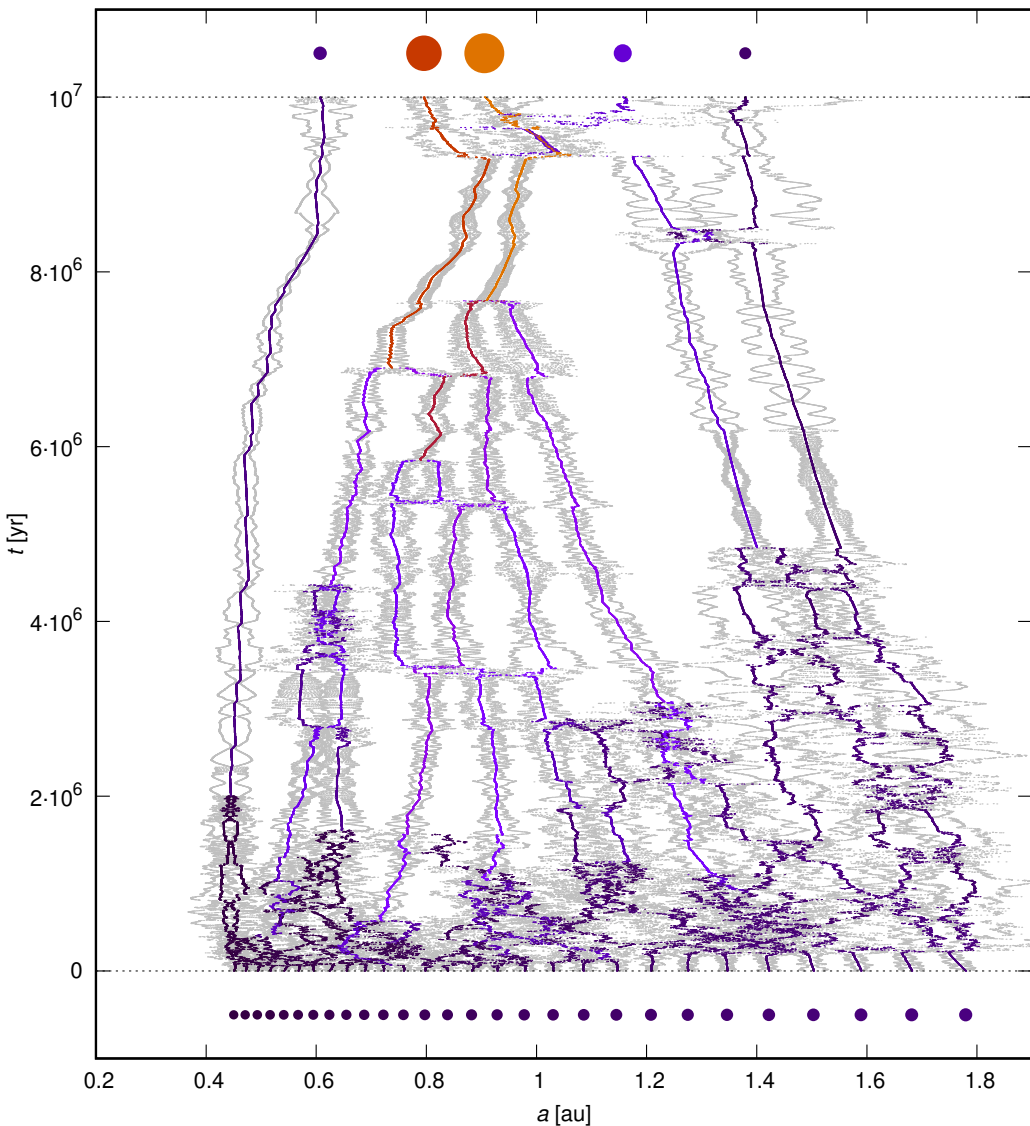
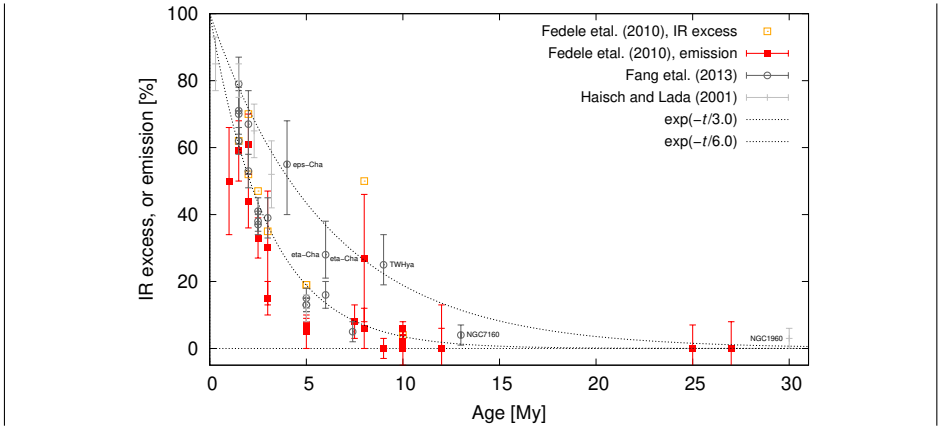


POVĚTROŇ

Královéhradecký astronomický časopis * ročník 29 * číslo 4/2021



Miroslav Brož, Ondřej Chrenko: <i>Vznik Země v plynném disku</i>	3
Miroslav Brož, Franck Marchis: <i>Kriticky rotující (216) Kleopatra</i>	22
Martin Procházka: <i>Pozorování 3. a 4. července 2021</i>	27
Martin Procházka: <i>Pozorování na Mezivřší 11. srpna 2021</i>	29
Miroslav Brož: <i>Co když zapomenu Schwarzschilda?</i>	31



Obr. 1 — Podíl hvězd s infračerveným excesem nebo emisí v závislosti na stáří příslušné hvězdo-kupy. Data převzata z prací Fedele aj. (2010), Fang aj. (2013), Haisch & Lada (2001).

Titulní strana — Vývoj velkých poloos a v závislosti na čase t pro jednu z úspěšných simulací, při níž vznikl systém 5 planet. K článku na str. 3.

Povětroň 4/2021; Hradec Králové, 2021.

Vydala: **Astronomická společnost v Hradci Králové** (4. 12. 2021)
ve spolupráci s **Hvězdárnou a planetáriem v Hradci Králové**

vydání 1., 32 stran, náklad 100 ks; dvouměsíčník, MK ČR E 13366, ISSN 1213–659X

Redakce: Miroslav Brož, Miloš Boček, Josef Kujal, Martin Cholasta

Předplatné tištěné verze: vyřizuje redakce, cena 35,– Kč za číslo (včetně poštovního)

Adresa: ASHK, Národních mučedníků 256, Hradec Králové 8, 500 08; IČO: 64810828

e-mail: <ashk@ashk.cz>, web: <<http://www.ashk.cz>>

V září byl v prestižním časopise *Nature Astronomy*, **5**, 898–902, 2021 publikován článek o vzniku Země, jehož autory jsou M. Brož, O. Chrenko (oba MFF UK), D. Nesvorný (Southwest Research Institute, Boulder, CO) a N. Dauphas (University of Chicago). Autoři studovali, jak Země i ostatní terestrické planety postupně vznikaly v zárodečném plynném disku. Systém popisovali pomocí hydrodynamických nebo N -částicových simulací. Předpokládali přitom, že na počátku byl v oblasti větší počet menších těles (protoplanet) a že disk měl neobvyklou strukturu; ve vnitřní části jeho hustota značně klesala (asi pro $r < 1$ au, kde 1 au odpovídá současné vzdálenosti Země od Slunce). Pohyb protoplanet byl určen gravitací plynného disku, přičemž směr jejich pohybu (ke Slunci nebo od Slunce) bývá ovlivňován detaily, jak proudí plyn v okolí — spirálními rameny, korotační oblastí nebo ohřevem od horké protoplanety. Podle provedených simulací se ustavila *konvergentní zóna*, ve které se protoplanety soustřeďovaly (poblíž 1 au) a po vzájemných srážkách z nich vzniklo 4 až 6 planet. Podařilo se tak vysvětlit, proč Venuše a Země mají relativně blízké vzdálenosti od Slunce (asi 0,7 a 1 au), proč Merkur a Mars mají podstatně menší hmotnost (0,05 a $0,1 M_{\oplus}$, kde $1 M_{\oplus}$ odpovídá současné hmotnosti Země), proč jsou jejich dráhy výstředné, ale zároveň oddělené od ostatních. Zároveň lze takto pochopit odlišné chemické složení Merkuru, který vznikl asi poblíž místa, kde se vypařovaly silikáty a pevná látka obsahovala více železa (s teplotou vypařování okolo 1 400 K). Důsledky jsou i v jiných částech sluneční soustavy. „V minulosti jsme pomocí podobného modelu studovali vznik jádra Jupiteru. Jednou z možností totiž je, že se protoplanety soustřeďovaly také mezi 5 a 7 au a při vzájemných srážkách překročily kritickou hmotnost, která činí asi $20 M_{\oplus}$,“ říká Ondřej Chrenko. „Jiným důsledkem je, že v prostoru mezi zónou obřích planet a zónou terestrickou musely protoplanety migrovat pryč. Právě tam se dnes nachází hlavní pás asteroidů, který je velmi ochuzen, co se týká hmotnosti. Právě proto, že tam žádné protoplanety nezůstaly,“ dodává Miroslav Brož. Nový model terestrického systému jeho vlastnosti vysvětluje výhradně místními hydrodynamickými jevy; žádné vnější vlivy nevyžaduje. To je v přímém rozporu s předchozími modely (např. Walsh aj. 2011), které předpokládaly značný vliv obřích planet. Naznačuje nám to, že pro pochopení vzniku sluneční soustavy a jejího vztahu k cizím hvězdám je třeba testovat ještě mnoho hypotéz.

Tak by asi mohla znít krátká tisková zpráva. Skutečnost je samozřejmě poněkud delší. Na článku jsme pracovali asi tři roky (s určitými přestávkami kvůli jiným článkům). Asi rok jsme ladili hydrodynamické modely, počítali, počítali, počítali (v našem Metacentru nebo na clusteru NASA Pleiades), poté jsme objevili závažnou chybu (v transportu c_s ; viz níže), výpočty zahodili, znovu počítali, zjistili, že protoplanety nekonvergují (při $\Sigma(r) \propto r^{-3/2}$), znovu počítali, zjistili, že disk bývá

nestabilní (při ν závislém na T ; viz níže), znovu počítali, zjistili, že disk musí mít obrácenou $\Sigma(r)$, poté jsme ladili N -částicové modely, které jsou sice rychlé, ale je jich potřeba řada (10^3), abychom získali nejružnější rozdělení pravděpodobnosti, kreslili obrázky, upravovali obrázky (v článku je 21. verze obr. 2), psali článek, přepisovali článek, přesvědčovali editora Nature (neúspěšně), podali článek do Nature Astronomy, 1. editor článek zamítl (sic!), psali „stížnost“ (5 stran), kde jsme vysvětlovali, čím se lišíme od ostatních článků, 2. editor článek poslal 3 recenzentům, recenzenti článek zkritizovali, avšak ne příliš, znovu jsme počítali, ověřovali, přepisovali, psali odpověď recenzentům (22 stran), 2. recenze, 2. odpověď, 3. recenze, 3. odpověď, a pak už byl článek přijat, konečně! Možná, že už nikdy nic lepšího nenapišu; to se nedá nic dělat. Alespoň v následujícím článku česky napíšu, co se nám podařilo objevit. Samozřejmě není objev jako „objev“. První je jako: „Ha, objevil jsem něco úplně nového!“ Druhý spíš jako: „Hm, konečně tomu rozumím, už se necítím (tak) hloupě...“

Protože není možné napsat přehled veškeré předchozí literatury, vybral jsem jen tři klíčové práce, které byly motivací pro naši práci.

Především Chambers & Wetherill (1998), což je klasický N -částicový model pro vznik terestrických planet. Protoplanety v něm vznikají z **lokálního materiálu**, který je vymezen izolovanou hmotností, jak plyne z omezeného problému tří těles:

$$m_i = (8\sqrt{3}\pi)^{3/2} (3M_\odot)^{-1/2} r^{3/2} \Sigma_p^{3/2}, \quad (1)$$

kde Σ_p označuje povrchovou hustotu pevné látky v disku, r vzdálenost od Slunce, M_\odot hmotnost Slunce. Předpokládáme-li obvyklou povrchovou hustotu plynu, odhadnutou dle současných drah planet (též mlhovina minimální hmotnosti, MMSN; Hayashi 1981):

$$\Sigma_{\text{MMSN}} = 17\,000 \text{ kg m}^{-2} \left(\frac{r}{1 \text{ au}} \right)^{-3/2} \quad (2)$$

a obvyklou metalicitu $\Sigma_p/\Sigma = 0,01$, v terestrické zóně vznikne 10^2 protoplanet, které se srážkami shlukují do planet, ale bez plynu to trvá poměrně dlouho, 1 až $2 \cdot 10^8$ roků. Navíc je zde několik problémů, zejména velký Merkur, velký Mars, velká vzájemná vzdálenost mezi Venuší a Zemí. Hansen (2009) se pokusil první a druhý problém řešit tak, že zavedl úzký prstenec (jen 0,7 až 1 au). Otázka je, proč se měl formovat tak úzký prstenec?

Walsh aj. (2011) diskutuje pokročilý model, nazývaný „Grandiózní obrat“ (jacht.). Jupiter a Saturn při něm nejprve migrují v plynném disku ke Slunci; jedná se o migraci typu II, tzn. s mezerou v místě planety. Protože rychlost migrace je různá (pro různé m), planety se přiblíží a zachytí ve vzájemné **gravitační rezonanci středního pohybu 3:2**. Přitom ovšem dojde k překrytí mezer, takže na soustavu 2 planet působí vnitřní rameno Jupiteru a vnější rameno Saturnu; pak

migrují směrem od Slunce. Při vhodném načasování obratu se terestrická zóna, resp. její vnější část, ochudí o planetesimály, čímž vznikne malý Mars ($0,1 M_{\oplus}$). Stále však vzniká velký Merkur ($> 0,05 M_{\oplus}$). Model je dosti populární v meteoritické komunitě, neboť Jupiter zde slouží jako neprostupná bariéra mezi vnitřní a vnější částí sluneční soustavy, což udrží izotopové anomálie pozorované v meteoritech (viz Warren 2010, Kruijer aj. 2017).

Konečně Lambrechts & Johansen (2012) se zabývají balvany, které spirálují (driftují) kvůli aerodynamickému tření. Důvodem je plyn, který obíhá pomaleji, neboť jej od Slunce odpuzuje gradient tlaku, $\mathbf{a} = \frac{1}{\rho} \nabla P$. Jejich rozměr bývá různý (mm, cm, dm), v závislosti na tom, zda převažuje driftování, nebo fragmentace. To ovšem znamená, že je k dispozici **nelokální materiál**. V blízkosti protoplanet se navíc plyn pohybuje spolu s protoplanetou, zejména v oblasti vymezené Hillovou sférou, jak plyne z omezeného problému tří těles:

$$R_H = r \left(\frac{m}{3M} \right)^{1/3}. \quad (3)$$

Pak ovšem aerodynamické tření nutí balvany spirálovat k planetě, čímž se dramaticky zvětšuje účinný průřez akrece! Původně byl určen pouze πR^2 , pak se zvětšil gravitačním fokusováním na $\pi R^2 [1 + (v_{\text{esc}}/v_{\text{rel}})^2]$, kde v_{esc} označuje únikovou rychlost, v_{rel} vzájemnou rychlost (Bondiho režim), v přítomnosti plynu až na πR_H^2 (Hillův režim). Nové mechanismy (migrace, driftování, Hill) si vynucují posouzení, zda se také nepodílely na vzniku terestrických planet.

Dále bychom mohli diskutovat roli opacitních přechodů (Bitsch aj. 2014), tlakových hrbolů (Bitsch aj. 2018), konvergentních zón (Chrenko aj. 2017), atd., přejděme však již k terestrickým planetám.

1. Terestrické planety vznikly brzy

*

Jak brzy vznikly? V případě Jupiteru to je jasné, že před rozplynutím plynu, protože jinak by neměl plynnou obálku.¹ V případě Země to není jasné, ale budeme předpokládat, že také. Pro posouzení lze použít obr. 1, podíl * s přebytkem záření v IR versus stáří *kupy dle isochron. Často se závislostí prokládá exponenciála $e^{-t/\tau}$ a její parametr $\tau = 3 \text{ My}$ se zkratkovitě čte jako „doba života disku“. Čist bychom to ovšem měli takto: (i) v čase 3 My má průměrně $1/e \doteq 37\%$ * disky, které jsou (budou) starší; (ii) odlehlé body (TW Hya, η Cha, NGC 1960) evidentně značí existenci starých disků; (iii) o hvězdách v poli (mimo *kupy) nelze říci nic. Čili je možné, že plynný disk ve sluneční soustavě mohl existovat i $\geq 10 \text{ My}$.

1. Připomeňme, že celková hmotnosti Jupiteru dosahuje asi $300 M_{\oplus}$.

Poznámka o prachu, resp. pevné složce disku. Podle radiometrických měření prvních pevných částic (vápenato–hlinitých inkluzí, CAI) zjišťujeme, kolik je „nula“: $t_{\text{CAI}} = (4,567 \pm 0,001)$ Gy (Amelin aj. 2002). Dále relativně k této nule zjišťujeme, že mezi 0,3 až 2,8 My diferencovala mateřská tělesa železných meteoritů a mezi 2 až 4 My krystalizovala mateřská tělesa chondritických meteoritů (Kruijjer aj. 2017). Znamená to, že pak je plyn pryč? Ne nutně. Prostě jen teplota poklesla natolik, že všechna netěkavá látka kondenzovala (při vysokém P) nebo deponovala (při nízkém P); žádná další nemohla tuhnout. Dále zjišťujeme izotopové rozdíly (anomálie $\epsilon_{50\text{Ti}}$, $\epsilon_{54\text{Cr}}$, ...) mezi rezervoáry meteoritů NC a CC, kde NC označuje ne-uhlíkatý chondritický, CC uhlíkatý chondritický. Znamená to, že rezervoáry byly odděleny? Ano; po dobu tuhnutí. Ne později.

2. Povrchová hustota $\Sigma(r)$ byla obrácená

*

Když je k dispozici nelokální materiál, neplatí rovnice (2). Profil $\Sigma(r)$ mohl být dokonce obrácený pro $r < 1$ au! Například z důvodu: magneto-rotací nestability (MRI; Flock aj. 2017), aktivních vrstev (Kretke & Lin 2012), nebo větru z atmosféry disku (Ogihara aj. 2018). Profil $\Sigma(r)$ nepředepisujeme přímo, nýbrž je určen profilem viskozity $\nu(r)$; alternativně bychom mohli užít $\nu(T)$, avšak často je takový disk je nestabilní. Zároveň platí, že v pozdních stádiích bylo zřejmě Σ nízké, či velmi nízké. I tyto možnosti je nutné zkusit.

Proto používáme radiačně–hydrodynamický (RHD) model:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \overbrace{\mathbf{v} \cdot \nabla \Sigma}^{\text{advekce}} = \overbrace{-\Sigma \nabla \cdot \mathbf{v}}^{\text{expanze}} - \overbrace{\left(\frac{\partial \Sigma}{\partial t} \right)_{\text{acc}}}^{\text{akrece plynu}}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = \underbrace{-\frac{1}{\Sigma} \nabla P}_{\text{gradient tlaku}} + \underbrace{\frac{1}{\Sigma} \nabla \cdot \mathbf{T}}_{\text{viskozita}} - \underbrace{\frac{\int \rho \nabla \phi dz}{\Sigma}}_{\text{gravitace}} + \underbrace{\frac{\Sigma_{\text{p}}}{\Sigma} \frac{\Omega_{\text{K}}}{\tau}}_{\text{reakce}} (\mathbf{u} - \mathbf{v}), \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \overbrace{\mathbf{v} \cdot \nabla U}^{\text{konvekce}} = & -U \nabla \cdot \mathbf{v} - \underbrace{P \nabla \cdot \mathbf{v}}_{\text{práce}} + \underbrace{Q_{\text{visc}}}_{\text{viskózní ohřev}} + \underbrace{\frac{2\sigma T_{\text{irr}}^4}{\tau_{\text{eff}}}}_{\text{ozáření}} - \underbrace{\frac{2\sigma T^4}{\tau_{\text{eff}}}}_{\text{emise}} + \\ & + \underbrace{2H \nabla \cdot \frac{16\sigma \lambda_{\text{lim}}}{\rho_0 \kappa_{\text{R}}} T^3 \nabla T}_{\text{zářivá difuze}} + \sum_i \underbrace{\frac{GM_i \dot{M}_i}{R_i S_{\text{cell}}} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)}_{\text{akreční ohřev}}, \end{aligned} \quad (6)$$



$$P = \Sigma \frac{RT}{\mu} = (\gamma - 1)U, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \Sigma_p}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \Sigma_p = -\Sigma_p \nabla \cdot \mathbf{u} - \overbrace{\left(\frac{\partial \Sigma_p}{\partial t} \right)_{\text{acc}}}^{\text{akrece balvanů}} - \overbrace{\left(\frac{\partial \Sigma_p}{\partial t} \right)_{\text{evap}}}^{\text{vypařování}}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\frac{\int \rho_p \nabla \phi \, dz}{\Sigma_p} - \underbrace{\frac{\Omega_K}{\tau} (\mathbf{u} - \mathbf{v})}_{\text{tření}}, \quad (9)$$

$$\dot{M}_i = \iint \left[\left(\frac{\partial \Sigma}{\partial t} \right)_{\text{acc}} + \left(\frac{\partial \Sigma_p}{\partial t} \right)_{\text{acc}} \right] r \, d\theta \, dr \quad \text{pro } \forall i, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \ddot{\mathbf{r}}_i = & -\frac{GM_\star}{r_i^3} \mathbf{r}_i - \underbrace{\sum_{j \neq i} \frac{GM_j}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^3} (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)}_{\text{gravitace planet}} + \underbrace{\iint \int \frac{\rho \nabla \phi_i \, dz}{M_i} r \, d\theta \, dr}_{\text{gravitace disku}} + \underbrace{f_z \hat{\mathbf{z}}}_{\text{tlumení}} + \\ & - \underbrace{\frac{1}{2} C \frac{\pi R_i^2}{M_i} \rho |\dot{\mathbf{r}}_i - \mathbf{v}_{\text{cell}}| (\dot{\mathbf{r}}_i - \mathbf{v}_{\text{cell}})}_{\text{tření}} + \underbrace{\iint \left[\mathbf{v} \left(\frac{\partial \Sigma}{\partial t} \right)_{\text{acc}} + \mathbf{u} \left(\frac{\partial \Sigma_p}{\partial t} \right)_{\text{acc}} \right] r \, d\theta \, dr}_{\text{akrece}} \end{aligned} \quad (11)$$

pro $\forall i$,

kde rovnice v bílém poli platí pro plyn, v šedém pro balvanů, zatímco ve žlutém pro protoplanety. Značení veličin je následující: Σ je povrchová hustota plynu (v g cm^{-2} , resp. $M_\odot \text{ au}^{-2}$), \mathbf{v} rychlost plynu, P vertikálně integrovaný tlak, \mathbf{T} tenzor viskózního napětí, $\rho = \Sigma / (\sqrt{2\pi}H) \exp[-z^2/(2H^2)]$ objemová hustota plynu za předpokladu rovnovážného, izotermálního vertikálního profilu, $H = c_s / (\Omega_K \sqrt{\gamma})$ výšková (tlaková) škála, $c_s = \sqrt{\gamma P / \Sigma}$ rychlost zvuku, $\phi = \phi_\star + \sum \phi_i$ gravitační potenciál Slunce a protoplanet, hlazený kubickou funkcí kvůli konečné velikosti výpočetních buněk, z vertikální souřadnice, Σ_p povrchová hustota balvanů, \mathbf{u} rychlost balvanů, $(\partial \Sigma_p / \partial t)_{\text{acc}}$ člen popisující akreci balvanů na protoplanetu, $\Omega_K = \sqrt{GM_\odot / r^3}$ keplerovská úhlová rychlost, $\tau = \Omega_K t_s$ Stokesovo číslo balvanů, čili charakteristická doba do „zastavení“ vyjádřená v jednotkách oběžné periody, U vnitřní energie plynu, $Q_{\text{visc}}(\nu)$ viskózní ohřev, ν kinematická viskozita (v $\text{cm}^2 \text{ s}^{-1}$), σ Stefanova–Boltzmannova konstanta, T_{irr} iradiační teplota, τ_{eff} efektivní optická tloušťka, T teplota plynu, λ_{lim} omezovač toku bránící příliš rychlé difuzi, ρ_0 hustota ve středové rovině, κ_R Rosselandova opacita (v $\text{cm}^2 \text{ g}^{-1}$), G gravitační konstanta, M_i hmotnost protoplanety, R_i poloměr protoplanety, S_{cell} plocha buňky, ve které se právě nachází, μ střední molekulová hmotnost, γ adiabatický index, $\ddot{\mathbf{r}}_i$ zrychlení tělesa i , f_z předpis pro tlumení vertikálními vlnami

vyvolávanými planetou v disku, C součinitel odporu, \mathbf{v}_{cell} rychlost buňky. Profily disků jsou zobrazeny na obr. 2, 3.

Poznámka o opacitě a fázových přechodech. Lze rozlišit přinejmenším 13 stavů látky. Když je přítomen prach (při $T \searrow$), neprůhlednost je vysoká („jako v mlze“). Postupně vzniká silikátový, uhlíkový, ledový prach (čes. sněhové vločky). Opacita κ , společně s viskozitou ν , pak určují celkovou strukturu disku, čili profily radiální $\Sigma(r)$, $T(r)$ i vertikální $H(r)$.

Pro merkurovské až marsovské protoplanety, rozmístěné mezi 0,4 až 1,8 au (viz obr. 4), lze rozlišit následující interakce disk \leftrightarrow planeta: Lindbladovo zrychlení (Lindblad 1940), korotační (Masset 2002), ohřevné (Benítez-Llambay aj. 2015). Podrobněji jsme o nich pojednali v [Povětroni 4/2017](#). Jejich velikost a směr závisí zejména na *exponentech* profilů $\Sigma(r) \propto r^\alpha$, $T(r) \propto r^\beta$ (viz Paardekooper aj. 2011).

3. Konvergentní zóna *

Momenty zrychlení $\vec{\Gamma} = \mathbf{r} \times \mathbf{f}$ způsobují migraci protoplanet. Z Gaussovy rovnice lze spočítat změnu velké poloosy $da/dt = 2\Gamma/(rn)$, kterou extrapolujeme a zjistíme, že protoplanety migrují k $r \simeq 1$ au během doby trvání plynného disku (obr. 5; Brož aj. 2021, viz též Raymond 2021)!

Poznámka o konvergenci v mlhovině minimální hmotnosti. Také pro profil $\Sigma(r) \propto r^{-3/2}$ protoplanety konvergují, když se dosti liší jejich hmotnosti, ale migrace směrem ke Slunci by pokračovala po jejich srážkách, takže je nelze dlouhodobě udržet v okolí $r \simeq 1$ au.

Abychom mohli snadněji studovat pohyb protoplanet, připravili jsme zjednodušený N -částicový model. Vyšli jsme ze symplektického integrátoru Symba (Duncan aj. 1998), do kterého jsme doplnili migrační zrychlení a růst hmotnosti:

$$\mathbf{f}_i = \frac{1}{2} \dot{a}_i \frac{G(M_\odot + M_i)}{a_i^2 |\mathbf{v}_i|} \mathbf{v}_i - 2\mathcal{H}(e_i - e_{\text{hot}}) \frac{1}{\tau_e} \frac{\mathbf{r}_i \cdot \mathbf{v}_i}{r_i^2} \mathbf{r}_i - 2\mathcal{H}(i_i - i_{\text{hot}}) \frac{1}{\tau_i} \mathbf{v}_i \cdot \hat{z} \hat{z},$$

$$\dot{M}_i = f(M_i) \dot{M}_p,$$

kde a_i označuje velkou poloosu, M_\odot hmotnost Slunce, M_i hmotnost protoplanety, \mathbf{v}_i vektor rychlosti, \mathbf{r}_i polohový vektor, \mathcal{H} Heavisidovu skokovou funkci, e_i excentricitu, i_i sklon. Volné parametry (které dosazujeme dle hydrodynamických simulací) jsou $\dot{a}_i(\tau_a, r_0)$ rychlost migrace, $\tau_a(M_i)$ příslušná časová škála, r_0 konvergentní poloměr, τ_e časová škála tlumení excentricity, e_{hot} nucená excentricita, τ_i totéž pro sklon, i_{hot} totéž pro sklon, \dot{M}_p tok balvanů, uvažovaný v rozmezí $2 \cdot 10^{-7}$ až $2 \cdot 10^{-4} M_\oplus/y$, $f(M_i)$ filtrační faktor, tj. relativní část toku balvanů, která je

akretována, $\sum_i M_i$ celková hmotnost protoplanet, uvažovaná asi $2 M_{\oplus}$, a jejich rozmístění, jakožto násobek vzájemné hillovské vzdálenosti ($q_i = M_i/M_{\odot}$):

$$R_{\text{HH}} = \frac{1}{2}(a_1 + a_2) \left(\frac{q_1 + q_2}{3} \right)^{1/3}.$$

Dlouhodobý vývoj (po dobu 10 My) ukazuje, jak protoplanety konvergují, zároveň se srážejí, zároveň nabírají balvany, až narostou do podoby několika málo planet. Jedná se přitom o klasický málo- N -částicový **stochastický systém!** To znamená, že výsledek velmi citlivě závisí na geometrii každého z blízkých přiblížení — při němž buď dojde ke srážce, nebo nikoliv. Pro $N = 28$ je třeba alespoň 50 simulací, abychom získali příslušná rozdělení pravděpodobnosti.

4. Malá separace Venuše a Země

*

Co je „nad Slunce“ jasné, že konvergence přirozeně soustřeďuje hmotnost mezi 0,7 až 1 au. Největší tělesa nejčastěji vznikají poblíž středu konvergentní zóny (obr. 6, titulní). Plyn je potřeba až do 10 My, dokud nevznikne Venuše a (skoro celá) Země; jinak by se totiž zbývající protoplanety od sebe „odpuďily“! Jedná se o důsledek zmiňovaných blízkých přiblížení bez plynu (Deienno aj. 2019).

5. Malý Merkur a zároveň Mars

*

Také je jasné, že malá tělesa přirozeně zůstávají na okrajích konvergentní zóny, kde je pomalejší migrace. Zároveň tomu pomáhá závislost $\dot{a}_i \propto M_i$. Potom úbytek hmotnosti pomocí externího mechanismu není třeba (cf. Walsh aj. 2011)!

Poznámka o problému s přerůstáním. Pro vysoké ($\geq 2 \cdot 10^{-5} M_{\oplus}/y$) a dlouho trvající toky balvanů by planety v terestrické zóně přerostly a vznikly by „horké Neptuny“.

6. Železné jádro Merkuru

*

Pokud bychom předpokládali, že Merkur vznikl v horkém plynném disku, poblíž evaporační čáry Fe a Mg-silikátů (obr. 7), z balvanů driftujících k 0,4 au z větších r , bylo by tak možné vysvětlit jeho nadměrné železné jádro. Balvany se totiž neustále přizpůsobují lokálním podmínkám (srážejí se, rozpadají, opět spojují, vypařují).

To je velmi odlišné od starých nebulárních hypotéz, kde byl zdroj omezen na lokální materiál, mezi určitými evaporačními čarami, čili úzký prstenec (cf. Weidenschilling 1978). Potom odtržení silikátového pláště při srážce není třeba (cf. Benz 1988, Asphaug & Reufer 2014)!

Poznámka o kondenzační/depoziciční sekvenci. Podle našich předběžných experimentů s rovnicemi popisujícími chemickou rovnováhu mezi plynem \leftrightarrow pevnou látkou (Unterborn & Panero 2017) by změna chemického složení (obohacení o Fe) vskutku mohla vést k poměru Fe/Si odpovídajícímu Merkuru. Zatím jde ovšem o experimenty bez transportu (driftu) balvanů.

7. Těkávé látky na Merkuru

*

Merkur je také překvapivě bohatý na *středně* těkávé látky Na, S, K, Cl (dle sondy Messenger; Nittler aj. 2018). To se zdá v rozporu s výše uvedeným, dokud si neuvědomíme, že v pozdní fázi vývoje disku je T nízká; dokonce nižší než rovnovážná T dnes! Slunce bylo totiž zastíněno. Pak by těkávé látky mohly být dopraveny balvany driftujícími z větších r , které se (zase) přizpůsobují lokálním podmínkám. Alternativně lze uvažovat o transportu planetesimálami, neboli „pozdním závoji“. Ten by ale mohl dopravovat i velmi těkávé látky.

8. Dopravení vody na Zemi?

*

Obdobně by bylo možné dopravit vodu na Zemi ledovými balvany v chladném disku (se sněžnou čarou dočasně na 1 au). Pokud by pocházely z $r < 5$ au, byl by jejich počet omezený. Pokud z $r > 5$ au, sice by nebyl omezen, ale zcela zablokovan Jupiterem! Důvodem je tlakový hrbol, vznikající za planetou o hmotnosti větší než $20 M_{\oplus}$, který otáčí směr driftování balvanů. Otázka je, zda jej lze překonat při hromadění pevné látky, právě na tlakovém hrbolu?

Kvantitativně, 1 zemský oceán $\equiv 2,3 \cdot 10^{-4} M_{\oplus}$ vody; dopravit je třeba 2 až 8 oceánů, protože zemský plášť obsahuje dost vody (Peslier aj. 2017). Podle našich simulací chladného disku je filtrační faktor $f = 1$ až 1,5%. Při podílu ledu 0,1 a toku balvanů $2 \cdot 10^{-6} M_{\oplus}/y$ by potřebný čas dosahoval pouhých $\tau = 10^5$ y. To je na jednu stranu dobře (jde to), na druhou stranu špatně (jde to příliš snadno). Pokud bychom přece jen zvažovali velký tok \dot{M}_p , mohl být jen dočasný, přechodný; například náhlé překonání zmiňované bariéry po hromadění balvanů (při $\Sigma_p \simeq \Sigma$).

Poznámka o izotopovém složení (D/H). To je na samostatnou diskuzi. . .

9. Excentricita Venuše nebo Země

*

Již bychom neměli být překvapeni, že v plynném disku nastává jev horké stopy (Chrenko aj. 2017), způsobující růst e . Co nás však překvapilo, že excentricita e při určitých podmínkách roste na hodnoty 0,015 až 0,020 (viz obr. 9, 8), což je současná hodnota pro Venuši a Zemi! Jev nastává „snadno“ pro nižší Σ a vyšší \dot{M}_p ; tzn. spíše v pozdní fázi, snad při přechodném zvýšení \dot{M}_p . Pozdní excitace excentricity externím mechanismem pak není třeba (cf. Brassier aj. 2009)!

10. Oddělování orbit planet

*

Výhodou plynného disku je také, že je snazší vysvětlit, proč jsou orbity terestrických planet oddělené. Jsou totiž oddělované 3 mechanismy: 1. srážkami (klasicky); 2. diferenciální migrací; 3. tlumením excentricity.

Nevýhodou plynného disku by byla neustávající migrace směrem ke Slunci, kdyby ovšem nebyla potlačována také 3 mechanismy: 1. blízkými přiblíženími (klasicky), 2. obráceným profilem $\Sigma(r)$, 3. buzením excentricity (horkou stopou).

Poznámka o rozptýlení Merkuru na Venuši. Jednoduchým numerickým experimentem lze ověřit, že excentricitu Merkuru je možné zvýšit jediným blízkým přiblížením k Venuši, a to až na současné hodnoty 0,206 (oskulační), resp. 0,167 (vlastní). Venuše pak migruje mnohem rychleji směrem od Slunce (obr. 10, 11). Totéž platí pro rozptýlení Marsu na 0,5-Zemi; jeho hodnota je 0,093 (oskulační), 0,052 (vlastní). Proč zde uvažujeme jen 0,5, osvětluje bod 13.

11. Systém 5 planet

*

Na konci plynné fáze (po 10 My) v našem modelu běžně vzniká 4 až 6 planet (obr. 12); v závislosti na předepsané rychlosti migrace a trvání plynného disku. Jako nejpravděpodobnější se nám jeví systém 5 planet, protože...

12. Předměsíční impakt

*

...protože musíme vysvětlit důležité geochemické pozorování — wolframovou anomálii pláště + kůry Země, jejíž současná hodnota je:

$$\varepsilon_2 \equiv \left(\frac{N_{182W,2}/N_{183W,2}}{N_{182W,1}/N_{183W,1}} - 1 \right) = 1,9 \pm 0,1,$$

kde indexy odpovídají rezervoárům: 1 ... mlhovina, 2 ... plášť + kůra. Důvodem, proč anomálie vzniká, jsou radioaktivní rozpady $^{182}\text{Hf} \rightarrow ^{182}\text{Ta} + e^+ + \nu$, $^{182}\text{Ta} \rightarrow ^{182}\text{W} + e^+ + \nu$, s poločasem rozpadu asi $\tau = 9 \text{ My}$ (izotop ^{183}W je stabilní) a zásadní odlišnost prvků: W ... siderofilní, Hf ... litofilní.

Kdyby akrece (vč. předměsíčního impaktu) ustala v čase do 10 My, Země by se diferencovala na jádro a plášť, nestabilní ^{182}Hf by se dostalo do pláště a následně by zde jeho rozpadem vznikl ^{182}W , čili příliš velká anomálie. Pozdější impakt ovšem anomálii opět sníží, dojde-li k ekvilibraci materiálu impaktorů a zemského pláště, při níž skoro všechny wolfram klesne do jádra. Náš jednoduchý geochemický model (obr. 13; Yu & Jacobsen 2011) ukazuje, že k impaktu by mělo dojít v čase okolo 45 My.

*

Poznámka o rozdělovacím koeficientu D_W . Jedná se o důležitý parametr geochemického modelu, určující, kolik W klesne do jádra. Hodnota se značně mění (od 10^4 do 10^1) s tlakem a s teplotou na rozhraní plášť/jádro, neboli s hmotností planety (Fischer & Nimmo 2018).

13. Časté impakty 0,5-Zemí

*

Pozoruhodným důsledkem migrace je, že impakty dvou 0,5-Zemí jsou stejně pravděpodobné jako kanonické (tzn. 0,9 a $0,1 M_{\oplus}$). Dříve se soudilo, že jiné než kanonické nejsou možné, ale to již neplatí, neboť moment hybnosti lze přenášet eveckní rezonancí v soustavě Slunce–Země–Měsíc (Čuk & Stewart 2012). Taková větší srážka by vedla k rychle rotující Zemi (Canup 2012). Protože jsou si 0,5-Země podobné a jejich materiál pochází z podobné oblasti disku, je snazší splnit podmínku podobnosti Země a Měsíce. Výhodou také je, že by mezi souměřitelným projektilem a terčem měla být snazší úplná ekvilibrace, neboli promísení látky (na škále cm).

14. Divergentní zóna mezi 2 a 3 au

*

Co znamená existence konvergentní zóny jinde? Je-li druhá konvergentní zóna také okolo 5 au, musí mezi nimi být *divergentní zóna*. Úzce souvisí s jedním fázovým přechodem, konkrétně vodní pára \leftrightarrow led (čes. sněžná čára; viz Bitsch aj. 2014). Právě tam, kde se dnes nachází pás asteroidů!

15. Úbytek hmotnosti v pásu asteroidů

*

Mezi 2 a 3 au bychom přitom očekávali existenci o něco větších protoplanet, marsovské až zemské. Tyto však migrují pryč v plynném disku (Brož aj. 2018), což přirozeně znamená úbytek hmotnosti v pásu asteroidů faktorem až 10^2 , protože látka je soustředěna právě v protoplanetách. Zatímco pro tělesa protoplanetárních hmotností je zóna divergentní, pro tělesa menších hmotností (asteroidy, balvany) to vůbec platit nemusí. Naopak, balvany mohly okolo sněžné čáry klidně konvergovat.

16. Skloněný pás asteroidů

*

Asteroidy se ovšem chovaly jinak, protože byly rozptýleny (skloněny) protoplanetami migrujícími pryč. Naším hydrodynamickým modelem (a jeho extrapolací) jsme ověřili, že sklony drah asteroidů by mohly dosáhnout i více než 10° a že aerodynamické tření od plynu působící na asteroidy je dostatečně slabé, takže je neztlumí zpět na $i \doteq 0^\circ$ (viz obr. 14, 15). Potom excitace drah pomocí externího mechanismu není třeba (cf. Morbidelli aj. 2010)!

*

17. Suchý pás asteroidů

*

Není však v rozporu existence asteroidů typu S ve vnitřním hlavním pásu a doprava vody na Zemi? Ne nutně. Pokud byla voda na Zemi dopravována v podobě ledových balvanů, musely přitom prolétávat i pásem asteroidů, ale účinnost jejich akrece (viz Ormel 2017) velmi klesá pro malá M a velká i . Obzvláště nízká by byla, pokud by disk balvanů byl tenký ($H_p/r \ll i$).

18. Suchá Venuše

*

Nakonec se zamysleme na tím, zda nemohla Venuše zůstat suchá, pokud by sněžná čára vždy zůstala na $r > 0,7$ au. Pak by totiž nebyl žádný problém s přetokným skleníkovým jevem a s chybějícím kyslíkem v její současné atmosféře (požůstalém po disociaci H_2O a úniku H; Chassefière 1997, Gillmann aj. 2020).

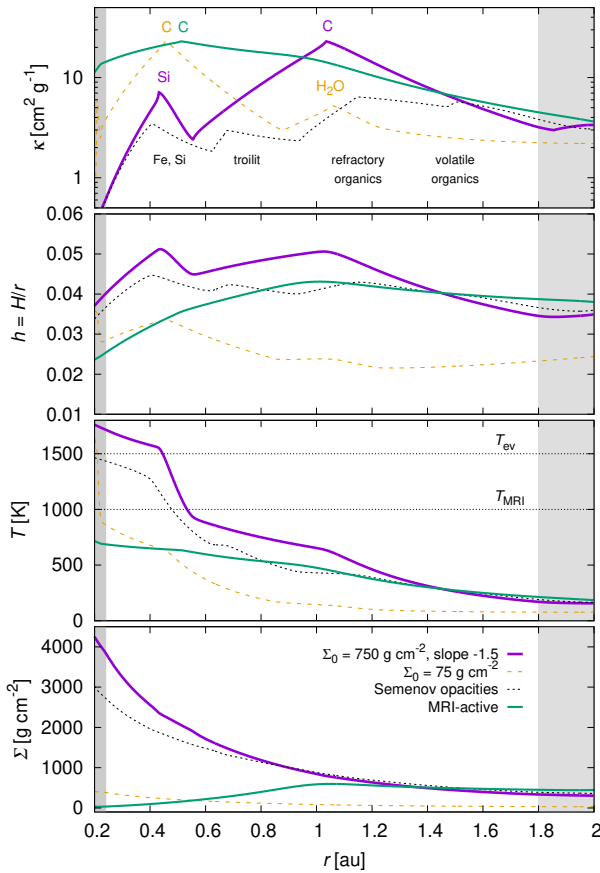
To jsem se ovšem pustil na „tenký led“. Pro potvrzení či vyvrácení takových tvrzení by bylo třeba rozumět složitým klimatickým modelům (např. Turbet aj. 2021), kterým nerozumím a už se (zas) cítím hloupě. . .

- [1] ASPHAUG, E., REUFER, A. *Mercury and other iron-rich planetary bodies as relics of inefficient accretion*. Nat. Geo., **7**, s. 564–568, 2014.
- [2] BENÍTEZ-LLAMBAY, P., MASSET, F., KOENIGSBERGER, G., SZULÁGYI, J. *Planet heating prevents inward migration of planetary cores*. Nature, **520**, s. 63–65, 2015.
- [3] BENZ, W., SLATTERY, W. L., CAMERON, A. G. W. *Collisional stripping of Mercury’s mantle*. Icarus, **74**, s. 516–528, 1988.
- [4] BITSCH, B., MORBIDELLI, A., LEGA, E. *Stellar irradiated discs and implications on migration of embedded planets. II. Accreting-discs*. Astron. Astrophys., **564**, A135, 2014.
- [5] BITSCH, B., MORBIDELLI, A., JOHANSEN, A., LEGA, E., LAMBRECHTS, M., CRIDA, A. *Pebble-isolation mass: Scaling law and implications for the formation of super-Earths and gas giants*. Astron. Astrophys., **612**, A30, 2018.
- [6] BRASSER, R., MORBIDELLI, A., GOMES, R., TSIGANIS, K., LEVISON, H. F. *Constructing the secular architecture of the solar system II: the terrestrial planets*. Astron. Astrophys., **507**, s. 1053–1065, 2009.
- [7] BROŽ, M., CHRENKO, O., NESVORNÝ, D., DAUPHAS, N. *Early terrestrial planet formation by torque-driven convergent migration of planetary embryos*. Nat. Astron., **5**, s. 898–902, 2021.
- [8] BROŽ, M., CHRENKO, O., NESVORNÝ, D., LAMBRECHTS, M. *Dynamics of multiple proto-planets embedded in gas and pebble discs and its dependence on Σ and ν parameters*. Astron. Astrophys., **620**, A157, 2018.
- [9] CANUP, R. *Forming a Moon with an Earth-like composition via giant impact*. Science, **338**, s. 1052–1055, 2012.
- [10] ČUK, M., STEWART, S. T. *Making the Moon from a fast-spinning Earth: A giant impact followed by resonant despinning*. Science, **338**, s. 1047–1052, 2012.
- [11] DEIENNO, R., WALSH, K. J., KRETKE, A., LEVISON, H. F. *Energy dissipation in large collisions — No change in planet formation outcomes*. Astrophys. J., **876**, 103, 2019.

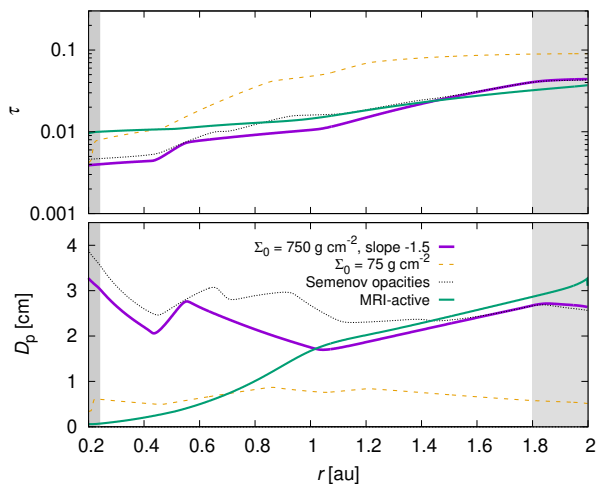
*

- [12] DUNCAN, M. J., LEVISON, H. F., LEE, M. H. *A multiple time step symplectic algorithm for integrating close encounters*. *Astron. J.*, **116**, s. 2067–2077, 1998.
- [13] FEDELE, D., VAN DER ANCKER, M. E., HENNING, T., JAYAWARDHANA, R., OLIVEIRA, J. M. *Timescale of mass accretion in pre-main sequence stars*. *Astron. Astrophys.*, **510**, A72, 2010.
- [14] FISCHER, R. A., NIMMO, F. *Effects of core formation on the Hf-W isotopic composition of the Earth and dating of the Moon-forming impact*. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **499**, s. 257–265, 2018.
- [15] FLOCK, M., FROMANG, S., TURNER, N. J., BENISTY, M. *3D radiation nonideal magneto-hydrodynamical simulations of the inner rim in protoplanetary disks*. *Astrophys. J.*, **835**, 230, 2017.
- [16] GILLMANN, C., GOLABEK, G. J., RAYMOND, S. N. *Dry late accretion inferred from Venus’s coupled atmosphere and internal evolution*. *Nat. Geo.*, **13**, s. 265–269, 2020.
- [17] CHAMBERS, J. E., WETHERILL, G. W. *Making the terrestrial planets: N-body integrations of planetary embryos in three dimensions*. *Icarus*, **136**, s. 304–327, 1998.
- [18] CHASSEFIÈRE, E. *Loss of water on the young Venus: The effect of a strong primitive solar wind*. *Icarus*, **126**, s. 229–232, 1997.
- [19] CHRENKO, O., BROŽ, M., LAMBRECHTS, M. *Eccentricity excitation and merging of planetary embryos heated by pebble accretion*. *Astron. Astrophys.*, **606**, A114, 2017.
- [20] KRETKE, K. A., LIN, D. N. C. *The importance of disk structure in stalling Type I migration*. *Astrophys. J.*, **755**, 74, 2012.
- [21] KRUIJER, T. S., BURKHARDT, CH., BUDDE, G., KLEINE, T. *Age of Jupiter inferred from the distinct genetics and formation times of meteorites*. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **114**, 26, s. 6712–6716, 2017.
- [22] LAMBRECHTS, M., JOHANSEN, A. *Rapid growth of gas-giant cores by pebble accretion*. *Astron. Astrophys.*, **544**, A32, 2012.
- [23] LINDBLAD, B. *On the interpretation of spiral structure in nebulae*. *Astrophys. J.*, **92**, 1, 1940.
- [24] MASSET, F. S. *The co-orbital corotation torque in a viscous disk: Numerical simulations*. *Astron. Astrophys.*, **387**, s. 605–623, 2002.
- [25] MORBIDELLI, A., BRASSER, R., GOMES, R., LEVISON, H. F., TSIGANIS, K. *Evidence from the asteroid belt for a violent past evolution of Jupiter’s orbit*. *Astron. J.*, **140**, s. 1391–1401, 2010.
- [26] NITTLER, L. R., CHABOT, N. L., GROVE, T. L., PEPLOWSKI, P. N. *The chemical composition of Mercury*. in *Mercury, The view after Messenger*, Cambridge Univ. Press, s. 30–51, 2018.
- [27] OGIHARA, M., KOKUBO, E., SUZUKI, T. K., MORBIDELLI, A. *Formation of the terrestrial planets in the solar system around 1 au via radial concentration of planetesimals*. *Astron. Astrophys.*, **612**, L5, 2018.
- [28] ORMEL, C. W. *The emerging paradigm of pebble accretion*. *Astrophys. Space Sci. Lib.*, **445**, s. 197–228, 2017.
- [29] PAARDEKOOPER, S.-J., BARUTEAU, C., KLEY, W. *A torque formula for non-isothermal Type I planetary migration — II. Effects of diffusion*. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **410**, s. 293–303, 2011.
- [30] RAYMOND, S. N. *Terrestrial convergence*. *Nat. Astron.*, **5**, s. 875–876, 2021.
- [31] TURBET, M., BOLMONT, E., CHAVEROT, G., EHRENREICH, D., LECONTE, J., MARCQ, E. *Day-night cloud asymmetry prevents early oceans on Venus but not on Earth*. *Nature*, **598**, s. 276–280, 2021.

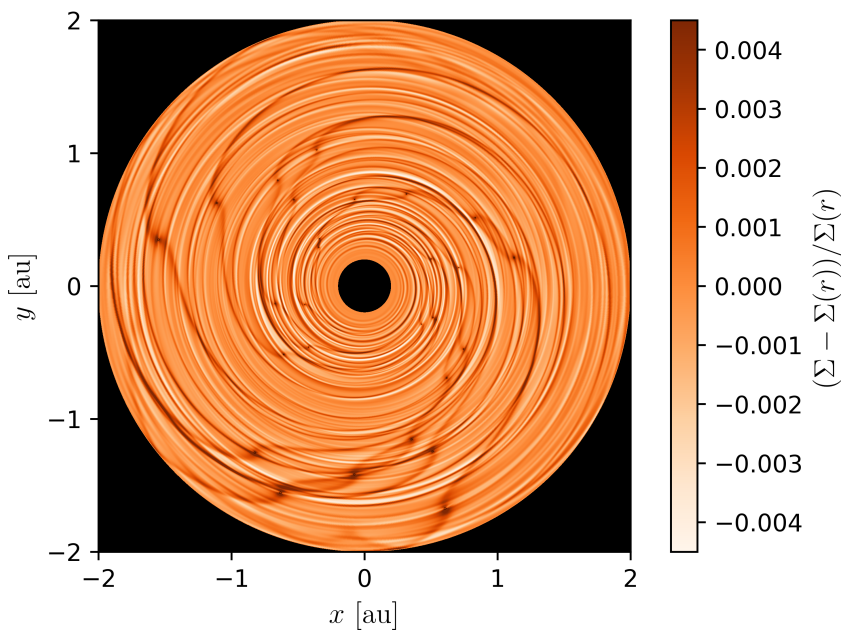
- [32] UNTERBORN, C. T., PANERO, W. R. *The effects of Mg/Si on the exoplanetary refractory oxygen budget*. *Astrophys. J.*, **845**, 61, 2017.
- [33] WALSH, K. J., MORBIDELLI, A., RAYMOND, S. N., O'BRIEN, D. P., MANDELL, A. M. *A low mass for Mars from Jupiter's early gas-driven migration*. *Nature*, **475**, s. 206–209, 2011.
- [34] WARREN, P. H. *Stable-isotopic anomalies and the accretionary assemblage of the Earth and Mars: A subordinate role for carbonaceous chondrites*. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **311**, s. 93–100, 2011.
- [35] WEIDENSCHILLING, S. J. *Iron silicate fractionation and the origin of Mercury*. *Icarus*, **35**, s. 99–111, 1978.
- [36] YU, G., JACOBSEN, S. B. *Fast accretion of the Earth with a late Moon-forming giant impact*. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **108**, 43, s. 17604–17609, 2011.



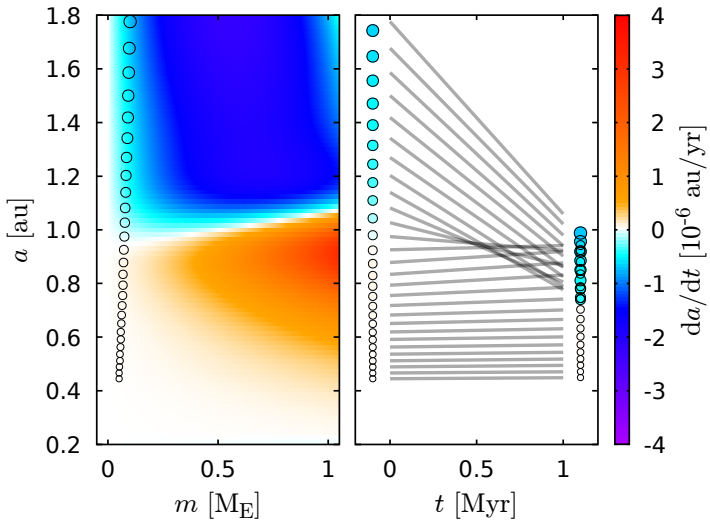
Obr. 2 — Profily povrchové hustoty plynu Σ , teploty T , aspektu $h = H/r$ a opacity κ pro různé disky.



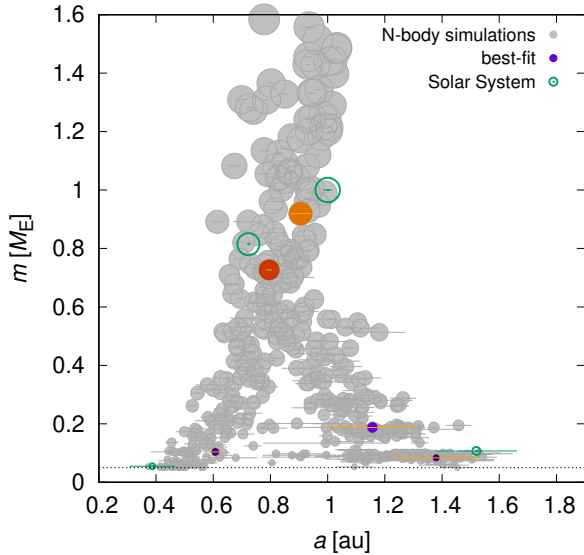
Obr. 3 — Profily průměru balvanů D_p a Stokesova čísla τ pro různé disky.



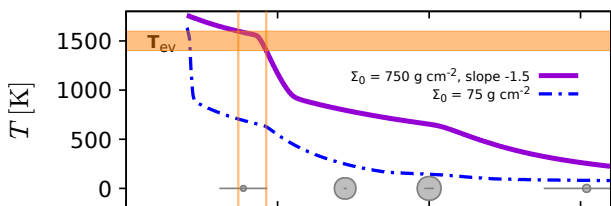
Obr. 4 — Relativní změny povrchové hustoty Σ způsobované merkurovskými až marsovskými protoplanetami; patrná jsou spirální ramena.



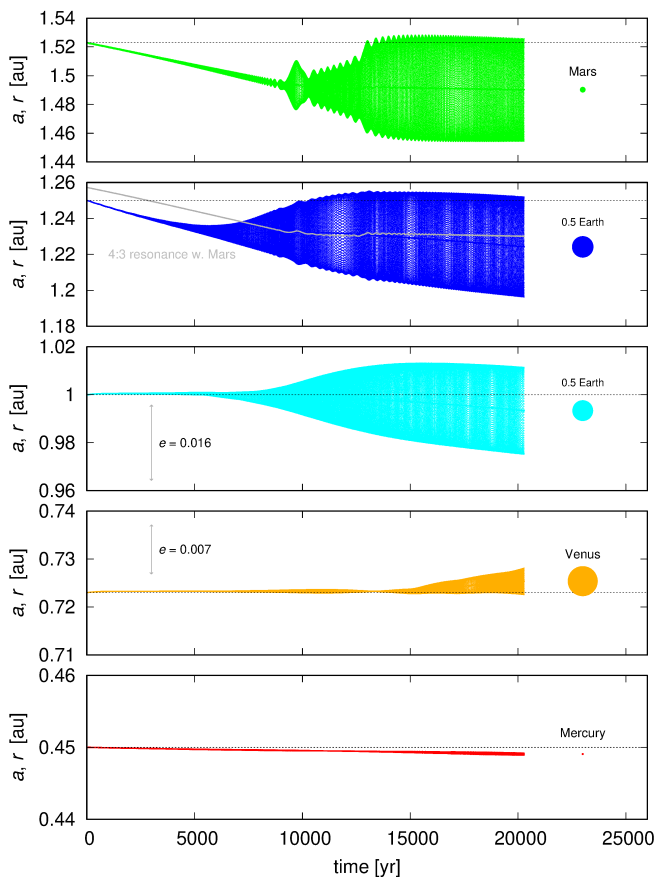
Obr. 5 — Rychlost migrace da/dt v disku s obráceným profilem Σ , v závislosti na velké poloose a a hmotnosti protoplanety m a její extrapolace v čase t .



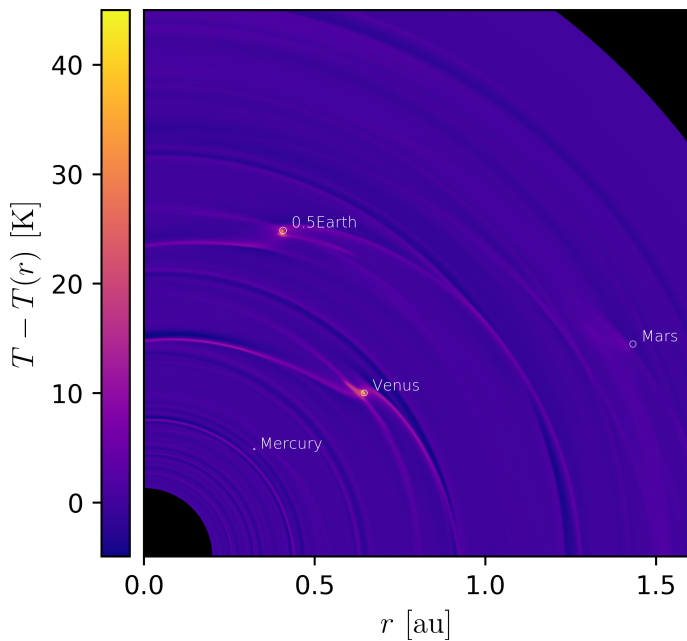
Obr. 6 — Rozdělení velikých poloos a a hmotností m pro 50 simulací konvergentní migrace. Sluneční soustava je vyznačena zeleně.



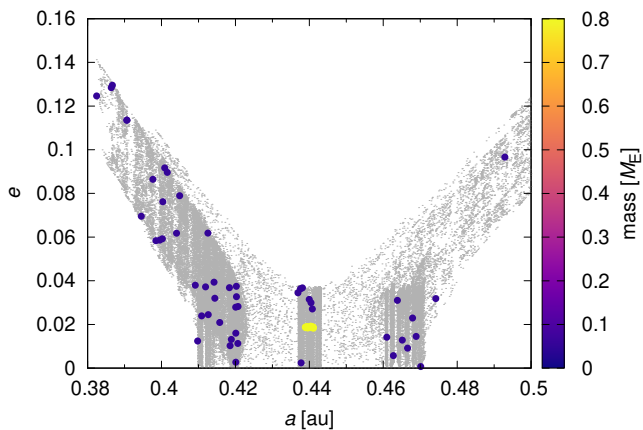
Obr. 7 — Profily teploty T plynu pro různé disky (raný a pozdní); Merkur se nachází v oblasti, kde dosahovala evaporační teploty $T_{\text{ev}} \approx 1400$ K.



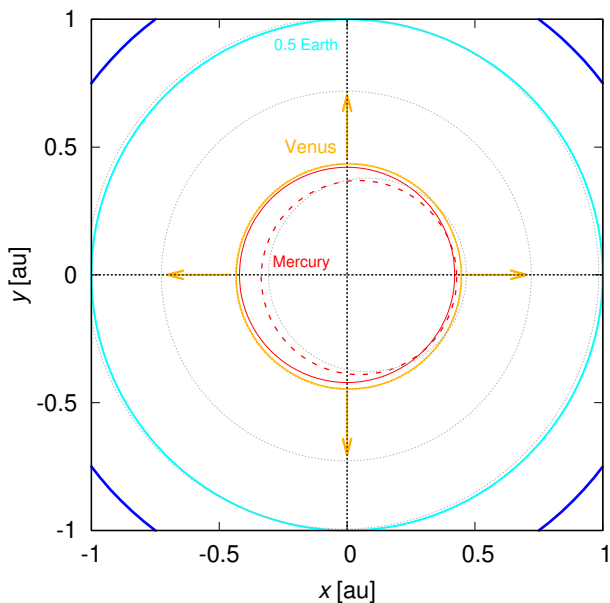
Obr. 8 — Časový vývoj velkých poloos a a radiálních vzdáleností r pro 5 planet; růst excentricity e odpovídá oscilacím v r .



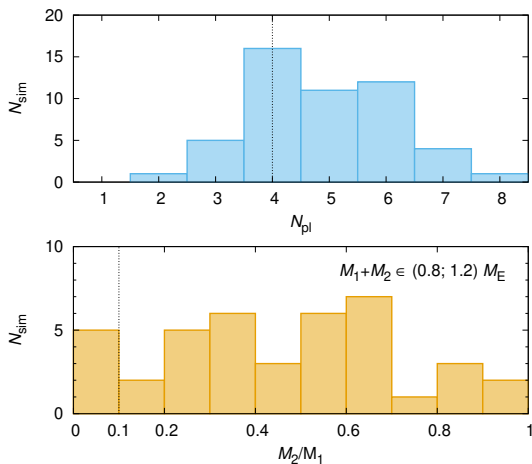
Obr. 9 — Změny teploty $T - T(r)$ vyvolané *horkou stopou* za planetami zahřátými při akreci balvanů.



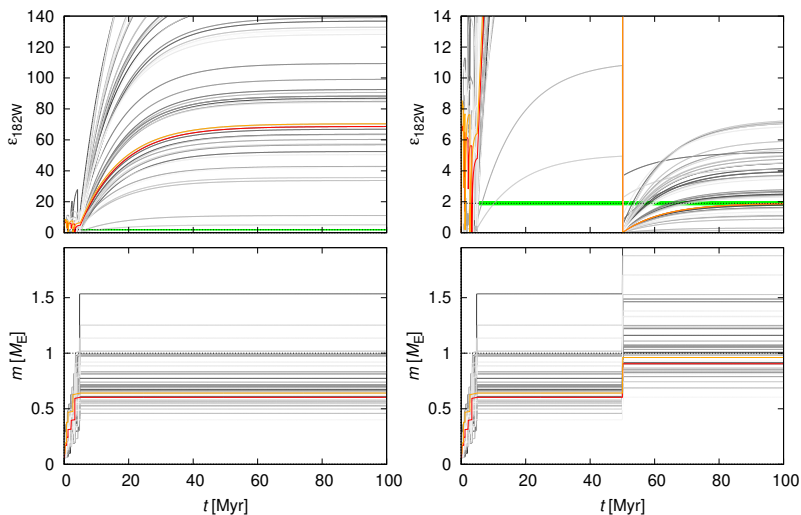
Obr. 10 — Velká poloosa a a excentricita e pro Merkur rozptýlený na Venuši pro 50 simulací.



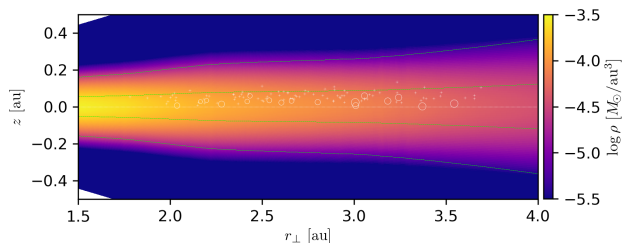
Obr. 11 — Nákres rozptýlené dráhy Merkuru a migrace Venuše směrem od Slunce.



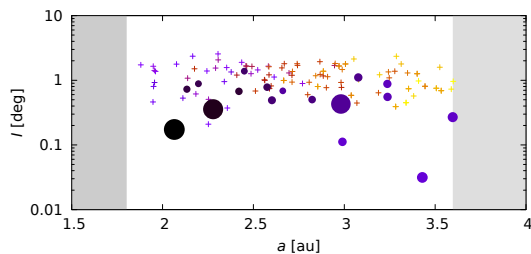
Obr. 12 — Rozdělení počtu planet N_{pl} a poměru hmotností M_2/M_1 předměsíčního impaktu pro 50 simulací.



Obr. 13 — Časový vývoj hmotnosti m a odpovídající wolframové anomálie ε_{182W} pro případ bez pozdního impaktu (vlevo) a s pozdním impaktem předepsaným v čase 45 My (vpravo). Pozorovaná hodnota je vyznačena zeleně.

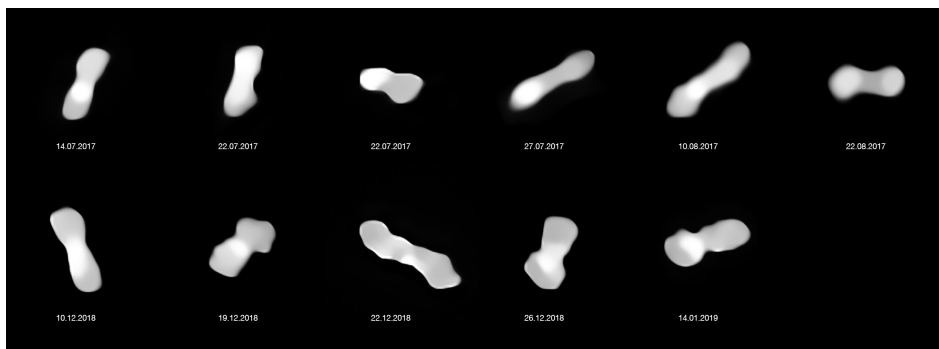


Obr. 14 — Objemová hustota ρ plynu ve vertikálním směru v oblasti pásu asteroidů, kde protoplanety (kroužky) rozptylují asteroidy (křížky).



Obr. 15 — Velká poloosa a a sklon I pro protoplanety a asteroidy. Za dobu 24 ky dosahují $I \simeq 3^\circ$, což lze extrapolovat s předpokladem úměry \sqrt{t} .

V mezinárodním týmu čítajícím 40 astronomů se nám pomocí dalekohledu ESO/VLT podařilo získat dosud nejostřejší a nejpodrobnější záběry planety (216) Kleopatra. Planeta obíhá v hlavním pásu a při pozorování se nacházela ve vzdálenosti asi 200 milionů kilometrů od Země. Její úhlová velikost na obloze přitom dosahovala pouhých $0,3''$.²



Obr. 16 — Planeta (216) Kleopatra zobrazená z různých stran. Záběry byly pořízeny mezi lety 2017 až 2019 pomocí přístroje SPHERE na dalekohledu ESO/VLT. Převzato z [3].

Planeta Kleopatra je ve sluneční soustavě opravdu výjimečná. Od doby, kdy byl na základě radarových pozorování (zhruba před 20 lety) odhalen její neobvyklý tvar, ji astronomové v nadsázce označují jako „kost pro psa“. V roce 2008 pak Franck Marchis a jeho kolegové objevili dvojici měsíců obíhajících kolem Kleopatry. Byly pojmenovány po dětech slavné egyptské královny, AlexHelios a CleoSelene. Jsou důležité proto, že podle jejich oběžných period a velkých poloos určujeme hmotnost centrálního tělesa; přibližně podle 3. Keplerova zákona, $a^3/P^2 \doteq GM/(4\pi^2)$.

Planeta byla pozorována několikrát v období mezi lety 2017 a 2019, a to pomocí přístroje SPHERE (Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch), který je umístěn v Nasmythově ohnisku dalekohledu VLT UT3. Díky rotaci planety a různé geometrii bylo možné těleso sledovat z různých směrů. To umožnilo vypočítat dosud nepřesnější třírozměrný model tvaru a objemu tělesa. Největší rozměr planety byl stanoven na 270 kilometrů, s nejistotou asi 4 km.

2. Chceme-li si představit úhel $1''$, postupujeme následovně: vezmeme vlasce (asi 20m), natáhne jej přes celou posluchárnu tam a zpět, na jednom konci poprosíme studenta, aby to podržel, na druhém konci mezi vlasce vložíme vlas, spočteme si $\phi = \arctg(50 \mu\text{m}/10 \text{m}) = 5 \cdot 10^{-6} \text{ rad} = 1''$.

Data získaná přístrojem SPHERE také vedla ke zpřesnění oběžných drah obou měsíců. Předchozí práce sice možné parametry oběžných drah udávaly, ale nová pozorování ukázala, že se měsíce nacházejí jinde než na předpovězených polohách! Tento rozpor bylo třeba vyřešit, protože pokud jsou špatně dráhy měsíců, je špatně vše, včetně hmotnosti Kleopatry. Díky novým pozorováním a sofistikovaným multipólovým modelům se podařilo popsat, jak vzájemná gravitace těles ovlivňuje pohyb měsíců, a přesně vypočítat jejich komplikované oběžné dráhy. Výsledná hmotnost planety asi $3 \cdot 10^{18}$ kg je o 35 % nižší, než se původně odhadovalo, což zcela změnilo interpretaci tvaru planety (viz níže).

Zkombinováním objemu a hmotnosti získáme průměrnou hustotu planety, která činí $3,4 \text{ g/cm}^3$; je asi poloviční než hustota železa. Přitom podle spektroskopie Kleopatry se soudí, že je složená z materiálu s vysokým zastoupením železa. Nízká hustota znamená, že těleso by mělo být značně porézní a chovat se jako hromada sutí. Znamenalo by to, že Kleopatra pravděpodobně vznikla po velké srážce opětovným seskupením úlomků (gravitační reakumulaci).

Nesoudržná struktura a způsob rotace planety rovněž naznačují, jak mohly vzniknout její měsíce. Kleopatra se na totiž otáčí téměř kritickou rychlostí, při které by se těleso začalo rozpadat. Pro kulové těleso by bylo $v_{\text{krit}} \doteq \sqrt{GM/r}$, avšak zde se gravitace musí počítat přesněji (jako trojný integrál přes objem).

Dopady malých těles, zejména na určitá místa povrchu pod Lagrangeovým bodem L_1 , mohou vymršťovat balvany až na oběžnou dráhu. Domníváme se proto, že z těchto vyhozených úlomků mohly postupnou akrecí vzniknout AlexHelios i CleoSelene, které tedy jsou tak vskutku „potomky“ Kleopatry.

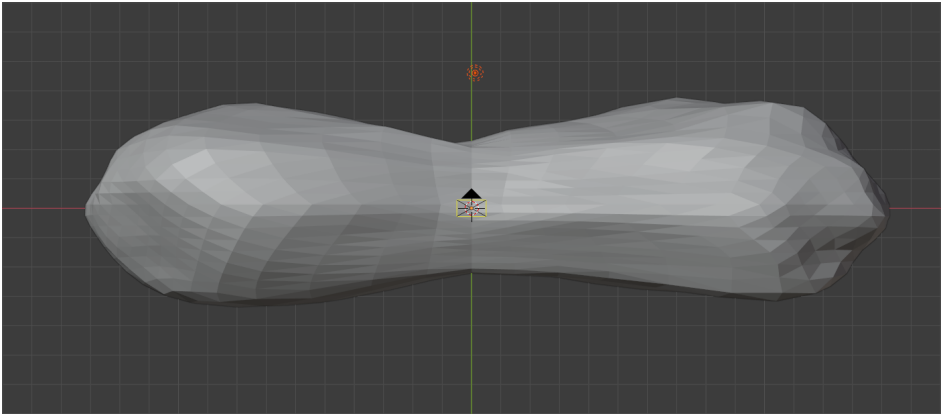
Podrobné snímky Kleopatry bylo možné získat pouze díky jednomu z nejkročilejších systémů adaptivní optiky. Adaptivní optika koriguje většinu zkreslení způsobeného zemskou atmosférou. Rozlišení obrazu dosahuje difrakčního limitu dalekohledu o průměru 8,2 m, čili $\phi_d = 1,22 \lambda/D = 0,02''$. Strehlův poměr je přitom asi 0,1; značná část světla se nachází v okolí objektu. Matematickými postupy (dekonvolucí) je možné rozlišení ještě zvýšit, tedy překonat výše zmiňovaný limit!

Připravovaný dalekohled ESO/ELT (Extremely Large Telescope) s ještě pokročilejším systémem adaptivní optiky bude pro takový úkol, jako je zobrazování vzdálených planetek, ideální. Jak říká Franck, už se nemůžeme dočkat, až na Kleopatra namíříme dalekohled ELT, abychom zjistili, jestli tam nejsou další měsíce a drobné topografické útvary.

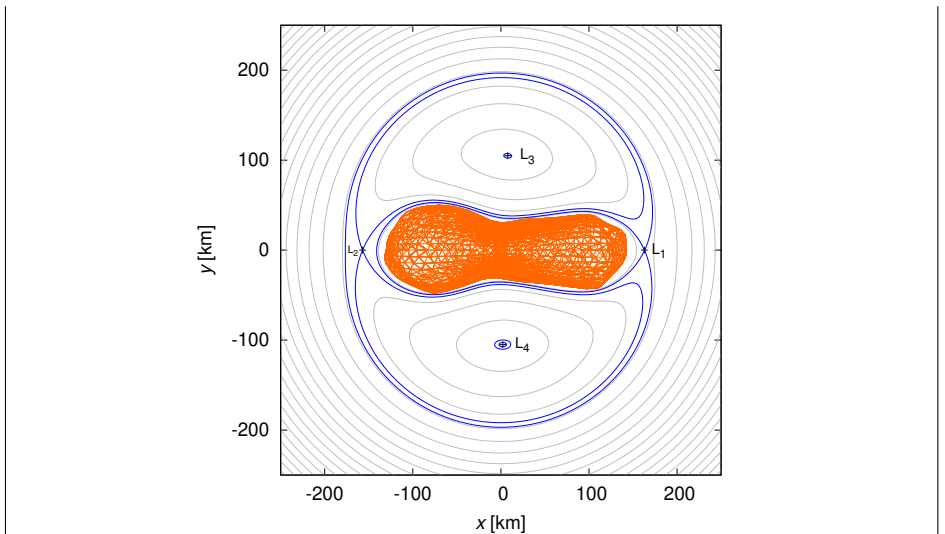
Viz též ESO Press Release, A&A, CNN, Newsweek, Space.com, Gizmodo, ...

- [1] MARCHIS, F., JORDA, L., VERNAZZA, P., BROŽ, M., HANUŠ, J., FERRAIS, M., VACHIER, F. AJ. (216) *Kleopatra*, a low density critically rotating M-type asteroid. *Astron. Astrophys.*, **653**, A56, 2021.
- [2] BROŽ, M., MARCHIS, F., JORDA, L., HANUŠ, J., VERNAZZA, P., FERRAIS, M., VACHIER, F. AJ. *An advanced multipole model for (216) Kleopatra triple system*. *Astron. Astrophys.*, **653**, A57, 2021.

[3] *ESO captures best images yet of peculiar “dog-bone” asteroid.* [online] [cit. 2021-10-15]. <https://www.eso.org/public/news/eso2113/>.



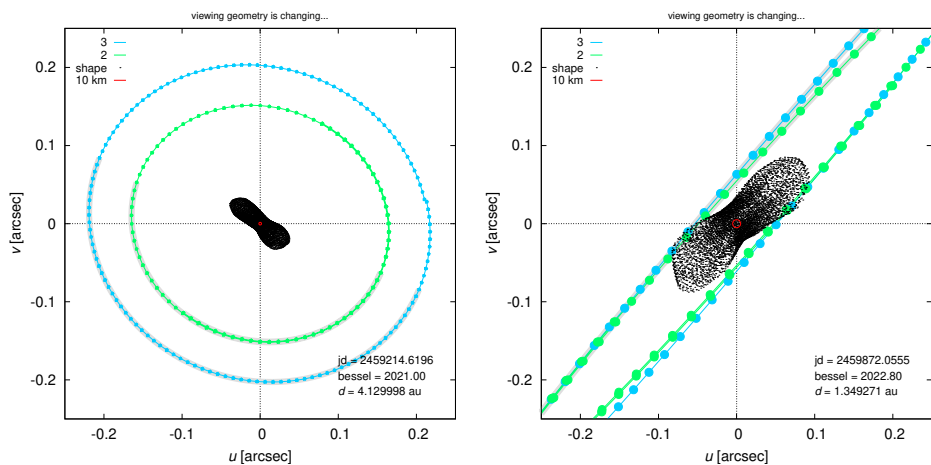
Obr. 17 — Třírozměrný model tvaru Kleopatry odvozený pomocí programu ADAM, který kombinuje vícero typů pozorování: 180 světelných křivek, 14 rozlišených snímků z dalekohledu Keck/NIRC2, 55 snímků z dalekohledu VLT/SPHERE, 3 zákryty hvězd touto planetkou, 15 dopplerovských odrazů z radaru Arecibo. Pohled ze směru \hat{y} . Podle [1].



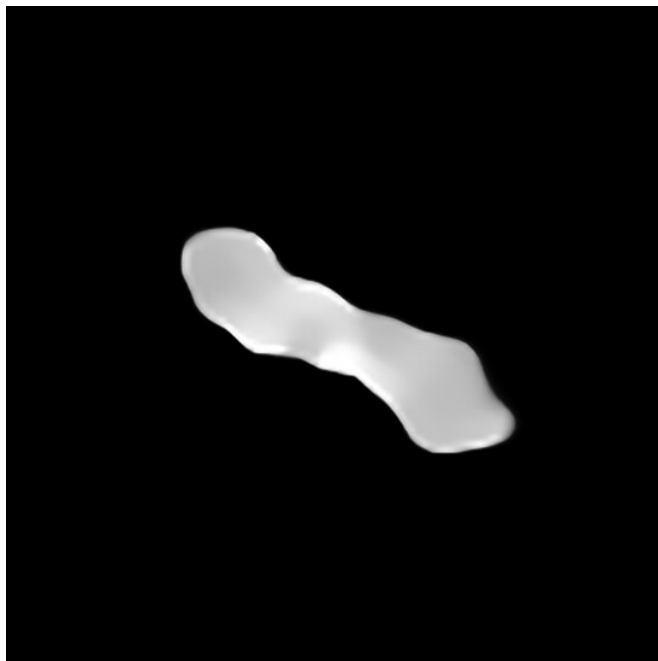
Obr. 18 — Ekvipotenciály obdobné jako v problému tří těles, které ukazují Lagrangeovy kritické body L_1 , L_2 , L_3 , L_4 nacházející se v okolí Kleopatry. Povrch je překvapivě blízko první kritické ekvipotenciále. Pohled ze směru \hat{z} .



Obr. 19 — Zpracovaný záběr z července 2017, zachycující planetku Kleopatra (uprostřed snímku) a oba její měsíce AlexHelios (vpravo nahoře) a CleoSelene (vlevo dole). Měsíce jsou na nezpracovaných datech viditelné jen obtížně kvůli záři okolo planetky, která je nevyhnutelná při pozorování s adaptivní optikou. Aby byl získán společný snímek, musely být snímky Kleopatry zpracovány a záře odstraněna.



Obr. 20 — Dráhy měsíců AlexHelios a CleoSelene (vnější a vnitřní) okolo planety. Jejich orientace vzhledem k pozorovateli se neustále mění kvůli obíhání planety i pozorovatele (Země) kolem Slunce. Nové předpovědi poloh zohledňují též předchozí pozorování dalekohledem VLT s přístrojem SPHERE. Po největším přiblížení v září 2022 budou nastávat zákryty a přechody měsíců (od října do listopadu 2022).



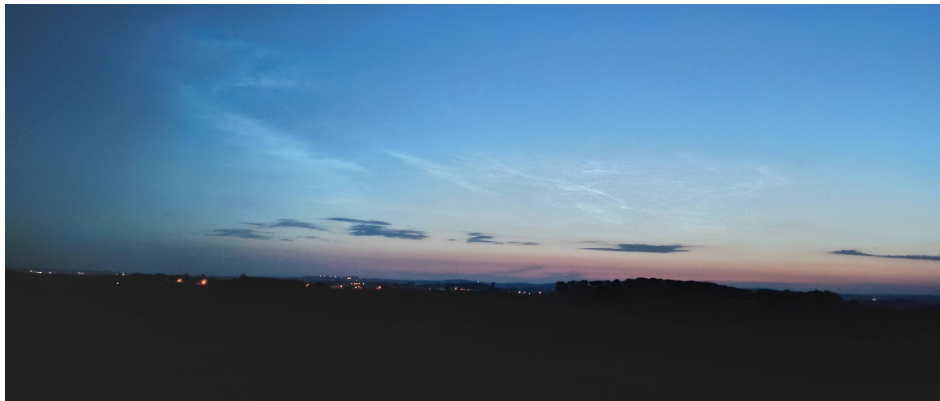
Jelikož Měsíc vychází v tento čas až ráno, vyrazil jsem opět s dalekohledem na Tranecký kopec u Černilova. Podmínky tentokrát byly spíš podprůměrné až bídné, ale to mi radost nezkazilo. Hlavně, že vyšla předpověď modelu Aladin a částečně zamračená obloha z večera se později „vymetla“.

Po příjezdu na místo ve zhruba 22 hodin jsem si připravil dalekohled. Na západě mi při tom jasně svítila Venuše. Po chvíli se tam objevila oblačnost, která byla nějaká podezřelá. Byla to noční svítící oblaka (NLC). Nečekal jsem, že budou takto na západě. Zasahovala do výšky asi 10° nad obzor a s postupujícím soumrakem opravdu zářila. Zrcadlovku jsem s sebou neměl, tak jsem pořídil jen nekvalitní momentky mobilem. Na některých je vidět zapadající Venuše a tak si lze udělat obrázek, v jakém směru se oblaka nacházela.



Kolem 23. hodiny se dá již trochu pozorovat dalekohledem, ale dostatečná tma to není. Supernovu SN 2021pfs jsem proto musel oželet. Souhvězdí Panny je ve směru na Hradec Králové a je z tohoto místa bez šance. Z domu jsem měl připraven soupis deep-sky objektů z katalogu NGC, které jsem si chtěl pozorovat a zaplnit několik z mnoha prázdných míst v mém seznamu. V Labutí jsem pozoroval otevřené hvězdokupy NGC 7086, NGC 7067 a planetární mlhoviny NGC 7008 a NGC 6833, v Keфеovi pak otevřené hvězdokupy NGC 7142, NGC 6939

a NGC 7129 (s viditelnou mlhovinou) a galaxii NGC 6951. V Draku došlo na galaxie NGC 6689, NGC 6651, NGC 6654A a NGC 6869, v Pegasu jsem viděl galaxie NGC 7217 a NGC 7448. Komety tentokrát zůstaly stranou, pokus o C/2020 PV6 PANSTARRS nevyšel. Kolem jedné hodiny ranní začala zlobit rosa, tak jsem to raději zabalil.



V neděli 4. července se na Slunci ještě nacházela pěkná velká skvrna s označením AR2835. Bohužel se již blížila k okraji slunečního disku a brzy zapadne.

Večer se objevila ještě větší NLC než o den dřív. Rozprostírala se od západu po severozápad a výrazná část zasahovala do výšky 30 až 40° nad obzor, slabší ještě výš. Tentokrát jsem fotil zrcadlovkou na stativu, ale bohužel jsem si nedal pozor a stativ se trochu klepal. Ani ostření nebylo dokonalé. . .



Srpnový nov byl již minulostí a blížilo se maximum roje Perseid. Nejvyšší čas vyrazit pozorovat pod noční oblohu. Relativně slušné podmínky slibovala středa 11. 8. 2021. . .

Původně jsem chtěl vyrazit do oblasti Deštného v Orlických horách (Šediviny nebo Jedlová), ale Martin Myslivec na astrofóru napsal o úmyslu jet na Mezivrší. Nově je zde vyjednáán přístup na plochu parkoviště a Martin jej za oblast Hradce Králové zaštiťuje (další klíč má Kamil Fryš z Chocně). Nebylo co řešit, Mezivrší je přece jen tmavší místo.

Když jsem se večer kolem 21. hodiny blížil na místo, na západě mi udělal radost tenký srpek Měsíce a kousek pod ním jasná Venuše. Na parkovišti už techniku vybaloval Martin Myslivec a také Slávek Macháček, další výborný fotograf. Později ještě dorazili Martin Weszter z Pardubic a Jirka Mrázek ze Žamberka. Bylo nás tedy pět a spousta různé techniky. Vizuální pozorování zajišťovaly tři dobsony a navíc Martin Weszter vzal velký binokulár TS 20 × 80 s možností použití filtru UHC. Kromě mého dobsonu s průměrem 400 mm, Martin Myslivec přivezl další „čtyřstovku“, tentokrát od Sky-Watcher, a navíc s navigačním systémem GoTo. Poté, co jej pro jednoho kolegu opravoval, provedl ten večer ostrý test. Je to obří kus „nábytku“. Ještěže měl dodávku a další pár rukou k dispozici na složení. Třetí dobson byla moje bývalá „třístovka“ z dílny Libora Němce. Jirka Mrázek jí ale dopřál dalších vylepšení, nechal nově pokovit zrcadlo a aktivně používá Poncetovu plošinu a také velkou 2" binohlavu. Fotografické techniky bylo ještě víc. Martin Myslivec snímal Canonem 6D na kompaktním AstroTracu TT320X-AG. Slávek provozoval dokonce dvě sestavy: jeden Pentax umístil na těžkou montáž EQ-6 a druhý na cestovní S-W Star Adventurer. Jirka svůj Olympus našrouboval na NanoTracker. Všechny uvedené aparáty se snažily zachytit padající meteory. Martin Weszter svoji sestavu dalekohledu ED-80, kamery, pointeru a montáže iOptron CEM40 namířil na galaxii M 31.

Bohužel počasí nebylo ideální, podmínky trefně popsal Martin Myslivec na astrofóru. Já si připravil k pozorování aktuální seznam jasnějších komet a pár drobností k tomu. Bohužel Stellarium v mém notebooku vyžadovalo pro najití blazaru BL Lac (na jehož zjasnění nás na setkání ASHK upozornil Miloš Boček) připojení k internetu, a tak jsem toto pozorování neuskutečnil. To samé bylo s aktuálním zjasněním rekurentní novy RS Oph. Komety se mi tentokrát z velké části dařilo pozorovat. Ve 22 h 45 min jsem zaznamenal první C/2020 PV6 PANSTARRS v souhvězdí Herkula (zhruba 14 mag), o půlnoci další PANSTARRS-ku C/2017 K2 také v Herkulu (asi 13 mag), v 1 h 53 min krátkoperiodickou 67P/Čurjumov-Gerasimenková v Rybách (přibližně 13,5 mag), ve 2 h 5 min 4P/Faye v Býku



Obr. 21 — Perseida a družice, 11. 8. 2021. Přístroj Olympus EM-5 II, 12 mm, $f/2$, 30 s, ISO 1 600. Autor Jiří Mrázek.

(okolo 11,5 mag) a ve 2 h 40 min C/2019 L3 ATLAS ve Vozkovi (asi 11,5 mag). Ráno už jsem nedokázal detekovat 15P/Finlay.

Poté, co Martin Myslivec překonal počáteční problémy s ustavením GoTo dobsonu, nás začal zásobovat nevšedními výhledy na známé deep-sky objekty. Jelikož ve svém „zázračném kufříku“ má vesměs špičkové příslušenství, pohled například na Řasy v 31mm Nagleru s filtrem OIII (a samozřejmě koma-korektorem) byl úžasný. Takových objektů byla celá řada. Martin neúnavně sypal do ručky dalekohledu další požadavky a GoTo je statečně plnil. Snad se tedy oprava ovládání zdařila. Jedním z vrcholů bylo pozorování planet. Martin vsunul do výtahové šachty 4mm Nagler, který dával zvětšení $450\times$. Při takto velkém zvětšení systém tracking dalekohledu spolehlivě udržel planety Jupiter a Saturn v zorném poli. Velká výhoda poháněného dobsonu a velká paráda. Seeing byl velmi slušný. Martin jen litoval, že doma zapomněl korektor atmosférického rozptylu světla ADC. Přece jen při tomto zvětšení byly znatelné barevné lemy. Velmi pěkné byly planety také v Jirkově „třístovce“, binohlava má svoje kouzlo, byť použité zvětšení

už nebylo tak velké. Kdo chtěl otestovat pevnost svých rukou, mohl využít bezmála 2,5kg binokulár 20 × 80. Odměnou mu byly krásné přehlídky Mléčné dráhy a jasnějších deep-sky objektů.

Samozřejmě i meteory létaly, přestože maximum roje Perseid bylo až následující noc. Většinou však byly méně jasné. Snad se nějaké podařilo zaznamenat pracující technikou. Zazářil však jeden krásný bolid v čase 1 h 18 min, jehož stopa byla patrná i nějakou dobu po průletu. Promítal se nám nízko severním směrem do souhvězdí Velké medvědice. Na tento směr však objektivy neměřily, tak pravděpodobně zůstal nezaznamenán. Perseidu zaznamenal Jirka Mrázek hned z kraje noci a fotku mi pro tento článek laskavě poskytl. Bohužel to není ta jasná stopa (záblesk družice?), ale najdete ji v Mléčné dráze. Tím bych chtěl jemu, jakož i všem ostatním, za příjemně strávenou noc poděkovat.

Co když zapomenu Schwarzschilda?

Miroslav Brož

Občas se mi stane, že zapomenu nějakou důležitou rovnicí: Maxwell, Planck, Einstein, Hamilton, Schrödinger, ... Co teď? Zkusím si vzpomenout!

Padám-li zrovna do hmotného bodu, asi bych měl znát metriku g_{ik} . Ve velké vzdálenosti je časoprostor (téměř) plochý. I tak jsou složky g_{22} , g_{33} nejedničkové, neboť měřím ve *sférických* (křivočarých) souřadnicích:

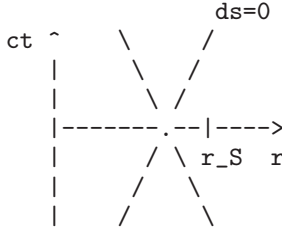
$$g_{ik} = \begin{pmatrix} c^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -r^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -(r \sin \vartheta)^2 \end{pmatrix}.$$

Je to obdobné, jako když se transformují sférické souřadnice na kartézské, $x = r \cos \vartheta \cos \varphi$, $y = r \cos \vartheta \sin \varphi$, $z = r \sin \vartheta$. Infinitesimální interval je jako vždy $(ds)^2 = g_{ik} x^i x^k$.

V malé vzdálenosti *není* časoprostor plochý. Jak se složky změní? Protože se jedná jen o bod, zůstanou kvůli symetrii úhlové stejné. Změnu lze očekávat jen u g_{00} , g_{11} . Změna by měla být značná, když se (klasické) energie $\frac{1}{2}mc^2 \simeq \simeq GMm/r_S$, tzn. pro poloměr:

$$r_S = \frac{2GM}{c^2},$$

kterým budu změnu poměřovat. Uvažme např.: $1 + \frac{r}{r_S}$, $1 - \frac{r}{r_S}$, $1 + \frac{r_S}{r}$, $1 - \frac{r_S}{r}$, $(1 - \frac{r_S}{r})^{-1}$ apod. Pro $r \rightarrow \infty$ musí jít k 1, proto „1“. Zároveň nesmí divergovat, takže musí být r ve jmenovateli. Otázka je, zda „+“, nebo „-“? Pro $r \rightarrow r_S$ se musí nějak měnit světelný kužel, jinak by neexistoval horizont a částice by z pod horizontu mohly odletět pryč (viz obr.)! Proto –.



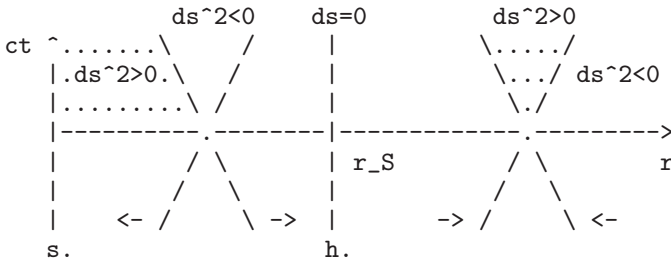
Související otázka je, zda „¹“, nebo „⁻¹“? Kdyby byly koeficienty u g_{00} a g_{11} totožné, kužel (ct vs. r) by se nijak neměnil.³ Proto jednou ¹ a jednou ⁻¹. Na horizontu pak metrika diverguje; to se „nedá nic dělat“. (Říká se tomu souřadnicová singularita.)

Odtud:

$$g_{ik} = \begin{pmatrix} c^2 \left(1 - \frac{r_S}{r}\right) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\left(1 - \frac{r_S}{r}\right)^{-1} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -r^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -(r \sin \vartheta)^2 \end{pmatrix}.$$

Kdybychom si chtěli být jisti, dosadíme do Einsteinových rovnic ($R_{ik} = 0$; pro vakuum).

Co lze vidět? Jak se blíží horizontu, můj světelný kužel, resp. jeho časopodobná část $(ds)^2 > 0$, ve které jediné se mohou pohybovat, se zužuje. Na horizontu (h.) je nekonečně úzký. Pak se opět rozšiřuje, ale vzhledem ke změně znaménka g_{00} a g_{11} je část $(ds)^2 > 0$ orientovaná k $r \rightarrow 0$, tzn. pád do singularity (s.).



3. Jinými slovy: časoprostor by se buď nafukoval, nebo smršťoval, ale *nedeformoval*.