A meteorok fizikája I.

(Az "egytest modell" 1.)

A Meteor 1987/6. számának 7-12. oldalain közzétett cikkben ígéretet tettünk egy, a meteorjelenség fizikai elméletébe bevezető cikksorozatra. Sorozatunk nem végérvényesen rögzített számú részből fog állni, hanem amíg lesz a témába vágó, érdekes anyag, addig időről időre fog jelentkezni. Szívesen látnánk, ha a téma iránt érdeklődő amatőrök a problémakörrel és magával a sorozattal kapcsolatos visszajelzéseiket, ötleteiket, véleményeiket eljuttatnák a rovatszerkesztőhöz!

Jelenlegi ismereteink a meteorjelenség fizikájáról a meteorfotózásból megszerezhető információkkal együtt sem elégségesek a meteorok fizikai paramétereinek tökéletes leírásához. A megoldások mind ez ideig csak az igen kis átlagsűrűségű meteoroktól (Jacchia és mások, 1967) a kondritokhoz hasonló struktúrájúakig (Allen és Baldwin, 1966) terjedő tartományban egyeznek a megfigyelésekkel. Az eddigi, jónak tűnő modellek sikere bizonyos, a klasszikus egyenletekben szereplő változók bevezetésén múlik (progresszív fragmentáció, termális lökés stb.). A jelenlegi legelfogadhatóbb elmélet (Jacchia és mások, 1967) a meteor sűrűségét szabad paraméterként kezeli, míg a korábbiak elfogadtak rá egy előre rögzített értéket. A probléma ilyen formán való megközelítése választ adhat arra a kérdésre, hogy vajon létezik-e a Naprendszerben a Földre hullott meteoritektől lényegesen eltérő struktúrájú anyag? Sok meteornál kétségtelennek tűnik az üstökös eredet (kis sűrűségű meteorok), de természetesen az aszteroidok a legáltalánosabb források. Sorozatunk kezdő részei R. E. McCrosky és Z. Ceplecha 1969, SAO Special Report No. 305-ban megjelent publikációja alapján készültek, a lényegtelen, vagy amatőr szempontból érdektelen dolgok elhagyásával. Ez az idézett kiadvány az amerikai Prairie Hálózat által megfigyelt nagyon fényes meteorok anyagára alapul. Először tekintsük át a meteorok fizikájának alapját, az egytest-modellt, megemlítve problémáit is!

A meteorok sebesség- és tömegváltozását leíró klasszikus egyenletek az alábbiak:

(1) $$m_d \dot{v} = -\Gamma \cdot A \cdot \varrho \cdot v^2.$$

(2) $$\dot{m}_d = -\frac{\Lambda \cdot A \cdot \varrho \cdot v^3}{2\zeta}.$$ (a betű fölötti pont az időderivált jele)

ahol m_d : (a mért fékeződésből meghatározott) DINAMIKUS TÖMEG; $\dot{v}$: a meteor pillanatnyi gyorsulása; Γ : légellenállási együttható (Γ=1 szabad molekuláris áramlás, halvány meteorok és Γ=0,46 folytonos áramlás, tűzgömbök esetére); A : forma-faktor; ϱ : a levegő sűrűsége; v: a meteor pillanatnyi sebessége; Λ : hőátadási együttható; ζ : olvadáshő.

Az első egyenlet az ismert közegellenállási egyenlet, amely a folyadékban vagy gázban mozgó testre ható fékezőerő kifejezését foglalja magába (a jobb oldalon). Ez fogja lassítani Newton 2. törvénye értelmében (bal oldal) a v pillanatnyi sebességű testet. A második egyenlet arra a kényelmes, de nem bizonyított feltevésre alapul, miszerint a meteor tömegvesztesége arányos a test energiakisugárzásának fluxusával. Ezt a kérdést (és így a (2) egyenlet helyességét) később beszéljük meg. Mindenesetre csak egy bizonyos elő-fűtési idő letelte után érvényes, amikor már a felületi hőmérséklet odáig emelkedett, hogy megindult az olvadás. Az energiafluxus pontos kifejezése tetszőleges időpillanatra, mikor fűtés, és/vagy olvadás történik:

$$(3)\quad \frac{dE}{dt} = \frac{\Lambda \cdot A \cdot \rho \cdot v^3}{2} - \iint \sigma_R \cdot \epsilon \cdot \{[T(S)]^4 - T_0^4\}\, dS \,.$$

ahol ϵ : a hőmérsékleti sugárzóképesség; σ_R : a Stefan-Boltzmann konstans; T, T_0 : abszolút hőmérséklet az atmoszférán belül, és kívül. Az integrálás az S felületre terjed ki.

A második, sugárzási tag elhanyagolása a (2) egyenletben sajátosan tükrözi azt, hogy értéke a meteor pályája legnagyobb részén valószínűsíthető teljes energiafluxushoz képest elhanyagolható (bármely anyagra, $T>3000$ K, és $\Lambda>0{,}01$)! A sebesség csökkenését leíró egyenlet teljes kifejezése:

$$(4)\quad m_d \cdot \dot{v} + \Gamma \cdot A \cdot \rho \cdot v^2 - m_d \cdot g \cdot \cos Z_R + f \cdot \dot{m}_d \cdot w = 0.$$

ahol g: a földi nehézségi gyorsulás; Z_R : a meteor pályája és a helyi függőleges által bezárt szög. A harmadik (gravitációs) tag a pálya legkorábbi darabját kivéve elhanyagolható, a cikkben ezután el is tekintünk tőle. Az utolsó tag az elgőzölgő anyag által a fő testnek átadott impulzus kifejezése, ahol w: a meteorról eltávozó részecskék sebessége; f: egy paraméter, amely az elpárolgás folyamatának irányfüggőségét (anizotrópiáját) írja le ($-1 \leq f \leq +1$). Ennek szélső értékei annak felelnek meg, hogy a meteort kizárólag a pillanatnyi mozgásiránnyal ellentétes (f=+1), vagy megegyező irányban (f=-1) hagyják-e el a részecskék! Ha viszont minden irányban egyenletesen, úgy f=0. Az f általában pozitív, értékeit kicsinek vagy a sebességváltozási egyenlet első tagjával összehasonlítható mértékűnek találták (Levin, 1961).

A meteor testjére és a meteorjelenség folyamatára vonatkozó megfelelő ismeretek alapján a szokásos (fotografikus) megfigyelések az (1)-(2) egyenletekkel a meteoroid tömegének meghatározására szolgálhatnának! Azonban, minthogy ismereteink nem kielégítőek, bizonyos további, kiegészítő észlelési adatokra van szükségünk.

A meteorspektrumok bizonyítják, hogy lényegében a teljes fényességet a meteor atomjai produkálják, és ez azt sugallja, hogy a meteor fényintenzitása (I) arányos az elgőzölgés miatti tömegvesztés sebességével:

$$(5)\quad I \sim \dot{m}_v$$

Itt azért más a tömegvesztés ütemének indexelése ($\dot{m}_v$), mint a (2) egyenletben ($\dot{m}_d$), mert azzal nem szükségképpen azonos! Az utóbbi nem csak az elgőzölgött anyagot, hanem a leolvadt folyadékcseppeket és az esetleg leváló szilárd szemcséket is figyelembe veszi. A jelenleg tárgyalt egytest-modellben viszont feltételezzük, hogy $\dot{m}_v = \dot{m}_d$. Az (5) reláció viszonylag fényes ($-10<M<-2$) meteorok megfigyelésére alapszik, és egy explicit tömegfényességi törvényre vezet:

$$(6) \quad I = \frac{\tau_0}{2} \cdot \dot{m}_v \cdot v^n .$$

ahol τ_0: luminozitási együttható.

Ha az észlelések az intenzitást és a sebességet az idő függvényeként megadják (a fotografikus észlelési módszer erre kiválóan alkalmas), akkor egy ún. fotometriai tömeg (m_p) határozható meg:

$$(7) \quad m_p(t) = \frac{2}{\tau_0} \cdot \int_{t_{vég}}^{t} \frac{I(t)}{[v(t)]^n} \, dt$$

A $t_{vég}$ (az integrálás alsó határa) értékének általában a látható pálya végpontjához tartozó időpontot veszik. A (7) egyenlet megoldásához hallgatólagosan fel kell tételezni, hogy a meteoroid teljes tömege elpárolog. Minthogy valamekkora végső tömeget is feltételezhetünk (el nem gőzölgött maradék), ezért a fotometriai tömeg (m_p) a teljes kezdeti tömeg értékének alsó határaként fogható fel. Bár az egyenletet általánosan használják, inkább csak egy durva közelítésnek tekinthető. Formája egyszerű (l. (7) egyenlet), de nem azért, mert egyszerű folyamatot reprezentál, hanem inkább azért, mert erre a különösen bonyolult jelenségre vonatkozó elérhető észleléseink csupán az általános (és egyben egyszerűbb alakú) tagok meghatározásához elégségesek!

Annyi bizonyos, hogy a meteoroid mérete, összetétele és a levegő sűrűsége szerepet játszik a fényesség meghatározásában. Az pedig elképzelhetetlen, hogy a sebesség hatása valóban egyszerűen leírható legyen! Minthogy az egyelőre ismeretlen n és τ_0 nem írható le pontosan, egy bonyolultabb (jobb) formulát csak akkor tudunk felállítani (és igazolni), ha új típusú (eddig nem mért mennyiségre vonatkozó) megfigyelések válnak elérhetővé, vagy a jelenség fizikájáról mélyebb ismereteket gyűjtünk!

HEGEDÜS TIBOR

IRODALOMJEGYZÉK:

1) R. E. McCrosky, Z. Ceplecha, 1969: SAO Special Report 305.
2) H. J. Allen, B. S. Baldwin, 1967: Journ. Geoph. Res. 72. 3483-3496. old.
3) L. G. Jacchia, F. Vernani, R. E. Briggs, 1967: Smithsonian Contr. Astroph. 10, 1-139. old.
4) B. U. Levin, 1961: Sci. Astron. 4, 330 oldalas kiadvány.
