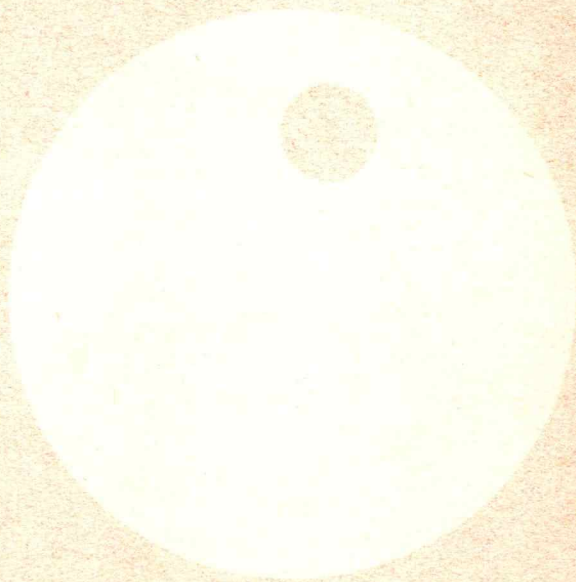




# **KOSMICKÉ ROZHLEDY**

NEPERIODICKÝ VĚSTNÍK ČESKOSLOVENSKÉ ASTRONOMICKÉ SPOLEČNOSTI PŘI ČSAV

**3/1975**





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

ročník 1975

číslo 3

J. Šilhán

## Komety a vznik planet

Článek je psán volně podle Ernest J. Öpik: Comets and the Formation of Planets, Astrophysics and Space Science 21 (1973), str. 307-398.

Středověké pověry přeceňovaly význam komet a přisuzovaly jim moc, kterou nemají. Vědecký výzkum ukázal, že jde o tělesa řádově kilometrových rozměrů. Někteří astronomové proto pokládají komety za kosmické smetí bez jakéhokoli významu ve vesmíru. Zřejmě i toto je extrém neodpovídající pravdě. Cílem tohoto článku je ukázat kosmogonický význam komet. A ten je opravdu veliký. Jsou důvody, abychom se domnívali, že to, co marně hledali kosmonauté na Měsíci - totiž prapůvodní hmotu z doby před vznikem zemské kůry - bude jednou nalezeno právě v kometárních jádrech.

### 1. Dnešní představy o kometách

Úvodem poznamenejme, že se v článku pokusíme o revizi dosavadních údajů. Navrhne změnu v přijímaných hodnotách pro hmotnosti, hustotu, průměry a chemické složení kometárních jader, zredukujeme i počet jader v Oortově oblaku. Zatím však si uvedeme několik čísel přijímaných dosud.

Kometou v několika směrech typickou je Halleyova kometa. Má jádro o průměru asi 11 km a hmotnosti přibližně  $8 \cdot 10^{14}$  kg. V blízkosti Slunce se jádro zahřívá, plyny sublimují a dávají vznik komě. Koma je oblak fluoreskujících plynů o rozměru až  $10^7$  km a hmotnosti  $2 \cdot 10^9$  kg. Na první pohled jde o značné množství hmoty, ale objem, který zaujímá, je ještě větší. Vypočteme-li hustotu, dostaneme nepatrné číslo - asi  $4 \cdot 10^{-15}$  kg m<sup>-3</sup>, tj. řádově  $10^{-15}$  část hustoty zemské atmosféry. Pokračováním kometární komy je ohon, kam se plyny z komy přesouvají tlakem slunečního záření. Spektrální analýza ukazuje v kometárních plynech pásy sloučenin. V komě jsou přítomny molekuly C<sub>2</sub> a CN, v ohonu ionty CO<sup>+</sup>, abychom jmenovali alespoň některé.

Plyny, které jednou vstoupily do komy, jsou pro kometu nenávratně ztraceny. Rozptylují se do prostoru a na jejich místo z jádra sublimují další. Takto ztrácí jádro při každém průchodu perihelem značné množství hmoty. Odhaduje se, že Halleyova kometa ztratí při každém průchodu kolem Slunce vrstvu silnou 3 metry. Kometa tedy vydrží 2000 průchodů neboli - vezmeme-li v úvahu oběžnou dobu 76 let - může být na současné dráze asi 150 000 let, než se zcela rozpadne. To je doba kosmogonicky velmi krátká.



Z jader se uvolňují také prachové částice. Ty se rozestírají v dosti širokém pruhu podél oběžné roviny komety. Jde vlastně o meteoroidy a projeví se obvykle jen tehdy, vniknou-li do zemské atmosféry. Tehdy pozorujeme padání meteorů, obvykle vizuálních nebo teleskopických. Jen tehdy, nachází-li se Země poblíž roviny dráhy komety, projeví se prachové částice markantně i na meziplanetární vzdálenosti. V takovém případě pozorujeme protichvost mířící ke Slunci. Takovýto protichvost se v plné intenzitě objevil u komety Arendovy-Rolandovy z r. 1957, která měla parametry podobné Halleyově kometě.

Traduje se názor, že v jádrech komet nejsou obsaženy větší kusy hmoty (kameny, železa). Argumentem pro něj bývá pozorovací fakt, že při velkých meteorických rojích nepadají meteority. Dynamické úvahy ovšem ukazují, že z jader některých komet se větší balvany uvolňovat nemohou, i kdyby tam byly. To platí například o mateřské kometě Perseid, od které se nemůže oddělit kamének větší než asi 1,5 cm. Je-li kometa menší a vstupuje-li hlouběji dovnitř zemské dráhy, jsou vztahy mezi tlakem odpařujících se plynů a gravitací jádra příznivější. To je případ Enckeovy komety, z níž se mohou uvolňovat balvany o průměru až 85 centimetrů. Skutečně její dceřinný roj jsou Tauridy, které vynikají poměrně velkým počtem bolidů a k nimž je pravděpodobně třeba přiřadit i několik pádů meteoritů.

Halleyova i Arendova-Rolandova kometa jsou poměrně velká tělesa. Skutečným obrem mezi kometami byla Humasonova kometa z r. 1961 se svým průměrem 41 km a hmotností 50 krát větší než má Halleyova kometa. Ve srovnání s planetami je nicméně i toto málo, jen jedna stodesátimiliontina ( $6 \cdot 10^{-9}$ ) hmotnosti zemské. Většina komet, zejména komety periodické, jsou ovšem tělesa podstatně menší. Kupř. zmíněná Enckeova kometa má průměr 1,7 km a hmotnost téměř o 3 řády menší než má Halleyova kometa, přesněji  $3 \cdot 10^{12}$  kg. Průměry jader šesti dobře pozorovaných (periodických) komet odvozené z negravitačních efektů (raketový efekt odpařených plynů) dávají aritmetický střed (6,6-1,8) km. Odvodíme-li průměry z fotometrických úvah, dostaneme pro touž šestici komet střední hodnotu 5,8 km.

Existuje ještě třetí metoda vycházející z energetické bilance sublimace na povrchu jádra, a ta dává pro průměry kometárních jader nezávisle podobné hodnoty. Přímé měření není možné, protože v malých vzdálenostech od Země, kde by jádro mělo pro pozemského pozorovatele měřitelnou úhlovou velikost, je vždy přezářeno komou a tudíž nepozorovatelné. Vzhledem k souhlasnému výsledku se zdá, že nemožnost přesvědčit se o průměrech jader přímo není na závadu. Bohužel je však vše jasné jen zdánlivě.

## 2. Přehodnocení dosavadních vědomostí

K tomu, abychom mohli srovnat průměry vypočtené všemi třemi metodami, musíme učinit předpoklady o řadě fyzikálních charakteristik jádra. Jde vlastně o to, abychom uhodli řadu čísel tak, aby se kometární jádra chovala v soulase s pozorováním. Přitom nutno vzít v úvahu řadu skutečností, m. j. chemické složení a vývojové otázky. To provedl r. 1951 Whipple a jeho představa "špinavého ledu" je běžně přijímána dodnes. Tato látka by měla vlastnosti uvedené ve středním sloupci tab. 1.



	podle Whipple ("špinavý led")	po opravě ("špinavý snh")
hustota ( $\text{kg m}^{-3}$ )	2000	1000
albedo	0,07 (jako u Měsíce)	0,28
stř. molekulová váha (vodík = 1)	8	14
Halleyova kometa:		
průměr $\underline{D}$ km	11	5,5
hmotnost $\underline{m}$ kg	$8 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{13}$

Tabulka 1. Předpokládané vlastnosti materiálu kometárních jader

Jenže Whiplův model vlastně nevyhovuje, protože se do výpočtů vloudila chyba. Při odvozování hmotnosti jádra z negravitačních efektů se totiž předpokládalo, že kometární plyny jsou atomární. Ve skutečnosti v nich mají prakticky všechny molekuly dva atomy, nebo víc. Jediný kandidát na roli jednoatomové molekuly je totiž hélium, a to ve vakuu nekondenzuje, takže se do jader nemohlo dostat. Odhad molekulové váhy je tedy nutno zvýšit na 14, a je po souladu mezi výsledky metod.

Jiná sada parametrů, která je možná podle opravených výpočtů, je v posledním sloupci tab. 1. Berme zase v úvahu, že je to jen jedna z možných sad parametrů, je však velmi přijatelná. Mimo jiné i z toho důvodu, že hmotnost jader pak vychází 16 krát nižší. Čísla, která jsme výše uvedli pro některé komety, jsou totiž malá jen zdánlivě. Za každou kometu, kterou pozorujeme, musíme vidět mnoho milionů komet, které se nedají pozorovat nebo už zanikly. Kdyby dosavadní údaje o hmotnostech komet byly správné, byla by celková hmotnost komet tak velká, že bychom marně hledali proces, kterým by kdysi komety mohly vzniknout.

Dodejme, že revize údajů má i další důsledky. Musíme předpokládat, že obsah fluoreskujících plynů v plynech komy je 10% (oproti dřívějšímu předpokladu 1%). Podíl vodíku (ve starém modelu 20%) nutně vzhledem ke zvýšení přijaté hodnoty molekulové váhy zredukovat na 5%, přičemž nejistota dat je tak velká, že není vyloučeno ani to, že vodík zcela chybí. Snížená hustota jader vyžaduje nižší obsah křemičitanů (hlavní složka prachu) než se předpokládalo dosud.

Poznámka: Úpíkův článek, který mi byl předlohou, je dosti složitý a jeho autor dochází k přehodnocení kometárních hmotností až na konci. Pro přehlednost budu nadále všude uvádět už zreduované hodnoty hmotností (na 1/16). Krom toho se snažím používat soustavy SI a činím tak všude, kde není podotknuto výslovně něco jiného. Proto často převádím Úpíkovy veličiny do jiných jednotek.

### 3. Množství hmoty v Oortově oblaku

Z řady důvodů nutno pokládat za prokázané, že většina komet se nachází v periferních oblastech sluneční soustavy daleko za oběžnými drahami velkých planet. Původní Oortova čísla pro meze



této "lednice", v níž komety přežívají, jsou udána heliocentrickými vzdálenostmi 50 000 a 200 000 astronomických jednotek. K tomu vedly jeho výpočty původních drah komet, které získal tak, že dnešní dráhy početně zbavil změn způsobených planetárními a hvězdnými poruchami. Později Oort znovu provedl své výpočty s bohatším pozorovacím materiálem. Vyšlo mu, že oblak komet je blíže Slunci, a to ve vzdálenosti 30 000 až 100 000 astronomických jednotek.

Slovo "oblak" může do jisté míry mást. Oort hovoří o "sféře", aby naznačil, že komety jsou ve všech směrech od Slunce.

Sluneční gravitační pole by udrželo komety ještě ve vzdálenostech značně větších. Dá se ukázat, že hvězdné poruchy akumulované za celou dobu existence sluneční soustavy ( $4,5 \cdot 10^9$  let) by způsobily ztrátu více než 30% komet jen tehdy, kdyby se Oortův kometární oblak rozkládal ve střední vzdálenosti alespoň  $6,7 \cdot 10^3$  astronomických jednotek od Slunce. (To jsou více než 3 parseky a uvnitř koule o tomto poloměru známe 12 hvězd - m.j. do ní spadá i Sirius. Výsledek je paradoxní jen zdánlivě. Oběžná rychlost komety ve vzdálenosti  $7 \cdot 10^3$  astronomických jednotek totiž činí asi  $50 \text{ m s}^{-1}$ , kdežto relativní rychlosti hvězd oproti ní jsou vyjádřeny desítkami  $\text{km s}^{-1}$ . Kometa "ví", že patří ke Slunci. Stejně dobře v tom mezihvězdném zmatku znají svůj původ i komety ostatních hvězd, pokud ovšem takové komety existují. Sféry aktivity hvězd se prostě pronikají.) Přesto je nutno z několika důvodů dát přednost pozdějšímu Oortovu výsledku, podle něhož vychází oblak menší.

Prvním důvodem je statistika tzv. nových komet, t.j. komet ve dráze přibližně parabolické, evidentně přicházejících z Oortova oblaku. Odtud je taková kometa "vhozena" dovnitř sluneční soustavy poruchovým působením některé blízké hvězdy. Ukazuje se, že dovnitř Marsovy dráhy (periheliová vzdálenost  $q < 1,5$  astr. jedn.) vniká asi 1 nová kometa ročně. Kdyby Slunce bylo ve vesmíru samo, stačila by tuto jednu kometu ročně dodat dovnitř sluneční soustavy skupina komet o počtu rovném jejich průměrné oběžné době v letech, tedy asi  $10^7$  komet. Ale hvězdné poruchy neustále mění kometární dráhy a táž kometa se dovnitř sluneční soustavy obvykle nevrátí. Na její místo přijde jiná, která musela existovat už dříve, nepozorována. Příslušné výpočty provedl Oort. Ůpik je přehodnotil a došel k závěru, které ukazuje následující tabulka (střední sloupec).

stř. heliocentr. vzdálenost Oortova oblaku (astr.jedn.)	celková hmotnost oblaku (ve hmotnostech zemských)	
	přehodnocení Oorto- vých hodnot	vlastní Ůpikův výpočet
$10^5$	46	17
$5 \cdot 10^4$	4	1,5
$1,5 \cdot 10^4$	-	$2,2 \cdot 10^{-2}$

Tabulka 2. Celková hmota komet v Oortově oblaku nutná k vysvětlení pozorovaného počtu "nových" komet

Ůpik provádí ve své práci ještě i výpočet vlastní. Dospívá ke vzorci



$$F = 2,36 \cdot 10^{-7} H^{3,5}, \quad (1)$$

kde  $H$  je průměrná afelová vzdálenost komet v Oortově oblaku. a  $F$  je počet komet nutný k tomu, aby mezi nimi v oblaku mohly hvězdné poruchy "vybrat" tu jednu, kterou v průměru ročně vhodí dovnitř Marsovy dráhy a kterou tam pozorujeme. Za hmotnost průměrné "nové" komety navrhuje Ópik  $2,3 \cdot 10^{-10}$  hmotnosti zemské a dostává výsledky uvedené ve třetím sloupci tabulky 2.

Jak uvidíme dále, jsou čísla v prvním řádku (pro  $H = 10^5$  astr. jedn.) zcela nevysvětlitelná. Shoda obou sloupců je velmi dobrá a Ópik dává přednost hodnotám v posledním.

Druhým důvodem, proč se hodnota  $H = 10^5$  astr. jedn. jeví jako nevěrohodná, jsou výsledky úvah o vzniku komet. V dalším ukážeme, že komety určitě nevznikly tam, kde je dnes pozorujeme, t.j. v Oortově oblaku. Jejich původ musíme hledat v oblasti velkých planet (Jupiter-Neptun). Transport na dnešní místo se děl ve dvou etapách.

Nejprve kometa potkávala opětovně některou z velkých planet (event. několik planet, na tom málo záleží). Přitom neustále měnila dráhu, ale vždy tak, že dráha (eliptická) nadále procházela místem setkání. Proto se také setkání mohla opakovat. Místo setkání leželo blízko perihelu dráhy komety, perihelová vzdálenost se tedy prakticky neměnila. Zato afelová vzdálenost rostla. (Nikoliv rovnoměrně, při jednotlivém střetu mohla i poklesnout, ale vzrůst v průměru převažoval.) Tento proces by nakonec vedl k tomu, že by kometa nabyla únikové rychlosti a opusťla sluneční soustavu. Pravděpodobnost toho, že se dráha podstatně změní při jednom oběhu komety, je dána vzorcem

$$p_0 = \frac{2G^2}{U} \left( 1 + \frac{S^2}{G^2} \right). \quad (2)$$

Zde  $U$  je relativní rychlost komety vzhledem k planetě v jednotkách oběžné rychlosti planety.

$G$  je vzdálenost, v níž má střed planety asymptota takové dráhy, která je ve sféře aktivity planety rovnocousou hyperbolou (těleso, které by se pohybovalo po takové dráze, by setkáním změnilo směr o  $90^\circ$ ).

$S$  je vzdálenost středu planety od asymptoty takové dráhy, která se dotýká povrchu planety (mezní případ kolize).

$G$  i  $S$  jsou vyjádřeny v jednotce poloměru  $r$  planetární dráhy.

V poslední kapitole ukážeme, že většina komet byla skutečně tímto mechanismem vypuzena ze sluneční soustavy. Ale u malé části komet - řádově jde o procenta celkového počtu - došlo v určitém okamžiku k tomu, že se kometa ocitla na velmi protáhlé eliptické dráze. V okolí afelu své dráhy se dostala pod vliv hvězdných poruch a poměry se změnily. Gravitační působení hvězd má totiž tendenci především zvětšovat perihelovou vzdálenost  $q$ , přičemž afelová vzdálenost  $H$  je přibližně stálá. Platí

$$\frac{dq}{dt} = 2,23 \cdot 10^{-16} H^2 \quad (3)$$



v astr. jedn. za rok. Kometa se tedy přestane vracet na místo střetů s planetou a její dráha v kosmogonicky krátké době přestane protínat i dráhy ostatních planet. Za dobu existence sluneční soustavy  $t = 4,5 \cdot 10^9$  let máme

$$q = 1,00 \cdot 10^{-6} H^2 \quad (4)$$

Zároveň vidíme, že dráha komety i potom zůstane velmi výstředná,  $e > 0,9$ . V Oortově oblaku nelze tedy očekávat větší počet komet na kruhových nebo kruhu blízkých drahách (i když - vzhledem k tomu, že hvězdné poruchy mají statistický charakter - i takové dráhy se realizují.) Pojem Oortova oblaku se tím ovšem nenarušuje, protože vzhledem ke 2. Keplerovu zákonu se komety stejně po většinu doby zdržují u afelů svých drah, tedy v oblaku.

Zajímavý vzorec dostáváme pro afelovou vzdálenost  $H_0$ , v níž jsou poruchy hvězdného původu dost velké na to, aby kometu zbavily styku s planetou zvětšující do té doby její afelovou vzdálenost:

$$H_0^{3,5} = 2,6 \cdot 10^{16} \frac{M_0^2}{U} \quad (5)$$

Význam jednotlivých veličin a jednotky viz vzorec (2).

Pro různé planety (velké) a pro různé hodnoty  $U$  vycházejí hodnoty  $H_0$  řádově v rozsahu  $10^2$  až  $10^4$  astr. jedn. Velké hodnoty  $U$  ( $> 0,5$ ) by znamenaly velké sklony původních kometárních drah a to by se nesrovnávalo s hypotézou o společném vzniku komet a planet, kterou budeme v dalším obhajovat. (Dnešní komety mají velké sklony, ale to je důsledek hvězdných poruch, které komety v Oortově oblaku neustále míchají.) Přijmeme proto  $U = 0,5$  (polovina oběžné rychlosti planety). Ze vzorce (5) pak dostaneme největší hodnotu  $H_0$  pro komety vyháňené Jupiterem:  $H_0 = 7500$  astr. jedn.

Bližší hranice Oortova oblaku je i po redukci  $3 \cdot 10^4$  astr. jedn. Rozdíl se zatím nepodařilo vysvětlit. Hvězdné poruchy jsou v současné době 60 krát slabší, než aby mohly způsobit takový vzrůst afelové vzdálenosti. Přitom základem Oortova určení hranic kometárního oblaku je statistika, která se zdá velmi důvěryhodná. Je na ní vidět i to, že komety s  $a > 10^4$  astr. jedn. ( $H > 2 \cdot 10^4$ ) podlehly desintegraci - rozpadly se při častých návratech ke Slunci přesně tak, jak to žádá teorie.

Závěrem lze říci, že ačkoli toto další zmenšení Oortova oblaku by velmi usnadnilo výklad vzniku komet (viz tab. 2), nebude vhodné je akceptovat. Musíme vyložit údaje 2. řádku tab. 2, t.j. vysvětlit, jak vznikly a uchovaly se komety o celkové hmotnosti 1,5 hmotnosti Země.

#### 4. Kde nemohly vzniknout komety

Většinu hmoty ve vesmíru tvoří vodík. Dnešní komety ho sice obsahují velmi málo, ale první (dnes již neexistující) komety musly obsahovat tohoto prvku mnohem více, ne-li převahu. Ať vznikaly kdekoliv, vznikaly v prostředí bohatém na vodík. Proto budeme nyní hledat podmínky, za kterých vodík kondenzuje (přesněji řečeno sublimuje z plynné fáze přímo do tuhé). Vodítkem nám bude následující tabulka obsahující korigované výsledky van de Hulsta (1949).



T	6,0	5,0	4,0	3,5	3,0	2,5	2,0
$-\log \rho$	5,36	6,82	8,98	10,49	12,51	15,31	19,48

Tabulka 3. Hustoty nasycení ( $\rho$  kg m<sup>-3</sup>) molekulárního vodíku v závislosti na absolutní teplotě T

Nejdříve ukážeme, kde potřebné podmínky nejsou.

Uvažujme nyní zrno ve volném mezihvězdném prostoru. Teploty jsou tam tak nízké (nejvýše několik desítek K), že tepelná vodivost zjedná termodynamickou rovnováhu v jeho vnitřku, pokud takové "zrno" má průměr menší než 40 km. Rovněž teploty blízkých zrn (do 400 m) se vyrovnají vedením tepla v mezihvězdném plynu. Proto se vyzařování větších zrn řídí Stefanovým-Boltzmannovým zákonem, t.j. prostorová hustota záření je úměrná  $T^4$ . Jediné je-li velikost zrna srovnatelná s vlnovou délkou vyzařovaného elektromagnetického vlnění nebo menší, je zrno příliš "málké" a vyzařuje značně méně než absolutně černé těleso téže teploty.

Naše zrno je zahříváno ze tří zdrojů. Souhrnné optické záření hvězd Galaxie má hustotu energie  $D_0$ , kromě toho putují mezihvězdným prostorem všudypřítomná kvanta reliktového záření o hustotě  $D_R$  a konečně se tudy prohánějí kosmické paprsky o hustotě energie  $D_p$ . Zrno tyto druhy záření pohlcuje s lineárními absorpčními koeficienty pořadě  $k_0$ ,  $k_R$  a  $k_p$ . Přijmeme hodnoty uvedené v následující tabulce.

záření	$D_i$	$k_i$
optické (O)	$1,73 \cdot 10^{-13}$	$10^6$
reliktové 3 K (R)	$6,2 \cdot 10^{-14}$	$10^2$
kosmické paprsky (P)	$1,6 \cdot 10^{-13}$	10

Tabulka 4. Předpokládané hustoty energie D (J m<sup>-3</sup>) a lineární absorpční koeficienty k (m<sup>-1</sup>) pro hlavní složky mezihvězdného pole záření.

Mezi pohlceným zářením a vyzářenou energií se ustaví rovnováha, která určuje absolutní teplotu T zrna. Teplota závisí na velikosti zrna. Infinitesimální částice ( $R < 10^{-7}$  m) vyzařují podstatně méně nežli absolutně černé těleso, proto pro ně dostáváme hodnotu dosti vysokou, 23 K. Lze se domnívat, že toto je hodnota blízká skutečné teplotě mezihvězdného "kouřma". Velké balvany pohlcují značně více energie, protože jsou neprůhledné i pro kosmické paprsky; protože však již září jako absolutně černé těleso, dostáváme pro ně  $T = 4,78$  K. V centimetrovém oboru velikostí nastává minimum asi 4,6 K.

Pohled do tab. 3 ukazuje, že hustota (atomárního!) vodíku v mezihvězdném prostoru, která činí asi  $10^{-21}$  kg m<sup>-3</sup>, je o 13 řádů nižší než hustota nasycení. Ve volném mezihvězdném prostoru tedy vodík nekondenzoval a nelze tam proto hledat ani místo vzniku komet.

O něco příznivější podmínky jsou v hustých mezihvězdných oblacích složených z prachu a plynu. Ty mají značně vysoké albedo dané mnohonásobným rozptylem na částicích prachu. Můžeme odvodit hodnotu 0,84, podobnou pozemským mrakům. Temné se zdají



být jen na pozadí Mléčné dráhy.

Uvažujme oblak o průměru  $10 \text{ ps} = 3 \cdot 10^{17} \text{ m}$ , v němž je hustota plynu  $2 \cdot 10^{-18} \text{ kg m}^{-3}$  (odpovídá to  $10^9$  atomů  $\gamma$   $1 \text{ m}^3$ ) a 2% prachu. To je značně velký oblak o hmotnosti  $10^4$  hmotnosti Slunce. Optická hloubka  $k$  takového oblaku je 8. Přímé optické záření má ve středu oblaku hustotu  $e^{-k} \approx 50$  krát menší než na povrchu, můžeme je tedy zanedbat. Zato se nitrem oblaku toulá oněch 16%, které chybí albedu do celé jedničky. Toto rozředěné optické záření se skládá z kvant změněných absorpcí a nenachází se vlastně již ve vizuálním oboru spektra, nýbrž v milimetrovém rozsahu. Jeho pohltivost proto není již tak vysoká. Pokládáme  $k_T = 400 \text{ m}^{-1}$ . Reliktové a kosmické záření se dostane dovnitř bez překážek, protože oblak je pro tyto druhy záření opticky tenký.

Provedeme-li s potřebnými korekcemi podobné výpočty jako předtím pro nezastíněné částice, dostaneme teploty podstatně nižší. Nejsnáze probíhá kondenzace na zrnek o průměru 0,006 metru. Tyto částice mají uvnitř oblaku teplotu pouze 3,50 K. Nicméně hustota nasycení vodíku je při této teplotě  $3,3 \cdot 10^{-11} \text{ kg m}^{-3}$ , což je stále o 7 řádů více než je hustota oblaku.

Podobné podmínky jako v mezihvězdném prostoru vládou i na periferii sluneční soustavy. V pravěku sluneční soustavy tomu asi nebylo jinak. Odtud tedy závěr předeslaný v kapitole 3, že totiž komety nevznikly tam, kde se dnes zdržují. Za místem dosti studeným na to, aby se mohla kondenzovat kometární jádra, musíme vykonat cestu nepravděpodobným směrem - dovnitř sluneční soustavy, k horkému Praslunci.

#### 5. Kondenzace v protoplanetárních prstencích

V dalším budeme sledovat hypotézu, podle níž komety vznikly ve sluneční pramlhovině v oblasti, kde se tehdy tvořily (a kde dnes obíhají) velké planety. Vrátime se zpět do doby, kdy již existovalo Slunce přibližně ve své dnešní podobě, ale kdy ještě hmota každé planety byla rozptýlena v širokém prstenci v okolí budoucí oběžné elipsy. Existenci těchto tzv. protoplanetárních prstenců předpokládají prakticky všechny moderní teorie vzniku sluneční soustavy. Protoplanetárních prstenců bylo nejméně tolik, kolik je dnes planet.

Lze se domnívat, že v době vzniku protoplanetárních prstenců byla jejich teplota poměrně vysoká. Teprve potom nastaly podmínky příznivé pro kondenzaci, a nejdříve byly na řadě těžké složky pramlhoviny. Jejich zastoupení v mlhovině bylo malé (odhadujeme je na 5%), ale kondenzují při vyšších teplotách než vodík. Pro přibližný odhad rychlosti kondenzace těchto složek učiníme několik předpokladů o podmínkách panujících v protoplanetárních prstencích velkých planet.

Nechť protoplanetární prstenců má poloměr  $a$ , který je roven velké poloose dráhy dnešní planety, a šířku  $b = 0,2a$ . Abychom dostali dolní odhad rychlosti kondenzace, předpokládejme, že v prstenci zůstala rozptýlená polovina hmoty dnešní planety. Přesně řečeno nejde tu o proces změny skupenství, spíše o nalepování jednotlivých atomů a molekul látky na zrna vzhledem k velmi malým nustomám. Proces nalepování se zrychluje s rostoucí relativní rychlostí zrna a částic prostředí, tedy s teplotou.



Je víc příležitostí k tomu, aby se molekula nalepila. Tato úvaha ovšem platí jen pokud teplota není tak vysoká, aby při ní ukládaná látka sublimovala do plynného stavu; to by se molekuly na zrna nelepily. Hustotu vznikajících zrn položíme rovnu  $1000 \text{ kg m}^{-3}$ . Pro teplotu vezmeme dolní extrém 4 K.

Rychlost růstu zrn v takovém prostředí budeme počítat ve dvou modelech. V prvním (A) si představíme volně obíhající částice (zrna a molekuly) rovnoměrně rozptýlené po celém prstenci a učiníme předpoklad, že tzv. jacobiánské rychlosti  $U$  (odchylky od místní kruhové rychlosti známé již z kap. 3) činí přibližně 5% kruhové rychlosti, t.j.  $U = 0,05 v$ . V druhém modelu (B) předpokládáme koncentraci vzhledem k rovině souměrnosti prstence a hydrostatickou rovnováhu plynu. Rychlost růstu průměru  $x$  částice podle těchto modelů je

$$(A) \quad \frac{dx}{dt} = 8,30 \cdot 10^5 \bar{\rho} a^{-\frac{1}{2}} \quad \text{m/rok}, \quad (6)$$

$$(B) \quad \frac{dx}{dt} = 5,92 \cdot 10^5 \rho_0 a^{-\frac{1}{2}} \quad \text{m/rok}. \quad (7)$$

Zde  $\bar{\rho}$  je průměrná hustota rozptýlené hmoty a  $\rho_0$  maximální hustota v prstenci (v modelu B u roviny souměrnosti). Výsledky udává tab. 5, kde jsou i další hodnoty, které budeme potřebovat později.

Planeta	Jupiter	Saturn	Uran	Neptun
Hmotnost $M_p$ , $10^{26} \text{ kg}$	19,1	5,70	0,87	1,03
$a$ , astr. jedn.	5,20	9,54	19,19	30,07
(A) Model volně obíhajících částic				
$\bar{\rho}$ , $10^{-11} \text{ kg m}^{-3}$	1600	77,3	1,45	0,36
$\frac{dx}{dt}$ , m rok <sup>-1</sup>	$5,82 \cdot 10^{-3}$	$2,14 \cdot 10^{-4}$	$2,74 \cdot 10^{-6}$	$5,4 \cdot 10^{-7}$
(B) Model hydrostatické rovnováhy ( $T = 4\text{K}$ )				
$L_g$ , $\text{kg m}^{-2}$	1250	110	4,2	2,1
$\rho_0$ , $10^{-11} \text{ kg m}^{-3}$	7070	251	3,36	0,83
$\frac{dx}{dt}$ , m rok <sup>-1</sup>	$1,84 \cdot 10^{-2}$	$4,8 \cdot 10^{-4}$	$4,6 \cdot 10^{-6}$	$9,0 \cdot 10^{-7}$
Deba akrece $x=10 \text{ km}$ , $10^6 \text{ let}$	0,55	21	2200	11 000
Max. průměr za $10^8 \text{ let}$ , km	1840	48	0,46	0,090
Odpovídající absolut. magnituda $m_0$	-6,9	+1,0	11,1	14,6

Tabulka 5. Rychlost růstu částic v protoplanetárních prstencích čtyř vnějších planet (při polovině planetární hmoty v difúzním stavu).  $L_g$  je hmota sloupce nad 1 m<sup>2</sup> roviny souměrnosti prstence po jedné její straně.



Oba modely dávají velmi podobné výsledky. Proto jsme podrobně uvedli jen model (B), který je dvakrát "optimističtější". I tak tabulka vylučuje ze soutěže protoplanetární prstence Urana a Neptuna. Pokud jde o Saturna a zejména Jupitera, má však tabulka 5 optimismu přespříliš. Nutno vzít v úvahu následující omezení:

1. Zatím jsme uvažovali jen akreci těžších složek. Ty se brzy vyčerpají a bude váznout přísun. Růst zrn se zastaví.

2. Těleso, které by takto vzniklo, by se asi chemicky značně lišilo od komet.

3. Jupiter má oproti Slunci v povrchových vrstvách přebytek hélia. To se dá vysvětlit tím, že vodík vstoupil do prvotních kometárních jader a v nich do nitra planety.

4. Růstu velkých jader může bránit radioaktivita akretovaného materiálu.

5. Tělesa řádově kilometrová mohou být v růstu bržděna momentem hybnosti akretovaného materiálu. (Může nastat situace, kdy se jádro již otáčí tak rychle, že odhazuje další hmotu).

6. Poslední dva řádky tab. 5 předpokládají dobu akrece  $10^8$  let. Je to nejvyšší přijatelná hodnota. Ve skutečnosti byla asi procesu akrece dopřána doba o 1 až 2 řády kratší.

Na námítky obsažené v bodech 1,2,3 a 6 odpovíme tím, že nalezneme v protoplanetárních prstencích procesy vedoucí k sublimaci vodíku do pevného stavu. Vyžaduje to teplotu asi 4K, a tedy zastínění před slunečními paprsky.

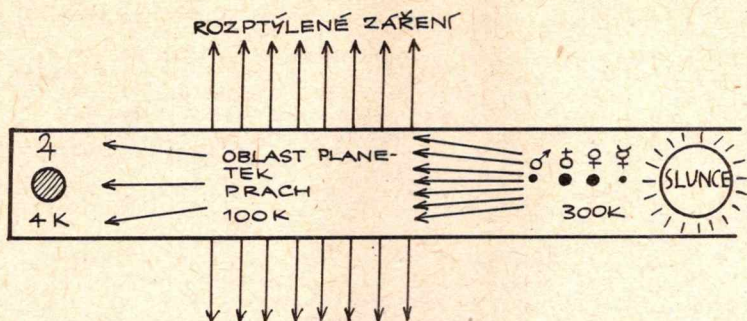
#### 6. Zastínění oblasti velkých planet

Prach o vhodné velikosti zrn (asi  $10^{-7}$  m) je velmi účinným stínícím prostředím. K tomu, aby se do oblastí velkých planet dostalo než nepatrné procento slunečního záření, by stačilo v oblasti dnešních planetek rozptýlit v takové účinné formě asi 1% zemské hmoty. Podobný účinek mohla mít i nezkondenzovaná hmota vnitřních planet. Avšak podmínkou je, aby prach zůstal po dostatečně dlouhou dobu rozptýlen, jinak by stím byl příliš úzký a vnitřek protoplanetárních prstenců velkých planet by byl zahříván rozptýleným zářením. Přitom - jak uvidíme - pevné částice v každém prstenci jeví tendenci soustředit se do střední roviny prstence.

Výpočet ukazuje, že materiál pro Zemi zmizel asi velice rychle (řádově za  $5 \cdot 10^4$  let). Mars se zřejmě kondenzoval na škále milionů let ( $3 \cdot 10^6$ ) a prach v jeho prstenci mohl stínit dostatečně dlouho a dostatečně intenzivně. V oblasti planetek asi prach vydržel ještě dále. Krom toho zde vlastně ani není podstatná doba sedání prachu. Planetek je řada, mají různé dráhy a každá z hlavních planetek měla zřejmě svůj protoplanetární prstenec. Tento systém prstenců mohl stínit dostatečně intenzivně ještě dlouho potom, co se každý z nich ztenčil prakticky do plochy. Z těchto důvodů klademe hypoteticky prachový štít do oblasti asi 3 astr. jedn. od Slunce. Představu sluneční pramlinoviny v době vzniku komet a velkých planet ukaže obr. 1.

Obrázek kvalitativně vysvětluje i zvláštní složení





Obr. 1. Schematický řez sluneční mlhovinou krátce po vzniku Slunce.

vnitřních planet. Prchavé složky se ve vnitřních prstencích neudržely díky vysoké teplotě - a terestrické planety se skládají převážně se silikátů.

Minimální tloušťka stínícího prstence je při  $r = 3$  astr. jedn. rovna  $z = 0,15$  astr. jedn. V tomto případě by hranice stínu procházela  $0,25$  astr. jedn. roviny dráhy Jupitera. Předpokládáme-li hustotní rozdělení jako v oddílu (B) tab. 5, vniká do středních oblastí Jupiterova protoplanetárního prstence ze slunečního záření  $4 \cdot 10^{-7} \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , což je méně než 3% hustoty záření při teplotě  $4\text{K}$ . To je stínění dostatečné. Dnešní planety s průměrným sklonem  $12^\circ$  se pohybují ve vrstvě o pološířce  $z = \pm 0,6$  astr. jedn., tedy čtyřikrát tlustší než nutné minimum.

Částice v každém protoplanetárním prstenci obíhají podle Keplerových zákonů kolem Slunce. Přitom interagují mezi sebou a s plynným prostředím prstence. Jeví tendenci vyrovnat během času oběžné rychlosti. Z toho se odvozuje i tendence prstence ke zplošťování. Pro usazování částic v rovině souměrnosti prstence byly nalezeny dva různé mechanismy.

Pro drobné částice se uplatňují interakce na molekulární úrovni, které sílí s rostoucím průměrem částice. Prachové částice o větším průměru se proto usazují rychleji. To však platí jen do určité meze. U velkých částic nutno vzájemně působení s prostředím prstence popisovat v termínech "brždění" a "odpor prostředí". Výpočet ukazuje, že usazování částic tímto mechanismem je u větších částic zase pomalejší.

Nejrychleji se tedy usazují prachové částice určité velikosti, která závisí na heliocentrické vzdálenosti dotyčného protoplanetárního prstence a na hustotě zbylé (dosud neusazené) hmoty. Např. v Jupiterově prstenci na počátku je tato kritická velikost částice asi  $1 \text{ m}$  a soustředování takových "prachových" částic v rovině souměrnosti prstence se děje ve škále staletí, tedy více než rychle. Naproti tomu opticky aktivní prach ( $R \approx 10^{-7} \text{ m}$ ) se vznáší dlouho a v Jupiterově prstenci může zabezpečit stínění proti bočnímu hvězdnému světlu po miliony let.



## 7. Vznik vodíkového sněhu v protoplanetárních prstencích

Uvnitř našeho protoplanetárního prstence stíněného prachem se ustaví podobně nízké teploty jako v hustém mezihvězdném oblaku; kolem 4K. Hustota prstence je podstatně vyšší než mezihvězdná a vyšší je teplota nasycení. I tak lze vyloučit usazování pevného vodíku v protoplanetárních prstencích Urana a Neptuna (viz tab. 3 a 5). V prstenci Jupiterově a Saturnově naproti tomu probíhala sublimace vodíku do pevného stavu velmi rychle, takže růst zra byl v těchto prstencích mnohem rychlejší než je dáno vzorci (6) a (7), kde se s kondenzací vodíku nepočítalo.

Tempo sublimace je dáno rychlostí, jakou záření stačí odnášet tepelnou energii uvolňovanou při sublimaci. Skupenské teplo sublimace vodíku (kondenzace + ztuhnutí) je  $J = 5,10 \cdot 10^3 \text{ J kg}^{-1}$ , tedy nemalé. Sublimační teplo se musí vyžáhat z obou povrchů protoplanetárního prstence do prostoru, jinak by uvnitř prstence stoupala teplota a sublimace by se zastavila.

Lze odvodit i vzorec pro čas nutný k uložení  $\Delta L_h$  kg pevného vodíku nad  $1 \text{ m}^2$  prstence.

$$t = 0,00806 \frac{\Delta L_h}{Q - Q_0} \quad (\text{v letech}). \quad (8)$$

Zde  $Q = 5,7 \cdot 10^{-8} T_s^4$  je plošná hustota energie absolutně černého tělesa teploty  $T_s$ , při které probíhá sublimace a  $Q_0$  je plošná hustota energie příslušné teplotě  $T_0$ , která by se v prstenci ustavila, kdyby se neuvolňovalo sublimační teplo.  $Q$  i  $Q_0$  je v jednotkách  $\text{J m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Předpokládáme, že v protoplanetárních prstencích je po vymezení těžších složek 60% vodíku a 40% nekondenzujícího hélia. V Jupiterově prstenci předpokládáme na počátku hustotu vodíku  $8,5 \cdot 10^{-8} \text{ kg m}^{-3}$ , t.j. 2500 kg veškeré hmoty nad každým  $\text{m}^2$  roviny souměrnosti prstence (srovň. tab. 5). Přijmeme-li  $T_0 = 4,2 \text{ K}$ , tedy  $Q_0 = 1,77 \cdot 10^{-5} \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , dostáváme čas nutný pro kondenzaci 94% původního obsahu vodíku (tedy až po  $j = 0,44$ )  $t = 1,44 \cdot 10^6$  let. Aby byla prokázána možnost kondenzace vodíku v protoplanetárním prstenci Saturnově, je nutný pgněkud komplikovanější výpočet. Při hustotě vodíku  $3 \cdot 10^{-8} \text{ kg m}^{-3}$ , jakou předpokládáme pro počáteční stádium vývoje Saturnova protoplanetárního prstence ( $j=1$ ), je kondenzační teplota již nižší než 4,2 K. Náš bezpečný odhad  $T_0 = 4,2 \text{ K}$  proto nestačí a musíme  $T_0$  počítat. V různých fázích kondenzace (různá  $j$  od 1 po 0,54) dojdeme k hodnotám  $T_0 = 3,54$  až 3,88 K, což znamená velmi rychlou kondenzaci 76% původního obsahu vodíku za  $1,76 \cdot 10^6$  let.

Naše výpočty měly pouze charakter jakýchsi sond do problému. Proto musíme mít na paměti, že výsledky nutno pokládat nejvýše za kvalitativní odhad. Ale na přesných číslech nám ani nezáleží. Spokojíme se s tím, že můžeme konstatovat: Pokud je naše představa o podmínkách ve sluneční pramlinovině (tab. 5) alespoň přibližně správná, v protoplanetárních prstencích Jupitera a Saturna za dobu kosmogonicky velmi krátkou zkondenzoval vodík do podoby sněhu.



Můžeme si tedy představit, že pevný vodík se usazoval na zrnek prachu i na vločkách vodíkového sněhu vzniklých už dříve. Vznik komet a zejména velkých těles, tedy planet a měsíců, naráží na několik omezení (viz body 4 a 5 v kap. 6).

### 8. Akrece těles lunární a planetární velikosti

Je-li jádro dostatečně velké, začne se uplatňovat jeho vlastní gravitace. Dojde k tomu při hmotnosti jádra větší než jistá hodnota  $M_0$ . Dnes se zdá, že v prostředí bez makroskopických pohybtů je

$$M_0 = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left( \frac{kT}{mG} \right)^{1,5} \rho^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{kg}). \quad (9)$$

Zde je  $k$  - Boltzmannova konstanta

$T$  - absolutní teplota

$m$  - molekulová hmotnost akretujícího materiálu (střední) v kilogramech

$G$  - gravitační konstanta

$\rho$  - hustota rozptýleného materiálu před akrecí.

K této hodnotě dojdeme, budeme-li hledat podmínky hydrostatické rovnováhy plynu. Hmotnost nad hranicí  $M_0$  danou vzorcem (9) je ovšem schopna se hroutit jen poměrně pomalu, aby se stala uvolněná gravitační energie, měnící se v teplo, vyzařovat z jádra. Za předpokladu izotermie byl i vzorec (9) odvozen.

Při hmotnosti jádra  $M > M_0$  nastává nestabilita, kterou nazveme boltzmannovskou. Nepatrný přírůstek hmoty jádra vyvolá další přítok hmoty k jádru a tím může za určitých podmínek začít jakási řetězová reakce akrece.

Aplikace vzorce (9) na mezihvězdný plyn ukáže, že boltzmannovská nestabilita nastává až pro hmotnosti řádově hvězdné.

Poměry v protoplanetárních prstencích popisuje tabulka 6, která je vypočtena podle vzorce (9), za předpokladu, že molekulová váha  $\mu = 2,2$ , tedy  $m = 3,6 \cdot 10^{-27}$  kg. V tab. 6 je  $N$  počet molekul v  $1 \text{ m}^3$  odpovídající hustotě  $\rho$ ,  $m_{\text{max}}$  je  $1/30$  hmoty obsažené v prstenci (není rozumné předpokládat, že se akrece jednoho jádra zúčastnilo více hmoty) a  $\lambda$  pro zajímavost vlná dráha molekul příslušného protoplanetárního prstence.

Protoplanetární prsteneč	Jupiter	Saturn	Uran	Neptun
$\rho$ , $10^{-11}$ kg $\text{m}^{-3}$	14 140	502	6,72	1,66
$N$ , $\text{m}^{-3}$	$3,9 \cdot 10^{19}$	$1,4 \cdot 10^{18}$	$1,9 \cdot 10^{16}$	$4,6 \cdot 10^{15}$
$M_0$ a) pro $T=4$ K	0,004 3	0,023	0,20	0,40
b) pro $T = 100$ K	0,54	2,9	25	50
$m_{\text{max}}$	0,033 3	0,010 0	0,001 6	0,001 8
$\lambda$ , m	0,08	2,30	170	690

Tabulka 6. Minimální hmotnosti  $M_0$  pro gravitační akreci plynu v protoplanetárních prstencích (v jednotkách hmotnosti Jupitera).