

# Vznik Merkuru, Venuše, Země a Marsu v prachoplynovém disku

Miroslav Brož, Ondřej Chrenko

Astronomický ústav UK, Matematicko-fyzikální fakulta, Univerzita Karlova, V Holešovičkách 747/2, Praha 8; miroslav.broz@mff.cuni.cz

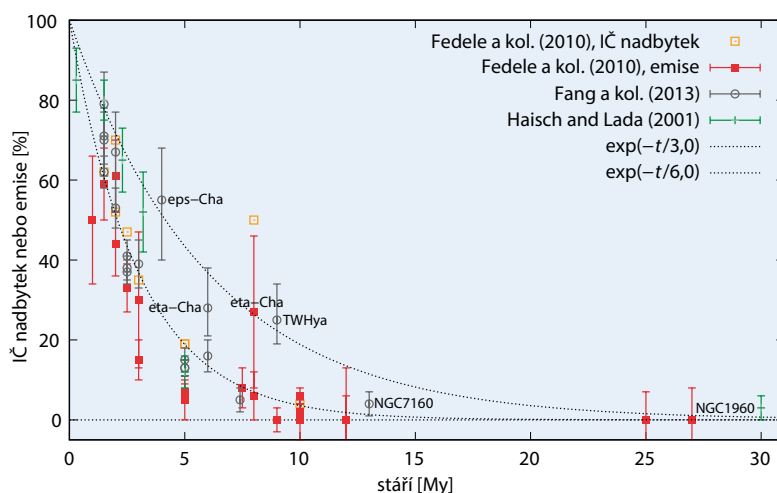
Vznik planet patří mezi fundamentální problémy, jednak ve fyzice Sluneční soustavy a jednak ve fyzice exoplanetárních soustav. Pozorování rádiovými interferometry (ALMA) [1] nebo optickými dalekohledy s adaptivní optikou (VLT/SPHERE) [2]; nade vše pochybnost potvrzují, že planety vznikají v prachoplynových discích okolo mateřských hvězd. V posledních letech ovšem došlo ke značnému pokroku také na poli teoretickém, když se podařilo zjistit několik mechanismů, které vznik planet zásadně ovlivňují. Protože není možné psát přehled veškeré předchozí literatury, vybrali jsme tři klíčové práce, které ostatně byly motivací i pro naši práci, jež byla nedávno publikována v časopise *Nature Astronomy* [3].

V klasickém  $N$ -částicovém modelu vzniku terestrických planet [4] protoplanety vznikají z lokálního materiálu, který je vymezen izolovanou hmotností, jak plyne z omezeného problému tří těles,

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

kde  $\Sigma_p$  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 [5])  $\Sigma_{\text{MMSN}} = 17\,000 \text{ kg m}^{-2} [r/(1 \text{ au})]^{-3/2}$  a obvyklou metalicitu  $\Sigma_p/\Sigma = 0,01$ , vznikne v terestrické zóně asi  $10^2$  protoplanet. Ty se srážkami shlukují do planet, avšak bez plynu to trvá poměrně dlouho, 1 až  $2 \cdot 10^8$  roků. Navíc je zde několik problémů, zejména vychází podle tohoto modelu velký Merkur, velký Mars, velká vzájemná vzdálenost mezi Venuší a Zemí. Hansen [6] se pokusil první a druhý problém řešit tak, že na počátku soustředil tělesa do úzkého prstence (pouze 0,7 až 1 au). Otázkou avšak je, proč by se měl formovat tak úzký prstenec?

Walsh a kol. [7] diskutují pokročilý model, nazývaný Grandiózní obrat (anglicky *Grand Tack*). Předpokládají, že nejprve vznikaly planety Jupiter a Saturn. Protože planety v plynném disku vytvářejí spirální ramena, migrují směrem ke Slunci. Jedná se o migraci typu II, tedy s mezerou (nižší  $\Sigma$ ) podél dráhy planety. Protože rychlost migrace je různá (pro různé  $m$ ), plane-

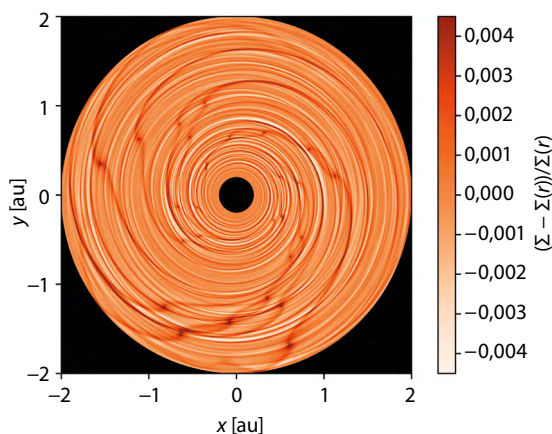


**Obr. 1** Podíl hvězd s nadbytkem infračerveného záření nebo emisí v závislosti na stáří příslušné hvězdokupy. Data převzata z prací [37, 38, 39].

ty se přiblíží a zachytí ve vzájemné gravitační rezonanci středního pohybu 3:2. Přitom ovšem dojde k překrytí mezer, takže na soustavu dvou 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 izotopické anomálie pozorované v meteoritech [8,9].

Konečně Lambrechts a Johansen [10] se zabývají balvany, které spirálují (driftují) ke Slunci kvůli aerodynamickému tření. Důvodem je plyn, který obíhá pomaleji, neboť jej od Slunce odpuzuje gradient tlaku čili zrychlení  $f = (1/\rho) \nabla p$ . Rozměr balvanů bývá různý (mm, cm, dm), v závislosti na tom, zda převažuje fragmentace nebo driftování. To ovšem znamená, že je k dispozici ne-lokální materiál. V blízkosti dostatečně hmotných protoplanet se navíc plyn pohybuje spolu s protoplanetou, zejména v oblasti vymezené Hillovou sférou, jak plyne z omezeného problému tří těles,  $R_H = r [m/(3M)]^{1/3}$ . Pak ovšem aerodynamické tření nutí balvany spirálovat k planetě, čímž se dramaticky zvětšuje účinný průřez

1 1 au (astronomická jednotka) odpovídá současné vzdálenosti Země od Slunce.



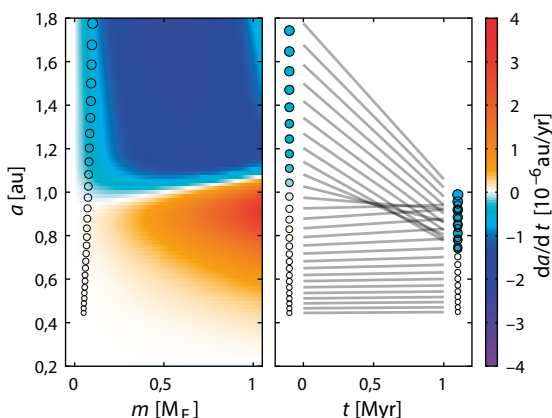
**Obr. 2** Relativní změny povrchové hustoty  $\Sigma$  způsobované merkurovskými až marsovskými protoplanetami; patrná jsou spirální ramena.

akrece. Ten byl původně určen jako  $\pi R^2$ , ale gravitačním fokusováním se zvětšil na  $\pi R^2 [1 + (v_{\text{esc}}/v_{\text{rel}})^2]$ , kde  $v_{\text{esc}}$  označuje únikovou rychlost,  $v_{\text{rel}}$  vzájemnou rychlost (Bondiho režim), v přítomnosti plynu roste až na  $\pi R_H^2$  (Hillův režim). Nové mechanismy (migrace, driftování, Hill) si vynucují posouzení, zda se také nepodílely na vzniku terestrických planet.

Za prvé je třeba vyjasnit, *kdy* planety mohly vzniknout? V případě Jupiteru je zřejmé, že před rozplynutím plynu, protože jinak by neměl plynnou obálku.<sup>2</sup> V případě Země to není jasné, ale budeme předpokládat, že také. Pro posouzení lze použít obr. 1, kde ukazujeme podíl hvězd s přebytkem záření v infračerveném oboru (IR) a stáří příslušné hvězdokupy určené z Hertzsprungova–Russelova diagramu. Často se závislostí prokládá exponenciála  $e^{-t/\tau}$  a její parametr  $\tau = 3$  miliony roků (My) se zkratkovitě čte jako „doba života disku“. Číst bychom to ovšem měli takto: (i) v čase 3 My průměrně  $1/e \approx 37\%$  hvězd má disky, které jsou (budou) starší; (ii) odlehle body (TW Hya,  $\eta$  Cha, NGC 1960) evidentně značí existenci starých disků; (iii) o hvězdách v poli (mimo hvězdokupy) nelze říci nic. Čili je možné, že plynný disk ve Sluneční soustavě mohl existovat i  $\geq 10$  My.

Za druhé je třeba si uvědomit, že pokud je k dispozici nelokální materiál, disk nemusel mít minimální hmotnost čili profil popsáný  $\Sigma_{\text{MMSN}}(r)$ . Dokonce by

2 Kritická hmotnost pro hmotnost jádra je asi  $20 M_{\oplus}$  a celková hmotnosti Jupiteru dosahuje asi  $300 M_{\oplus}$ .



**Obr. 3** Rychlost migrace  $da/dt$  v disku s obráceným profilem  $\Sigma$ , v závislosti na velké poloose  $a$  a hmotnosti protoplanety  $m$  a její extrapolace v čase  $t$ .

mohl být **profil  $\Sigma(r)$  obrácený** pro  $r < 1$  au. Například z důvodu magnetorotační nestability (MRI [11]), aktivních vrstev [12] nebo větru z atmosféry disku [13]. Profil  $\Sigma(r)$  obvykle nepředepisujeme přímo, nýbrž bývá určen profilem viskozity  $\nu(r)$ . Zároveň platí, že v pozdních stádiích bylo zřejmě  $\Sigma$  nízké či velmi nízké. I tyto možnosti je nutné zkusit. Proto používáme radiačně-hydrodynamický (RHD) model Fargo [14, 27], zahrnující následující soustavu rovnic: rovnici kontinuity pro plyn, pohybovou rovnici pro plyn (též Navierovu–Stokesovu), rovnici tepelné rovnováhy (též 1. větu termodynamickou), stavovou rovnici, rovnici kontinuity pro balvany, pohybovou rovnici pro balvany, rovnici pro jejich akreci a pohybovou rovnici pro planety.

Plyn, balvany i planety se ovlivňují navzájem. Zajímá nás především zrychlení působící na planety, tzn. gravitace Slunce, gravitace ostatních planet, gravitace plynu, aerodynamické tření, případně akrece plynu, akrece balvanů nebo srážky s planetami. Zejména lze rozlišit: (i) Lindbladovo zrychlení od spirálních ramen vyvolaných planetami; (ii) korotační zrychlení od plynu obíhajícího podél dráhy planety; (iii) ohřevné zrychlení od plynu nerovnoměrně zahřátého horkou planetou. Jejich velikost a směr závisí zejména na *exponentech* profilů  $\Sigma(r) \propto r^\alpha$ ,  $T(r) \propto r^\beta$  (viz Paardekooper a kol. [15], Benítez-Llambay a kol. [16]). Situaci pro merkurovské až marsovské protoplanety, rozmístěné mezi 0,4 až 1,8 au, názorně ukazuje obr. 2.

Momenty zrychlení  $\Gamma = \mathbf{r} \times \mathbf{f}$  působují migraci protoplanet. Z Gaussovy rovnice lze spočítat časovou změnu velké poloosy  $da/dt = 2\Gamma/(rn)$ , kde  $n$  označuje úhlovou rychlost (též střední pohyb). Když tuto změnu extrapolujeme, zjistíme, že protoplanety migrují k  $r \approx 1$  au během doby trvání plynného disku (obr. 3 [3]; viz též [17]). V oblasti terestrických planet se tímto mechanismem vytváří **konvergentní zóna**.

Abychom mohli konvergenci protoplanet snadněji studovat, připravili jsme také zjednodušený  $N$ -částicový model. Vyšli jsme ze symplektického integrátoru Symba [18], do kterého jsme doplnili migrační zrychlení i růst hmotnosti. Mezi volné parametry patří, kromě rychlosti, migrace, konvergentního poloměru, tlumení excentricity, nucené excentricity apod., také tok balvanů  $dM_p/dt$  z vnější části Sluneční soustavy, který jsme uvažovali v rozmezí  $10^{-7}$  až  $10^{-4} M_{\oplus}/y$ . Samozřejmě že ne všechny jsou akretovány na planetu; relativní podíl určuje filtrační faktor  $f(M)$ . Počáteční podmínky určuje celková hmotnost protoplanet, okolo  $2 M_{\oplus}$ , a jejich rozmístění jakožto násobek vzájemné hillovské vzdálenosti,

$$R_{HH} = (a_1 + a_2)/2 [(q_1 + q_2)/3]^{1/3},$$

kde

$$q_i = M_i/M_{\odot}.$$

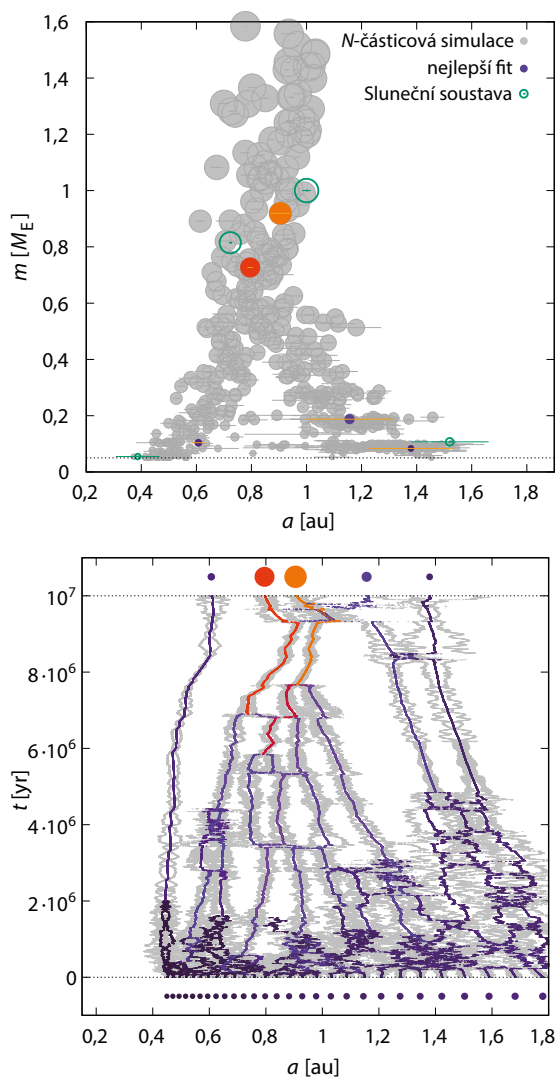
Dlouhodobý vývoj (po dobu 10 My) ukazuje, jak protoplanety konvergují, zároveň se srážejí, zároveň nabírají balvany, až narostou do podoby několika málo planet. Jedná se přitom o klasický málo- $N$ -částicový *stochastický* systém. To znamená, že výsledek citlivě závisí na geometrii každého z blízkých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

Co je „nad Slunce“ jasné, že konvergence přirozeně soustřeďuje protoplanety mezi 0,7 až 1 au. Největší tělesa nejčastěji vznikají právě poblíž středu konvergentní zóny (obr. 4). Vysvětluje se tím **malá separace Venuše**

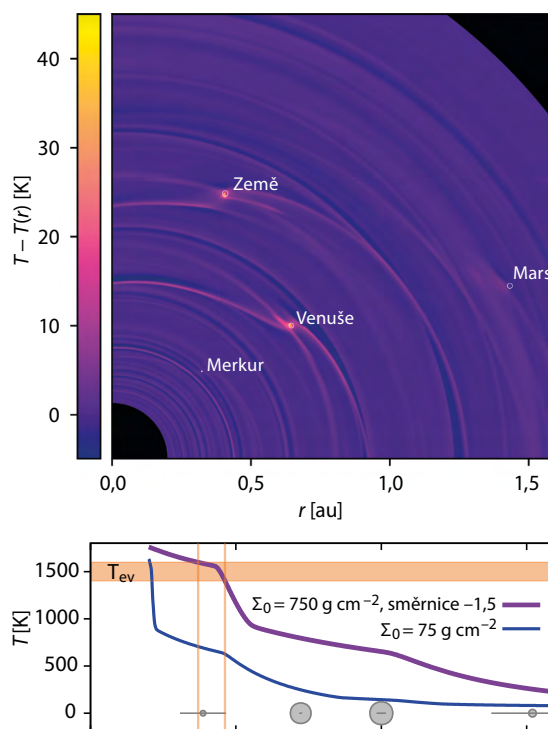
a **Země**. Plyn je potřeba až do 10 My, dokud nevznikne Venuše a (skoro celá) Země; jinak by se totiž zbývající protoplanety od sebe „odpuďily“. Jedná se o důsledek zmiňovaných blízkých přiblížení bez plynu [19].

Také je jasné, že malá tělesa přirozeně zůstávají na okrajích konvergentní zóny, kde je pomalejší migrace. Pomáhá tomu i závislost rychlosti migrace na hmotnosti planety –  $da/dt \propto M$ . Proto vzniká **malý Merkur a zároveň Mars**. Úbytek hmotnosti pomocí externího mechanismu pak není potřeba (cf. Walsh a kol. [7]). Poznamenejme, že pro vysoké a dlouhotrvající toky balvanů (nad  $10^{-5} M_{\oplus}/y$ ) by planety v terestrické zóně přerostly a vznikly by „horké Neptuny“.

Pokud bychom navíc předpokládali, že Merkur vznikl v horkém plynném disku, poblíž evaporační čáry železa a Mg silikátů (obr. 5), z balvanů driftujících k 0,4 au z větších  $r$ , bylo by tak možné vysvětlit nadměrné **železné jádro Merkuru**. 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 [20]). Potom odtřzení silikátového pláště při srážce není třeba (cf. Benz [21], Asphaug & Reufer [22]).



**Obr. 4** Nahoře: Rozdělení velkých poloos  $a$  a hmotností  $m$  pro 50 simulací konvergentní migrace. Sluneční soustava je vyznačena zeleně. Dole: Vývoj velkých poloos  $a$  v závislosti na čase  $t$  pro jednu z úspěšných simulací, při níž vznikl systém pěti planet.



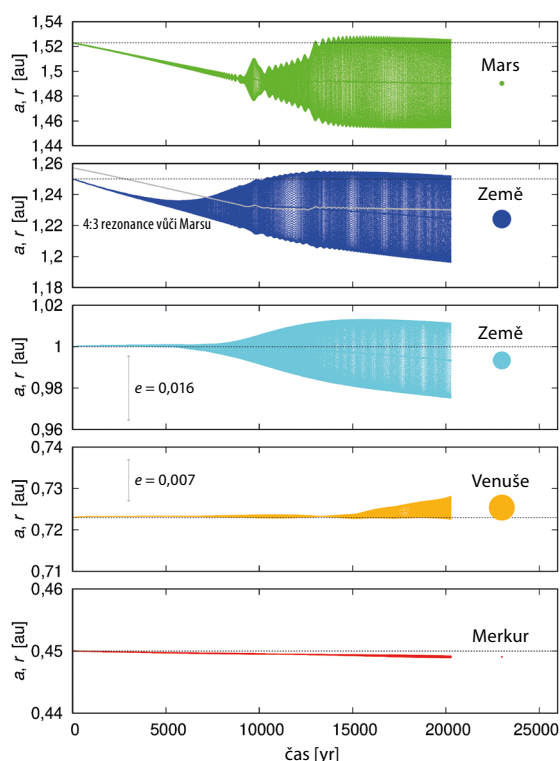
**Obr. 5** Nahoře: Profily teploty  $T$  plynu pro různé disky (raný a pozdní); Merkur se nachází v oblasti, kde dosahovala evaporační teploty  $T_{ev} \approx 1400$  K. Dole: Změny teploty  $T - T(r)$  vyvolané *horkou stopou* za planetami zahřátými při akreci balvanů.

Merkur je také překvapivě bohatý na *středně* těkavé látky Na, S, K, Cl (dle sondy Messenger [23]). 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 neprůhledným plynem. Pak by těkavé látky mohly být dopraveny balvany driftujícími z větších  $r$ , které se (zase) přizpůsobují lokálním podmínkám. Alternativně lze uvažovat o transportu planetesimálami neboli „pozdním závoji“.

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 omezen. Pokud z  $r > 5$  au, sice by nebyl omezen, ale zcela zablokovan Jupiterem. Důvodem je tlakový hrbol v plynném disku, vznikající za planetou o hmotnosti větší než asi  $20 M_{\oplus}$ , který otáčí směr driftování balvanů [24]. Otázkou je, zda jej nelze 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 [25]. 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  $10^5$  y. To je na jednu stranu dobře (jde to), na druhou stranu špatně (jde to příliš snadno). Pokud bychom přece jen zvažovali velký tok, mohl být jen dočasný, přechodný; například náhlé překonání zmiňované bariéry po hromadění balvanů (při  $\Sigma_p \approx \Sigma$ ).

Kromě migrace v plynném disku nastává též jev *horké stopy* [26], způsobující růst excentricity. Funguje tak, že se planeta s nepatrnou výstředností neustále pohybuje vzhledem k plynu (jako po epicyklu), ohřívá své okolí, zanechává zředěný plyn za sebou, tudíž ji nezředěný plyn táhne vpřed. Velmi pozoruhodné je, že při





**Obr. 6** Časový vývoj velkých poloos  $a$  a radiálních vzdáleností  $r$  pro 5 planet; růst excentricity  $e$  odpovídá oscilacím v  $r$ .

určitých podmínkách roste excentricita až na hodnoty 0,015–0,020 (viz obr. 6), což odpovídá současné **excentricitě Venuše a Země**. Jev nastává poměrně snadno pro nižší  $\Sigma$  a vyšší  $dM_p/dt$ ; tzn. spíše v pozdní fázi, snad při přechodném zvýšení toku balvanů (viz výše). Pozdní excitace excentricity externím mechanismem pak není třeba (cf. Brasser a kol. [27]).

Výhodou brzkého vzniku planet je též snazší vysvětlení, proč jsou jejich **orbity oddělené**. Jsou totiž oddělované třemi mechanismy: 1. srážkami (klasicky); 2. diferenciální migrací; 3. tlumením excentricity. Nevýhodou by byla neustávající migrace směrem ke Slunci, kdyby ovšem nebyla potlačována také třemi mechanismy: 1. blízkými přiblíženími (klasicky), 2. obráceným profilem  $\Sigma(r)$ , 3. buzením excentricity (horkou stopou). Ostatně lze ověřit, že excentricitu Merkuru je možné zvýšit jediným blízkým přiblížením k Venuši, a to až na současnou hodnotu 0,206 (oskulační), resp. 0,167 (vlastní). Venuše pak migruje mnohem rychleji směrem od Slunce (obr. 7). Totéž platí pro rozptýlení Marsu na Zemi, resp. 0,5 Zemi; jeho hodnota je 0,093 (oskulační), 0,052 (vlastní).

Na konci plynné fáze (po 10 My) v našem modelu běžně vzniká 4 až 6 planet (obr. 8); v závislosti na předepsané rychlosti migrace a trvání plynného disku. Jako nejpravděpodobnější se nám jeví **systém pěti planet**, protože musíme vysvětlit důležité geochemické pozorování — wolframovou anomálii pláště + kůry Země, jejíž současná hodnota je

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

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 9 My (izotop  $^{183}\text{W}$  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  $^{182}\text{Hf}$  by se dostalo do pláště a následně by zde jeho rozpadem vznikl  $^{182}\text{W}$  — čili příliš velká anomálie. Pozdější **předměsíční impakt** ovšem anomálii opět sníží, dojde-li k ekvibraci materiálu impaktoru a zemského pláště, při níž skoro všechny wolfram klesne do jádra.

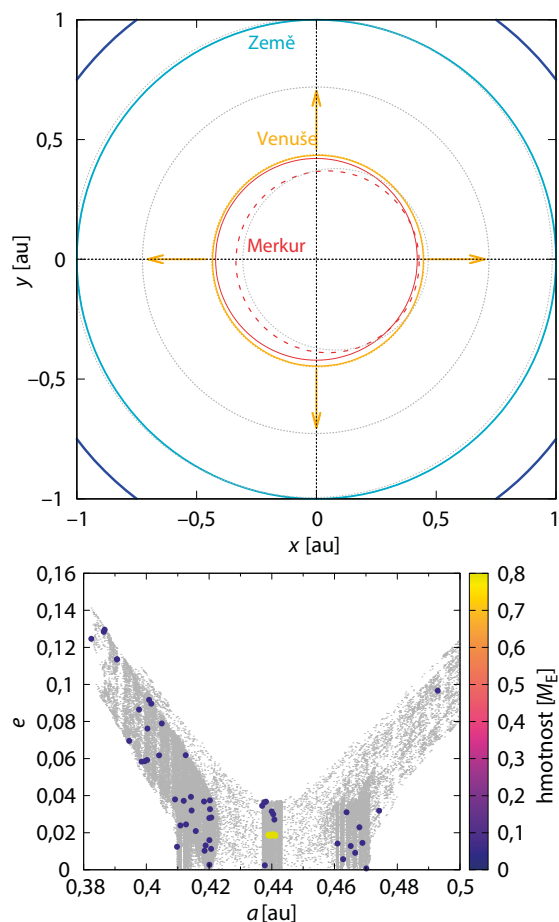
Náš jednoduchý geochemický model [28] ukazuje, že k impaktu by mělo dojít v čase okolo 45 My.

Neméně pozoruhodným důsledkem konvergence 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 evekční rezonancí v soustavě Slunce–Země–Měsíc [29]. Taková větší srážka by vedla k rychle rotující Zemi [30].

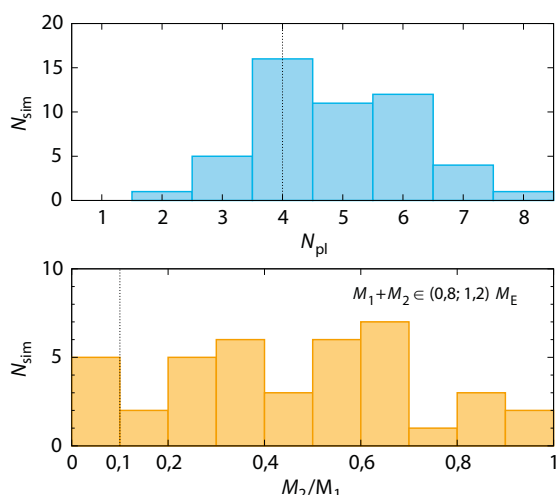
Protože jsou si 0,5 Země podobné, a jejich materiál pochází z podobné oblasti disku, je snazší splnit podmínku podobnosti Země a Měsíce. Výhodou také je, že by mezi souměřitelným projektilem a terčem měla být snazší úplná ekvibrace neboli promísení látky (na škále cm).

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 → led (česky „sněžná čára“ [31]). Právě tam, kde se dnes nachází pás asteroidů.

Mezi 2 a 3 au bychom přitom očekávali existenci o něco větších protoplanet; marsovské až zemské. Tyto



**Obr. 7** Nahoře: Velká poloosa  $a$  a excentricita  $e$  pro Merkur rozptýlený na Venuši pro 50 simulací. Dole: Nákres rozptýlené dráhy Merkuru a migrace Venuše směrem od Slunce.



**Obr. 8** Rozdělení počtu planet  $N_{pl}$  a poměru hmotností  $M_2/M_1$  předměsíčního impaktu pro 50 simulací.

však migrují pryč v plynném disku [32], 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.

Asteroidy se ovšem chovaly odlišně, 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  $10^\circ$  a že aerodynamické tření od plynu působící na asteroidy je dostatečně slabé, takže je neztlumí zpět k  $i \approx 0$  (viz obr. 9). Potom excitační drah pomocí externího mechanismu není třeba (cf. Morbidelli a kol. [33]).

Není však v rozporu **existence suchých asteroidů** (typu S) ve vnitřním hlavním pásu a doprava vody na Zemi? Ne nutně. Pokud byla dopravována voda na Zemi v podobě ledových balvanů, musely přitom prolétávat i pásem asteroidů, ale účinnost jejich akrece (viz [34]) velmi klesá pro malá  $M$  a velká  $i$ . Obzvláště nízká by byla, pokud by disk balvanů byl tenký ( $H_p/r \ll i$ ).

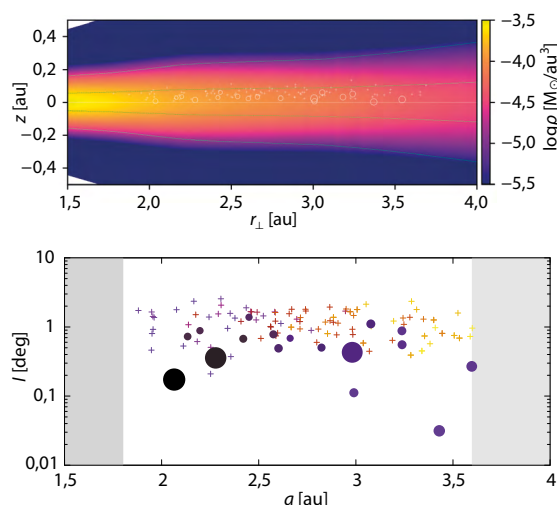
Obdobně by snad mohla zůstat **suchá Venuše**, pokud by sněžná čára vždy zůstala na  $r > 0,7$  au. Pak by totiž nebyl žádný problém s překotným skleníkovým jevem a s chybějícím kyslíkem v její současné atmosféře (pozůstalém po disociaci  $H_2O$  a úniku H [35,36]).

Závěrem shrňme, že tento model terestrického systému vysvětluje jeho vlastnosti výhradně místními hydrodynamickými jevy; žádné vnější vlivy nevyžaduje. To je poměrně radikální představa. Naznačuje nám to, že pro pochopení vzniku planet bude třeba testovat ještě mnoho hypotéz...

## Reference

- [1] S. M. Andrews, J. Huang, L. M. Pérez a kol.: The disk substructures at high angular resolution project (DSHARP). I. Motivation, sample, calibration, and overview. *Astrophys. J. Lett.* **869**, L41 (2018).
- [2] H. Avenhaus, S. P. Quanz, A. Garufi a kol.: Disks around T Tauri stars with SPHERE (DARTTS-S). I. SPHERE/IRDIS polarimetric imaging of eight prominent T Tauri disks. *Astrophys. J.* **863**, 44 (2018).
- [3] M. Brož, O. Chrenko, D. Nesvorný a kol.: Early terrestrial planet formation by torque-driven convergent migration of planetary embryos. *Nat. Astron.* **5**, 898–902 (2021).

- [4] J. E. Chambers, G. W. Wetherill: Making the terrestrial planets:  $N$ -body integrations of planetary embryos in three dimensions. *Icarus*, **136**, 304–327 (1998).
- [5] C. Hayashi: Structure of the Solar nebula, growth and decay of magnetic fields and effects of magnetic and turbulent viscosities on the nebula. *Progress of Theoretical Physics Supplement* **70**, 35–53 (1981).
- [6] B. M. S. Hansen: Formation of the terrestrial planets from a narrow annulus. *Astrophys. J.* **703**, 1131–1140 (2009).
- [7] K. J. Walsh, A. Morbidelli, S. N. Raymond, D. P. O'Brien, A. M. Mandell: A low mass for Mars from Jupiter's early gas-driven migration. *Nature* **475**, 206–209 (2011).
- [8] P. H. Warren: Stable-isotopic anomalies and the accretionary assemblage of the Earth and Mars: A subordinate role for carbonaceous chondrites. *Earth Planet. Sci. Lett.* **311**, 93–100 (2011).
- [9] T. S. Kruijer, Ch. Burkhardt, G. Budde a kol.: Age of Jupiter inferred from the distinct genetics and formation times of meteorites. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **114**, 6712–6716 (2017).
- [10] M. Lambrechts, A. Johansen: Rapid growth of gas-giant cores by pebble accretion. *Astron. Astrophys.* **544**, A32 (2012).
- [11] M. Flock, S. Fromang, N. J. Turner a kol.: 3D radiation nonideal magnetohydrodynamical simulations of the inner rim in protoplanetary disks. *Astrophys. J.* **835**, 230 (2017).
- [12] K. A. Kretke, D. N. C. Lin: The importance of disk structure in stalling Type I migration. *Astrophys. J.* **755**, 74 (2012).
- [13] M. Ogihara, E. Kokubo, T. K. Suzuki a kol.: Formation of the terrestrial planets in the solar system around 1 au via radial concentration of planetesimals. *Astron. Astrophys.* **612**, L5 (2018).
- [14] F. Masset: FARGO: a fast eulerian transport algorithm for differentially rotating disks. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **141**, 165–173 (2000).
- [15] S.-J. Paardekooper, C. Baruteau, W. Kley: A torque formula for non-isothermal Type I planetary migration – II. Effects of diffusion. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **410**, 293–303 (2011).
- [16] P. Benítez-Llambay, F. Masset, G. Koenigsberger a kol.: Planet heating prevents inward migration of planetary cores. *Nature* **520**, 63–65 (2015).
- [17] S. N. Raymond: Terrestrial convergence. *Nat. Astron.* **5**, 875–876 (2021).



**Obr. 9** Nahoře: Objemová hustota  $\rho$  plynu ve vertikálním směru v oblasti pásu asteroidů, kde protoplanety (kroužky) rozptylují asteroidy (křížky). Dole: Velká poloosa  $a$  a sklon  $i$  pro protoplanety a asteroidy. Za dobu 24 ky dosahují  $i \approx 3^\circ$ , což lze extrapolovat s předpokladem úměry  $t^{1/2}$ .

- [18] M. J. Duncan, H. F. Levison, M. H. Lee: A multiple time step symplectic algorithm for integrating close encounters. *Astron. J.* **116**, 2067–2077 (1998).
- [19] R. Deienno, K. J. Walsh, A. Kretke a kol.: Energy dissipation in large collisions – No change in planet formation outcomes. *Astrophys. J.* **876**, 103 (2019).
- [20] S. J. Weidenschilling: Iron silicate fractionation and the origin of Mercury. *Icarus* **35**, 99–111 (1978).
- [21] W. Benz, W. L. Slattery, A. G. W. Cameron: Collisional stripping of Mercury's mantle. *Icarus* **74**, 516–528 (1988).
- [22] E. Asphaug, A. Reufer: Mercury and other iron-rich planetary bodies as relics of inefficient accretion. *Nat. Geo.* **7**, 564–568 (2014).
- [23] L. R. Nittler, N. L. Chabot, T. L. Grove a kol.: *The chemical composition of Mercury. in Mercury, The view after Messenger*. Cambridge Univ. Press, Cambridge 2018, s. 30–51.
- [24] B. Bitsch, A. Morbidelli, A. Johansen a kol.: Pebble-isolation mass: Scaling law and implications for the formation of super-Earths and gas giants. *Astron. Astrophys.* **612**, A30 (2018).
- [25] A. H. Peslier, M. Schönbachler, H. Busemann a kol.: Water in the Earth's interior: distribution and origin. *Space Sci. Rev.* **212**, 743–810 (2017).
- [26] O. Chrenko, M. Brož, M. Lambrechts: Eccentricity excitation and merging of planetary embryos heated by pebble accretion. *Astron. Astrophys.* **606**, A114 (2017).
- [27] R. Brasser, A. Morbidelli, R. Gomes a kol.: Constructing the secular architecture of the solar system II: the terrestrial planets. *Astron. Astrophys.* **507**, 1053–1065 (2009).
- [28] G. Yu, S. B. Jacobsen: Fast accretion of the Earth with a late Moon-forming giant impact. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **108**, 17604–17609 (2011).
- [29] M. Čuk, S. T. Stewart: Making the Moon from a fast-spinning Earth: A giant impact followed by resonant despinning. *Science* **338**, 1047–1052 (2012).
- [30] R. Canup: Forming a Moon with an Earth-like composition via giant impact. *Science* **338**, 1052–1055 (2012).
- [31] B. Bitsch, A. Morbidelli, E. Lega: Stellar irradiated discs and implications on migration of embedded planets. II. Accreting-discs. *Astron. Astrophys.* **564**, A135 (2014).
- [32] M. Brož, O. Chrenko, D. Nesvorný a kol.: Dynamics of multiple protoplanets embedded in gas and pebble discs and its dependence on  $\Sigma$  and  $v$  parameters. *Astron. Astrophys.* **620**, A157 (2018).
- [33] A. Morbidelli, R. Brasser, R. Gomes a kol.: Evidence from the asteroid belt for a violent past evolution of Jupiter's orbit. *Astron. J.* **140**, 1391–1401 (2010).
- [34] C. W. Ormel: The emerging paradigm of pebble accretion. *Astrophys. Space Sci. Lib.* **445**, 197–228 (2017).
- [35] E. Chassefière: Loss of water on the young Venus: The effect of a strong primitive solar wind. *Icarus* **126**, 229–232 (1997).
- [36] C. Gillmann, G. J. Golabek, S. N. Raymond: Dry late accretion inferred from Venus's coupled atmosphere and internal evolution. *Nat. Geo.* **13**, 265–269 (2020).
- [37] D. Fedele, M. E. van der Ancker, T. Henning a kol.: Timescale of mass accretion in pre-main sequence stars. *Astron. Astrophys.* **510**, A72 (2010).
- [38] M. Fang, J. S. Kim, R. van Boekel a kol.: Young stellar objects in Lynds 1641: Disks, accretion, and star formation history. *Astrophys. J. Suppl.* **207**, 5 (2013).
- [39] K. E. Haisch, E. A. Lada, C. J. Lada: Disk frequencies and lifetimes in young clusters. *Astrophys. J.* **553**, L153–L156 (2001).