

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

Zdeněk Sekanina

Výzkum fyzikálních vlastností kometární atmosféry

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 6 (1961), No. 1, 3--15

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/137688>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1961

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

VÝZKUM FYZIKÁLNÍCH VLASTNOSTÍ KOMETÁRNÍ ATMOSFÉRY

ZDENĚK SEKANINA, Praha

Před pěti lety podal V. VANÝSEK na stránkách časopisu Pokroky matematiky, fyziky a astronomie přehled o našich současných vědomostech o fyzikální struktuře komet*). Po pěti letech je vhodné jednak rozšířit přehled o výsledcích vědeckých výzkumů ve zmíněné práci uvedených o výsledky dalších prací, jež už v té době byly publikovány, a jednak se zmínit o pokroku, který od té doby kometární fyzika nepochybně učinila.

Cílem tohoto článku je podat přehled o úspěších ve studiu kometárních atmosfér. Nejsou ještě uvedeny výsledky experimentálního výzkumu komet metodami fotoelektrické fotometrie, jakož i výsledky kolorimetrických a polarizačních měření, jež oboje jsou zatím málo početná, i když do budoucna lze od nich mnoho očekávat.

1. TEPELNÝ REŽIM KOMETÁRNÍHO JÁDRA

Pojmem „atmosféra“ označují vědy zabývající se naší Zemí vzdušný obal, obklopující její pevnou část; její fyzikální stav je charakterizován změnami teploty, tlaku, hustoty a chemického složení s výškou nad povrchem Země. V podobném smyslu slova mluvíme i o atmosférách planet, i když naše vědomosti o nich jsou úměrně se vzdáleností planet od Země menší. Rozhodně však lze těžko mluvit o časových změnách tloušťky planetárních atmosfér (tj. měřitelných), neuvažujeme-li ovšem časové intervaly srovnatelné s délkou evolučních období sluneční soustavy. Kromě jiných příčin zde důležitou úlohu hraje jistě skutečnost, že se planety pohybují kolem Slunce v drahách téměř kruhových, takže změny dopadajícího slunečního záření způsobené změnami velikosti průvodiče planety jsou zanedbatelné a zůstávají jen změny způsobené změnami produkce slunečního záření (variace sluneční konstanty).

Na druhé straně obíhají kometry kolem Slunce — až na nepatrné výjimky — po velmi protáhlých kuželoosečkách, takže jejich jádra podléhají mimořádně velkým teplotním změnám, jež se zračí i ve vlastnostech atmosfér komet. Není pochyby o tom, že se zmenšující se heliocentrickou vzdáleností povrchová teplota kometárního jádra roste, dosud však není dost přesně znám matematický tvar této závislosti.

V případě, že jde o těleso velmi malých rozměrů, jež je ve stavu tepelné rovnováhy, platí pro jeho absolutní teplotu T vzorec

$$(1) \quad T(r) = T_0 \cdot r^{-1/2},$$

*) V. VANÝSEK: Pokroky matematiky, fyziky a astronomie 1 (1956), č. 2, str. 156.

kde r je heliocentrická vzdálenost a T_0 jeho absolutní teplota v jednotkové heliocentrické vzdálenosti, pro niž se přijímají hodnoty $300^\circ - 350^\circ \text{ K}$.

Kometární jádro však není ani nepatrných rozměrů, neboť pro jeho průměr se dnes za nejpravděpodobnější přijímají hodnoty řádově 1–10 km, a není rovněž ve stavu tepelné rovnováhy. Vedle toho vzorec (1) nebere v úvahu ani efekt rotace tělesa, a proto, jak ukázal MARKOVIČ, nemůže být považován za výraz správně vystihující změnu teploty jádra komety s heliocentrickou vzdáleností.

Takový výraz může být odvozen jen řešením parciální diferenciální rovnice vedení tepla a její aplikací na fyzikální podmínky, jež podle současných našich představ v kometě pravděpodobně panují. Takovou analýzu provedl právě Markovič a ukazuje se, že povrchová teplota jádra komety se pak mění odlišným způsobem než jak udává vzorec (1). Její velikost i chod podstatnou měrou závisí na tom, jaké je složení kometárního jádra a jaké plyny se z něho odpařují. Nesmíme totiž zapomenout, že tepelné sluneční záření tu působí dvojím směrem: jednak zvyšuje teplotu kometárního jádra, a jednak působí uvolnění zmrzlého plynu z jádra, tj. jeho vypařování, i uvolnění drobných prachových částic. Aplikací numerické kvadratury rovnice vedení tepla na některé specifické případy Markovič ukázal, že závislost povrchové teploty kometárního jádra na heliocentrické vzdálenosti lze obecně vyjádřit ve tvaru formálně analogickém (1)

$$(2) \quad T(r) = T_0 \cdot r^{-\alpha},$$

kde však je $\alpha < 0,5$ a před periheliem je vždy poněkud větší než po něm. Parametry T_0 , α jsou pro dvě různá složení kometárního jádra (podle Markoviče) uvedeny v tab. 1. Srovnání změny teploty s heliocentrickou vzdáleností u velmi malé částice ve stavu tepelné rovnováhy a u povrchu kometárního

Tab. 1. Parametry vztahu $T = T_0 \cdot r^{-\alpha}$.

Předpokládaná struktura jádra	Před perihelium		Po periheliu	
	T_0	α	T_0	α
led H_2O	157°K	0,23	162°K	0,18
konglomerát ledu H_2O + těžko tavitelného meteorického materiálu	151°K	0,18	166°K	0,17

Tab. 2

Teplota povrchu jádra komety (konglomerát ledu H_2O + těžko tavitelného meteorického materiálu) a teplota velmi malé prachové částice v podmínkách tepelné rovnováhy.

r (astr. jedn.)	Teplota °C	
	povrch jádra	malá prachová částice
0,5	– 89	+152
1,0	–113	+ 27
2,0	–134	– 61
5,0	–157	–139
10,0	–172	–178

jádra představujícího konglomerát ledu H_2O a těžko tavitelných meteorických částic obsahuje tab. 2.

2. FOTOMETRICKÉ VLASTNOSTI KOMETÁRNÍ ATMOSFÉRY

Ve fotometrii komet je zvykem popisovat změny jasnosti I , redukované na jednotkovou geocentrickou vzdálenost, tzv. fotometrickým exponentem n , jenž je definován obecně výrazem

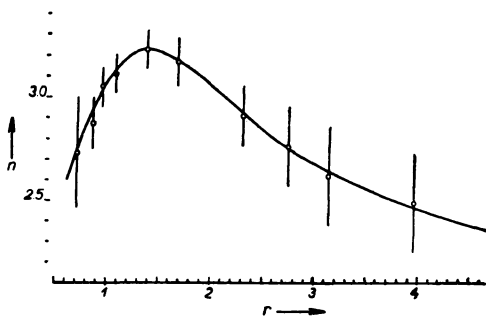
$$(3) \quad n = -\frac{r}{I} \cdot \frac{dI}{dr}.$$

Nejrůznější fyzikální výzkumy komet ukázaly, že atmosféru komety nelze chápat jako homogenní fyzikální prostředí. R. 1951 upozornili OORT a SCHMIDT na to, že musejí existovat alespoň dva různé procesy spolupůsobící na vznik kometární atmosféry. Matematicky se však tento problém podařilo zachytit r. 1952 VANÝSKOVI a rovněž rozpracováním tohoto modelu se zabývali Vanýsek a jeho spolupracovníci. Tento, tzv. pracho-plynový model komety, vychází z předpokladu (který je plně potvrzován pozorováními), že se na záření komety účastňují jednak molekuly plynu (proces fluorescence), jednak prachové částice — vedle jádra komety (odraz dopadajícího záření slunečního). Můžeme proto definovat fotometrický exponent plynné a prachové části kometární atmosféry zcela analogickým způsobem.

Celkový fotometrický exponent definovaný výrazem (3) je pak ovšem funkcí obou parciálních exponentů n_g a n_d a lze jej psát ve tvaru:

$$(4) \quad n = \frac{n_d \cdot k \cdot e^{-\int_1^r \frac{n_d}{r} dr} + n_g \cdot e^{-\int_1^r \frac{n_g}{r} dr}}{k \cdot e^{-\int_1^r \frac{n_d}{r} dr} + e^{-\int_1^r \frac{n_g}{r} dr}},$$

kde k je poměr absolutních jasností prachové a plynné části kometární atmosféry. Tento vzorec nám udává, jaká je okamžitá změna celkové jasnosti komy v dané heliocentrické vzdálenosti. Podrobnější analýzou funkce (4) bychom zjistili, že v malých heliocentrických vzdálenostech exponent n zprvu rychle, později pozvolněji roste, až v určité vzdálenosti, zpravidla mezi 1–2 astr. jednotkami nastává maximum, načež poměrně plovně klesá asymptoticky k $n=2$ (viz obr. 1). Poněvadž jak vzdálenost, v níž n nabývá maximální hodnoty, tak i sama maximální hodnota závisí na fyzikálních vlastnostech atmosféry, slouží celkový fotometrický exponent, který lze jednoduše určit z tvaru fotometrické křivky komety, právě ke stanovení číselných hodnot jejích fyzikálních parametrů.



Obr. 1. Závislost totálního fotometrického exponentu 69 dlouhoperiodických a neperiodických komet na heliocentrické vzdálenosti.

3. PLYN A PRACH V ATMOSFÉŘE KOMET

Jakmile povrch jádra dosáhne teploty, při níž se zmrzlý plyn, dosud vázaný na meteorický materiál v jádře, začne odpařovat, vytváří se plynná atmosféra komety. Souvislost mezi počtem molekul n_0 uvolněných při volném odpařování za jednotku času z jednotkové plošky povrchu jádra komety a mezi jeho povrchovou teplotou je dána Levinovým vzorcem

$$(5) \quad n_0 = N_0 \cdot \left(\frac{\kappa T}{2\pi m} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot e^{-\frac{L}{R_0 T}},$$

kde N_0 je koncentrace molekul v povrchové vrstvě jádra, m je hmotnost průměrné molekuly, κ je Boltzmannova konstanta, R_0 plynová konstanta, T opět absolutní teplota povrchu jádra komety a L teplo, potřebné k uvolnění určitého množství plynu. Podobné výrazy dostaneme i tehdy, předpokládáme-li místo volného odpařování molekul jiný mechanismus jejich uvolňování, např. odpařování přes izolující dispersní povrchovou vrstvu prachu, efúzi plynu apod. Poněvadž jasnost plynné části kometární atmosféry můžeme předpokládat úměrnou počtu uvolněných molekul, jak to právě dělá LEVIN, dává vzorec (5) spolu s výrazem pro povrchovou teplotu jádra (2) hned závislost jasnosti plynné části kometární atmosféry na heliocentrické vzdálenosti.

Existence prachu v atmosférách komet je problémem, který čeká na definitivní řešení. SEKANINA našel kombinaci důležitých parametrů prachu obsaženého v atmosféře komety, tzv. funkci prachu, jež dovoluje za předpokladu, že známe všechny tyto parametry stanovit fotometrický exponent prachové komy. Ve výrazu pro funkci prachu vystupují tři veličiny, na nichž je aplikace tohoto schématu závislá. Je to tzv. efektivní poloměr kometárního jádra R (tj. poloměr jádra monolitního), dále střední poloměr prachových částic ρ a konečně celkový počet fotometricky účinných částic prachu ν v komě v dané heliocentrické vzdálenosti. Pro n_a tak dostaneme výraz

$$(6) \quad n_a = 2 - \frac{r}{\nu + \left(\frac{R}{\rho}\right)^2} \cdot \frac{d\nu}{dr}.$$

Otázku velikosti jádra strukturálně podobného našemu podrobně vyšetřoval ORLOV (viz odst. 4); jeho metoda však dovoluje stanovit poloměr jádra jen u komet, u nichž byly pozorovány tzv. obálky. Nicméně tato potíž není zásadního rázu, protože lze užít pracho-plynového modelu alespoň k přibližnému určení poloměru jader dalších komet, bereme-li za kalibrační hodnoty výsledky Orlovovy.

Pravděpodobná velikost průměru prachových částic byla v poslední době řešena Vanýskem na základě studia barevného indexu světla komet. Diference mezi indexem komet a Slunce, tj. barevný excés, závisí na charakteru rozptýlujících pevných částic v atmosféře komet, konkrétně na jejich tvaru, velikosti a vodivosti. K výpočtu použil klasické МІЕНО теоріе a za předpokladu, že jde o nevodivé částice kulového tvaru, dospívá k hodnotám kolem $\rho \sim 2 \cdot 10^{-5}$ cm, jež se nejúčinněji podílejí na rozptylu slunečního záření.

Proto dosud největším problémem zůstává otázka změn celkového počtu fotometricky účinných prachových částic s heliocentrickou vzdáleností. Tento problém dosud vůbec řešen nebyl a v současné době lze těžko předvídat matematický tvar tohoto vztahu.

Celkovou hmotu prachové vrstvy v kometě určoval z fotometrických dat Vanýšek za řady zjednodušujících předpokladů. Ukázal, že hmoty prachového oblaku u šesti vyšetřovaných komet s intenzivním spojitým spektrem se vzájemně neliší o více než o jeden řád a leží v mezích 10^{10} – 10^{11} gramů, zatím co jádra komet mají hmotu v rozsahu asi 10^{16} – 10^{21} gramů.

4. MÉCHANICKÁ TEORIE KOMETÁRNÍCH TVARŮ

Již v první polovině minulého století byla hlavně zásluhou BESSELOVOU vypracována první teorie kometárních tvarů, a to na základě představy o analogii s vodní fontánou. Tento „fontánový model“ komety dává pro vzdálenost ξ_0 vrcholu hlavy komety od jejího jádra výraz

$$(7) \quad \xi_0 = \frac{g^2 r^2}{2k^2 \cdot (1 + \mu)}$$

Přitažlivost zemskou u fontány nahrazuje zde odpudivá síla Slunce, označovaná výrazem $1 + \mu$, a rychlost, kterou fontána tryská, je u komet počáteční rychlostí uvolněných molekul, nebo přesněji, rychlost molekul na hranici sféry aktivity jádra komety, označovaná g . Ve výrazu (7) kromě toho vystupuje univerzální gravitační konstanta k^2 .

Tento vzorec se nedá obecně srovnat s pozorováními, protože hodnoty rychlosti určené z oblačných útvarů ve chvostech platí ovšem pro chvost a nikoliv pro hlavu. Jedině u Halleyovy komety z r. 1910 se Orlovovi podařilo přímo z pozorování oblačných útvarů v hlavě komety stanovit pro ni g i $1 + \mu$. Ukazuje se, že v průměru vycházejí pro g hodnoty mezi 1 až 2 km/s, ačkoliv tepelné rychlosti C_2 a C_2N_2 jsou menší, asi 0,5 km/s. Tuto obtíž chtěl Orlov překlenout předpokladem, že molekuly uvolněné z jádra mají odpovídající tepelnou rychlost zvětšenu o hodnotu působenou odpudivou silou (tj. tlakem záření) se sídlem v jádře komety. I když zjištěný nesouhlas ve velikosti počáteční rychlosti molekul lze vysvětlovat jednodušeji a pravděpodobně i správněji předpokladem, že nejde o rychlost tepelnou, ale o rychlost získanou v procesu disociace molekul původních chemicky složitějších a nestálých plynů uvolněných z jádra komety na molekuly jednodušší, jejichž záření registrujeme, uvedená Orlovova myšlenka vedla k vytvoření nové teorie kometárních tvarů, jež nahradila původní teorii Besselovu, umožnila srovnání s pozorovacím materiálem a vedla k dosud nejspolehlivější nepřímé metodě stanovení skutečných rozměrů kometárních jader.

Orlov tedy předpokládá, že na pohyb každé částice (ať už molekuly nebo prachové částičky) působí tyto tři síly:

- a) gravitační působení Slunce;
- b) odpudivá síla vycházející ze Slunce, tj. tlak slunečního záření;
- c) tlak záření, odraženého od povrchu jádra komety.

Výsledný pohyb vzniká vektorovým složením těchto sil, a zkoumáme-li částici, uvolněnou z jádra ve směru průvodiče ke Slunci, platí pro ni následující diferenciální rovnice:

$$(8) \quad \frac{d^2\xi}{dt^2} = - \frac{k^2(1 + \mu)}{(r - \xi)^2} + \frac{k^2\mu_1}{\xi^2 r^2},$$

kde μ_1 je efektivní zrychlení na molekulu od jádra komety. Po příslušné integraci se dospívá k následujícímu výrazu pro vzdálenost vrcholu hlavy komety

od jejího jádra:

$$(9) \quad \xi_0 = (2r)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{\mu_1}{1 + \mu} \right)^{\frac{1}{4}}.$$

Jak je vidět, liší se tento vzorec od předešlého (7) velmi podstatně. Zatím co změna ξ_0 s heliocentrickou vzdáleností probíhala u Besselovy formule nejméně podle $r^{\frac{3}{2}}$, roste nyní jen s $r^{\frac{1}{2}}$.

Orlov činí dále zcela přijatelný předpoklad, že zrychlení způsobená Sluncem a jádrem komety, jsou úměrná osvětlením vytvářeným oběma tělesy, takže lze psát

$$(10) \quad \frac{10^{-0,4h_0}}{10^{-0,4H_{\odot}}} = \frac{\mu_1}{1 + \mu},$$

odkud lze jednoduše stanovit absolutní hvězdnou velikost jádra h_0 , neboť absolutní hvězdnou velikost Slunce H_{\odot} známe a poměr obou zrychlení lze určit z pozorování pohybů vrcholů tzv. obálek v atmosférách komet (viz dále). Přejít od absolutní velikosti h_0 k rozměrům jádra je jen otázkou jeho albeda.

Orlov tímto způsobem stanovil průměry jader sedmi jasných komet, jež dovolovaly studovat pohyb obálek v komě. Došel k závěru, že jádra komet jsou vesměs tělesy malými o průměru několika kilometrů, nejvýše několika desítek kilometrů.

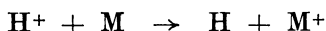
Orlov dále dokázal, že vzdálenosti obálek od jádra se skutečně měnily s $r^{\frac{1}{2}}$ a nikoliv s mocninou vyšší, jak by mělo být podle staré teorie, a objevil, že kometa může mít až čtyři obálky najednou, jejichž vzdálenosti od jádra nejsou libovolné, ale jejich poměry se řídí podmínkami:

$$(11) \quad \xi_I : \xi_{II} : \xi_{III} : \xi_{IV} = 1 : 2,4 : 3,9 : 5,6.$$

Obálky mají víceméně parabolický tvar a zpravidla jsou stabilní, tj. nejsou pozorovány po celou dobu jejich existence výrazné pohyby, jen postupně slábnou; u komety Morehouse 1908 III však obálky prodělávaly poměrně složitý vývoj, což zřejmě souviselo s prudkými fluktuacemi v uvolňování plynů z jádra. Tak jako u ostatních komet se vytvořil vrchol obálky, ale její postupně slábnutí bylo doprovázeno prodlužováním jejich konců a zkracováním vzdálenosti vrcholu obálky od jádra; obálka jako by padala zpět k jádru. Zatím vývoj okrajů obálky byl velmi rychlý, velmi brzy dosáhly chvostu komety a postupně v něm zanikaly. Tyto silně protažené „větve“ nestabilní obálky nazývá Orlov paprsky. Hlavní příčinou jejich viditelnosti je podle něho skutečnost, že emise plynu z jádra probíhá krajně nerovnoměrně, ve formě výbuchů, a tvrdí, že kdyby tato emise byla v čase spojitá, pozorovali bychom místo větví obálky jen difúzní pozadí.

Naproti tomu však DOBROVOLSKÝ nedávno ukázal, že řada úkazů u obálek komety Morehouse, jako zkracování vzdálenosti jejich vrcholu od jádra, převážně stále rychlosti tohoto zkracování, tvar, náhlé objevení vrcholu obálek apod., nevysvětluje mechanická teorie kometárních tvarů uspokojivě. Příčinu toho hledá Dobrovolský ve skutečnosti, že u jiných komet, u nichž byly obálky pozorovány, šlo v nich o plyny elektricky neutrální, např. C_2 , C_3 , CN, kdežto u komety Morehouse šlo o CO^+ , takže do výpočtu je nutno zavést

vliv elektromagnetických sil. Dobrovolsky dále tvrdí, že obálky jako takové nejsou útvary výhradně plynnými. Úhrnná plocha vyvržených částic prachu je však příliš malá, než aby odrazela tolik slunečního světla, abychom je mohli registrovat. Podle Dobrovolského se z prachových částic uvolňují tzv. mateřské molekuly, jež samy nezáří, ale rychle se disociují pod vlivem dopadajícího korpuskulárního slunečního záření podle schématu:



(H^+ je proton, M mateřská molekula). Musí proto za mateřské molekuly pro „ionizované“ obálky komety Morehouse pokládat molekuly neutrálního kyslíčnicku uhelnatého, aby dostal souhlas se spektroskopickými daty. Při ionizaci těchto molekul se odtržené elektrony vělení do proudu slunečních korpuskulí a dají tak vznik elektrostatickému poli, jež působí na svítící ionty CO^+ . Na základě tohoto schématu lze potom vysvětlit velikosti rychlostí působících „stlačení“ obálek ve směru průvodiče, vznik pozorovaných paprsků postupně splývajících s chvostem komety apod. Číselné hodnoty poměrů mezi jednotlivými obálkami (11) však vysvětlovány v Dobrovolského práci nejsou.

Občas je možno pozorovat v hlavách komet i tzv. hala. Dojde-li k náhlému uvolnění většího počtu částic (ať už prachových nebo plynných) ve všech směrech z jádra komety, vytvoří se kolem něho kruhový útvar, který nazýváme halo. Z teorie Orlovovy skutečně pro geometrické místo těchto částic dostáváme

$$(15) \quad [\xi - \frac{1}{2}(1 + \mu) T^2]^2 + \eta^2 = g^2 T^2$$

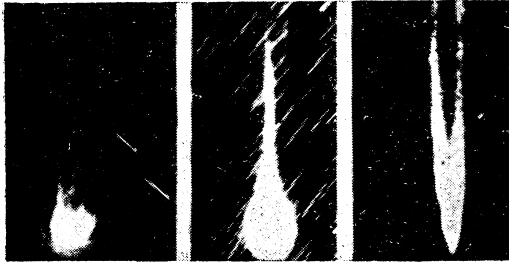
Tab. 3. Orlovova klasifikace kometárních hlav.

Typ	Popis	Spektrum
<i>E</i>	Jasná koma, na straně obrácené k Slunci lemovaná obálkami parabolického tvaru s ohniskem v jádře komety	V oblasti jádra jsou na pozadí spojitého spektra vidět emise C_3 . V komě září emise CN a C_2
<i>C</i>	Jasnost hlavy je průměrně čtyřikrát slabší než u typu <i>E</i> . Svým tvarem připomíná vzrostlou cibuli	V oblasti jádra jsou na pozadí spojitého spektra vidět emise C_3 . V komě září emise CN a C_2
<i>N</i>	Hlava bez komy a obálek. Z jádra, vzhledem připomínajícího hvězdu, vychází jeden neb více chvostů III. typu (tzv. úplné synchrony)	Spektrum spojitě (odražené sluneční světlo)
<i>Q</i>	Slabě svítící kuželovitý výběžek na straně obrácené k Slunci. Podle Bredichina anomální chvost	Prachový útvar
<i>h</i>	Halo — rovnoměrně se rozšiřující prstenec se středem v jádře	Útvary někdy prachové, jindy plynné (CN a C_2)

(T je čas uplynulý od okamžiku výbuchu), tedy kružnice, jejichž střed se s časem posouvá podle velikosti odpudivé síly ze Slunce, a poloměr se zvětšuje úměrně s velikostí počáteční rychlosti. Později tuto otázku zkoumal podrobněji MOCHNAČ, který ukázal, že v přesném vzorci musí na pravé straně rovnice (15) figurovat součinitel

$$(16) \quad 1 - \frac{4n^2(\Delta T)^2}{N^2 \cdot g^4 \cdot T^4},$$

kde N je zdánlivá hustota v bodě (ξ, η) , n počet částic uvolněných v jednotce prostorového úhlu v daném směru v jednotce času, ΔT časový interval,



Obr. 2. Hlavní typy kometárních hlav (podle Orlova): E (vlevo), C (uprostřed), N (vpravo).

po jehož dobu docházelo k emisi vytvářející halo (Orlov předpokládal pro jednoduchost $\Delta T = 0$). Z výrazu (16) však vyplývá jeden důležitý fakt, který je ve shodě se skutečností, že totiž maximální zdánlivá hustota hala je na straně nejbližší od jádra.

Již od dob BREDICHINOVÝCH se poměrně intenzivně pěstovaly snahy po zavedení klasifikace kometárních tvarů, zprvu hlavně chvostů, později i hlav. Poslední Orlovova klasifikace kometárních hlav

pochází z r. 1953 a v plném rozsahu ji uvádíme v tab. 3. Hlavní typy kometárních hlav jsou vyobrazeny na obr. 2.

5. FYZIKÁLNÍ VÝVOJ KOMETÁRNÍ ATMOSFÉRY

V předcházejících odstavcích jsme si objasnili fotometrické i rozměrové vlastnosti kometárních hlav a rovněž fyzikální podmínky, jimiž jsou uvedené vlastnosti kometárních atmosfér vytvářeny. Při vyšetřování vývoje kometární atmosféry je naproti tomu nutné, aby tyto vlastnosti komety byly vzájemně porovnány a komplexně popsány jako funkce času, nebo což je totéž, jako funkce heliocentrické vzdálenosti komety. Když je kometa značně vzdálena od Slunce, je povrchová teplota jádra komety velmi nízká (-100°C i méně), teplota vrstev hlouběji uložených je ještě poněkud nižší a teplo kometou přijímané ze Slunce zdaleka nestačí na odpaření zmrzlých plynů pohlcených v meteorickém materiálu, tvořícím jádro. Kometu tedy v této době představuje jen jádro spolu s prachovými částicemi, jež se nějakým způsobem, především asi v důsledku srážek jádra s meteory, uvolnily z konglomerátu meteorického materiálu a zmrzlého plynu. Kometa se však blíží k Slunci; srážky s meteory se stávají častější, ale současně se zvětšuje i teplota povrchových vrstev jádra, vazby působící v něm mezi zmrzlým plynem a meteorickým materiálem jsou čím dál slabší, až nakonec ve vzdálenosti zpravidla 2–3 astronomických jednotek od Slunce se náhle počínají uvolňovat první masy plynu; sluneční teplo proniká hlouběji do jádra a množství vypařeného plynu rychle narůstá a začíná prudce zvětšovat rozměry komety. Tento proces po určité době, obvykle ve vzdálenosti 1–2 astronomické jednotky, vede k „nasyčení“ celého objemu, který může být — podle urychlení

působeného slunečním zářením a podle počáteční rychlosti molekul — plynem zaplněn. V dalším procesu sice obvykle dochází k zjasnění komy, ale její rozměry se s dalším přiblížením ke Slunci zmenšují. Po průchodu periheliem se tento vývoj opakuje v opačném pořadí.

Období vývoje kometární atmosféry až do okamžiku, kdy začíná docházet k intenzivnímu odpařování zmrzlých plynů, nazýváme *první etapou* vývoje, období od okamžiku, kdy se plyn začíná z jádra uvolňovat až po okamžik „nasyčení“ atmosféry *druhou etapou*, a etapu „nasyčené“ komy *třetí etapou* vývoje.



Obr. 3. Změny v rozměrech hlavy a chvostu komety Whipple-Fedtke 1942 g v období 25. II. 1943—3. V. 1943 (odleva napravo).

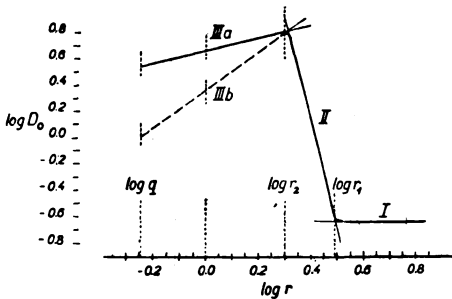
Důležitými parametry křivky vývoje kometární hlavy jsou heliocentrické vzdálenosti r_1 , r_2 , odpovídající zlomům mezi jednotlivými etapami vývoje (viz schéma na obr. 4), jež nazýváme „mezními“ heliocentrickými vzdálenostmi. Uvážíme-li, jaké složité fyzikální poměry vládnu v kometárním jádru i na jeho povrchu, zjistíme, že na numerické hodnoty těchto parametrů mají vliv tyto faktory:

- a) struktura kometárního jádra, jež určuje průběh povrchové teploty jádra;
- b) množství a způsob uložení plynu v jádru;
- c) chemické složení uvolněného plynu a proces disociace probíhající brzy po vypaření z jádra;
- d) rozměry kometárního jádra.

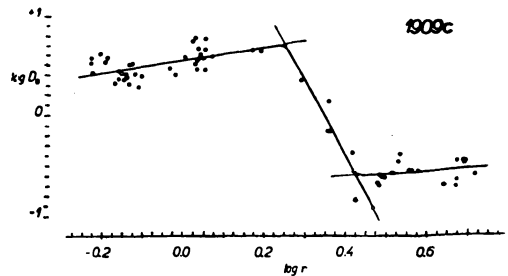
Strukturou kometárního jádra zde rozumíme jak makroskopické rozložení hmoty v objemu jádra tak i mikroskopické jeho složení, tj. poréznost meteorického materiálu a s tím související jeho tepelnou vodivost, tavitelnost apod. Je zřejmé, že čím je jádro komety podobnější monolitu, tím více je v něm ztíženo vedení tepla a tím se zmenšují hodnoty distancí r_1 , r_2 . Tým efekt je tím výraznější, čím méně porézní je materiál. Na druhé straně si však nelze jádro komety představit jako shluk menších meteorických částic, protože takový útvar by byl velmi nestabilní a kromě toho by všechny komety musely jevit intenzivní spojitě spektrum, což se nepozoruje.

Protože plyn je zpravidla převládajícím činitelem kometárního záření, je jeho celkové množství v kometě obsažené důležitým činitelem určujícím absolutní jas komety. Dokonce bychom mohli klást přibližnou rovnost mezi oběma těmito veličinami, kdyby zde nehrál významnou roli i způsob uložení plynu v masách meteorické hmoty tvořící jádro. Tento problém se rozpadá

na několik částí, z nichž nejdůležitější je otázka, zda plyn je v meteorickém materiálu uložen na povrchu nebo uvnitř, neboli, jak zpravidla říkáme, zda je v něm plyn adsorbován či okludován (i když druhý termín není zvolen zcela vhodně). V prvním případě dochází k uvolnění plynu snáze a tím se „mezní“ distance poněkud zvětšují.



Obr. 4. Schéma vývoje kometární atmosféry. Římská čísla udávají jednotlivé etapy vývoje; IIIa je třetí etapa podle Orlovovy formule, IIIb podle původní Besselovy formule.



Obr. 5. Vývoj atmosféry komety Halley 1909c.

„Mezní“ distance závisí dále na odpudivém tlaku slunečního záření $(1 + \mu)$ působícím na svítící molekuly a na rychlosti g na hranici sféry aktivity kometárního jádra. Poněvadž však tlak záření je funkcí účinného průřezu molekuly a jelikož „počáteční“ rychlost, je-li tepelného charakteru, závisí na hmotě grammolekuly plynu, a je-li to rychlost získaná v procesu disociace, závisí na jednotlivých člancích tohoto procesu, dospíváme nakonec vždy k původním, tzv. mateřským, molekulám plynů uvolňovaných z jádra jako dalším faktoru, který ovlivňuje pozorované „mezní“ heliocentrické distance.

Konec konců musíme připustit, že i rozměry kometárního jádra, nebo přesněji jeho celková hmota, mohou snad ovlivnit „mezní“ distance. RICHTER na základě studia meteoritů zjistil, že v průměru 1 gram meteorického materiálu obsahuje asi 10^{19} molekul plynu, takže statisticky vzato, by hmotnější kometa měla být nasycena i větším množstvím sorbovaného plynu. Není ovšem vyloučeno, že tento efekt se projevuje jen ve zvětšení plošné jasnosti kometárního disku nebo snad i ve změnách rozměrů hlavy.

6. ROZDÍLY MEZI „NOVÝMI“ A „STARÝMI“ KOMETAMI

Otázka rozdílů mezi „novými“ a „starými“ kometami není vysloveně otázkou kosmogonickou, i když k řešení vývojových problémů sluneční soustavy nepochybně přispívá. Kriteřiem „stáří“ komet zde není ani tak skutečná doba, během níž kometa setrvává v takovém stavu jak ji známe z pozorování (ať už v kterékoliv etapě vývoje), ale počet oběhů komety kolem Slunce. Je tedy, vyjádřeno v jednotkách času, měřítko stárnutí pro každou kometu jiné, podle délky její periody oběhu. „Novými“ potom rozumíme komety, které se do blízkosti Slunce dostaly poprvé nebo nejvýše jen několikrát, „starými“ ty, o nichž víme, že kolem Slunce už prošly mnohokrát.

Statistická analýza fotometrických exponentů velkého počtu komet prováděná řadou autorů, u nás hlavně Vanýskem, ukázala, že existuje systematický rozdíl mezi dlouhoperiodickými a neperiodickými kometami na jedné straně a krátkoperiodickými na straně druhé. První mají průměrný fotometrický exponent podstatně menší. Rozdíl se vysvětluje jednak nepřítomností prachu a jednak vyššími hodnotami výparného tepla molekul plynů v atmosférách krátkoperiodických komet. Podobně existují i systematické rozdíly v absolutní velikosti obou skupin komet. Tyto diference ukazují na různé množství i odlišný způsob uložení plynu v jádře u obou skupin komet. Dlouhoperiodické a neperiodické komety mají mohutné zásoby plynu uloženy v povrchových vrstvách jádra, u krátkoperiodických komet jsou však již tyto zásoby vyčerpány.

Velmi podrobně se fotometrickým a spektrálním výzkumem „nových“ a „starých“ komet zabývali r. 1951 Oort a Schmidt. Rozdělili komety na čtyři skupiny podle velké poloosy a původní dráhy, tj. dráhy nepozměněné gravitačním působením Jupitera případně dalších planet, takto:

- I. nové komety $\frac{1}{a} < 0,00010$ (astronomické jednotky)⁻¹;
- II. poměrně nové komety, $\frac{1}{a}$ leží mezi 0,00010 a 0,00200;
- III. staré komety, $\frac{1}{a}$ mezi 0,00200 a 0,04000;
- IV. periodické komety, $\frac{1}{a} > 0,04000$.

Co se týče spektrálních charakteristik komet, udávají Oort se Schmidtem několik zajímavých čísel vyplývajících z Baldetova katalogu kometárních spekter, zaujímajícího časové období 1864 až 1925. Všimli si, že 7 z 8 komet s intenzivním spojitým spektrem náleží do skupiny nových nebo poměrně nových komet (podle výše uvedeného kritéria) a že 6 z 11 komet, pro něž byly bezpečně určeny původní dráhy s $\frac{1}{a} < 0,00025$, má intenzivní spojitě spektrum, při čemž z těchto 6 má 5 vzdálenost perihelia $q > 1$ astronomickou jednotku. Z toho autoři uzavírají, že intenzivní spojitě spektrum je znakem nových komet a poměrně nových komet. Z uvedeného by se ovšem mohl činit také závěr, že nové komety mají intenzivní spojitě spektrum ne proto, že jsou nové, ale proto, že jsou pozorovány ve velkých heliocentrických vzdálenostech, jinými slovy, že intenzivní spojitě spektrum je vlastností komet ve velkých vzdálenostech od Slunce vůbec. Oort se Schmidtem tento závěr popírají poukazem na fakt, že Baldetův seznam obsahuje 17 komet s $q > 1$ astr. jednotka, z nichž nejméně 9 je starých, které nemají silné spojitě spektrum a dokonce spojitě spektrum vůbec. I když tyto úvahy byly prováděny na podkladě početně velmi chudého materiálu, jsou podle dnešních našich názorů správné. Pracho-plynový model komety vysvětluje změny v poměru intenzit prachové a plynné složky zcela jednoduše a dává pro ně dokonce i matematický výraz. Ukazuje se, že křivka těchto změn v závislosti na heliocentrické vzdálenosti není monotonní, nýbrž že zprvu příspěvek odraženého světla k celkovému jasů komety klesá a teprve po dosažení minima znovu roste. Jak poloha minima, tak i tempo intenzitních změn spojitěho

spektra závisí na výparném teple molekul; prvního vztahu se dá dokonce využít ke stanovení fyzikálních parametrů komety. Celý teoretický chod křivky plně souhlasí s pozorováními, neboť při značném přiblížení komet ke Slunci (na několik málo desetin astronomické jednotky), bylo u nich skutečně znovu registrováno velmi intenzivní spojitě spektrum.

Fotometrický výzkum prováděný Oortem a Schmidtem se omezuje na stanovení fotometrických konstant Levinovy formule pro plynný model komety (tab. 4).

Tab. 4. Rozdíly mezi „novými“ a „starými“ kometami

Skupina komet	$\frac{L}{R_0 T_0}$	\bar{n}	\bar{r}
I. nové	$4,1 \pm 0,7$	2,8	$3,3 \pm 0,4$
II. poměrně nové	$5,2 \pm 0,8$	3,7	$2,5 \pm 0,3$
III. staré	$7,4 \pm 0,6$	3,8	$1,6 \pm 0,2$
IV. periodické	$9,9 \pm 1,5$	4,2	$1,7 \pm 0,3$

Podobnou studii bude možno provést znovu na podkladě mnohem podrobnějšího materiálu, který mezitím byl uveřejněn. Je to jednak „Atlas reprezentativních kometárních spekter“ od SWINGSE a HASERA a jednak „Katalog fotometrických parametrů komet“ publikovaných HRUŠKOU a Vanýskem.

Výrazně se projevují rozdíly mezi jednotlivými skupinami komet na parametrech křivky vývoje kometární atmosféry, tj. na „mezních“ heliocentrických vzdálenostech (tab. 5). Čím kratší je perioda oběhu komety P , tím menší

Tab. 5. „Mezní“ heliocentrické vzdálenosti

Kometa	r_1	r_2	Perioda oběhu	Skupina
1947i	1,11	0,93	3,305	IV
1951l	> 1,73	1,59	8,172	IV
1956a	> 2,31	2,16	69,47	IV
1909c	2,67	1,78	76,03	IV
1952e	1,88	< 1,67	1445	III?
1947k	> 2,10	1,91	—	I,II
1955f	> 2,33	2,21	—	I,II
1948d	> 3,83	3,11	—	I,II

jsou „mezni“ vzdálenosti, což plně vyhovuje představám o množství a uložení plynu a prachu v kometě. Stanovení „mezních“ vzdáleností ovšem vyžaduje znalost celé křivky vývoje kometární atmosféry, což je více či méně uspokojivě splněno jen u několika komet. U řady dalších však známe alespoň zhruba polohu druhé etapy na křivce vývoje a tedy i přibližnou hodnotu střední heliocentrické vzdálenosti \bar{r} odpovídající této etapě. Tato vzdálenost pak může být dosti vhodným parametrem nahrazujícím „mezni“ heliocentrické vzdálenosti. Její střední hodnoty pro jednotlivé skupiny podle Oortova a Schmidtova rozdělení jsou opět obsaženy v tab. 4. Je vidět, že zvlášť po dalším doplnění

materiálu v budoucnu bude vzdálenost \bar{r} náležet k spolehlivému kritériu „stáří“ komet.

V současné době se ve fyzice kometárních atmosfér intenzivně pracuje hlavně ve dvou základních směrech:

1. na teoretickém zvládnutí fyzikálních procesů v komě aplikací nejen zákonů mechaniky, ale i dalších odvětví fyziky, hlavně zákonů elektromagnetismu, termiky apod.;

2. na vyvíjení a zdokonalování nových pozorovacích metod, jež umožňují poměrně přesně stanovit nejdůležitější charakteristiky kometární hlavy, hlavně metod fotoelektrické fotometrie, kolorimetrických, polarizačních i dalších spektrálních.

Není pochyb, že jak další teoretický výzkum tak i zdokonalení přístrojových metod dále významně přispějí k rozvoji kometární fyziky.

ATOMOVÉ BATERIE

KLIMENT ŠOLER, Praha

V článku je podán základní princip atomové baterie, popsán její vývoj a jsou v něm uvedeny typy této baterie, které byly dosud sestrojeny. Článek poukazuje na význam tohoto slaboproudého zdroje elektrické energie, který může využít odpadu jaderných reaktorů a mohl by se uplatnit zejména při aplikaci tranzistorů. Upozorňuje zároveň na potíže, které se při konstrukci tohoto zařízení ukázaly, i na cesty k jejich překonání.

ÚVOD

Normálně získáváme elektrickou energii z jaderné energie přechodem přes energii tepelnou. Děje se to štěpením atomů těžkých prvků v jaderném reaktoru. Konaly se také pokusy, zda by nebylo možno měnit jadernou energii v elektrickou přímo. Elektricky nabitě částice, které vznikají při rozpadu radioaktivních látek a které z nich vyletují, představují vlastně elektrický proud, ovšem velmi slabý, a ten by bylo možno využít. Protože dolet alfa částic je poměrně malý, přicházejí zde v úvahu jako zdroj záření především částice beta.

Dokud byly známy pouze přirozené radioaktivní látky, nemělo podobné zařízení velký význam. Dnes, kdy dovedeme uměle připravit řadu radioaktivních izotopů nejrůznějších vlastností a kdy tyto izotopy získáváme dokonce jako odpad při činnosti jaderných reaktorů, přichází využití podobných zdrojů elektrické energie znovu v úvahu.

Zařízení, v nichž se hromadí elektrická energie působením záření radioaktivních látek, nazýváme atomovou baterií (někdy se užívá též názvu izotopová baterie nebo radioaktivní baterie). Zásadně je možno sestrojiti několik typů těchto baterií, které využívají různých jevů, při nich vzniká elektromotorická síla a elektrický proud. Dnes přicházejí v úvahu hlavně následující typy atomových baterií:

1. *Přímo nabitěné atomové baterie.* Tyto baterie přímo využívají elektricky nabitých částic (nejčastěji částic beta a alfa), které vznikají při radioaktivním