

Malá tělesa jsou klíčem k pochopení minulosti naší sluneční soustavy. Pozorování planetek, komet, meteoroidů nebo prachových částic poskytují obrovská množství dat, a právě snaha o jejich vysvětlení vedla k odhalení mnoha fyzikálních jevů, například negravitačních sil, migrace, slapů, srážek.

V této kapitole se nejprve zabýváme procesy při vzniku planetární soustavy (3.1–3.4). Posléze probíráme základní orbitální a fyzikální charakteristiky jednotlivých skupin malých těles, společně s jejich interpretací (3.5–3.12). Nakonec sem spadají i pojednání o jevech souvisejících s malými tělesy: meteoritech, dopadových kráterech a vulkanismu (3.13–3.15).

## 0.1 Protoplanetární disk

Začneme hrubým scénářem vzniku sluneční soustavy:

- Soustava vznikla před asi 4,56 miliardami let gravitačním kolapsem mezihvězdného plynoprachového oblaku.
- Materiál obsahoval asi 2 % prvků hmotnějších než helium, které předtím vznikly v nitru jiných hvězd; kolaps byl možná spuštěn blízkým výbuchem supernovy.
- Střední část jednoho fragmentu oblaku se zhustila vlastní gravitací natolik, že v ní začaly termonukleární reakce produkující záření — vzniklo Slunce.
- Vnější část se zploštila do disku. Došlo k přenosu většiny momentu hybnosti z rotujícího Slunce do oběžného pohybu disku.
- Disk byl nejhustší ve středové rovině, gravitační i negravitační síly zde vedly k postupnému soustředění materiálu do větších těles.
- Ve vnější části disku došlo k samostatným částečným kolapsům, jež daly vzniknout obřím plyným planetám a jejich satelitním systémům.
- Jen relativně málo hmoty celého oblaku (asi 5 %) se přeměnilo na hvězdy a planetární soustavy, zbytek byl hvězdným větrem rozfoukán zpět do mezihvězdného prostoru.

Původní teorie tohoto typu se nazývá *nebulární* (podle toho, že hvězda i planety vznikají z mlhoviny — nebuly).<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Pochází od IMMANUELA KANTA (1724–1804) a PIERRA-SIMONA LAPLACE (1749–1827). Úvahy těchto dvou myslitelů byly spíše kvalitativní; první výpočty struktury pramlhoviny provedli až v padesátých a šedesátých letech 20. století OTTO JULJEVIČ ŠMIDT (1891–1956), VIKTOR SERGEJEVIČ SAFRONOV (†1917) a jejich spolupracovníci.

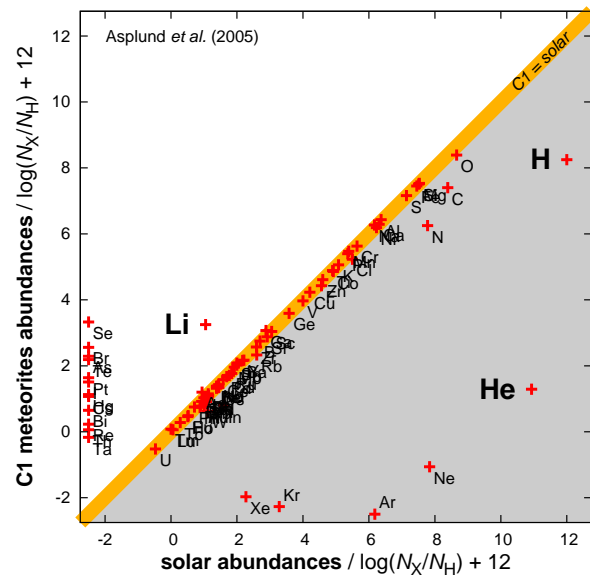
<sup>2</sup> Pokud bychom chtěli nahlédnout do původních prací (anebo do jakýchkoliv nových odborných článků), můžeme využít služby ([http://adsabs.harvard.edu/abstract\\_service.-html](http://adsabs.harvard.edu/abstract_service.-html)) (NASA ADS Abstract Service), kde lze po zadání jmen autorů, a eventuálně omezení na rok vydání, najít přesou referenci, abstrakt, a často lze stáhnout i celý článek v elektronické podobě. Některé časopisy, případně jejich nová čísla, jsou však přístupné pouze pro předplatitele.

*Extrasolární planety*, objevované od poloviny 90. let dvacátého století, možná vyžadují jiné teorie vzniku, protože vlastnosti exoplanetárních soustav se podstatně liší od naší sluneční soustavy. Jedním z hlavních rozdílů je existence planet několikrát hmotnějších než Jupiter, které navíc mohou obíhat blízko mateřské hvězdy (velká poloosa jejich dráhy je menší než 1 AU) nebo po výstředné dráze (s excentricitou větší než 0,1).

Zkusme nejprve rozmyslet odpovědi na nejzákladnější otázky: Proč se vůbec domníváme, že tu Slunce a planety nebyly věčně? Jak jsme mohli zjistit, kdy vznikly? A proč se domníváme, že vznikly z mlhoviny? Nejstručnější možné odpovědi by snad mohly být:

- Slunce je konečně velká plyná koule, která evidentně září, a postupně tak zmenšuje energii. Je tedy zcela přirozené předpokládat, že nebude zářit ani nezářilo věčně.
- Planety vznikly asi spolu se Sluncem, protože jsou k němu gravitačně vázané a mají (až na těkavé prvky) skoro stejné chemické složení (obr. 1).
- Stáří různých částí Země, Měsíce, Marsu, některých planetek a meteoritů jsme mohli určit díky radioaktivitě — jádra nestabilních prvků se náhodně rozpadají, a jejich počet klesá exponenciálně s časem „krásně“ konstatní rychlostí. A mimochodem, stáří planet odpovídá energii ve Slunci obsažené.
- Hvězdy vznikají zřejmě z mlhovin, protože v blízkosti mladých hvězd jsou vždy pozorována nějaká plyno-prachová oblaka, navíc stejného chemického složení jako povrch mladých hvězd, což těžko může být náhoda. Naštěstí lze poměrně snadno rozpoznat hvězdy mladé a staré — modely vývoje hvězd (tedy velkých horkých plyných koulí) říkájí zhruba toto: *hvězdy velmi hmotné svítí jasným namodralým světlem a žijí krátkou dobu* (a naopak méně hmotné svítí slabě, načervenalé a žijí dlouho).<sup>3</sup> Čili, podle barvy, jasnosti a vzdálenosti hvězdy lze odhadnout její hmotnost; pokud jsou v nějaké hvězdokupě přítomné kromě méně hmotných hvězd i velmi hmotné, znamená to, že hvězdokupa nemůže být příliš stará.

<sup>3</sup> Kvantitativně vyjádřeno: hmotnosti hvězd se pohybují v intervalu (0,02; 100)  $M_{\odot}$ , povrchové teploty (3 000; 100 000) K, zářivé výkony ( $10^{-5}$ ;  $10^5$ )  $L_{\odot}$  a životní doby (100 Gy; 1 My).



**Obr. 1** — Relativní zastoupení prvků ve sluneční atmosféře a v chondritických meteoritech typu C1. Většina netěkavých prvků se mezi nimi shoduje. Podle Asplund aj. (2005).

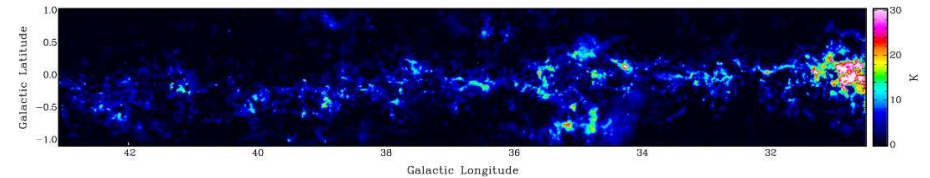
V následujících kapitolách nejprve podáme přehled základních vlastností velkých molekulárních oblaků a protoplanetárních disků, jak vyplývají z pozorování oblastí tvorby nových hvězd. Zmíníme podmínky, za kterých nastává gravitační kolaps. Podíváme se, co lze odvodit z dnešního obsahu radioaktivních prvků. Pak se pokusíme odhadnout parametry „našeho“ bývalého protoplanetárního disku, a to podle hmotností současných planet a jejich středních vzdáleností od Slunce.<sup>4</sup>

### 0.1.1 Pozorování velkých molekulárních oblaků a proplydů

**Velká molekulární oblaka (GMC)** mají podle pozorování hmotnosti přibližně  $10^5$  až  $10^6 M_{\odot}$ , jejich hustší jádra asi  $1 M_{\odot}$ . Teplota oblaků se pohybuje jen pár desítek stupňů nad absolutní nulou, mezi 10 až 30 K. Koncentrace jsou řádově  $10^3$  molekul/cm<sup>3</sup>, jádra oblaků mohou být i 100 až 1000 krát hustší. (Porovnejme to s hustotou vzduchu, který nás obklopuje: 1 kg/m<sup>3</sup>; hmotnost jedné molekuly N<sub>2</sub> nebo O<sub>2</sub> je asi  $2 \cdot 15 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27}$  kg, takže vychází koncentrace řádově  $10^{19}$  molekul/cm<sup>3</sup>.)

<sup>4</sup> V textu užíváme následující označení: y pro rok, násobky se standardními předponami My nebo Gy;  $M_{\odot}$  pro hmotnost Slunce,  $M_{\oplus}$  pro hmotnost Země, podobné indexy i pro jiné veličiny; AU =  $1,49597870691 \cdot 10^{11}$  m je astronomická jednotka.

V chemickém složení GMC převažuje molekulární vodík H<sub>2</sub>, patrně je doprovázen heliem. Spektroskopicky zde najdeme i mnoho hmotnějších molekul — CO, CN, CS, SiO, OH, H<sub>2</sub>O, HCN, SO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>S, NH<sub>3</sub>, H<sub>2</sub>CO — celkově však tvoří jen nepatrný díl hmotnosti celého GMC. Nicméně například radikál OH je dobře pozorovatelný v rádiovém oboru a slouží jako „stopař“ obtížněji pozorovatelného H<sub>2</sub> (obr. 2).



**Obr. 2** — Emise molekulárních oblaků v čáře molekuly <sup>13</sup>CO na 110 GHz. Převzato z Jackson aj. (2006).

**Proplydy.** V oblastech tvorby hvězd, jakou je například mlhovina M 42 v souhvězdí Orionu, jsou pozorovatelné plynoprachové obálky a protoplanetární disky (proplydy) obklopující velmi mladé hvězdy (obr. 3). Proplydy mají průměr řádově 100 astronomických jednotek, hmotnost se odhaduje mezi  $10^{-3}$  a  $0,1 M_{\odot}$ ; typicky existují pouhých 1 až 10 milionů let, výjimečně až 30 My.



**Obr. 3** — Snímky protoplanetárních disků pořízené Hubbleovým kosmickým dalekohledem v rozmezí let 1995 až 2001. Disk na obrázku vpravo je obklopen plynou obálkou, která je zahřívána absorpcí ultrafialového záření blízké horké hvězdy; odhadujeme, že disk v takových nehostinných podmínkách může existovat jen poměrně krátkou dobu — asi sto tisíc roků.

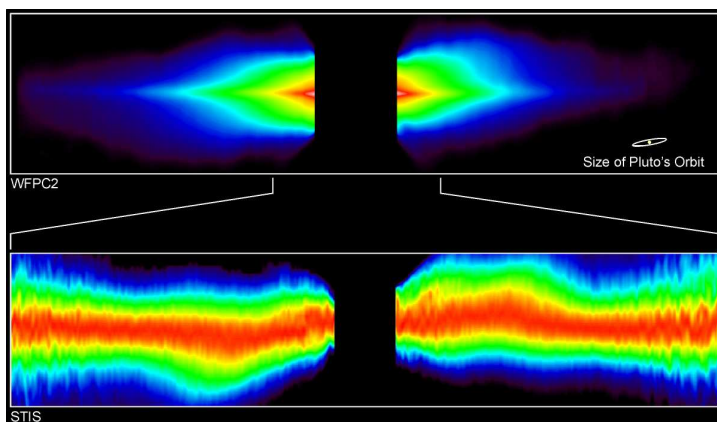
© NASA.

Plynoprachové obálky mívají *široké spektrum* v porovnání s planckovským spektrem  $B_\lambda(T)$ , což lze vysvětlit tak, že různé části obálky, v různé vzdálenosti, jsou centrální hvězdou zahřáté na různou teplotu. Můžeme si představit, že jednotlivé části obálky v téže vzdálenosti jsou v *lokální* termodynamické rovnováze, mají tedy stejnou teplotu  $T$ , a jejich vyzařování je pak popsáno Planckovou funkcí. My však spektrografem pozorujeme celý oblak najednou, což odpovídá smísení mnoha funkcí  $B_\lambda(T)$  odpovídajícím různým teplotám. Jejich maxima jsou vzájemně posunutá. Celková vyzařovaná energie tedy nemůže být popsána funkcí příslušející jediné teplotě  $T$ , ale průběh spektra je proti rovnovážnému spektru rozšířen, „rozmažán“ (obr. 4).

Obr. 4 — Mísení Planckových funkcí a následné „rozmažání“ spektra.



Na mnoha discích jsou patrné stopy po vnořených planetách samotné planety lze zatím přímo pozorovat jen výjimečně (např. Fomalhaut b). Jedná se např. o zakřivení disku (známým příkladem je hvězda  $\beta$  Pictoris, obr. 5), posun středu disku od centrální hvězdy (HR 4796A), prachové pásy ( $\beta$  Pic,  $\epsilon$  Eri), prstence vyvolané gravitačními rezonancemi nebo zhustky prachu v disku.



Obr. 5 — Prachový disk okolo hvězdy  $\beta$  Pictoris. © A. Schultz (Computer Sciences Corp.), S. Heap (Goddard Space Flight Center), NASA/ESA.

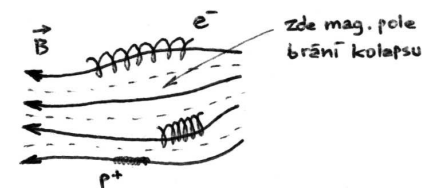
### 0.1.2 Gravitační kolaps a Jeansovo kritérium

Aby z rozsáhlého, řídkého a elektricky neutrálního oblaku vznikla stabilní hvězda a planetární systém, musí se oblak smrštít. Prvotním hybatelem může být třeba hustotní vlna v Galaxii nebo výbuch blízké supernovy.

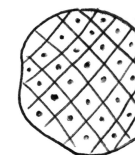
Gravitační kolaps velkého molekulárního oblaku začíná tehdy, je-li jeho hmotnost  $M$  dostatečně velká vzhledem k jeho hustotě  $\rho$  a teplotě  $T$ . Pochopitelně, kdyby byla hustota příliš nízká a teplota příliš vysoká, spád (gradient) tlaku plynu (neboli odpudivé elektromagnetické síly mezi atomy a molekulami oblaku) by převážily nad přitažlivou gravitací a oblak by se spíše rozplýval než kolaboval. Plyn také nesmí být příliš ionizován, aby kolapsu nebránila *ambipolární difuze* (viz obr. 6). Podrobnější analýza ukazuje, že pro kolaps musí být splněno následující *Jeansovo kritérium* [džinsovo]:

$$M > M_J \simeq \text{konst.} \left( \frac{kT}{G\mu_a m_u} \right)^{3/2} \frac{1}{\sqrt{\rho}}, \quad (1)$$

kde  $M_J$  označuje Jeansovu (kritickou) hmotnost,  $k$  Boltzmannovu konstantu,  $G$  gravitační konstantu,  $\mu_a$  průměrnou hmotnost molekul v atomových hmotnostních jednotkách  $m_u$ , konstanta je číslo řádu 0,1–10, závisí na detailním rozložení hustoty uvnitř oblaku, jeho chemickém složení apod. Pro typický GMC pak vychází počáteční hmotnost kolabujícího oblaku o několik řádů větší než hmotnost Slunce. Jednotlivé hvězdy, o hmotnostech řádu  $M_\odot$ , vzniknou díky *fragmentaci* oblaku na menší části. Tím si také vysvětlujeme, proč vzniká mnoho hvězd najednou a proč tedy pozorujeme hvězdokupy (obr. 7).



Obr. 6 — Nákres ambipolární difuze, při které drift nabitých částic podél magnetických siločar může účinně bránit gravitačnímu kolapsu. V případě, že ionizace oblaku je velmi malá ( $< 10^{-6}$ ) jsou ale neutrální částice oddělné od nabitých a ambipolární difuze kolapsu nebrání.



Obr. 7 — Představa fragmentace velkého molekulárního oblaku.

Jak dlouho kolaps trvá? Pro odhad můžeme dobře použít 3. Keplerův zákon  $\frac{a^3}{T^2} = \frac{GM}{4\pi^2}$ . Stačí si představit malou částku na okraji oblaku o hmotnosti  $M = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho$ , jak se pohybuje po elipse s excentricitou blízkou 1 (neboli úsečce). Velká osa je  $2a = R$  a kýžená doba volného pádu je  $t_{\text{ff}} = \frac{T}{2}$ . Dosadíme a vidíme, že:

$$t_{\text{ff}} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho}} \quad (2)$$

závisí pouze na průměrné hustotě  $\rho$ , nikoli na hmotnosti nebo rozměru! Zkusme to číselně. Velký molekulový oblak má  $\rho = 10^3 \cdot 10^6 \cdot 2 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3} \doteq 3 \cdot 10^{-18} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ , jeho husté jádro až  $3 \cdot 10^{-15} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ . Tomu odpovídá  $t_{\text{ff}}$  asi 1 milion roků, resp. 40 000 roků. Protože jsme zanedbali gradient tlaku plynu působící odpudivě, skutečný kolaps bude trvat o něco déle (a samozřejmě se zastaví před dosažením  $R = 0$ ; vytvoří se hvězda a disk). Podle (2) nejprve kolabuje nejhustší jádro oblaku, a teprve potom na ni padá vnější část. Kolaps tedy postupuje „zevnitř ven“.

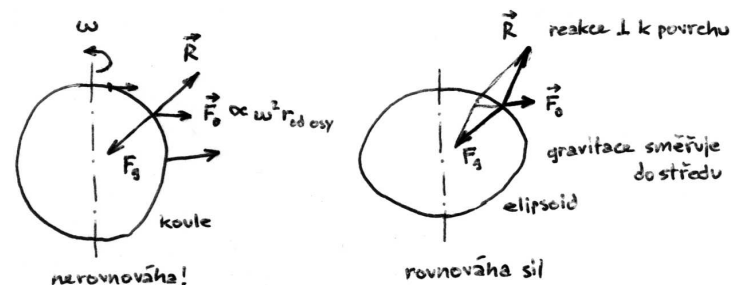
Pád vnějších částí GMC na již zkolabované hustší jádro uvolňuje velké množství kinetické energie. To se patrně projevuje zahříváním protoplanetárního disku (na 1000 K ve vzdálenosti 1 AU) a zvýšenou aktivitou hvězdy. Ostatně, proměnné hvězdy typu *FU Orionis* (nazývané též „fuory“) se nacházejí právě v této fázi vývoje. Při toku hmoty  $dM/dt \geq 10^{-6} M_{\odot}/\text{yr}$  se objevují opakovaná vzplanutí trvající  $\sim 10 \text{ yr}$ , intervaly klidu  $\sim 100 \text{ yr}$ , přičemž celá fáze trvá asi 0,1 Myr.

Zákon zachování momentu hybnosti vyžaduje, aby byla v jistém smyslu zachována rotace původního oblaku. Při fragmentaci se moment hybnosti částičně přenesl z otáčení celého oblaku do obíhání jednotlivých fragmentů kolem sebe. Fragmenty se pak ze stejného důvodu přemění z kulových útvarů na diskové (obr. 8).<sup>5</sup>

<sup>5</sup> Pro jednoduchost si představím homogenní kouli o poloměru  $R$ , hmotnosti  $M$ , točící se úhlovou rychlostí  $\omega$ . Připomeňme, že její moment setrvačnosti  $I = \frac{2}{5}MR^2$  vzhledem k ose procházející středem koule, kinetická rotační energie  $E_K = \frac{1}{2}I\omega^2$ , gravitační potenciální energie  $E_G = -\frac{3}{5}\frac{GM^2}{R}$  a moment hybnosti  $L = I\omega$ . Zploštění  $\epsilon$  souvisí s poměrem rotační a gravitační energie

$$\epsilon \simeq \frac{E_K}{E_G} \propto \frac{R^3\omega^2}{GM} \quad (3)$$

Protože při gravitačním kolapsu  $L = \text{konst.}$ ,  $M = \text{konst.}$ , je  $\omega = \frac{5}{2} \frac{L}{M} \frac{1}{R^2} \propto \frac{1}{R^2}$  a zploštění  $\epsilon \propto \frac{1}{R}$  přirozeně vzrůstá.



Obr. 8 — Síly působící na rotující kouli v neinerciální souřadnicové soustavě. Není-li koule zcela tuhá, mění pod jejich vlivem tvar a zplošťuje se do tvaru elipsoidu (a později disku).

**Odvození Jeansova kritéria.** Zkusme nyní některé okolnosti gravitačního kolapsu propočítat podrobněji. „Klasické vlnové“ odvození Jeansova kritéria vypadá následovně. Představme si zvukovou vlnu šířící se v oblaku o poloměru  $R$ , který přeletí za čas:

$$t_{\text{zvuk}} = \frac{R}{c_s},$$

kde  $c_s$  je rychlost zvuku. Pro ideální plyn<sup>6</sup> přitom platí:

$$c_s^2 = \left( \frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_{\text{adiabat. } (\delta Q=0)} = \frac{\gamma k T}{\mu m_u},$$

kde  $\gamma = \frac{5}{3}$  je adiabatický index pro řídký a chladný dvouatomový plyn ( $\text{H}_2$ ),<sup>7</sup>  $k$  označuje Boltzmannovu konstantu,  $T$  termodynamickou teplotu,  $\mu m_u$  je hmotnost jedné molekuly.

Volný pád oblaku by nastal, pokud by vůbec nebyl podporovaný gradientem tlaku, za dobu  $t_{\text{ff}}$  (viz (2)). Podmínkou pro kolaps je, aby časová škála volného pádu byla menší, než doba, za jakou jsou schopné zvukové vlny oblak rozplynout:

$$t_{\text{ff}} < t_{\text{zvuk}}.$$

Dosadíme a vyjádříme  $R$ :

$$R > R_J = \sqrt{\frac{3\pi}{32} \frac{\gamma k T}{G \mu m_u \rho}},$$

<sup>6</sup> Ideální plyn má stavovou rovnici  $\frac{pV}{T} = nR_m$ , což je totéž jako  $p = \frac{k\theta T}{\mu m_u}$ .

<sup>7</sup> Pro „normální“ dvouatomový plyn, v němž jsou excitované i rotační stavy, je ovšem  $\gamma = \frac{7}{5}$ .

příčměž  $R_J$  nazýváme *Jeansův poloměr*. Každý oblak větší než  $R_J$  samovolně kolabuje (dokud jej nezastaví růst teploty  $T$  na pravé straně, zapálení termonukleárních reakcí apod.). Číselný faktor pod odmocninou  $\frac{3\pi\gamma}{32}$  je roven 0,49. Kritérium lze samozřejmě vyjádřit i pro hmotnost oblaku  $M$ :

$$M = \frac{4\pi}{3} R^3 \rho > M_J = \frac{4\pi}{3} \left( \frac{3\pi}{32} \frac{\gamma k T}{G \mu m_u} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{\sqrt{\rho}},$$

$M_J$  pak pochopitelně nazýváme *Jeansova hmotnost*.

Téměř stejné kritérium lze odvodit na základě energetických úvah. Aby byl oblak vůbec vázaný a mohl kolabovat, musí mít zápornou celkovou energii:

$$E = E_G + U = -\frac{16}{15} \pi^2 G \rho^2 R^5 + \frac{3}{2} N k T < 0.$$

Počet  $N$  molekul vyjádříme jednoduše jako:

$$N = \frac{M}{\mu m_u} = \frac{4\pi}{3} \frac{R^3 \rho}{\mu m_u},$$

dosadíme do nerovnice a vyjádříme poloměr oblaku  $R$ :

$$-\frac{8}{15} \pi G \rho R^2 + \frac{k T}{\mu m_u} < 0,$$

$$R > R_J = \sqrt{\frac{15}{8\pi} \frac{k T}{G \mu m_u \rho}}.$$

Číselný faktor  $\frac{15}{8\pi} = 0,60$ , kupodivu vychází skoro stejný jako v předchozím případě. Pozoruhodné je, že i kdybychom uvážili jinou podmínku:

$$\frac{dE}{dR} = \frac{dE_G}{dR} + \frac{dU}{dR} > 0, \quad (4)$$

tzn. při adiabatickém zmenšení oblaku se musí zmenšit jeho energie (aby se přebytek mohl vyzářit), opět obdržíme stejnou závislost na  $T$ ,  $\rho$ , jen číselný faktor bude jináčí  $\frac{45(\gamma-1)}{8\pi} = 1,19$ .

**Ohřev plynu při pádu z nekonečna na kruhovou dráhu.** V nekonečnu je gravitační potenciální energie  $E_G$  i kinetická energie  $E_K$  chuchvalce plynu rovna nule. Necháme ho přitahovat Sluncem. Padá, padá, kinetická energie roste, potenciální energie klesá, celková  $E = E_G + E_K$  zůstává nulová. Ovšem pozor, už je jen 1 AU od Slunce (a letí přitom parabolickou rychlostí 42 km/s),

když narazí do hustého disku plynu, který chuchvalec třením (rozuměj elektromagnetickými silami) „donutí“ usadit se na kruhové dráze s menší oběžnou rychlostí  $v_k \doteq 30$  km/s.

Na kruhových drahách v radiálním gravitačním poli totiž *vždycky* musí být  $E_K = -E_G/2$  (nikoli  $E_K = -E_G$  jako před srážkou).<sup>8</sup> To znamená, že celková energie už není nulová, ale záporná ( $E = -E_K = \frac{E_G}{2}$ ), protože disk mne zabrzdil a odebral mi přesně polovinu původní  $E_K$ , ježto se přeměnila na teplo (rozuměj kinetickou energii neuspořádaného pohybu jednotlivých atomů a molekul).

O kolik se zvýší teplota  $T$  chuchvalce? Teplo se spotřebovalo na vzrůst vnitřní energie  $U$ , takže:

$$U = N \frac{3}{2} k T = -\frac{E_G}{2} = \frac{GM_\odot m}{2r},$$

kde  $N = \frac{m}{\mu m_u}$  je počet molekul  $H_2$ .<sup>9</sup> Vyjádříme teplotu

$$T = \frac{GM_\odot m \mu}{3kr} \doteq \frac{6,7 \cdot 10^{-11} \cdot 2 \cdot 10^{30} \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \cdot 2}{3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 150 \cdot 10^9} \text{ K} \doteq 7 \cdot 10^4 \text{ K}.$$

Čili kdyby se tepelná energie nevyzářila, měl by disk teplotu až 70 000 K. Ve skutečnosti značná část zářením unikla a teplota na 1 AU dosahovala „jen“ 1 500 K.

### 0.1.3 Chemické složení a radiometrické stáří disku

Je velmi pravděpodobné, že sluneční pramlhovina měla obdobné chemické složení jako většina molekulárních oblaků (viz tab. 1).

<sup>8</sup> Vzpomeňme, že  $E_G = -\frac{GM_\odot m}{r}$ ,  $v_k = \sqrt{GM_\odot/r}$  a tedy  $E_K = \frac{1}{2} m v_k^2 = -\frac{E_G}{2}$ . Obecněji dokonce platí, že v libovolném gravitačně vázaném systému (tj. s celkovou  $E < 0$ ), s libovolně složitými pohyby, jsou střední hodnoty energií (středované přes čas)  $\langle E_G \rangle = -2\langle E_K \rangle$ . Říkáme tomu *virialový teorém*.

<sup>9</sup> Klasický ekvipartiční teorém nám říká, že na každý mechanický stupeň volnosti dané molekuly připadá energie  $\frac{1}{2} k T$ . Dvouatomová molekula má celkem stupňů volnosti 12 (6 translačních, 4 rotační a 2 vibrační). V ideálním plynu ale nejsou se 3 souřadnicemi ani se 2 úhly otočení spojeny žádné potenciální energie, protože molekuly na sebe nepůsobí (s výjimkou vzájemné srážky). Podstatné jsou pouze rychlosti, s nimiž souvisí kinetické energie, a pro dvouatomové molekuly také vzdálenost atomů, s nimiž souvisí potenciální energie vibrací. Celkem tedy máme 7 stupňů volnosti a číselný faktor v  $U$  má být  $\frac{7}{2}$ . My jsme tam ale napsali  $\frac{3}{2}$  jako u ideálního jednoatomového plynu. To proto, že náš plyn je hodně řídký (a na začátku chladný), tudíž nedochází k snadnému přenosu energie do rotačních a vibračních stupňů volnosti.

<sup>1</sup> H	<sup>2</sup> He	<sup>6</sup> O	<sup>8</sup> C	<sup>26</sup> Fe	<sup>10</sup> Ne	<sup>7</sup> N	Si, Mg, S, ...
1	0,39	0,014	0,0043	0,0026	0,0025	0,0016	

Tab. 1 — Poměrné zastoupení prvků podle hmotnosti v molekulárních oblacích.

**Izotopy s krátkým poločasem rozpadu.** Zárodečný materiál byl obohacen radioaktivními izotopy prvků s krátkým poločasem přeměny, např. <sup>26</sup>Al, který se přeměňuje s  $T_{1/2} = 0,72$  My na <sup>26</sup>Mg. Svědčí o tom například meteority: některé minerály mají v krystalových mřížkách atomy nekompatibilních prvků (původně byl sice v krystalu atom hliníku, ale ten se přeměnil na hořčík, který se do krystalu jaksí „nehodí“). Druhou indicií je přetavení Země, které vedlo k jejímu rozrůznění a poklesu hustších prvků do jejího jádra. Energie potřebná na přeměnu pevné látky v kapalinu pocházela jednak z radioaktivních přeměn, jednak ze srážek Protozemě s jinými tělesy. Silně radioaktivní materiál pravděpodobně pocházel z blízkého výbuchu supernovy (ten mohl navíc přispět ke startu gravitačního kolapsu) nebo z nějaké Wolfovy-Rayetovy hvězdy. Tyto hvězdy prvky syntetizují uvnitř, jsou schopné je vynést k povrchu a odtud je šířit silným hvězdným větrem.

**Radiometrická metoda.** Radiometricky můžeme určit okamžik, kdy tělesa *utuhla*, tedy kdy se atomy svázaly do krystalové mřížky. V tavenině se mohou stabilní i nestabilní atomy skoro volně pohybovat, ale v mřížce nikoli. Počet  $N$  nestabilních jader se pak může měnit pouze náhodnými radioaktivními rozpady, nikoli tím, že by někde „odplavaly“. Platí přitom:

$$dN = -\lambda N dt, \quad (5)$$

čili počet  $dN$  přeměn za nějakou krátkou dobu  $dt$  je úměrný aktuálnímu počtu nestabilních jader. Rozpadová konstanta  $\lambda$  přitom určuje rychlost, jakou se jádra přeměňují. Asi těžko může být přeměnový zákon jednodušší. Integrováním rovnice (5) přes čas  $t$  s okrajovou podmínkou  $N(t=0) = N_0$  získáme:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (6)$$

Vidíme, že počet nestabilních jader klesá exponenciálně s časem. Počet  $N_d$  produktů přeměny pak pochopitelně roste:

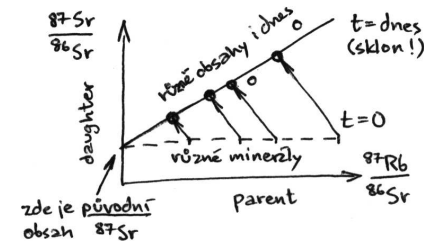
$$N_d(t) = N_{d0} + (N_0 - N(t)) = N_{d0} + N_0(1 - e^{-\lambda t}) = N_{d0} + N(t)(e^{\lambda t} - 1). \quad (7)$$

Místo  $\lambda$  se často zavádí poločas přeměny  $T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$ , za který se rozpadne polovina jader, tedy  $N = \frac{N_0}{2}$ . Stačí pak porovnat současný poměr počtu nestabilních a stabilních jader s počátečním poměrem a odtud vypočítat dobu,

kteřá uplynula. Například pro  $\beta$  rozpad  $^{87}\text{Rb} \rightarrow ^{87}\text{Sr}$  ( $T_{1/2} = 48$  Gy), který budeme poměřovat se stabilním <sup>86</sup>Sr, můžeme místo rovnice (7) psát:

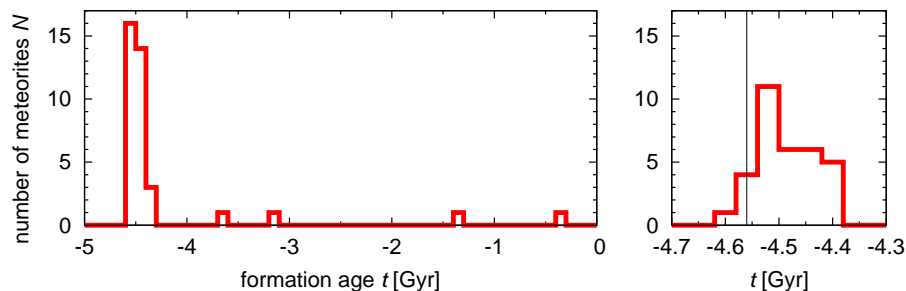
$$\frac{[^{87}\text{Sr}]}{[^{86}\text{Sr}]} = \left( \frac{[^{87}\text{Sr}]}{[^{86}\text{Sr}]} \right)_0 + (e^{\lambda t} - 1) \frac{[^{87}\text{Rb}]}{[^{86}\text{Sr}]}.$$
 (8)

Je tu však jedna podstatná obtíž: nemůžeme přece měřit, kolik bylo jader na začátku (v  $t = 0$ )! Tuto neschopnost však můžeme elegantně obejít: vezmeme nejméně dva vzorky z *různých částí* horniny, kde jsou různé minerály, a hmotnostním spektrometrem změříme *různé poměry* koncentrací <sup>87</sup>Rb/<sup>86</sup>Sr a <sup>87</sup>Sr/<sup>86</sup>Sr. Vyneseme je do grafu (obr. 9) a spočteme regresní přímkou tvaru  $y = a + bx$  (izochronu) metodou nejmenších čtverců. Obdržíme tak koeficienty  $a = (^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr})_0$  i  $b = e^{\lambda t} - 1$  a z nich již snadno vypočteme dobu  $t = \frac{\ln(b+1)}{\lambda}$ .



Obr. 9 — Příklad izochrony pro přeměnu <sup>87</sup>Rb → <sup>87</sup>Sr.

Pro horniny různých částí Země obdržíme různá radiometrická stáří: nejčastěji od nuly do  $\sim 1$  Gy. Pro Měsíc jsou nejobvyklejší hodnoty mezi 3,8 a 3,1 Gy. Stáří povrchů jiných těles, z nichž nemáme vzorky, můžeme poměřovat počtem impaktních kráterů, který porovnáváme s počtem kráterů na Měsíci. Velmi zajímavý výsledek však obdržíme pro primitivní meteority — *obvyčejné chondrity*, zvláště pro jejich části zvané vápnito–hlinité inkluze (CAI) a chondry:  $(4,56 \pm 0,01)$  Gy. Právě proto, že *všechny* meteority tohoto druhu mají toto stáří a ve sluneční soustavě neexistuje nic staršího, říkáme, že sluneční soustava vznikla v této době (obr. 10).



**Obr. 10** — Histogram radiometrických stáří obyčejných chondritů a diferencovaných meteoritů. Data z Norton (2002).

Připomeňme, že radiometrické metody neurčují staří materiálu jako takového, ale vznik krystalové mřížky, případně datují její další přeměny: částečná přetavení, průchody rázových vln při impaktech, doby expozice kosmickým zářením apod. Samotné protony, neutrony a elektrony jsou jistě starší než naše sluneční soustava, protože prakticky všechny vznikly při velkém třesku před  $(13,7 \pm 0,2)$  Gy.

#### 0.1.4 Struktura protoplanetárního disku

**Teplota.** Odhadněme nejdříve, jakou měl disk teplotu. Zřejmě bude teplota se vzdáleností od Protoslunce klesat, neboť se vzdalujeme od zdroje energie. Když bude nějaká část disku ve vzdálenosti  $r$  v lokální termodynamické rovnováze musí platit rovnost mezi energií (resp. výkonem na jednotku plochy) vyzářenou diskem podle Stefanova–Boltzmannova zákona a energií přijatou od Slunce:

$$4\sigma T^4 = (1 - A) \frac{L_{\odot}}{4\pi r^2} e^{-\tau}, \quad (9)$$

kde  $T$  označuje rovnovážnou teplotu části disku,  $\sigma$  Stefanovu–Boltzmannovu konstantu,  $A$  albedo,  $\tau$  optickou tloušťku disku, vyjadřující jeho částečnou neprůhlednost, a  $L_{\odot}$  zářivý výkon Slunce. (V některých fázích vývoje Protoslunce mohlo být  $L_{\odot}$  i desetkrát větší než dnes.) Po vyjádření  $T$  vidíme, že teplota klesá nejméně (při  $\tau = 0$ ) jako:

$$T \propto r^{-1/2}, \quad (10)$$

ale zřejmě klesala o něco strměji, protože optická tloušťka  $\tau > 0$ . Řádově se teplota disku pohybovala v rozmezí od 1 000 K v terestrické zóně do 100 K ve vzdálenosti Jupitera. Samozřejmě však docházelo k odchylkám od rovnováhy, např. při srážkách, elektrických výbojích, erupcích na Slunci a podobně.

**Hmotnost a plošná hustota.** Jak jednoduše odhadnout hmotnost protoplanetárního disku? Zřejmě bychom se měli podívat na jeho pozůstatek — na planety; menší smetí je co do hmotnosti zcela zanedbatelné. Hmotnost všech planet dohromady je řádově  $10^{-3} M_{\odot}$ . Jenomže tu je jeden problém, vzpomeňme, že značná část mlhoviny byla „rouzfokována“ slunečním větrem! Přesněji, byly odfouknuty především těkavé prvky, které byly díky ohřevu zářením v plynné fázi. Vitr totiž ovlivňuje hlavně plyn a má jen malý vliv na větší prachová zrnka.<sup>10</sup> Abychom to vyřešili, použijeme následující trik: „doplňme“ planety o těkavé prvky (především H, He) tak, aby se chemické složení planet shodovalo se Sluncem. Shrňme to:

terestrické planety	$\approx 10^{-5} M_{\odot}$	$\approx 300$
Jupiter a Saturn	mají hmotnost $\approx 10^{-3} M_{\odot}$	ale musíme ji násobit faktorem $\approx 10$
Uran a Neptun	$\approx 10^{-4} M_{\odot}$	$\approx 50$

Celková hmotnost pak vychází řádově  $10^{-2} M_{\odot}$ .

Uvážíme-li navíc, jak jsou planety rozmístěné, a představíme-li si jejich hmotu „rozprostřenu“ podél jejich drah (obr. 11), můžeme zjistit, že sloupcová hustota disku klesala asi jako

$$\sigma \propto r^{-3/2}. \quad (11)$$

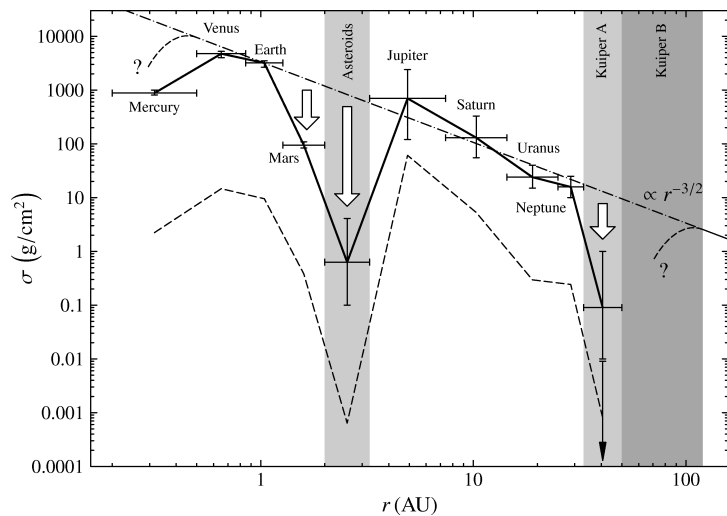
Ve vzdálenosti Jupitera vychází  $\sigma_J \simeq 5\,000 \text{ kg/m}^2$ .<sup>11</sup> Integrovaním  $\sigma(r)$  přes  $r$  vychází celková hmotnost disku:

$$m_{\text{disk}} = \int_{0,1 \text{ AU}}^{50 \text{ AU}} \sigma(r) dr = 0,04 M_{\odot}.$$

Dolní mez odpovídá pozorováním, že disky nepřiléhají těsně ke hvězdám, ale díky silnému UV záření je okolo hvězdy vytvořena mezera. Horní mez jsme zvolili podle pozorování transneptunických těles, která zde skutečně rychle ubývají.

<sup>10</sup> Síla, kterou působí částice slunečního větru na prachovou částičku, je (alespoň přibližně) úměrná průřezu částičky  $S \propto R^2$ , ale její zrychlení je dané druhým Newtonovým zákonem  $a = \frac{F}{m}$  a hmotnost  $m$  je úměrná objemu  $V \propto R^3$ . Odtud plyne, že  $a \propto R^{-1}$  a tedy efekt slunečního větru klesá s rozměrem. Taková úměra však platí i obecně pro jakékoli povrchové síly.

<sup>11</sup> To řádově odpovídá sloupcové hustotě zemské atmosféry — vzduch má při povrchu hustotu  $\rho \simeq 1 \text{ kg/m}^3$  a tato exponenciálně klesá s výškou; když si pro jednoduchost představíme sloupec vzduchu o konstantní hustotě  $\rho$  a vysoký  $h = 5 \text{ km}$ , dostaneme sloupcovou hustotu  $\sigma = h\rho = 5\,000 \text{ kg/m}^2 = \sigma_J$ .



**Obr. 11** — Plošná hustota  $\sigma$  protoplanetárního disku v závislosti na vzdálenosti  $r$  od Slunce. Převzato z [5].

Výše uvedený odhad hmotnosti je poněkud minimalistický, protože jsme předpokládali, že v disku zůstaly všechny refraktorní (netěkavé) prvky. Proto se tomuto modelu říká *mlhovina minimální hmotnosti*. Také jsme předpokládali, že planety byly v minulosti vždy na svých současných vzdálenostech, ale podrobnější analýzy ukazují, že planety během existence disku výrazněji migrovaly, tj. měnily svoje velké poloosy.

**Tloušťka a objemová hustota.** Jak odhadnout tloušťku disku? (Ta je dosti podstatná, protože zatím máme pouze odhad plošné hustoty  $\sigma$ , ale pro fyzikální procesy v disku je směrodatná objemová hustota  $\rho$ .) Udělejme to takto: zkusme napsat pohybovou rovnici pro pohyb nějaké malé částičky ve směru osy  $z$ , tj. kolmo k rovině disku. To není nijak neobvyklý přístup — chceme přece zjistit, jestli se takové částičky budou soustřeďovat těsně při rovině disku ( $z = 0$ ), to by vedlo k tenkému disku s vysokou hustotou, nebo budou naopak odtlačovány, a disk tak vyjde řídký a tlustý. Vlastně, chceme-li zkoumat pouze disk v rovnováze, pak musí být velikost zrychlení působící na částičku rovna nule a pohybová rovnice ( $F = ma$ ) se redukuje na rovnici vyjadřující rovnováhu sil ( $F = 0$ ). Podstatné jsou zde dvě síly: gravitace Slunce a síla vznikající gradientem tlaku. Zanedbáme vlastní gravitaci disku, protože, jak jsme viděli, jeho celková hmotnost je o dva řády menší než  $M_{\odot}$ .

Důležitá odbočka o *gradientu tlaku*: uvědomme si, že kdyby byl v disku všude stejný tlak plynu, žádné silové působení by nevznikalo! Teprve když se tlak mění v prostoru, vzniká nějaká síla. Představme si pro názornost malou

krychličku mající rozměr  $dx$ , plošku stěny  $dS = dx^2$ , objem  $dV = dx^3$ , hmotnost  $dm$  a hustotu  $\rho = \frac{dV}{dm}$ . Vlevo a vpravo od ní (ve směru osy  $x$ ) je plyn o stejném tlaku  $P$ . Pak tlaková síla působící na levou stěnu je  $PdS$ , na pravou stěnu  $-PdS$  a jejich součet je nulový. A nyní si představme, že se tlak ve směru osy  $x$  mění, vlevo od krychličky je roven  $P$  a vpravo je o trochu větší  $P + dP$ . Výslednice sil je pak rovna

$$PdS - (P + dP)dS = -dPdS \quad (12)$$

a zrychlení působící na krychličku (podle 2. Newtonova zákona)

$$a = \frac{F}{dm} = \frac{-dPdS}{\rho dV} = \frac{-dPdS}{\rho dx^3} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dx}. \quad (13)$$

Odtud je pěkně vidět, že síla na jednotku objemu  $\frac{F}{dm/\rho} = \frac{F}{dV}$  je rovna záporně počítané změně tlaku se vzdáleností, tj. záporně počítanému gradientu tlaku.

Konec odboček. Posuďme rovnovážný stav částičky: zetová složka gravitační síly Slunce na jednotku objemu plus záporně vzatý gradient tlaku ve směru osy  $z$  musí být rovné nule:

$$-\frac{GM_{\odot}}{r^2} \frac{z}{r} - \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dz} = 0, \quad (14)$$

kde člen  $\frac{z}{r}$  je kvůli vyjádření  $z$ -složky gravitační síly. Rádi bychom z této rovnice vypočítali, jak závisí hustota  $\rho$  na  $z$ . Ale jak, když se nám tam plete neznámý tlak  $P$ ?

Předpokládejme, že se v disku nachází ideální plyn, tzn. splňující *stavovou rovnici*  $P = \frac{k}{\mu m_u} \rho T$ . (Ony se při nízkých tlacích a hustotách prakticky všechny plyny chovají jako ideální, takže to není nesmyslný předpoklad.) Pak derivování  $\frac{dP}{dz} = \frac{kT}{\mu m_u} \frac{d\rho}{dz}$ , kde jsme ještě předpokládali, že teplota  $T$  na  $z$  nezávisí. Dosazením do (14) dostaneme jednoduchou diferenciální rovnici pro hustotu  $\rho$ :

$$\frac{d\rho}{dz} = -\frac{GM_{\odot}}{r^3} \frac{\mu m_u}{kT} z \rho, \quad (15)$$

tedy rovnici, která nám určuje velikost *změny* hustoty v závislosti na hustotě, souřadnici  $z$  a nějakých veličinách, které se ve směru  $z$  nemění (ale mohou se měnit s  $r$ ). My bychom však místo rovnice pro  $\frac{d\rho}{dz}$  raději znali přímo funkci  $\rho(z)$ , ale to musíme rovnici (15) integrovat přes  $z$ . Naštěstí lze snadno uhádnout, že hledaná funkce bude mít tvar  $\rho = A e^{Bz^2}$ , protože pak  $\frac{d\rho}{dz} = AB2z e^{Bz^2} = 2Bz\rho$ . Pokud hustotu v  $z = 0$  označíme  $\rho(r, 0)$ , můžeme psát výsledek

$$\rho(r, z) = \rho(r, 0) e^{-\frac{1}{2} \frac{GM_{\odot}}{r^3} \frac{\mu m_u}{kT} z^2} \propto e^{-z^2}.$$



Maximální hustotu  $\varrho(r, 0)$  má disk ve středové rovině  $z = 0$ , směrem nahoru nebo dolů hustota exponenciálně klesá.

Když už známe průběh hustoty ve směru kolmém k rovině disku, je logické zavést tloušťku disku jako

$$H = \frac{\sigma}{\varrho(r, 0)}, \quad (16)$$

kde  $\sigma$  je sloupcová hustota disku, tedy hustota počítaná ve směru  $z$ :

$$\sigma = \int_{-\infty}^{\infty} \varrho(r, z) dz. \quad (17)$$

Jinými slovy, náš disk má sice proměnnou hustotu ve směru  $z$ , ale my se ptáme, jak tlustý by musel být disk s konstantní hustotou jako ve středové rovině, aby měl stejnou sloupcovou hustotu. Neboť integrál exponenciely  $\int_{-\infty}^{\infty} e^{-Ax^2} dx = \sqrt{\frac{\pi}{A}}$ , dostaneme po dosazení do (16):

$$H = \sqrt{2\pi \frac{GM_{\odot}}{r^3} \frac{\mu m_{\text{u}}}{kT}} \propto r^{5/4}, \quad (18)$$

když si uvědomíme, že  $T \propto r^{-1/2}$ . Pro  $r \doteq 5 \text{ AU}$ , tj. v okolí Jupiteru, je  $H \approx 10^{11} \text{ m}$  a poměr  $\frac{H}{r} \approx 0,1$  (viz obr. 12). Vyjádříme-li opět objemovou hustotu  $\varrho(r)$  z (16), a dosadíme-li z (11) a (18), zjistíme, že klesá se vzdáleností jako:

$$\varrho = \frac{\sigma}{H} \propto r^{-11/4}.$$

V inkriminované vzdálenosti vychází  $\rho_{\text{J}} \approx 10^{-7} \text{ kg/m}^3$ . Nakonec pro tlak dostaneme ze stavové rovnice úměru:

$$P = \frac{k}{\mu m_{\text{u}}} \rho T \propto r^{-13/4}$$

a hodnotu  $P_{\text{J}} \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{ Pa}$ .



**Obr. 12** — Tloušťka disku  $H$  v závislosti na vzdálenosti  $r$ .

# Literatura

- [1] ALVAREZ, L. W., ALVAREZ, W., ASARO, F., MICHEL, H. V.: *Extraterrestrial cause for the Cretaceous Tertiary extinction*. *Science*, **208**, s. 1095, 1980.
- [2] ARTEMIEVA, N., PIERAZZO, E., STÖEFFLER, D.: *Numerical modeling of tektite origin in oblique impacts: Implications to Ries-Moldavites strewn field*. *Bull. of the Czech Geological Survey*, **77**, 4, s. 303–311, 2002.
- [3] BEATTY, J. K., PETERSEN, C. C., CHAIKIN, A.: *The New Solar System*. Cambridge University Press, Cambridge, 1999.
- [4] BERNARD, J. H., ROST, R. aj.: *Encyklopedický přehled minerálů*. Praha: Academia, 1992.
- [5] BERTOTTI, B., FARINELLA, P., VOKROUHLICKÝ, D.: *Physics of the Solar System*. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 2003. ISBN 1402014287.
- [6] BOČEK, M.: *Petrologické složení povrchu a kůry Měsíce. Povětroň*, **14**, S1, 3, 2006.
- [7] BOTTKE, W. F., CELLINO, A., PAOLICCHI, P., BINZEL, R. P. (editoři): *Asteroids III*. Tuscon: The University of Arizona Press, 2002. ISBN 0816522812.
- [8] BOTTKE, W. F., RUBINCAM, D. P., BURNS, J. A.: *Dynamical evolution of main belt meteoroids: Numerical simulations incorporating planetary perturbations and Yarkovsky thermal forces*. *Icarus*, **145**, s. 301–331, 2000.
- [9] BOTTKE, W. F., VOKROUHLICKÝ, D., NESVORNÝ, D.: *An asteroid breakup 160 Myr ago as the probable source of the K/T impactor*. *Nature*, **449**, 7158, s. 48–53.
- [10] BOTTKE, W. F. aj.: *Debiased orbital and absolute magnitude distribution of the near-Earth objects*. *Icarus*, **156**, 2, s. 399–433, 2002.
- [11] BOWELL, T.: *AstOrb* [online]. [cit. 2008-09-30]. <ftp://ftp.lowell.edu/pub/elgb/astorb.html>.
- [12] BROŽ, M.: *Impaktní kráter Steinheim*. *Povětroň* S1/2003, s. 3–10.
- [13] BROŽ, M.: *Impaktní krátery (2) — Ries*. *Povětroň* 5/2001, s. 6–13.
- [14] BROŽ, M.: *Yarkovský Effect and the Dynamics of the Solar System*. Dizertační práce, Karlova univerzita, Praha, 2006.
- [15] BROŽ, M.: *Yarko-site* [online]. [cit. 2008-09-30]. <http://sirrah.troja.mff.cuni.cz/yarko-site/>.
- [16] BROŽ, M. aj.: *Planetární stezka v Hradci Králové* [online]. [cit. 2008-12-10]. [http://www.astrohk.cz/planetarni\\_stezka/](http://www.astrohk.cz/planetarni_stezka/).
- [17] BROŽ, M., NOSEK, M., TREBICHAŤSKÝ, J., PECINOVÁ, D. Editoři : *Sluneční hodiny na pevných stanovištích. Čechy, Morava, Slezsko a Slovensko*. Praha: Academia, 2004. ISBN 80-200-1204-4.
- [18] BRUNS, H., *Acta Math.*, **11**, s. 25, 1887.
- [19] BURBINE, T. H. aj.: *Meteoritic parent bodies: their number and identification*. in *Asteroids III*, W. F. Bottke Jr., A. Cellino, P. Paolicchi, a R. P. Binzel (eds), Tuscon: University of Arizona Press, 2002, s. 653–667.
- [20] BURNS, J. A., SAFRONOV, V. S.: *Asteroid nutation angles*. *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, **165**, 403, 1973.
- [21] CALLIGAN, D. P., BAGGLEY, W. J.: *The radiant distribution of AMOR radar meteors*. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **359**, s. 551–560, 2005.
- [22] ČEPLCHA, Z.: *Geometric, dynamic, orbital and photometric data on meteoroids from photographic fireball networks*. *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, **38**, s. 222–234, 1987.
- [23] ČEPLCHA, Z. aj.: *Meteor phenomena and bolides*. *Space Science Reviews*, **84**, s. 327–471, 1998.
- [24] *Cryovolcanism and Geologic Analogies* [online]. [cit. 2009-04-30]. <http://mivo-sys.tripod.com/cryo.html>.
- [25] ČAPEK, D., VOKROUHLICKÝ, D.: *The YORP effect with finite thermal conductivity*. *Icarus*, **172**, s. 526–536, 2004.
- [26] FARINELLA, P., VOKROUHLICKÝ, D., HARTMANN, W. K.: *Meteorite delivery via Yarkovsky orbital drift*. *Icarus*, **132**, s. 378–387, 1998.
- [27] FERNÁNDEZ, J. A.: *Comets. Nature, dynamics, origin and their cosmogonical relevance*. Dordrecht: Springer, 2005.
- [28] FESTOU, M. C., KELLER, H. U., WEAVER, H. A. (ed.): *Comets II*. Tuscon: The University of Arizona Press, 2004.
- [29] FRANKEL, C.: *Volcanoes of the Solar System*. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1996. ISBN 0521477700.
- [30] GABZDYL, P.: *Prohlídka Měsíce* [online]. [cit. 2009-02-05]. <http://www.moon.astronomy.cz/>.
- [31] *Geologischer Wanderweg im Steinheimer Becken* [online]. [cit. 2003-1-1]. <http://www.pg.aa.bw.schule.de/aktiv/geoproj/sbecken/wanderfr.htm>
- [32] GRADY, M. M.: *Catalogue of meteorites*. Cambridge: Cambridge University Press, 2000. ISBN 0521663032.
- [33] GROSCHOFF, P., REIFF, W.: *Der geologische Wanderweg im Steinheimer Becken*. Steinheim am Albuch, 1993.
- [34] HAGIHARA, Y.: *Celestial Mechanics I*. Cambridge: MIT Press, 1970.
- [35] HALODA, J.: *Meteority a jejich význam pro studium procesů vzniku a vývoje těles sluneční soustavy* [online]. [cit. 2009-01-29]. <http://astro.mff.cuni.cz/vyuka/AST021/index.html>.
- [36] HIRAYAMA, K.: *Groups of asteroids probably of common origin*. *Astron. J.*, **31**, 743, s. 185–188, 1918.
- [37] HOLMES, N.: *‘Shocking’ gas-gun experiments* [online]. [cit. 2008-11-13]. <https://www.llnl.gov/str/Holmes.html>.
- [38] HOLSAPPLE, K. aj.: *Asteroid spin data: no evidence of rubble-pile structures*. 36th Lunar and Planetary Science Conference, League City, Texas, 2005.
- [39] HUTCHISON, R.: *Meteorites: A Petrologic, Chemical and Isotopic Synthesis*. Cambridge: Cambridge University Press, 2006. ISBN 0521035392.
- [40] CHESLEY, S. R., aj.: *Direct detection of the Yarkovsky effect by radar ranging to asteroid 6489 Golevka*. *Science*, **302**, s. 1739–1742, 2003.
- [41] CHLUPÁČ, I. aj.: *Geologická minulost České republiky*. Praha: Academia, 2002.
- [42] *International Earth Rotation and Reference Systems Service* [online]. [cit. 2008-11-13]. <http://www.iers.org/>.
- [43] IVEZIČ, Ž. aj.: *Solar System objects observed in the Sloan Digital Sky Survey commissioning data*. *Astron. J.*, **122**, 5, s. 2749–2784, 2001.
- [44] JENNISKENS, P.: *Meteor showers and their parent comets*. Cambridge: Cambridge University Press, 2006. ISBN 0521853491
- [45] JOHANSENN, A. aj.: *Rapid planetesimal formation in turbulent circumstellar disks*. *Nature*, **448**, 7157, s. 1022–1025, 2007.
- [46] JOHNSON, C.: *Precession of a gyroscope and precession of the Earth’s axis* [online]. [cit. 2008-09-10]. <http://www.mb-soft.com/public/precess.html>.
- [47] *JPL Horizons system* [online]. [cit. 2008-09-30]. <http://ssd.jpl.nasa.gov/?horizons>.
- [48] *JPL planetary and lunar ephemerides, DE405* [online]. [cit. 2008-09-30]. <ftp://ssd.jpl.nasa.gov/pub/eph/planets/>.

- [49] KAASALAINEN, M. aj.: *Acceleration of the rotation of asteroid 1862 Apollo by radiation torques*. *Nature*, **446**, 7134, s. 420–422, 2007.
- [50] KAVASCH, J.: *The Ries Meteorite Crater. A geological guide*. Donauwörth: Ludwig Auer GmbH, 1985.
- [51] KELLEY, M. S.: *Comet dust trails* [online]. [cit. 2009-01-31]. (<http://www.physics.ucf.edu/~msk/projects/trails/>).
- [52] KENKMAN, T. aj.: *Structure and formation of a central uplift: A case study at the Upheaval Dome impact crater, Utah*. in *Large Meteorite Impacts III*, s. 85, 2003. ISBN 0813723841. (<http://books.google.com/>).
- [53] KOZAI, Y.: *Secular perturbations of asteroids with high inclination and eccentricity*. *Astron. J.*, **67**, 9, 591, 1962.
- [54] KRING, D. A., BAILEY, J.: *Terrestrial impact craters* [online]. [cit. 2008-11-13]. ([http://www.lpi.usra.edu/science/kring/epo\\_web/impact\\_cratering/World\\_Craters\\_web/intromap.html](http://www.lpi.usra.edu/science/kring/epo_web/impact_cratering/World_Craters_web/intromap.html)).
- [55] KRONK, G.: *Cometography* [online]. [cit. 2009-01-20]. (<http://cometography.com/>).
- [56] LEVISON, H., DUNCAN, M.: *Swift* [online]. [cit. 2008-09-30]. (<http://www.boulder.swri.edu/~hal/swift.html>).
- [57] MANNINGS, V. aj. (Ed.): *Protostars and planets IV*. Tuscon: The University of Arizona Press, 2000. ISBN 0816520593.
- [58] MARCAN, S.: *Phase diagram explanation* [online]. [cit. 2009-01-20]. (<http://bhs.smuhsd.org/science-dept/marcan/>).
- [59] MCFADDEN, L.–A., WEISSMAN, P. R., JOHNSON, T. V. (Ed.): *Encyclopedia of the Solar System*. San Diego: Academic Press, 2007. ISBN 012088589.
- [60] MCSWEEN, H. Y.: *Meteorites and their parent planets*. Cambridge: Cambridge University Press, 1987.
- [61] *MIAC. Antarctic meteorites* [online]. [cit. 2009-01-28]. (<http://miac.uqac.ca/MIAC/antarc.htm>).
- [62] MILANI, A., KNEŽEVIĆ, Z.: *Asteroid proper elements and the dynamical structure of the asteroid main belt*. *Icarus*, **107**, 2, s. 219–254, 1994.
- [63] *Minor planet & comet ephemeris service* [online]. [cit. 2008-09-30]. (<http://www.cfa.harvard.edu/iau/MPEph/MPEph.html>).
- [64] MORBIDELLI, A., CRIDA, A., MASSET, F., NELSON, R. P.: *Building giant-planet cores at a planet trap*. *Astron. Astrophys.*, **478**, s. 929–937, 2008.
- [65] MORBIDELLI, A., LEVISON, H.: *Scenarios for the origin of the orbits of the trans-neptunian objects 2000 CR<sub>105</sub> and 2003 VB<sub>12</sub> (Sedna)*. *Astron. J.*, **128**, 2564, 2004.
- [66] MORBIDELLI, A. aj.: *Source regions and timescales for the delivery of water to Earth*. *Meteoritics & Planetary Science*, **35**, 6, s. 1309–1320, 2000.
- [67] MURRAY, C. D., DERMOTT, S. F.: *Solar System Dynamics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1999.
- [68] *National Space Science Data Center* [online]. [cit. 2009-02-17]. (<http://nssdc.gsfc.nasa.gov/>).
- [69] NESVORNÝ, D., MORBIDELLI, A.: *Three-body mean motion resonances and the chaotic structure of the asteroid belt*. *Astron. J.*, **116**, 3029, 1998.
- [70] NESVORNÝ, D., VOKROUHLICKÝ, D.: *Analytic theory of the YORP effect for near-spherical objects*. *Astron. J.*, **134**, 5, s. 1750–1768, 2007.
- [71] NESVORNÝ, D. aj.: *Evidence for asteroid space weathering from the Sloan Digital Sky Survey*. *Icarus*, **173**, 1, s. 132–152, 2005.
- [72] NORTON, O. R.: *The Cambridge Encyclopedia of Meteorites*. Cambridge: Cambridge University Press, 2002. ISBN 0521621437.
- [73] ÖPIK, E. J.: *Collision probability with the planets and the distribution of planetary matter*. *Proc. R. Irish Acad.*, **54**, s. 165–199, 1951.
- [74] OSTRO, S.J. aj.: *Radar imaging of binary near-Earth asteroid (66391) 1999 KW<sub>4</sub>*. *Science*, **314**, 5803, s. 1276–1280, 2006.
- [75] DE PATER, I., LISSAUER, J. J.: *Planetary Sciences*. Cambridge: Cambridge University Press, 2001. ISBN 0521482194.
- [76] PECINA, P., CEPLECHA, Z.: *New aspects of in single-body meteor physics..* *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, **34**, 102, 1983.
- [77] PECINA, P., NOVÁKOVÁ, D.: *Meteorický radar v Ondřejově. Povětroň*, **10**, 6, s. 4, 2002.
- [78] PETERSON, C.: *A source mechanism for meteorites controlled by the Yarkovsky effect*. *Icarus*, **29**, s. 91–111, 1976.
- [79] POKORNÝ, Z.: *Astronomické algoritmy pro kalkulátory*. Praha: Hvězdárna a planetárium hl. m. Prahy, 1988.
- [80] PÖSGES, G., SCHIEBER, M.: *The Ries Crater – Museum Nördlingen*. München: Dr. Friedrich Pfeil, 1997.
- [81] PRAVEC, P. aj.: *Two-period lightcurves of 1996 FG<sub>3</sub>, 1998 PG, and (5407) 1992 AX: One probable and two possible binary asteroids*. *Icarus*, **146**, 1, s. 190–203, 2000.
- [82] PRAVEC, P. aj.: *Ondřejov Asteroid Photometry Project* [online]. [cit. 2008-09-09]. (<http://www.asu.cas.cz/~ppravec/>).
- [83] PŘÍHODA, P. aj.: *Hvězdářská ročenka 2008*. Praha: Hvězdárna a planetárium hl. m. Prahy, 2007. ISBN 978-80-86017-47-1
- [84] QUINN, T. R., TREMAINE, S., DUNCAN, M.: *A three million year integration of the earth's orbit*. *Astron. J.*, **101**, s. 2287–2305, 1991.
- [85] *Rieskrater–Museum Nördlingen* [online]. [cit. 2001-1-1]. (<http://www.iaag.geo.uni-muenchen.de/sammlung/Rieskrater/RieskraterMuseum.html>)
- [86] RUBIN, A. E.: *Mineralogy of meteorite groups. Meteoritics and Planetary Science*, **32**, 231, 1997.
- [87] RUBINCAM, D. P.: *Polar wander on Triton and Pluto due to volatile migration*. *Icarus*, **163**, 2, s. 63–71, 2002.
- [88] RUSSEL, C. T. aj.: *Dawn mission and operations*. Asteroids, Comets, Meteors 2005, editoři Lazzaro, D., Ferraz-Mello, S., Fernandez, J. A., Cambridge: Cambridge University Press, 2006, s. 97–119.
- [89] SEIDELMAN, P. K. (editor): *Explanatory Supplement to the Astronomical Almanac*. U. S. Naval Observatory, Washington, 1992.
- [90] SEPKOSKI, J. J.: *Ten years in the library: New data confirm paleontological patterns*. *Paleobiology*, **19**, s. 43–51, 1993.
- [91] SKÁLA, R.: *Impact process: An important geological phenomenon*. *Acta Mus. Nat-Pragae*, Ser. B., Hist. Nat., **52**, s. 111–156, 1996.
- [92] SPURNÝ, P.: *Fotografické sledování bolidů ve střední Evropě*. *Corona Pragensis*, 2, 2001, (<http://praha.astro.cz/crp/0101a.phtml>).
- [93] *Stardust, JPL, NASA* [online]. [cit. 2006-06-01]. (<http://stardust.jpl.nasa.gov>).
- [94] STAUDACHER, T. aj.: *<sup>40</sup>Ar/<sup>39</sup>Ar ages of rocks and glasses from the Noerdlinger Ries crater and the temperature history of impact breccias*. *J. of Geophysics*, **51**, 1, 1982, s. 1–11.
- [95] STUART, J. S.: *A Near-Earth asteroid population estimate from the LINEAR Survey*. *Science*, **294**, 5547, s. 1691–1693, 2001.
- [96] SUNDMAN, K. E.: *Memoire sur le probleme de trois corps*. *Acta Math.*, **36**, s. 105–179, 1912.

- [97] ŠIDLICHOVSKÝ, M., NESVORNÝ, D.: *Frequency modified Fourier transform and its applications to asteroids. Cel. Mech. Dyn. Astron.*, **65**, 1–2, s. 137–148, 1996.
- [98] TILLOTSON, J. H.: *Metallic equations of state for hypervelocity impact*. General Atomic Report GA-3216, 1962.
- [99] *The Ries/Steinheim impact crater field trip* [online]. [cit. 2001-1-1]. (<http://www.earthsciences.ucl.ac.uk/research/planetaryweb/field/knodle.htm>)
- [100] TSIGANIS, K., GOMES, R., MORBIDELLI, A., LEVISON, H. F.: *Origin of the orbital architecture of the giant planets of the solar system. Nature*, **435**, s. 459, 2004.
- [101] TUČEK, K.: *Meteority a jejich výskyty v Československu*. Praha: Academia, 1981.
- [102] VOKROUHLICKÝ, D.: *A complete linear model for the Yarkovsky thermal force on spherical asteroid fragments. Astron. Astrophys.*, **344**, s. 362–366, 1999.
- [103] VOKROUHLICKÝ, D., FARINELLA, P.: *Efficient delivery of meteorites to the Earth from a wide range of asteroid parent bodies. Nature*, **407**, 6804, 606, 2000.
- [104] VOKROUHLICKÝ, D., NESVORNÝ, D.: *Pairs of asteroids probably of a common origin. Astron. J.*, **136**, 1, s. 280–290, 2008.
- [105] VOKROUHLICKÝ, D., aj.: *Yarkovsky/YORP chronology of asteroid families. Icarus*, **182**, 1, s. 118–142, 2006.
- [106] WEIDENSCHILLING, S. J.: *Formation of Planetesimals and Accretion of the Terrestrial Planets. Space Science Reviews*, **92**, 1/2, s. 295–310, 2000.
- [107] *Wikipedia* [online]. [cit. 2008-04-10]. (<http://www.wikipedia.org/>).
- [108] WHIPPLE, F.: *A comet model. I. The acceleration of Comet Encke. Astrophys. J.*, **111**, s. 375–394, 1950.
- [109] WOLF, M. aj.: *Astronomická příručka*. Praha: Academia, 1992. ISBN 802000467X.
- [110] ZEĽDOVITCH, Ya. B. aj.: *Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena*. 1966. ISBN 0486420027. (<http://books.google.com>).