

# Fizikai Szemle

## MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

A Matematikai és Természettudományi Értesítőt az Akadémia 1882-ben indította  
A Matematikai és Physikai Lapokat Eötvös Loránd 1891-ben alapította

XLIV. évfolyam

3. szám

1994. március

### KIHŰL A NAP?

Horváth Gábor  
Eötvös Egyetem Atomfizikai Tanszéke

A napmodellek, a kihűlő földmodell és az evolúciós elmélet közti polémia  
a 18–19. században, avagy a gyenge antropikus elv 20. század előtti gyökerei

„...Négy ezredév után a nap kihűl,  
Növényeket nem szül többé a föld;  
Ez a négy ezredév hát a mienk,  
Hogy a napot pótolni megtanuljuk,  
Elég idő tudásunknak, hiszem...”

(Madách: Az ember tragédiája.  
12. szín; A nagyszerű falanszter.)

A 18–19. századi földmodell alapján a hővezetési elmélet alkalmazásával számított földkor ellentmondásban volt a biológiai evolúciós elmélettel [1]. A *Buffon*, *Fourier* és *Kelvin* által, a Föld külső és/vagy belső energiaforrás nélküli hűlő gömbmodelljéből számolt koradatok nagyságrendekkel adódtak kisebbnek, mint a lamarcki, darwini evolúciós elméletből becsült értékek, s ez jelentősen visszavetette az utóbbi elmélet széleskörű elterjedését, elfogadását. Csak a 20. században, a radioaktivitás felfedezésével tisztázódhatott az ellentmondás: *Rutherford* munkásságáig nem ismertek olyan energiaforrást, amely pótolhatta volna a Föld belső energiájának hőszugárzásból származó veszteségét (Kelvin a számításait később a Naptól származó, valamint az árapály-súrlódás által keltett hő figyelembe vételével is kiegészítette, de idővel ez is túl kevésnek bizonyult), ezért a hűlő földmodellből érthetően túl kis időértékek adódtak a Föld, s így a földi élet korára is. A témáról további részletek olvashatók [1, 2]-ben.

Hasonló volt a viszony a 20. század előtti napmodellek és az evolúciós elmélet között is, ugyanis az előzőekből *Kant*, *Laplace* és *Helmholtz* a Nap és így a Föld illetve a földi élet korára is jóval kisebb értékeket kaptak, mintsem hogy azok elegendőek lettek volna az evolucionistáknak. Az evolúciós elméletet ezért csillagászati oldalról is támadások érték. Így mind a Föld, mind a Nap kora a

20. század előtti fizikai, geofizikai, csillagászati tudományok színvonalán jóval kisebbnek adódtak, mint az evolúció tempójából következő kor [2].

A 20. század előtti csillagászati, geofizikai nap- és földmodelleknek volt még két további jellemző sajátosságuk. Az egyik, hogy a Nap korára kisebb értékek adódtak, mint a Földére, ami ellentmondás. A koradatok terén tehát páronkénti polémia folyt a 20. század előtti csillagászat, geofizika és biológia (paleontológia, paleobiológia) között. A másik sajátosság, hogy nemcsak a Nap és a Föld múltjára adódtak az evolucionisták számára rendkívül kis időértékek, de a jövőjére is. A jóslatok szerint a Nap és a Föld rövid időn belül kihuny, illetve kihűl, s ez pusztulásba dönti a földi életet is, hacsak nem tudja az emberiség pótolni a hiányzó energiát. Ennek a tudományos pánikhangulatnak egyik legszebb irodalmi kifejeződését találhatjuk *Madách* (1823–1864): Az ember tragédiájában [3]:

„...Négy ezredév után a nap kihűl,  
Növényeket nem szül többé a föld;  
Ez a négy ezredév hát a mienk,  
Hogy a napot pótolni megtanuljuk,  
Elég idő tudásunknak, hiszem...”

(12. szín: A nagyszerű falanszter)

„...S feledded-é már a tudós szavát;  
Ki felszámolta, hogy négy ezredévre  
Világod megfagy – a küzdés eláll?...”

(13. szín: Az úr)

1993-ban a szerző – *Varjú Dezső*vel együtt (Tübingeni Egyetem) – a *Mathematical Biosciences* folyóirat által kétévenként adományozott Bellman-díjat nyerte el.

„...Mit járjuk e végtelen hóvilágot,  
Hol a halál néz ránk üres szemekkel,  
Csak egy-egy foka ver zajt, vízbe bukva,  
Amint felretten lépteink zaján.  
Hol a növény is küzdeni már kifáradt,  
Korcsült bokor leng a zuzmók között,  
S a hold vörös képpel néz köd megől  
Halál lámpájaként a sírgödörbe?...”

(14. szín: Eszkimó jelenet)

Cikkünkben röviden áttekintjük a 20. század előtti napmodelleket, s becslést adunk a belőlük következő napkorra és arra az időre, amíg fedezni tudja a Nap a földi élethez szükséges energiát. Megbecsüljük továbbá azt az időintervallumot is, amíg a Földön az élet számára optimálisak a hőmérsékleti viszonyok. A számítások során az eredeti napmodellhez ragaszkodunk, de helyenként olyan ismereteket is felhasználunk, amik a kor tudományos színvonalán nem lehettek ismertek. Ezért az alkalmazott számítási eljárások nem feltétlenül korhűek és azonosak az eredeti, korabeli módszerekkel, s semmi esetre sem tekinthetők tudománytörténeti rekonstrukcióknak. A napmodellek szoros kapcsolatban voltak az uralkodó kozmogóniai elméletekkel, ezért először az utóbbiakról szólunk röviden.

## 17–19. századi kozmogóniák

Már Descartes (1596–1650) felismerte, hogy „a Világmindenség anyagi folyamatok útján valamikor keletkezett”, s nem tartotta a teremtést kizárólagos magyarázatnak a fejlődésre. Szerinte a világmindenség a következő módon alakult ki [4]:

„A világ kezdetben teljesen homogén anyagból állt, meghatározott mozgásmennyiséggel ellátva. Később darabokra töredezett, és az ütközések következtében három őanyag alakult ki: egy finom és fénylő, egy mozgékony és gömbölyű anyagfajta és végül a nagyobb, durva darabok. Ezen három anyag keveréke egyenletesen és folytonosan töltötte be a egész teret. A kezdetben kapott mozgásmennyiségnek megfelelően ebben a folyadékban hatalmas örvények alakultak ki, amelyek végül is az egyes anyagfajták szétválásához vezettek. Az örvények közepén összegyűlt a finom fénylő anyag, s képezte a csillagokat. A nehezebb anyagrészek kifelé mozogtak a centrifugális erő miatt, belőlük képződtek a bolygók. Az egész teret a második anyagfajta sima, rugalmas gömbjei alkotják, a fény továbbítói, az éter.”

Buffon (1707–1788), francia természettudós szerint [5]: „Egy üstökös zuhant a Napba, nagy mennyiségű anyagot loccsantva ki belőle, amely aztán különböző távolságokban változatos méretű gömbökké egyesült. Ezek a gömbök lehülés után átlátszatlanná és szilárdná válva bolygókká és holdakká alakultak”.

Nagy fejlődést jelentett a kozmogóniai elméletek sorában Kant (1724–1804) és Laplace (1749–1827) [6] elmélete. Kant 1755-ben hozta nyilvánosságra meteorit-hipotézisét, amit Laplace fejlesztett tovább 1796-ban. A Laplace-féle ködelmélet forró, lassan forgó gázködből

1. táblázat  
A Nap, a Föld és a földi élet koráról a 18–19. századi geofizika, biológia (paleontológia) és csillagászat által vallott időadatok évben [1, 2]

geofizika	biológia	csillagászat
Buffon (1778) $t_{Föld} = 74832$ $t_{kihűlés} = 93291$	Lamarck (1795) $t_{élet} = 300 \cdot 10^6$	Kant (1760) Laplace (1796) $t_{Nap} = \text{néhány } 1000$
Fourier (1819) $t_{Föld} = 200 \cdot 10^6$		
Kelvin (1862) $t_{Föld} = 40 \cdot 10^6$		
	Darwin (1873) $t_{íjkor} = 300 \cdot 10^6$ $t_{ember} = 15 \cdot 10^6$ Lyell (1873) $t_{ember} = 240 \cdot 10^6$ Wallace (1873) $t_{ember} = 500 \cdot 10^6$	Helmholtz (1870) $t_{Nap} = 30 \cdot 10^6$
Kelvin (1893) $t_{Föld} = 24 \cdot 10^9$		
		Kövesligety (1900) $t_{Nap} = 20 \cdot 10^6$

indult ki, amely a legtávolabbi bolygópályán túla nyúlt. A köd hőt sugárzott ki a világűrbe, így lassan lehűlt, és összezsugorodott. Az impulzuszómomentum megmaradásának törvénye értelmében a köd szögsebessége mind nagyobbá vált. A fejlődés bizonyos pontján a centrifugális erők meghaladták a gravitációs erőket a gáztömeg külső határán, ekkor a köd külső részei leváltak, de tovább keringtek a köd körül, és kergyűrűkké álltak össze. Eközben a centrális test annyira összesűrűsödött, hogy az egyenlítő környékén ismét instabillá vált, újból anyag vált le róla, amiből egy újabb öv képződött. Ez a folyamat még néhányszor megismétlődött, és e fejlődési fázis végén a Napot koncentrikus, forgó, forró gázgyűrű vette körül, míg a mai bolygórendszer teljes térfogatát még kiterjedt, ritka atmoszféra töltötte ki. A gyűrűk anyaga ezután lehűlt, összesűrűsödött, és végül megszilárdult. Mivel azonban a gyűrű mentén az anyag eloszlása nem volt egyenletes, a gyűrű csomókká sűrűsödött, majd nagyobb darabokra esett szét, s végül a kölcsönös vonzás miatt a töredékekből bolygók képződtek. Az üstökösöket Laplace a naprendszer közötti vándoroknak tartotta, amelyek az intersztelláris gázok sűrűsödéséből keletkeztek. A Naprendszerbe való beérkezésük irányától és sebességétől függően, az üstökösök a legkülönbözőbb formájú és helyzetű pályákon keringenek [6].

Kanttól és Laplace-tól kezdve olyan kozmogóniai elméletek láttak napvilágot, amelyeknek egyenes következménye volt, hogy a Föld kora nem lehet nagyobb a Napénál, mint anyaobjektuménál. Az is nyilvánvaló volt, hogy a földi élet kora ezen előző kettőnél is kisebb [6]. A csillagászati, geofizikai és evolúciós elméletek összhangjáról csakis a  $t_{Nap} > t_{Föld} > t_{élet}$  viszony teljesülése esetén beszélhetünk. Azonban egészen a 20. századig

teljes ellentmondás állt fenn ezen koradatok között, amennyiben az előző viszonyoknak éppen az ellentétje adódott:  $t_{Nap} < t_{Föld} < t_{élet}$  (lásd az 1. táblázatot). A Nap korának kiszámítása az alább tárgyalandó napmodellekre épült; a Föld korának meghatározása a belső és/vagy külső energiaforrás nélküli hűlő gömbmodellre [1, 2], a földi élet korának megbecslése pedig a biológiai evolúció tempójára illetve paleontológiai adatokra [8]. A 20. századig a legegzaktabb koradatokat a fizika, illetve geofizika és a fizikusok (például *William Thomson* alias Lord Kelvin) szolgáltatták ( $t_{Föld}$ ); a Napról összegyűlt viszonylag kevés információ rányomta bélyegét a napmodellekre is, csökkentvén azok egzaktságát, a belőlük számolt koradatok ( $t_{Nap}$ ) hihetőségét; a biológiai evolúció tempóját a fossziliák korának pontos meghatározása nélkül szintén csak durván lehetett megbecsülni. Éppen ez volt az oka, hogy a 20. századig leginkább a fizikának hitt a tudomány, s biztosnak vette a Föld számított korát (az 1800-as évek végén *William Thomson* már rendíthetetlen szaktekintélynek számított, aki tudományos eredményeiért akkoriban emelkedett Lord Kelvin néven főrendi rangra [2]); a napmodelleket illetve az evolúciós elméletet pedig ehhez a geofizikai időskálához próbálta igazítani.

A darwini evolúciós elmélet elfogadását sokáig hátráltatta tehát az ellentmondásos  $t_{élet} > t_{Föld}$  viszony. Az egyre újabb napmodellek – melyek egyre nagyobb napkort szolgáltatnak – felállításának egyik hajtóereje az ellentmondásos  $t_{Föld} > t_{Nap}$  reláció volt. A másik meglehetősen antropomorf ok, hogy a 20. század előtti napmodellekből viszonylag kicsinek adódott az az idő, amennyire még futja a Nap energiatermelése. A napmodellekből a földi élet rendelkezésére álló rendkívül kicsinek adódó idő, valamint a *Clausius*-féle (1822–1888) hőhalálemélet [6] sajátos katasztrófa- és világvégehangulatot váltott ki, amit csak az egyre nagyobb napkort adó napmodellek oszlathattak el (hiszen ha a Nap energiatermelésére gazdagabb energiaforrást találunk ki, akkor az mind a múltban, mind a jövőben kitolja a Napra alapozott csillagászati időskálát). Ezt a katasztrófa-érzést csillagászati oldalról tovább fokozta a periodikusan vagy néha véletlenül, kiszámíthatatlanul felbukkanó üstökösöktől való páni félelem [7].

A katasztrófaelméletek nemcsak a csillagászatban (elhaló Nap, Földet fenyegető üstökösök), a geofizikában (kihűlő Föld) és a fizikában (a Világegyetem entropikus hőhalála) jelentkeztek, hanem a biológiában és a paleontológiában is. *Georges Cuvier* (1769–1832) [8] francia természettudós, aki a paleontológiát rendszerező tudománnyá fejlesztette, alkotta meg a kataklizmaelméletet, amely szerint a földi folyamatok változását nem a lamarki folyamatos fejlődés, hanem az időnként fellépő nagy természeti katasztrófák okozzák. *Cuvier* szerint a fajok változatlanok; az egymás után következő földtörténeti korszakokban ugyan egyre bonyolultabb szerkezetű fajok bukkannak fel, de ezt nem az evolúció tanával magyarázta, hanem azzal, hogy a megismétlődő kataklizmák az élővilágot megsemmisítették, és helyében új, fejlettebb formák jelentek meg a teremtés útján [8].

## Az arisztotelészi napmodell

Már az antik természetfilozófiában felmerült annak kérdése, hogy honnan származik a Nap melege (energiája), vagy általánosabban, mi a mozgatója a különféle változásoknak. Ez egyben elvezetett az antik irreverzibilitáshoz is [9].

Az arisztotelészi rendszerben a természetes mozgások eredménye egy egyensúlyi helyzet volt. Például a felhőkben lévő víz, nehéz természete miatt eső formájában leesik, a tengerbe jut, de nem marad ott, a Nap ismét elpárologtatja. Ezt a mechanizmust tehát a Nap melege mozgatja, amit a szférák sűrűlódása révén szerez. A szférák egymáson sűrűlódó mozgását pedig az első szféra mozgása váltja ki, ami viszont közvetlenül a „Mozdulatlan Mozgató” beavatkozására jön létre. Vagyis, a természetes mozgások révén kialakuló egyensúly folytonosan megbomlik egy állandó külső beavatkozásra, ami akadályozza a stabil egyensúly beálltát, a rendet folytonosan összezavarván, állandó keletkezésre készítvén. Az arisztotelészi rendszerben nem volt hőhalál, mert nyílt rendszer volt. A „Mozdulatlan Mozgató” bevezetésével Arisztotelész rendszerét logikailag zárttá, de fizikailag, energetikailag nyílttá tette [9].

*Arisztotelész* tehát a Nap energiatermelését a szférák sűrűlódásán keresztül végső soron a „Mozdulatlan Mozgatóra” vezette vissza. A Nap energiatermelésének materialista, nemspekulatív és nemidealista tárgyalásmódjáról természetesen csak az energiamegmaradás törvényének felfedezésétől, az 1840-es évektől kezdve beszélhetünk, tehát *Mayer* (1814–1878), *Joule* (1818–1889) és *Helmholtz* (1821–1894) munkásságától [6].

## A Nap energiatermelésének 18. századi égő gömbmodellje

Az első, az energiamegmaradás törvényével összhangban álló, a Nap energiatermelésére vonatkozó 18. századi hipotézis (Kant) abból indult ki, hogy a Nap éghető anyagból (például szénből) áll, s annak fokozatos égésével fejlődő energia szolgáltatja a kisugárzott hőmennyiséget. A Nap energiatermelésének megkezdődését (begyulladását) üstökösök becsapódásával magyarázták, ugyanis az üstökösöket már a 14. századtól égő testeknek tartották. *Giovanni Villani*, 14. századi historikus így említett meg egy 1301 szeptemberében feltűnt üstökösöt [10]: „Nagy füstcsíkot húzott maga után, és 1302 januárjáig volt látható”. Hogy a Napon égési folyamatok mehetnek végbe, arról a kor csillagászait a már általuk is megfigyelt napkitörések győzték meg. 1748-ban *James Short* optikus fedezte fel a Nap granulációs szerkezetű felszínét: „Göröngyös Napfelszín, mint rizsszemek áramlása a forró levesben”. A kor távcsöveinek teljesítménye lehetővé tette már a 18. században a Nap protuberanciáinak megfigyelését, amiket hatalmas lángnyelvekként értelmezhettek; a granulációkat és azok mozgását pedig a lángnyelvek és a perzselő füst kavargásának tulajdoníthatták [6].

Induljunk ki mi is ebből az égő gömbmodellből. Vegyünk egy  $\rho$  sűrűségű, homogén anyaggömböt, melynek

égéshője  $L$ . A gömb csak a felszínén égjen; az égés  $dm/dt$  sebessége ekkor jó közelítéssel arányos a felszín-  
nel

$$\frac{dm}{dt} = -4\pi k r^2, \quad k > 0, \quad (1)$$

ahol a  $k$  arányossági tényező a felszíni égést tápláló oxigén áramsűrűségével arányos. Ideális esetben, ha eltekintünk az égéstermékeknek az oxigén áramsűrűségét csökkentő hatásától,  $k$ -t állandónak vehetjük. (A valóságban  $k$  rohamosan tart zérushoz, ami végül is a felszíni égés megszűnését, salakanyagba és égéstermékbe való fulladását okozza). Az égő gömb (Nap) teljesítménye

$$\frac{dE}{dt} = P(t) = -L \frac{dm}{dt}, \quad (2)$$

a még el nem égett anyag tömege pedig

$$m(t) = \frac{4\pi}{3} r(t)^3 \rho. \quad (3)$$

Az (1), (2), (3) egyenletekből kapjuk a  $P(0) = P_0$ ,  $r(0) = r_0$  kezdeti feltételekkel

$$r(t) = r_0 - \frac{P_0 t}{4\pi L r_0^2 \rho}, \quad (4)$$

$$P(t) = P_0 \left( 1 - \frac{P_0 t}{4\pi L r_0^3 \rho} \right)^2. \quad (5)$$

A  $P$  teljesítményű Naptól  $x$  távolságra lévő,  $a$  albedójú bolygó felszíni hőmérséklete jó közelítéssel (ha a távoli infravörösben  $a \ll 1$ )

$$T(t) = w \left[ \frac{(1-a)P(t)}{4\pi\sigma x^2} \right]^{\frac{1}{4}}, \quad (6)$$

ahol  $\sigma$  a Stefan-Boltzmann-állandó, a  $w$  szorzótényező pedig a bolygó légkörének hatását hivatott figyelembe venni. Az (5)-t (6)-ba helyettesítve megkapható vizsgált napmodellünk keretén belül a Föld felszíni hőmérséklete az idő függvényében, illetve az inverz függvénykapcsolat

$$t(T) = \frac{4\pi L r_0^3 \rho}{P_0} \left[ 1 - 2x \sqrt{\frac{\pi\sigma}{P_0(1-a)} \frac{T^2}{w^2}} \right] \quad (7)$$

Határozzuk meg a Nap  $t_N^{(1)}$ , a földi élet korunkat megelőző tartamának maximális  $t_e^{(1)}$  korát valamint azt hogy még maximum mennyi  $t_e^{(2)}$  ideig lehet élet a Földön. Ha  $T_1$  és  $T_2$  az élet létezésének felső és alsó hőmérsékleti korlátja,  $T_F$  pedig a Föld jelenlegi felszíni hőmérséklete, akkor

$$t_e^{(1)} = t_N^{(1)} - t(T_1) \quad (8)$$

és

$$t_e^{(2)} = t(T_2) - t_N^{(1)}. \quad (9)$$

Hogy a Nap a jelentől számítva még mennyi  $t_N^{(2)}$  ideig termel energiát, az az  $r(t) = 0$  egyenletből határozható meg

$$t_N^{(2)} = t_N - t_N^{(1)}, \quad (10)$$

ahol a

$$t_N = \frac{4\pi L r_0^3 \rho}{P_0} \quad (11)$$

idő a Nap lehetséges energiatermelésének teljes ideje. A földi élet lehetséges maximális időtartamát nyilván a

$$t_e = t_e^{(1)} + t_e^{(2)} = t(T_2) - t(T_1) \quad (12)$$

idő adja. A (3), (4) szerint csökkenő  $m(t)$  a még el nem égett anyag tömege a  $t$  időpillanatban. A Nap  $m_N$  tömege nem változott az idők során, mert az égéstermékek a gravitáció miatt a Nap körül maradtak (a sugárzásból származó relativisztikus tömegvesztéséget nem vesszük figyelembe ezen klasszikus modellben a nagyobb korhűség miatt). Ezért a kiindulási  $r_0$  sugár az anyagmegmaradásból

$$r_0 = \left( \frac{3 m_N}{4\pi\rho} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (13)$$

A Nap teljesítménye a jelenben ( $t = t_0$ ) (6)-ból adódik  $T(t_0) = T_F$  helyettesítéssel

$$P(t_0) = \frac{4\pi\sigma x^2}{1-a} \left( \frac{T_F}{w} \right)^4. \quad (14)$$

A (8) és (9)-ből kapjuk

$$P_0 = \frac{P(t_0)}{n^2}, \quad n = \frac{r(t_0)}{r_0}. \quad (15)$$

A (4), (5), (7)–(15) felhasználásával végül is kapjuk

$$\begin{aligned} t_N^{(1)} &= (n^2 - n^3)\tau, & t_N^{(2)} &= n^3\tau, & t_N &= n^2\tau, \\ t_e^{(1)} &= n^3\tau \frac{T_1^2 - T_F^2}{T_F^2}, & t_e^{(2)} &= n^3\tau \frac{T_F^2 - T_2^2}{T_F^2}, & & \\ t_e &= n^3\tau \frac{T_1^2 - T_2^2}{T_F^2}, & \tau &= \frac{3(1-a)Lm_N}{4\pi\sigma x^2} \left( \frac{w}{T_F} \right)^4. \end{aligned} \quad (16)$$

Tekintsük a Nap égő anyagát a Földön előforduló legkiválóbb kőszénnek, antracitnak. Annak ellenére, hogy bizonyos speciális felépítésű fejletlenebb szervezetű élőlények extrém alacsony illetve magas hőmérsékleteket is képesek elviselni – bizonyos fagyűrő rovarok csakis  $0^\circ\text{C}$  alatt képesek élni; egyes baktériumok pedig a mélytengeri geotermikus hévforrások  $350^\circ\text{C}$ -os vizében élnek – a földi élet szempontjából általában elfogadott alsó és felső korlátot jelent a víz fagyáspontja és forráspontja normál ( $10^5$  Pa) légköri nyomáson. Ezek

után a napmodell paramétereinek numerikus értékei a következők:

$$\begin{aligned} m_N &= 1,983 \cdot 10^{30} \text{ kg}, & a &= 0,34, \\ \sigma &= 5,6697 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}, \\ x &= 1,5 \cdot 10^{11} \text{ m}, & w &= 0,76, \\ \rho &= 3,51 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3}, & L &= 3,52 \cdot 10^7 \text{ J kg}^{-1}, \\ T_F &= 290 \text{ K}, & T_1 &= 373 \text{ K}, & T_2 &= 273 \text{ K}. \end{aligned} \quad (17)$$

Látható (16)-ból, hogy az ezen napmodellre alapozott csillagászati időskála karakterisztikus ideje  $\tau$ ; minden időadat  $\tau$ -nak egy egynél nem nagyobb számmal való szorzata. A (17) numerikus adatok felhasználásával  $\tau = 13000$  év adódik. Az  $n$  paraméterre egy felső korlátot kapunk a kézenfekvő  $t_N^{(1)} > t_e^{(1)}$  feltételből:  $n < (T_F/T_1)^2 = 0,6045$ . A 2. táblázatban az  $n = 0,5$  esetre tüntettük fel (16), (17)-ből számított időadatokat numerikus értékét. Összevetve ezeket az időadatokat az 1. táblázat 18. századi geofizikai, biológiai időértékeivel, megérthető a szóbanforgó napmodell tarthatatlansága, hiszen a Buffon-féle földkornál másfél nagyságrenddel fiatalabbnak adódott a Nap. De érthetővé válik az a pánikhangulat is, amit a földi élet néhány emberöltőnyi időn belüli fagyhalál-jóslata váltott ki. Mindebből világosan látható, hogy egy újabb napmodellre volt szükség a 18–19. század fordulóján.

## A Nap 1800–1870 közötti külső utánpótlásos égő gömbmodellje

A Nap égő gömbmodelljéből adódó koradatok túl kicsinek bizonyultak az egzaktnak elfogadott fizikai, geofizikai időadatokhoz képest; a napanyag túl gyorsan égett el ezen modell szerint. Kézenfekvő volt a szóbanforgó modell továbbfejlesztése úgy, hogy feltételezték (Laplace), az eléggő napanyag meteorok és üstökösök becsapódása útján pótlódik, vagy legalábbis mérséklődik a fogyása [6]. Ebben a modellben a becsapódó anyagáramtól függően tetszőlegesen kitolhatók a Nap energiatermelésére alapozott időskála határai. Az üstökösök Napba csapódását már a 18–19. században megfigyelték; a 20. században 1979. augusztus 30-án történt például egy ilyen esemény [11].

A Napba csapódó anyagnak csak egy része növeli az éghető anyag tömegét, mert egy hányada rögtön elég; utóbbi rész a pillanatnyi teljesítményt növeli. Az egyszerűség kedvéért tételezzük fel, hogy a Nap és a becsapódó anyagok kémiai összetétele ugyanaz. A becsapódó anyag  $\eta$  része égjen el a felszínen rögtön. Ekkor a még el nem égett anyag tömegének változására felírható

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi r^2 [(1-\eta)k' - k]; \quad (18)$$

$$k', k > 0; \quad 0 \leq \eta \leq 1,$$

ahol  $k'$  a Napba hulló anyag homogénnek és stacionernek feltételezett áramsűrűsége. A Nap teljesítménye

$$P(t) = 4\pi r^2 L (k' \eta + k). \quad (19)$$

A (3), (6), (18), (19) felhasználásával

$$r(t) = r_0 - \frac{k-k'}{\rho} t, \quad k = \frac{P_0}{4\pi L r_0^2}, \quad (20)$$

$$P(t) = P_0 \left[ 1 - \frac{k-k'}{\rho r_0} t \right]^2, \quad (21)$$

$$t(T) = \frac{\rho r_0}{k-k'} \left[ 1 - 2x \left( \frac{T}{w} \right)^2 \sqrt{\frac{\pi \sigma}{P_0(1-a)}} \right]. \quad (22)$$

Vegyük észre, hogy az  $\eta$  paraméter kiesett, amit egyébként sem lehetett volna meghatározni. A (8), (9), (10), (11) alapján ugyanazon időadatokat jelen modellre is meghatározhatjuk, mint tettük az előző napmodellnél. A Nap energiatermelésének teljes idejét az  $r(t) = 0$  egyenletből kapjuk

$$t_N = \frac{\rho r_0}{k-k'}. \quad (23)$$

Látható, hogy ha  $k > k'$ , akkor a Nap energiatermelése a külső forrás ellenére is véges időn belül megszűnik; ha ellenben  $k \leq k'$ , akkor végtelen ideig történik energiatermelés, mert az eléggő napanyag a becsapódás által pótlódik. A  $k'$ -nek a  $k$ -hoz való megfelelően közeli választásával tehát a szóbanforgó időadatokat tetszőlegesen kitolhatók mind a múltban, mind a jövőben. A  $\sigma$ ,  $a$ ,  $x$ ,  $w$ ,  $\rho$ ,  $L$ ,  $m_N$ ,  $T_1$ ,  $T_2$  és  $T_F$  paraméterek numerikus értéke megegyezik az előző napmodellbelivel. Ha a jelenben  $m_N$  a Nap tömege, akkor felírható

$$m_N = \frac{4\pi}{3} r_0^3 \rho + 4\pi k' \int_0^{t_0} r^2(t) dt. \quad (24)$$

A (20), (24) felhasználásával

$$m_N = \frac{4\pi}{3} r_0^3 \rho',$$

$$\rho' = \rho \left[ 1 + \frac{4\pi L r_0^2 k' Q(3-3Q+Q^2)}{P_0 - 4\pi L k' r_0^2} \right], \quad (25)$$

$$Q = 1 - 2x \left( \frac{T_F}{w} \right)^2 \sqrt{\frac{\pi \sigma}{P_0(1-a)}}.$$

A jelenben, azaz  $t = t_0 = t(T_F)$  a Nap  $P(t_0)$  teljesítménye (6)-ból meghatározható.  $P(t_0)$ -t (21)-be helyettesítve, kapjuk

$$P(t_0) = \frac{P_0}{r_0^2} \left[ r_0 - \frac{t_0}{\rho} \left( \frac{P_0}{4\pi L r_0^2} - k' \right) \right]^2. \quad (26)$$

A (25), (26) egy bonyolult kétismeretlenes egyenletrendszer  $P_0$ -ra és  $r_0$ -ra, amit nem lehet analitikusan megoldani.

ni. A  $k'$  ismeretében  $r_0$ -t és  $P_0$ -t numerikusan lehet csak meghatározni.

A Napba hulló anyag  $k'$  áramsűrűségét közvetlenül nem lehetett mérni, ezért  $k'$ -t akkorának vették, hogy a Nap és a Föld kora összhangban legyenek egymással. Ezután megvizsgálták, hogy az így megbecsült  $k'$  áramsűrűség esetén hogyan változna a Föld Nap körüli keringési ideje (az év hossza). A becsapódások miatt a jelenben a Nap  $\Delta t$  idő alatti tömegnövekedése

$$\Delta m_N = 4 \pi r^2(t_0) k' \Delta t. \quad (27)$$

A Föld keringési ideje

$$t_k = 2 \pi \sqrt{\frac{x^3}{\gamma m_N}}. \quad (28)$$

Így a Nap tömegnövekedése miatt az év hosszának változási sebessége

$$\frac{\Delta t_k}{\Delta t} = - \left[ 2 \pi r(t_0) \right]^2 k' \sqrt{\frac{x^3}{\gamma m_N^3}}. \quad (29)$$

Az előzőekben vázolt módon meghatározott  $k'$  esetén olyan nagynak adódott a  $\Delta t_k/\Delta t$ , hogy az év rövidülését néhány évtizeden belül ki kellett volna mutatniuk a csillagászoknak. Ezt viszont nem tudták megtenni. Fordítva is elvégezhetőek a számítások; a csillagászati megfigyelésekből és a mérések pontosságának ismeretében meghatározható  $\Delta t_k/\Delta t$  maximális hibahatára, innen pedig  $k'$  lehetséges maximális értéke. A  $k'$  azonban olyan kicsinek adódott, hogy ez a napmodell nem adott lényegesen nagyobb időadatokat a Nap korára az előző modellnél. Így végül ez a modell is tarthatatlanná vált.

## A Helmholtz-féle összehúzó napmodell

Helmholtz (1821–1894) az 1870-es években új napmodellel jelentkezett [2]. Szerinte a Nap gáz halmazállapotú, és roppant nagy tömege miatt fokozatosan összehúzódik, az ennek során termelődő belső energiát sugározva ki. Ő tehát nem kémiai energiából eredeztette a Nap energiatermelését, hanem fizikai folyamatból: a Nap gravitációs energiája sugárzódik ki összehúzódnak révén. Az általa elvégzett számítások szerint a Nap 30 millió éves, ami lényegesen nagyobb az előző napmodellekből következő értékeknél.

Induljunk ki abból, hogy a földi élethez a Nap egyenletes sugárzása az optimális, így tételezzünk fel  $P_0 =$  állandó intenzitást. A Nap gravitációs energiáját írjuk fel klasszikusan, a Napot homogén  $\rho$  átlagsűrűségűnek tételezve fel

$$E = - \frac{16}{3} \gamma \pi^2 \rho^2 \int_0^r x^4 dx = - \frac{3}{5} \gamma \frac{m_N^2}{r}, \quad (30)$$

ahol  $r$  a Nap sugara,  $\gamma$  a gravitációs állandó. Az állandó-

2. táblázat  
A 20. század előtti napmodellek alapján számított időadatok a Napra, a Földre és a földi életre vonatkozóan.

I. (Kant) 18. századi égő napmodell (évben; $n=0,5$ )	II. (Laplace) 1800–1870 közti külső utánpótlásos égő napmodell	III. (Helmholtz) összehúzó napmodell (millió évben)
felső korlát = $\tau = 13000$ $t_N^{(1)} = 1625$ $t_N^{(2)} = 1625$ $t_e^{(1)} = 1063$ $t_e^{(2)} = 185$ $t_N = 3250$ $t_F < 1625$ $t_e = 1248$	nem sokkal nagyobb időértékek, mint az I. napmodellnél	$t_N^{(1)} = 14$ $t_N^{(2)} = 20,6$ $t_e^{(1)} < 14$ $t_e^{(2)} < 20,6$ $t_N = 34,6$ $t_F < 14$ $t_e < 34,6$

nak feltételezett kisugárzott  $P_0 = -dE/dt$  teljesítményt a gravitációs energia megváltozása fedezi

$$- \frac{dE}{dt} = - \frac{3}{5} \gamma \frac{m_N^2}{r^2} \frac{dr}{dt} = P_0. \quad (31)$$

Innen az  $r(t=0) = r_0$  kezdeti feltétellel kapjuk

$$r(t) = r_0 \frac{3 \gamma m_N^2}{3 \gamma m_N^2 + 5 P_0 r_0 t}, \quad (32)$$

$$t(r) = \frac{3 \gamma m_N^2}{5 P_0} \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} \right).$$

A  $P_0$  kezdeti teljesítmény (6)-ból meghatározható  $T = T_F$  helyettesítéssel. Az akkor uralkodó Laplace–Roche-féle kozmológiai elmélet szerint [6] a Nap az intersztelláris anyagból sűrűsödött össze, ezért vegyünk  $r_0 = \infty$ -t. A Nap csillagászati megfigyelésekből kapható  $r_N = 6,97 \cdot 10^8$  m sugarát (32)-be helyettesítve, (6) felhasználásával a Nap kora

$$t_N^{(1)} = \frac{3 \gamma (1-a) m_N^2}{20 \pi \sigma r_N x^2} \left( \frac{w}{T_F} \right)^4. \quad (33)$$

A (33) egyben a Föld és a földi élet korának felső korlátja is. Tételezzünk fel egy minimális  $r_{\min}$  sugarat, amire a Nap összezsugorodhat; mikor ezt eléri, abbamarad az összehúzódnak és így az energiatermelés is. Ebből megkapható az az idő, amíg a Nap még képes energiát kisugározni

$$t_N^{(2)} = \frac{3 \gamma (1-a) m_N^2}{20 \pi \sigma x^2} \left( \frac{w}{T_F} \right)^4 \left( \frac{1}{r_{\min}} - \frac{1}{r_N} \right). \quad (34)$$

Az  $r_{\min}$  értékét becsüljük úgy, hogy a Nap sűrűsége nem lehet nagyobb valamelyik földi szilárd eleménél. (A számítások során mi a platina  $\rho = 2,14 \cdot 10^4$  kg m<sup>-3</sup>-es sűrűségét vettük). A (32), (33), (34) alapján számolt időadatok numerikus értéke a 2. táblázatban látható.

## A 20. század előtti napmodellek kudarca és a gyenge antropikus elv

A radioaktivitás 1896-os felfedezése (*Becquerel*) [6] után felmerült egy újabb napmodell, mely szerint a Nap energiatermelését a benne végbemenő radioaktív bomlás során felszabaduló energia fedezné. De ennek története már a 20. századra nyúlik át, így csak annyit említünk most meg, hogy a radioaktivitás valóban több nagyságrenddel meg tudná növelni a Nap energiatermelésére vonatkozó időadatokat az előző napmodellekéhez képest, ha a Nap tetemes része lenne radioaktív anyag. A Nap kémiai összetételének szinképelemzéssel és a sűrűség kiszámításával való meghatározásából azonban kiderült, hogy roppant kevés a napanyag radioaktív hányada, így a radioaktív napmodell is megdőlt. Csak a magfúziós folyamatokra épülő napmodell volt képes kielégítően megmagyarázni a Nap energiatermelését [6], s csak az ebből a modellből adódó időadatokat hozták összhangba a csillagászati, a biológiai, paleontológiai és a geofizikai időskálákat; az utóbbi kronológiát szintén újra kellett értékelni a földi radioaktivitás felfedezése után [6].

A biológia, paleontológia, paleobiológia és geológia (*Lamarck*, *Darwin*, *Lyell*) alulbecsülte az evolúciós tempót, a fizika, geofizika (*Buffon*, *Fourier*, *Kelvin*) felülbecsülte a Föld kihűlési sebességét, a csillagászat (*Kant*, *Laplace*, *Helmholtz*) pedig alulbecsülte a Nap energiatermelését. A 20. század előtti napmodellek kudarca főleg abban rejlett, hogy az uralkodó és széles körben elfogadott geofizikai időskálán – mely a Föld külső és/vagy belső energiaforrás nélküli kihűlésére alapult – adtak túl kicsi koradatokat, hiszen a biológiai, paleontológiai időskálát csak a 20. század tudta igazolni. Ezért a napmodellek fejlődésére a 20. század előtt elsősorban a geofizikai és napfizikai kronológia közti ellentmondás hatott serkentőleg, s csak kevésbé a csillagászati és a biológiai (paleontológiai) időskála közti.

A *Brandon Carter* nevéhez fűződő gyenge antropikus elv [12, 13] szerint az emberiség Univerzumbeli helye kitüntetett, amennyiben a Világegyetemnek megfigyelőként való létezésünkkel kell összeegyeztethetőnek lennie; azaz létezésünk ténye viszonylag szigorú megszorításokat tartalmaz a Világegyetem megfigyelhető tulajdonságainak mérhető értékeire. A gyenge antropikus elv alapján a Világegyetem kora nem lehet kisebb a megfigyelő ember ki-fejlesztéséhez szükséges asztrofizikai és biológiai időtartamnál. A gyenge antropikus elv azon kitételéből kiindulva, miszerint azért létezőnk, mert a természet struktúra-képző képességét leíró, nemlineáris, önszerveződési törvények az intelligencia kialakulásához éppen megfelelő tulajdonságokkal rendelkeznek, fizikai–csillagászati megfontolások alapján az alapvető fizikai állandókra, az elemirészecskék tömegarányaira és az Univerzum kezdeti feltételeire viszonylag szűk alsó- és felső korlátok határozhatók meg. Minderről részletesebben lásd [14–16]-t. Létezik tehát egy sajátos finomhangoltság, amely az elméletileg meg nem határozott állandók és tömegarányok értékeinek erős behatárolásában valamint a kezdeti feltételeknek csaknem egzakt megadásában nyilvánul meg [15].

A gyenge antropikus elv a megfigyelő léte megkövetelte megszorításokon alapul, s lényegében ekvivalens azon tudományfilozófiai elvvel, hogy a megfigyelések eredményeinek értelmezésekor tekintetbe kell venni a mérőberendezések korlátait [16].

A gyenge antropikus elv *Brandon Carter* szerinti megfogalmazása és az azzal kapcsolatos problémakör részecskefizikai, kvantumelméleti és kozmológiai tárgyalása a tudományfilozófia 20. századi szüleménye [12–16], így természettudós elődeink ebben a formájában természetesen nem alkalmazhatták. Azonban nyilvánvaló, hogy mikor a fennálló napmodellek a Föld és a földi élet számított vagy becsült koránál kisebb napkort adtak eredményül, valamint mikor a földmodellek a földi élet kialakulásához szükséges időértéknél kisebb földkoradatokra vezettek, s mindezek hatására a nap- és földmodellek módosítására volt szükség, akkor mai megfogalmazással élve lényegében a *gyenge antropikus elvet* érvényesítették elődeink. Ebben a vonatkozásban tehát a 18–19. században is alapvetően fontos tudományfilozófiai szerepet játszott a *gyenge antropikus elv*; gyökerei legkorábban a cikkünkben említett nap- és földmodellekig nyúlnak vissza.

### Irodalom

1. HORVÁTH G.: Buffon, Fourier, Kelvin kontra Lamarck, Darwin. A Föld Buffon–Fourier–Kelvin-féle kihűlési modellje és a Lamarck–Darwin-féle fejlődésmélet közti ellentmondás a 18–19. században – *Fiz. Szem.* 33 (1988) 136
2. L. BADASH: The Age-of-the-Earth Debate – *Scientific American* 261(2) (1989) 78
3. MADÁCH I.: Az ember tragédiája – Szépirodalmi Könyvkiadó, Budapest, 1972.
4. J.F. SCOTT: The Scientific Work of R. Descartes – Taylor and Francis, London, 1952.
5. G.L.L. BUFFON: Introduction à l'Historie des Minéraux – *Paris, Oeuvres Complètes de Buffon*, ed.: M. FLOUREUS, nouv. ed.; t.9. Paris: Garnier Frères, n.d., 1774.
6. SIMONYI K.: A fizika kultúrtörténete – Gondolat Kiadó, Budapest, 1981.
7. D.K. YEOMANS: Comets: A Chronological History of Observation, Science, Myth and Folklore – Wiley Science Editions, John Wiley & Sons, 1991.
8. GÉCZY B.: Lamarck és Darwin – Magvető Kiadó, (1982) 74
9. K. MARTINÁS, L. ROPOLYI: Analogies: Aristotelian and Modern Physics – *Int. Studies in Philosophy of Science (Oxford)* 2 (1987) 1
10. M. GRIESSER: Die Kometen im Spiegel der Zeiten: Eine Dokumentation – Hallwag Verlag, Bern, Stuttgart, (1985) 224
11. IAU Circular No. 3640, iKB. (1979.)
12. B. CARTER: Large Number Coincidences and the Anthropic Principle – In *Confrontation of Cosmological Theories with Observational Data* (ed. M.S. LONGAIR) Reidel. Dordrecht (1974) 291–298
13. B. CARTER: The Anthropic Principle and its Implication for Biological Evolution – *Phil. Trans. Roy. Soc. London* A310 (1983) 347
14. J.D. BARROW, F.J. TIPLER: The Anthropic Cosmological Principle – Clarendon Press, Oxford, (1986) 706
15. VÉGH L.: Az antropikus Világegyetem – *Fiz. Szem.* 39 (1989) 157
16. Dávid Gy.: A lakható Világegyetem, avagy nyomozás egy kozmikus összeesküvés ügyében – *Természet Világa* 121 (1990) 297