rovnice popsáné hamiltoniánem H jsou:

$$p_s = \frac{\partial H}{\partial q_s}, \quad q_s = - \frac{\partial H}{\partial p_s} \quad s = 1, 2, 3. \quad /2/$$

$/q_1, q_2, q_3$ - zobecněné souřadnice; p_1, p_2, p_3 - sdružené zobecněné momenty; m - hmota hvězdy; t - čas; $V(q_1, q_2, q_3, t)$ - gravitační potenciál/.

Zkoumaný problém je výhodně popisovat ve válcových souřadnicích (R, φ, z) . Rovina (R, φ) se shoduje s galaktickým rovníkem, osa z je na tuto rovinu kolmá a prochází galaktickým centrem. Při pohledu z poloprostoru kladných z na galaktický rovník odečítáme φ ve směru galaktické rotace, tj. ve směru otáčení hodinových ručiček. Příslušné rychlosti ve směrech (R, φ, z) označíme (U, V, W) .

Ve fázovém prostoru (R, φ, z, U, V, W) definujeme jednočásticovou distribuční funkci pro hvězdy vztahem

$$dN = f(R, \varphi, z, U, V, W, t) R dR d\varphi dz dU dV dW \quad /3/$$

kde dN je počet hvězd nacházejících se v elementu fázového prostoru $R dR d\varphi dz dU dV dW$.

Neuvažujeme-li kolizní člen, není hamiltonián /1/ funkcí času. Pomocí kanonických rovnic /2/ a definice distribuční funkce /3/ dostáváme Liouvillovu rovnici:

$$\frac{Df}{Dt} = 0, \quad \frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \dot{q}_s \frac{\partial}{\partial q_s} + \dot{p}_s \frac{\partial}{\partial p_s} \quad /4/$$

Tento vztah můžeme ve válcových souřadnicích rozepsat následujícím způsobem:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + U \frac{\partial f}{\partial R} + \frac{V}{R} \frac{\partial f}{\partial \varphi} + W \frac{\partial f}{\partial z} - \left(\frac{\partial V(R, \varphi, z, t)}{\partial R} - \frac{V^2}{R} \right) \frac{\partial f}{\partial U} - \left(\frac{1}{R} \frac{\partial V(R, \varphi, z, t)}{\partial \varphi} + \frac{UV}{R} \right) - \frac{\partial V(R, \varphi, z, t)}{\partial z} \frac{\partial f}{\partial W} = 0 \quad /5/$$

Funkce $f(R, \varphi, z, U, V, W, t)$ je v tomto případě integrálem Liouvillevy rovnice, a je tudíž funkcí pohybových integrálů kanonických rovnic, s jejichž pomocí byla odvozena. V uvedeném případě je hamiltonián /1/ jedním z pohybových integrálů a tak dostáváme $f = f(H)$.

Distribuční funkci $f(R, \varphi, z, U, V, W, t)$ jsme definovali pomocí počtu hvězd dN obsaženém v elementu fázového prostoru $R dR d\varphi dz dU dV dW$. Obdobným způsobem definujeme hustotu ρ :

$$dN = \rho(R, \varphi, z, t) R dR d\varphi dz \quad /6/$$

Srovnáním definic /3/ a /6/ získáváme vztah mezi ρ a f :

$$\rho(R, \varphi, z) = \iiint_{-\infty}^{+\infty} f(R, \varphi, z, U, V, W, t) dU dV dW \quad /7/$$

Liouvillevu rovnici, která spolu s definičním vztahem pro hustotu spojuje distribuční funkci f a potenciál V s hustotou ρ , je možné doplnit Poissonovu rovnici, určující vztah mezi V a ρ , resp. mezi V a Kf :

$$\nabla^2 V(R, \varphi, z, t) = -4\pi G \rho = -4\pi G \iiint_{-\infty}^{+\infty} f dU dV dW \quad /8/$$

Systém tří integrodiferenciálních rovnic /5/, /7/ a /8/ tvoří východisko mnoha úvah zabývajících se nejen strukturou naší Galaxie, ale i hvězdnými nitry a hvězdnými atmosférami. Současným řešením všech tří základních rovnic dostáváme tzv. self-consistentní řešení. Zcela obecné řešení takového systému rovnic je velmi složitou záležitostí, a proto různí autoři používají dodatečné předpoklady, více či méně odůvodněné pozorováním nebo teoretickými úvahami, a tak situaci zjednodušují.

b/ Hydrodynamické rovnice

Statistické a termodynamické veličiny, které vystupují v základních fyzikálních rovnicích, mají smysl především pro popis ideálního plynu, pro který byly původně definovány. Hydrodynamické rovnice určují vztahy mezi těmito veličinami, kterými jsou: teplota, tlak, hustota, střední rychlosti, atd. Ve hvězdné dynamice je možné definovat veličiny obdobně a zkoumat systém rovnic podobný hydrodynamickým. Základním problémem takového zobecnění je určení distribuční funkce, která podobně jako ve hvězdných atmosférách není rovnovážná, což

vybízí k opatrnosti při vymezení nových pojmů.

Klasické částice v rovnovážném stavu jsou popsány jedné-částicovou Boltzmannovou rozdělovací funkcí. Odtud je možno odvodit Maxwellovo rozdělení rychlostí:

$$dN(\mathbf{v}) = N \cdot \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \left(\frac{m}{v}\right)^{3/2} \exp(-mv^2/kT) v^2 dv$$

kde v je rychlost, T je teplota a k Boltzmannova konstanta. Pro ideální plyn v rovnováze je uvedená rozdělovací funkce a v ní vystupující teplota izotropní.

Ve hvězdné dynamice je Boltzmannova distribuční funkce nahrazena Schwarzschildovou distribuční funkcí, odvozenou pro hvězdné pohyby:

$$dN = N \frac{j_1 j_2 j_3}{\pi^{3/2}} e^{-j_1^2 U^2 - j_2^2 V^2 - j_3^2 W^2} dU dV dW \quad /9/$$

kde $j_1 = \frac{1}{\Delta U \pi^{1/2}}$, $j_2 = \frac{1}{\Delta V \pi^{1/2}}$, $j_3 = \frac{1}{\Delta W \pi^{1/2}}$

Střední odchylky složek rychlostí hvězd ($\Delta \bar{U}$, $\Delta \bar{V}$, $\Delta \bar{W}$) jsou určeny za předpokladu, že rozložení reziduálních rychlostí v jistém směru je symetrické okolo střední hodnoty a popsané Gausseovou funkcí:

$$\begin{aligned} \Delta U &= \bar{U} - U, \quad \Delta V = \bar{V} - V, \quad \Delta W = \bar{W} - W \\ \bar{U} &= \iiint_{-\infty}^{+\infty} fU dU dV dW, \quad \Delta \bar{U} = \frac{2j_1}{\pi^{1/2}} \int_0^{\infty} e^{-j_1^2 U^2} \Delta U dU = \frac{1}{\pi^{1/2} j_1} \\ \bar{V} &= \iiint_{-\infty}^{+\infty} fV dU dV dW, \quad \Delta \bar{V} = \frac{2j_2}{\pi^{1/2}} \int_0^{\infty} e^{-j_2^2 V^2} \Delta V dV = \frac{1}{\pi^{1/2} j_2} \\ \bar{W} &= \iiint_{-\infty}^{+\infty} fW dU dV dW, \quad \Delta \bar{W} = \frac{2j_3}{\pi^{1/2}} \int_0^{\infty} e^{-j_3^2 W^2} \Delta W dW = \frac{1}{\pi^{1/2} j_3} \end{aligned}$$

Je vidět, že kinetická energie částic plynu odpovídá opět kinetické energii hvězd. Veličině kT / která vystupuje ve jmenovateli argumentu exponenciální funkce Maxwellova rozdělení a vyjadřuje v případě plynu míru jeho vnitřní chaotické energie / odpovídá vektor

$$\pi(\Delta \bar{U}^2, \Delta \bar{V}^2, \Delta \bar{W}^2)$$

Skalární veličina kT , vystupující při popisu rovnovážného stavu ideálního plynu, je zde nahrazena vektorem, což dokumentuje skutečnost, že Schwarzschildova distribuční funkce popisuje nerovnovážný dynamický systém.

Pomocí výše definovaných středních odchylek složek rychlostí a definice hustoty /6/ je možné určit obdobu tlaku ve hvězdné dynamice:

$$\frac{1}{3} \rho(\Delta \bar{U}^2, \Delta \bar{V}^2, \Delta \bar{W}^2)$$

Je patrné, že i v tomto případě je izotropní tlak, vystupující ve statistické teorii ideálního plynu v rovnováze, nahražen

veličinou závisějící na směru rychlosti. Vzhledem k nízké hustotě hvězd a velmi dlouhé střední vlné dráze hvězd je tlak při popisu reálného systému hvězd zanedbatelná veličina a nebudeme ho v hydrodynamických rovnicích brát v úvahu.

Vynásobme Liouvillovu rovnici postupně rychlostmi (U, V, W) a integrujme ji přes všechny rychlosti. Dostáváme hydrodynamické rovnice /S. Chandrasekhar, 1943/ :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial R}(\rho \bar{U}) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \varphi}(\rho \bar{V}) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho \bar{W}) + \frac{1}{R} \rho \bar{U} = 0$$

$$\frac{\partial(\rho \bar{U})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial R}(\rho \bar{U}^2) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \varphi}(\rho \bar{U} \bar{V}) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho \bar{U} \bar{W}) + \frac{1}{R}(\bar{U}^2 - \bar{V}^2) = -\rho \frac{\partial V(R, \varphi, z, t)}{\partial R}$$

$$\frac{\partial(\rho \bar{V})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial R}(\rho \bar{U} \bar{V}) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \varphi}(\rho \bar{V}^2) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho \bar{V} \bar{W}) + \frac{2}{R} \rho \bar{V} \bar{U} = -\rho \frac{1}{R} \frac{\partial V(R, \varphi, z, t)}{\partial \varphi} /10/$$

$$\frac{\partial(\rho \bar{W})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial R}(\rho \bar{W} \bar{U}) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \varphi}(\rho \bar{W} \bar{V}) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho \bar{W}^2) + \frac{1}{R} \rho \bar{W} \bar{U} = -\rho \frac{1}{R} \frac{\partial V(R, \varphi, z, t)}{\partial z}$$

Tato soustava rovnic doplněna Poissonovou rovnicí /8/ představuje, podobně jako systém tří rovnic /5/, /7/ a /8/, uzavřený systém. Jeho řešením opět dostáváme self-consistentní popis zkoumaného dynamického systému. Základní rozdíl mezi soustavou /5/, /7/ a /8/ a soustavou /10/ a /8/ spočívá v tom, že v druhém případě je řešení popsáno pomocí makroskopických veličin $\rho, \bar{U}, \bar{V}, \bar{W}$, zatímco v prvním případě dostáváme mikroskopický popis pomocí distribuční funkce. V druhém případě řešení v zásadě obsahuje méně informací než v případě prvním.

Při zkoumání okolností lokálního i globálního gravitačního kolapsu a při výpočtech týkajících se vln hustoty se mnoho autorů omezuje na řešení pouze dvojrozměrného problému v rovině symetrie. Použité přiblížení je reálné především pro mladé objekty, které jsou silně koncentrovány ke galaktickému rovníku. Pak je prostorová hustota v hydrodynamických rovnicích zaměňována za plošnou hustotu v rovině symetrie. Ve funkci, která se nazývá plošná hustota, se bere v úvahu veškerá hmota obsažená ve sloupci s jednotkovou základnou v rovině symetrie a s osou rovnoběžnou se směrem osy z.

Obdoba takových veličin jako je viskozita nebo vodivost předpokládá zavedení kolizního členu v rovnicích mikroskopického popisu. Jak bylo řečeno na počátku našich úvah, v prvním přiblížení budeme srážky zanedbávat, a tím z hydrodynamických rovnic vypouštíme i viskozitu a kondukcii.

3. Statické modely s osou symetrie

Jak bylo výše řečeno, distribuční funkce je závislá na pohybových integrálech kanonických rovnic. Předpokládáme-li, že gravitační potenciál V a distribuční funkce f nezávisí explicitně na čase, neboli zkoumaný systém je stacionární, pak je energie

$$E = 1/2 (U^2 + V^2 + W^2) + V(R, \varphi, z)$$

pohybovým integrálem. Dalším předpokladem je, že galaktický systém má osu symetrie, kterou ztotožníme s osou z. Odtud je možné dokázat, že existuje další pohybový integrál - průmět momentu hybnosti do osy symetrie:

$J = V \cdot R$. Distribuční funkce f je pak závislá na E a J :

$$f = f(E, J).$$

Uvedené předpoklady vyjadřují několik skutečností, známých z pozorování.

- a/ vzhledem k tomu, že výměna energie mezi částicemi /jak byle na základě odhadů S. Chandrasekhara řečeno výše/ je malá, můžeme předpokládat, že soustava během omezeného časového úseku je stacionární. Tato podmínka o kvazistacionárnosti neříká nic o tom, zda se systém nachází v rovnovážném stavu nebo ne.
- b/ Většina složek tohoto nehomogenního systému má osu symetrie a rovinu symetrie, která je na ní kolmá. Předpokládáme, že průběh hustoty modelu má v zásadě shodné vlastnosti s jeho jednotlivými subsystemy. Takové jevy, jako je spirální struktura Galaxie, kterou pozorujeme výhradně mezi mladými objekty, v modelech tohoto typu neuvažujeme. Zdá se být reálné tvrdění, že hmota soustředěná ve spirálních ramenech nepřesahuje několik procent z celkové hmoty Galaxie, a tudíž příliš model neovlivňuje.

Většina subsystemů Galaxie vykazuje vedle osy a roviny symetrie zpleštnění různého stupně: od 1 : 2 u podsystému hvězd typu RR Lyrae až k 1 : 60 u neutrálního vedíku. Chceme-li vytvořit model takové soustavy, není možné ani v prvním přiblížení vyjít ze sférické symetrie. Jako plochy stejné hustoty je výhodné používat podobné nebo konfokální elipseidy.

Při budování modelu hvězdného systému máme k dispozici dvě různá východiska, a tak používat buď Liouvillovu rovnici /5/ nebo Poissonovu rovnici /8/ :

- a/ Modely založené na předpokladech o distribuční funkci. Zde používáme Liouvillovu rovnici, avšak předem předpokládáme jistý tvar distribuční funkce, který můžeme konfrontovat s pozorováním. Nejrozšířenější hypotézou o tvaru distribuční funkce je hypotéza elipsoidální vytvořená K. Schwarzschildem /1907/. Tato hypotéza navrhuje distribuční funkci ve tvaru $f = f_0 \cdot e^{-q}$ kde q je kvadratická forma složek rychlosti hvězdů. V tomto případě zanedbáváme vyšší mocniny složek rychlosti. Při řešení dosadíme uvedenou funkci f do Liouvillovu rovnice a dostaneme tak závislosti mezi koeficienty kvadratické formy q . J.H.Oort /1927/ předpokládal jistý tvar kvadratické formy q . Pak již je možné vyjádřit tvar potenciálu $V(R, z)$ a hustoty $\rho(R, z)$. Tete tzv. Oortovo řešení je nejužívanější daného typu.
- b/ Modely založené na předpokladech o průběhu hustoty. V tomto případě je východiskem předem dané rozložení hmoty, z něhož odvozujeme tvar galaktického potenciálu a různé dynamické parametry modelu /např. Oortovy konstanty, průběh kruhových rotačních rychlostí v závislosti na R atd./.. Srovnáním těchto parametrů s pozorovanými hodnotami je možno uvažo-

vat o správnosti přijatého rozložení hmoty. Nejběžnější model tohoto typu je model M.Schmidta /1965/. Jako plochy stejné hustoty jsou v tomto případě použity podobné elipsoidy.

Známe-li model Galaxie, tj. také známe průběh gravitačního potenciálu, můžeme integrací kanonických pohybových rovnic /2/ popisovat dráhy jednotlivých hvězd v uvažovaném modelu. Při malých odchylkách hvězd od kruhové dráhy, např. uvažujeme-li dráhy mladých objektů, je pohyb hvězdy dobře popsán tzv. disperzní drahou. Uvažujeme pouze malé lineární odchylky od kruhové dráhy popsané epicyklickou frekvencí $K(R)$:

$$K(R) = 2 \Omega \left(1 + \frac{R}{2\Omega} \frac{d\Omega}{dR} \right)^{1/2} \quad //11/$$

kde $\Omega(R)$ je kruhová rotační úhlová frekvence v našem modelu

$$\frac{\Omega^2(R)}{R} = - \frac{\partial V(R, z)}{\partial R}$$

Hvězda se pohybuje v epicyklech s frekvencí $K(R)$ a střed epicyklické dráhy se pohybuje s úhlovou frekvencí $\Omega(R)$ okolo galaktického středu.

V obou uvedených postupech nejsou využity všechny základní rovnice současně. V prvním případě je použita rovnice Liouvillova a v druhém Poissonova. Abychom mohli správně interpretovat všechny informace zprostředkované pozorováním, je nutno hledat self-consistentní řešení rovnic /5/, /7/ a /8/. Takovéto řešení však doposud není v plné obecnosti v hvězdné dynamice nalezeno.

4. Spirální struktura

Spirální struktura naší Galaxie, jejíž existence byla bezpečně prokázána až s rozvojem radioastronomie, a spirální struktura jiných galaxií, která je známa již velmi dlouho, byla vždy zásadním problémem teorie galaktické struktury. J.H. Jeans ve své knize Astronomie a kosmogonie /1929/ píše /str. 360/: "Jediným výsledkem, který jak se zdá známe s určitou jistotou, je, že spirální ramena v mlhovinách jsou trvalé zjevy. Jakákoliv jejich interpretace je jedním z nejzáhadnějších problémů uvádějících kosmogonii do zmatku".

V polovině šedesátých let dostal výzkum teorie spirální struktury nový impuls v podobě gravitační teorie hustotních vln /Lin C.C., Shu F.H., Yuan C.C. 1969/. Tato teorie se snaží řešit hlavní problém spojený s existencí spirálních ramen: jejich kvasistabilitu za přítomnosti silné diferenciální rotace. Mimo to, teorie hustotních vln vrhá nové světlo na takové problémy, jako jsou systematické odchylky rychlostí mezihvězdného plynu od kruhových rotačních rychlostí, interpretace radiových pozorování a vznik nových hvězd.

Základem teorie hustotních vln je řešení linearizované soustavy hydrodynamických rovnic /10/ současně s Poissonovou rovnicí /8/. Tlak ani viskozita se neberou v úvahu. Takovéto zjednodušení je možné použít především pro popis soustavy skládající se převážně z hvězd, jejichž střední volná dráha je ve srovnání s rozměrem soustavy veliká. Jedinou silou vystupující v uvedené soustavě hydrodynamických rovnic je vlastní gravitace jednotlivých složek soustavy.

Teorie hustotních vln uvažuje taková self-consistentní řešení systému rovnic /10/ a /8/, která popisují spirální strukturu, tzv. spirální módy. Jde v podstatě o popis chování poruchy gravitačního pole v daném modelu galaxie. Řešení je popsáno následujícími funkcemi:

$$\begin{aligned} V(R, \varphi, z, t) &= V_0(R, z) + V_1(R, \varphi, z, t) \\ \varrho(R, \varphi, z, t) &= \varrho_0(R, z) + V_1(R, \varphi, z, t) \\ f(R, \varphi, z, U, V, W, t) &= f_0(R, z, U, V, W, t) + f_1(R, \varphi, z, U, V, W, t), \end{aligned}$$

kde V_0, ϱ_0, f_0 jsou funkce popisující statické řešení s osou symetrie a V_1, ϱ_1, f_1 jsou funkce popisující poruchu spirálního tvaru:

$$\begin{aligned} V_1(R, \varphi, z, t) &= V_1^*(Z, z) \exp\{i[\omega t - m\varphi + \Phi(R)]\} \\ \varrho_1(R, \varphi, z, t) &= \varrho_1^*(R, z) \exp\{i[\omega t - m\varphi + \Phi(R)]\} \\ f_1(R, \varphi, z, U, V, W, t) &= f_1^*(R, z, U, V, W) \exp\{i[\omega t - m\varphi + \Phi(R)]\} \end{aligned}$$

Hustotní vlna, jakožte řešení naší soustavy hydrodynamických rovnic je popsána následujícími funkcemi a konstantou:

$$\begin{aligned} \varrho_1^*(R, t) &- \text{amplituda,} \\ k(R, t) &- \text{radiální vlnové číslo,} \\ m(R, t) &- \text{tangenciální vlnové číslo,} \\ \omega(R, t) &- \text{úhlová frekvence,} \\ \Phi_0 &- \text{počáteční fáze.} \end{aligned}$$

V Linově teorii se používá mnoho doplňujících předpokladů, které vedou k jednoduchému řešení. Všechny dodatečné předpoklady je potřeba velmi obezřetně zhodnotit, především jde-li o interpretaci výsledků této teorie, nebo při budování alternativních řešení.

- a/ Funkce $\varrho_1^*(R, t)$ a $k(R, t)$ se pomalu mění s R a nezávisí na t .
- b/ $\omega(R, t)$ nezávisí na R a t . Rotační frekvence spirální struktury je pak dána konstantou $\Omega_p = 1/2 \omega(R, t)$
- c/ Z možných řešení disperzní relace pro hustotní vlny bereme v úvahu pouze neutrální vlny, tj. ω - reálné. Tento předpoklad společně s předpokladem b/ je zdůvodňován snahou po statické spirální struktuře, což vyjadřuje tu skutečnost, že u značné procenta známých galaxií pozorujeme spirální strukturu velkých rozměrů a není možné tudíž předpokládat, že spirální ramena jsou pouze přechodný zjev.
- d/ Lin používá tzv. asymptotické řešení soustavy parciálních diferenciálních rovnic, které bylo navrženo v kvantové mechanice při řešení Schrödingerovy rovnice /WKB - metoda/. Je nutné se omezit na vlnové délky podstatně menší, než je rozměr systému, tj. $\lambda \ll R$. Hustotní vlny popisují však spirál-

ní ramena galaxií. Tento předpoklad omezuje platnost řešení pouze na galaxie s těsně navinutými spirálními rameny.

- e/ Jak již bylo výše řečeno, řešíme hydrodynamické rovnice v linearisovaném tvaru, neboli vynecháváme v rozvoji hledaných funkcí všechny členy vyšších řádů. Z disperzní relace pro hustotní vlny, odvozené řešením našeho systému rovnic vyplývá, že linearisované řešení má smysl pouze mezi vnitřní a vnější Lindbladovou rezonancí a tzv. základní částí spirální struktury. Lindbladovy resonance jsou definovány vztahem mezi kruhovou rotační frekvencí $\Omega(R)$, epicyklickou frekvencí $K(R)$, úhlovou rychlostí spirální struktury Ω_p a tangenciálním vlnovým číslem m :

$$\nu = \frac{2\Omega_p - m\Omega}{K} = \pm 1$$

Porucha gravitačního pole mezi těmito rezonancemi je vzhledem k nerušenému stavu malá, a proto je linearisace v této oblasti dobré přiblížení.

Každý z předpokladů, na kterých je teorie hustotních vln vybudována, je možné kritizovat a pokoušet se o řešení, která by teorii doplnila a rozšířila.

- a/ Linearisace omezuje použitelnost řešení jednak na oblast mezi hlavními rezonancemi v Galaxii, jednak na hvězdy. Při popisu pohybu mezihvězdného plynu pohybujícího se pod vlivem spirálního gravitačního pole hvězd, je nutno brát v úvahu vyšší členy rozvoje hustoty a rychlostí. Jeho chování není linearisovanými rovnicemi dostatečně dobře popsáno. Práce tohoto druhu jsou spojeny se jmény W.W.Roberts, M.S.Roberts, F.H.Shu, C.C.Yuan, R.P.Woodward aj.
- b/ Teorii tvaru a stability rotujících těles vytvořili J.C.Maxwell, J.H.Jeans, S.Chandrasekhar, R.N.Lebowitz aj. Jedním z výsledků této hluboko propracované teorie je odvození obecného variačního principu pro radiální i neradiální oscilace plynů těles / S.Chandrasekhar, 1964/. Odvozený variační princip vede k charakteristické rovnici, která je kvadratická v charakteristických frekvencích. Lynden-Bell a Östiker /1967/ modifikovali Chandrasekharův variační princip použitím Lagrangeovy variace místo Eulerovy. Odvodili charakteristickou rovnici kvadratickou ve vlastních frekvencích, která popisuje disperzní relaci pro spirální hustotní vlny. V obecném případě má charakteristická rovnice dvě řešení. Jsou-li hustotní vlny neutrální, pak řešení nabývají reálné hodnoty. Vedle přijaté frekvence hustotní vlny musí existovat sdružená frekvence a příslušná sdružená hustotní vlna. Teorie hustotních vln uvažuje však pouze jedno řešení charakteristické rovnice. Obsah daného tvrzení je shrnut v tzv. antispirálním teorému, podle kterého hustotní vlna nemůže existovat jakožto neutrální vlna. F.H.Shu /1970/ hledá argumenty podporující teorii hustotních vln v přítomnosti rezonančních oblastí, kde zkoumaná charakteristická rovnice pozbývá platnosti. Na místo neutrálních hustotních vln je však nutno zavést vlny pomalu narůstající.
- c/ Velmi důležitou prací je příspěvek A.Toomre /1969/. Autor odvozuje teoretické vztahy pro grupovou rychlost hustotních vln. Pro sluneční okolí autor uvádí -10 km s^{-1} . Touto rychlostí se

energie a hybnost představovaná hustotní vlnou šíří podél poloměru galaxie. Úvahy o grupové rychlosti spirálních vln představují vážnou kritiku celé teorie. Jeden z hlavních předpokladů teorie - kvasistatičnost spirální struktury tak pozbývá svoji platnost. Hustotní vlny předávají svoji energii podél galaktického poloměru, a tak mění během doby srovnatelné s rotační dobou galaxie svůj charakter. Objevuje se tak nový základní problém teorie: Jaký mechanismus by mohl neustále doplňovat unikající energii a hybnost hustotních vln? A. Toomre navrhuje v uvedené práci hned několik různých mechanismů:

- I/ Lokální nestabilita. Kinetická energie chaotických pohybů hvězd je prostřednictvím lokálního gravitačního kolapsu předávána hustotní vlně.
- II/ Slapové působení blízkých galaxií. U naší Galaxie se jedná o Magellanova mračna.
- III/ Vliv základní nesymetrie galaxie, např. celková deformace galaxie / ne nutně spirálního tvaru/.
- IV/ Vliv aktivity galaktického jádra.

Ukazuje se, že teorie hustotních vln, která, jak se zdálo v době jejího vzniku, úspěšně řeší mnoho základních problémů souvisejících s přítomností spirálních ramen velkých rozměrů u značného procenta galaxií, je neúplná a má mnoho důležitých teoretických problémů. Počáteční optimismus při používání této teorie tak vystřídal reálné posuzování komplikované situace ve spirálních galaxiích.

5. Závěr

Teorie galaktické struktury, formulovaná pomocí klasických nerelativistických fyzikálních zákonů, má, jak jsem se snažil ukázat, mnoho problémů. Průřez problematikou rozhodně není úplný. Bylo by potřebné zabývat se okolnostmi lokálního a globálního gravitačního kolapsu, tvorbou nových hvězd a mnoha dalšími problémy, které se zadanou problematikou úzce souvisí. Také jsem se nezmínil o různých aplikacích popisované teorie, především při interpretaci pozorování. Všechny nadhozené otázky by vyžadovaly detailní rozbor a tak již přesahují rozsah tohoto článku a mimo to již vybočují z hlavní osy výkladu.

Literatura:

- Chandrasekhar, S.: 1943, Principles of Stellar Dynamics /Dover Publ., New York/.
- Chandrasekhar, S.: 1964, Astrophys. J. 139, 664.
- Jeans, J.H.: 1929, Astronomy and Cosmogony /The University Press, Cambridge/.
- Lin, C.C.; Shu, F.H.; Yuan, C.C.: 1969, Astrophys. J. 155, 721.
- Lynden-Bell, D.; Ostiker, J.P.: 1967, Mon. Not. R. A. S. 136, 293.
- Shu, F.H.: 1970, Astrophys. J. 160, 89.
- Toomre, A.: 1969, Astrophys. J. 158, 889.

KOSMICKÉ ROZHLEDY BLAHOPŘEJÍ

V roce 1977 dosáhnou význačného životního jubilea tito členové Československé astronomické společnosti:

<u>50 let:</u>	Datum narození:
R. Dopita	25. 8.1927
Ing.J.Moravec	23. 1.1927
MUDr.R.Nademlejnský	9.11.1927
Ing.S.Rusz	9. 9.1927
Dr.L.Schmied	22. 6.1927
Dr.B.Topolová,CSc.	15. 9.1927
Dr.B.Valníček, CSc.	11. 4.1927
Dr.I.Šolc, CSc.	20. 5.1927
<u>60 let:</u>	
JUDr.Ing.R.Brđička, CSc.	28. 3.1917
Ing.K.Lajka	27.11.1917
<u>65 let:</u>	
O.Beneš	11. 3.1912
J.Doleich	16. 2.1912
Ing.L.Kaš	1.10.1912
V.Řehák	5.10.1912
J.Šenfeld	3.10.1912
V.Šustr	26. 9.1912
Prof.Ing.Dr.J.Vykutil	1. 9.1912
J.Vylita	13. 8.1912
<u>70 let:</u>	
Z.Balík	26. 4.1907
Prof.RNDr.B.Havelka	17. 7.1907
RNDr.M.Chytilová	11. 7.1907
F.Nečas	23. 3.1907
V.Panušová	26.10.1907
J.Polák	6. 2.1907
Prof.RNDr.A.Zátopek	30. 6.1907
<u>75 let:</u>	
F.Beran	27.11.1902
Ing.R.Orlt	2. 5.1902
A.Šedivý	2.11.1902
<u>80 let:</u>	
V.Adáeová	1. 7.1897
P.Doškář	18.10.1897
R.Nesvadba	30. 7.1897
Jar.Novák	25. 4.1897
RNDr.B.Sternberk	21. 1.1897

Všem jubilantům srdečně blahopřejeme.

Z NAŠICH PRACOVÍŠŤ

Zasedání komise pro mnohostrannou spolupráci

"Fyzika a vývoj hvězd" v Praze

Ve dnech 29. června - 1. července 1976 zasedala v Praze problémová komise, která je vrcholným orgánem mnohostranné spolupráce akademií věd socialistických států "Fyzika a vývoj hvězd". Spolu s ní zasedala prvá podkomise této spolupráce "Ranná stadia vývoje hvězd". Porad se zúčastnilo celkem 38 astronomů, z toho ze SSSR 9, z NDR 9, z Polska 4, z Bulharska 3, z Maďarska 2 a z ČSSR 11.

Dva půldny byly věnovány organizačním otázkám, jako je kontrola plnění úkolů, plánu na příští rok, další zasedání, letní škola astronomie ap. Většina zasedání však měla ráz vědecké konference, kde jednotliví účastníci referovali o vědeckých výsledcích vzniklých v rámci spolupráce. K nejdůležitějším probíraným tématům patří nejranější vývoj hvězd, hvězd typu T Tauri a erupтивní hvězdy s plynnými obaly, horké hvězdy, cirkumstelární a interstelární hmota, jakož i automatická redukce pozorování.

Další zasedání problémové komise se bude konat pravděpodobně v červnu 1977 ve Varšavě.

S. Kříž

Práce publikované v Bulletinu čs. astronomických ústavů Vol. 28/1977/, No 1

Polarizácia v korónálnej emisnej čiare 5303 A podľa pozorovaní počas slnečného zatmenia v Afrike 30. júna 1973

J. Sýkora, Astron. ústav SAV, Skalnaté Pleso
E.I.Mogilevskij, V.G.Utrobín, IZMIRAN, Moskva

Je prevedené štúdium polarizácie v emisnej čiare koróny Fe XIV 5303 A, z materiálov získaných expedíciou Astronomického ústavu SAV, Skalnaté Pleso, počas slnečného zatmenia 30. júna 1973 v Republike Niger. Pozorovania boli vykonané refraktorom a interferenčno-polarizačným filtrom, pred ktorým sa postupne pootáčala o 120° polvlnová platnička. Polarizačné snímky, získané s expozíciou 30 a 90 sekúnd dovoľili /berúc do ohľadu chyby pozorovaní/ určiť rozloženie stupna polarizácie a orientácie roviny polarizácie v zelenej čiare pre asi 100 bodov v koróne, rozložených v hraniciach $1,15 \leq \varrho \leq 1,50 R_\odot$. Je ďalej urobené porovnanie so zmeranou polarizáciou v bielej koróne, a tiež s korónálnou štruktúrou a možným priestorovým rozložením magnetického poľa v koróne. Je ukázané, že pozorované rozloženie polarizácie v zelenej čiare reálne existuje a odpovedá kvalitatívne teórii rezonančného rozptylu na korónálnych iónoch v lokálnom magnetickom poli koróny. Diskutovaná je problematika určovania štruktúry magnetického poľa v koróne z pozorovaní v emisných korónálnych čiarach.

- aut -