

# A NEUTRINÓCSILLAGÁSZAT LEHETŐSÉGEIRŐL\*

MARX GYÖRGY

Eötvös Loránd Tudományegyetem  
Elméleti Fizikai Intézete

MENYHÁRD NÓRA

Magyar Tudományos Akadémia  
Központi Fizikai Kutató Intézete

Csillagászati szempontból a legintenzívebb sugárzások közé tartozik az égitestek által kibocsátott neutrínó-sugárzás. Megvizsgáljuk a Föld neutrínó-sugárzásának jellegét geokémiai, a Napét asztrofizikai és a Naprendszeren kívülről érkező sugárzásét kozmogóniai szempontból. Legsúlyosabb problémát a detektálás kérdése jelent: a mai érzékenységet nagyságrendekkel kellene fokozni, hogy a neutrínó-sugárzás észlelésével csillagászati problémákat oldhassunk meg. Egyedüli kivétel a Nap neutrínó-sugárzása. Ennek detektálása a közeljövő perspektívája.

## 1. A neutrínó-sugárzás jellege

Az anyag atomon kívüli formái közül évszázadokon át csak a fényt, a foton-sugárzást kutatta a fizika, alkalmazta a technika. Századunkban azonban nagy tért hódított a villamosság és a radioaktív sugárzások alkalmazása. A csillagászatban azonban évszázadok óta a fény az információszerzésnek majdnem egyedüli módja. Csak a legutóbbi időben terelődött a figyelem a Nap által elektromágneses erők révén emittált ionizáló sugárzás, valamint a némileg rokon vonásokat mutató, de Naprendszeren kívülről érkező kozmikus sugárzás kutatásának asztronómiai vonatkozásai felé. A következőben az égitestek radioaktív sugárzásának jellegét, várható intenzitását és detektálási lehetőségeit szeretnénk megbeszélni.

Laboratóriumi méretekben az atommagok ionizáló, jól abszorbeálódó és könnyen detektálható sugárzásainak (a közismert  $\alpha$ -,  $\beta$ - és  $\gamma$ -sugaraknak) van elsődleges jelentősége. Ezzel szemben a neutrínó-sugárzás a szokásos radioaktív készítmények esetében messze a kimutathatósági határ alatt marad. Vegyünk pl. egy 1 curie erősségű  $\beta^+$ -bomló preparátumot. Ebben a keletkező pozitronok és neutrínók száma

$$W = 3,7 \cdot 10^{10} e^+ \text{sec}^{-1} = 3,7 \cdot 10^{10} \nu \text{sec}^{-1}.$$

Ez azt jelenti, hogy tőle  $R = 1$  m távolságban elhelyezett detektornál az intenzitás

$$I_0 = \frac{W}{4\pi R^2} = 3,3 \cdot 10^5 \nu \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}. \quad (1)$$

\* Az MTA Csillagvizsgáló Intézetének kiadványában német nyelven megjelent dolgozat nyomán. — Érkezett 1960. szept. 1.

Ionizáló sugárzásból ennél nagyságrendekkel kisebb értékek is könnyűszerrel észlelhetők lennének, de a  $\nu$ -sugárzás ilyen intenzitás mellett messze a kimutathatósági határ alatt marad.

Egészen más a helyzet a nagyméretű, elsősorban csillagászati méretű radioaktív sugárforrások esetében. Ezekből az ionizáló sugárzás nem juthat ki az erős abszorpció miatt, még a földkéreg rádióaktivitását is elnyeli néhány méteres talajréteg. A  $\nu$  és  $\bar{\nu}$ -sugárzás azonban szinte akadály nélkül kiléphet, így a nagy kiterjedésű, nem is igen koncentrált sugárforrás a fenténél sokkal erősebb intenzitásokat produkálhat. Például (1)-nél egy vastag földréteg alatt rejülő kiterjedt uránlelőhely felszínén észlelhető  $\bar{\nu}$  sugárzása két-három nagyságrenddel, vagy a Naptól Földünket érő  $\nu$ -sugárzás intenzitása öt nagyságrenddel nagyobb!

A neutrínó és antineutrínó különösen nagy áthatolóképességének esetleges csillagászati következményeiről többször szó esett. *Gamow* pl. a szupernovakitöréseknél tulajdonított nagy fontosságot a gáttalan energia-kisugárzást lehetővé tevő Urca-folyamatnak [1]. *Pontecorvo* magashőmérsékletű csillagokban a fékezési sugárzás egyik változatának tekinti a  $\nu$ - $\bar{\nu}$ -kisugárzást [2]. *Neugebauer* a Hubble-effektust kísérelte meg  $\gamma$ - $\nu$  szórásként értelmezni [3, 4]. Ezek a vizsgálatok mind elméleti jellegűek. *Zeldovich*, *Lukanow* és *Szmordinszki* [5], valamint *F. Reines* és *C. L. Cowan* [6] mutatott rá, hogy a Földünket érő  $\nu$ -sugárzás esetleg kimutatható lehet. Szerzők legutóbb becsléseket végeztek az intenzitásokra és a kimutathatóság lehetőségeire vonatkozólag [7]. Az alábbiakban meg szeretnénk részletesebben vizsgálni ezt a kérdést, valamint sorra venni, milyen jellegű asztronómiai kérdések eldöntése várható egyáltalán elvi lehetőségként a  $\nu$ - és  $\bar{\nu}$ -sugárzás detektálásától.

A  $\nu$  zérus nyugalmi tömegű, fénysebességgel haladó semleges részecske, amely  $\beta^+$ -bomlásokor és elektronbefogásokor keletkezik. A  $\bar{\nu}$  hasonló tulajdonságokat mutat, de  $\beta^-$ -bomlásban jön létre. A két részecske nem azonosítható, különbséget tesz köztük a leptontöltés eltérő előjele [8, 9, 10]. A leptontöltés megmaradási tétele folytán a  $\nu$  és  $\bar{\nu}$  különböző típusú reakciókat váltanak ki, így élesen megkülönböztethetők. A neutrínó kimutatására eddig legelőnyösebbnek a Pontecorvo-reakció tűnik [11]:



A  $\bar{\nu}$  detektálása *Reines* és *Cowan* nyomán a hidrogénen indukált  $\beta^-$ -bomlással végezhető el [6]:



A  $\nu$  vagy  $\bar{\nu}$  befogás teljes hatáskeresztmetszete, mint az energia függvénye

$$\sigma(\varepsilon) = \frac{f^2}{4\pi\hbar^4 c^4} |\langle\langle\rangle\rangle|^2 (\varepsilon - \varepsilon_0)^2 \sqrt{1 + \left(\frac{mc^2}{\varepsilon - \varepsilon_0}\right)^2}. \quad (4)$$



Itt  $\varepsilon_0$  az abszorpció küszöbenergiája,  $m$  az elektron tömege,  $f$  a  $\beta$ -kölcsonhatás csatolási állandója,  $2\pi\hbar = h$  a Planck-állandó,  $c$  a fénysebesség,  $\langle \rangle$  pedig a neutrínóenergiától független, reakció típusra jellemző magmátrixelem. A radioaktív bomlásoknál termelt  $\nu$ -k és  $\bar{\nu}$ -k energiája MeV nagyságrendű, ezekre ( $I_0 = \int I(\varepsilon) d\varepsilon$  jelöléssel) az átlagos befogási keresztmetszet

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{I_0} \int I(\varepsilon) \sigma(\varepsilon) d\varepsilon \quad (5)$$

$10^{-43} \text{ cm}^2$  nagyságrendű, tehát nagyon kicsiny. Kísérletileg eddig csak az atomreaktorok  $I_0 = 10^{13} \bar{\nu} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  intenzitású sugárzásának detektálása sikerült [6]. Ennél a kimutathatóságot jellemző adat,

$$D = I_0 \bar{\sigma} = \int I(\varepsilon) \sigma(\varepsilon) d\varepsilon = 10^{-30} \bar{\nu} \text{ sec}^{-1}, \quad (6)$$

ami azt jelenti, hogy  $D^{-1} = 10^{30}$  besugárzott magon (ezesetben protonon) fordul elő másodpercenként egy (3) folyamat, amely regisztrálható. Ez mutatja a detektálás rendkívül nehéz voltát. *Reines* és *Cowan* azonban megemlítik, hogy a jelen kísérleti technika mellett lehetők látszik a kimutathatósági határ egy-két nagyságrenddel való csökkentése. (Ahhoz azonban, hogy pl. az (1) intenzitást kimutathassuk,  $D = 10^{-38} \nu \text{ sec}^{-1}$ -et kellene kimutatnunk, ami ma reménytelennek tűnő feladat.)

Vegyük ezután sorra a csillagászatilag számításbajövő neutrínóforrásokat.

## 2. A Föld

Földünk anyaga tartalmaz radioaktív anyagokat. Ezek közül a  $\beta^-$ -aktívak  $\bar{\nu}$ -t sugároznak ki. Tiszta hidrogénből álló földanyagban néhány MeV-es  $\bar{\nu}$  szabad úthossza (a  $\text{cm}^3$ -ben levő atomok számát  $n$ -nel jelölve)

$$\lambda = \frac{1}{n \bar{\sigma}} = 10^{15} \text{ km} \quad (7)$$

lenne, a tényleges kémiai összetételt figyelembevéve még nagyobb érték adódna. Látjuk, hogy a Földben bárhol keletkező  $\bar{\nu}$  szinte akadály nélkül eléri a felszínt.

Becsüljük meg, mennyi  $\bar{\nu}$ -t termel, a felső kéregnek kb. 95%-át alkotó savanyú magmás kőzetek egy tonnája. A radioaktív elemek az  $\text{U}^{238}$ ,  $\text{Th}^{232}$ ,  $\text{U}^{235}$  és a velük egyensúlyban levő bomlástermékek, valamint néhány más, hosszú-életű radioaktív izotóp. A mellékelt táblázatból leolvasható, hogy 1 tonna kéregkőzet aktivitása átlagosan  $w = 1,7 \cdot 10^6 \bar{\nu} \text{ sec}^{-1} \text{ tonna}^{-1}$ , ami önmagában elég nagy érték. Mennyi lehet a Föld teljes aktivitása?

A rádióaktív anyagok eloszlását a Föld belsejében nem ismerjük, azonban valószínű, hogy azok a kéregben vannak feldúsulva. Ha feltesszük, hogy csak a 15 km vastag felső kéreg tartalmaz rádióaktív anyagot, lévén a kéreg alsó részét alkotó bázikus és egyéb kőzetek járuléka valószínűleg elhanyagol-

I. TÁBLÁZAT  
1 tonna kéregkőzet antineutrínóaktivitása

Izotóp	Felezési idő (sec)	Max. $\bar{\nu}$ - energia (MeV)	Koncentráció (g/tonna)	Aktivitás ( $\bar{\nu}$ /sec tonna)
U <sup>238</sup>	1,41 · 10 <sup>16</sup>	$\alpha$ -bomló	3,97	—
Th <sup>234</sup>	2,08 · 10 <sup>6</sup>	0,19	egyensúlyi	5,0 · 10 <sup>4</sup>
Pa <sup>234m</sup>	6,96 · 10 <sup>1</sup>	2,32	egyensúlyi	4,9 · 10 <sup>4</sup>
Pb <sup>214</sup>	1,61 · 10 <sup>3</sup>	0,65	egyensúlyi	4,5 · 10 <sup>4</sup>
Bi <sup>214</sup>	1,18 · 10 <sup>3</sup>	2,03	egyensúlyi	4,5 · 10 <sup>4</sup>
Tl <sup>210</sup>	7,92 · 10 <sup>1</sup>	1,95	egyensúlyi	10 <sup>-18</sup>
Pb <sup>210</sup>	6,93 · 10 <sup>8</sup>	0,02	egyensúlyi	4,5 · 10 <sup>-4</sup>
Bi <sup>210</sup>	4,32 · 10 <sup>5</sup>	1,17	egyensúlyi	4,5 · 10 <sup>-4</sup>
Tl <sup>206</sup>	2,54 · 10 <sup>2</sup>	1,65	egyensúlyi	0,05
Th <sup>232</sup>	4,38 · 10 <sup>17</sup>	$\alpha$ -bomló	11,28	—
Ra <sup>228</sup>	2,11 · 10 <sup>8</sup>	0,05	egyensúlyi	7,4 · 10 <sup>4</sup>
Ac <sup>228</sup>	2,21 · 10 <sup>4</sup>	1,55	egyensúlyi	7,4 · 10 <sup>4</sup>
Pb <sup>212</sup>	3,82 · 10 <sup>4</sup>	0,59	egyensúlyi	7,0 · 10 <sup>4</sup>
Bi <sup>212</sup>	3,63 · 10 <sup>3</sup>	2,5	egyensúlyi	6,9 · 10 <sup>4</sup>
Tl <sup>208</sup>	1,86 · 10 <sup>2</sup>	1,79	egyensúlyi	2,3 · 10 <sup>4</sup>
U <sup>235</sup>	2,24 · 10 <sup>16</sup>	$\alpha$ -bomló	0,03	—
Th <sup>231</sup>	9,18 · 10 <sup>4</sup>	0,20	egyensúlyi	3,7 · 10 <sup>4</sup>
Ac <sup>227</sup>	6,84 · 10 <sup>8</sup>	0,04	egyensúlyi	3,7 · 10 <sup>4</sup>
Fr <sup>223</sup>	1,26 · 10 <sup>3</sup>	1,2	egyensúlyi	4,4 · 10 <sup>-1</sup>
Pb <sup>211</sup>	2,17 · 10 <sup>3</sup>	1,21	egyensúlyi	3,4 · 10
Tl <sup>207</sup>	2,86 · 10 <sup>2</sup>	1,47	egyensúlyi	3,3 · 10
K <sup>40</sup>	4,1 · 10 <sup>16</sup>	1,33	3,08	7,8 · 10 <sup>5</sup>
Rb <sup>87</sup>	1,57 · 10 <sup>18</sup>	0,27	94,48	3,0 · 10 <sup>5</sup>
La <sup>138</sup>	3,15 · 10 <sup>18</sup>	0,21	0,02	2,0 · 10 <sup>1</sup>
Lu <sup>176</sup>	7,6 · 10 <sup>17</sup>	0,43	0,02	6,0 · 10 <sup>1</sup>

ható, (ennek tömege — az óceánokra is kiterjesztve! —  $M = 2 \cdot 10^{19}$  tonna,) akkor az antineutrínóintenzitás a Föld felszínén

$$I_0 = \frac{W}{4\pi R^2} = \frac{wM}{4\pi R^2} = 6,7 \cdot 10^6 \bar{\nu} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}.$$

Ha viszont az egész Földben az I. táblázatban megadott rádióaktív elem-koncentrációt fogadnók el (ami biztosan túlzás),  $M$  helyébe az egész Föld tömege



írandó, így a terrális eredetű felszíni  $\tilde{\nu}$ -sugárzás

$$I_0 = 1,99 \cdot 10^9 \tilde{\nu} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$$

lenne. Mindennek 2/3 része a  $K^{40}$  és  $Rb^{87}$  sugárzástól származik. Nagy geofizikai és geometriai jelentősége volna, ha a  $\tilde{\nu}$ -sugárzás direkt mérésével el lehetne dönteni, mennyi a Föld belsejében a radioaktív anyag. Ez a Föld hideg vagy meleg keletkezésének problémájához nyújtana fontos adalékot.

Igen kedvezőtlen képet kapunk, ha detektálhatóság szempontjából vizsgáljuk a sugárzást. A Földön megmaradt radioaktív magok többmilliárd év felezési idejük, következésképpen igen kicsiny a bomlási energiájuk. Ezért a keletkező  $\tilde{\nu}$ -k mindig a (3) küszöbenergia alatt maradnak. Kivételt csak az  $U^{238}$ - és  $Th^{232}$ -család néhány közbeeső rövidéletű (ezért ritka) izotópja képez: a  $Pa^{234m}$ ,  $Bi^{214}$ ,  $Tl^{210}$ ,  $Bi^{212}$ . 1,8 MeV-nél nagyobb energiával az összes  $\tilde{\nu}$ -nak kb. 7<sup>0</sup>/<sub>0</sub>-a rendelkezik. Így

az $U^{238}$ -sorra	$\bar{\sigma} = 6,63 \cdot 10^{-46} \text{ cm}^2$ ,
a $Th^{232}$ -sorra	$\bar{\sigma} = 1,6 \cdot 10^{-45} \text{ cm}^2$ ,
az $U^{235}$ -sorra	$\bar{\sigma} = 0$ ,
a többi elemre	$\bar{\sigma} = 0$ .

Ez azt jelenti, hogy

$$D = 2 \cdot 10^{-39} \tilde{\nu} \text{ sec}^{-1}$$

a kimutathatóság a 15 km vastag kéregben eloszlott radioaktivitás,

$$D = 6 \cdot 10^{-37} \tilde{\nu} \text{ sec}^{-1}$$

homogén eloszlás esetén. Ezek még perspektivikusan is alig észlelhető értékek. A nehézséget a terrális  $\tilde{\nu}$ -sugárzás igen alacsony energiaspektruma jelenti. Jobb lehetőséget csak az nyújtana, ha sikerülne (3) helyett alacsonyabb energiaküszöbű detektálási módot kidolgozni. Ez nagyságrendekkel megjavítaná  $D$  értékét. (Ilyen izotópok alkalmazását az nehezíti meg, hogy azok elektronbefogással elbomolhatnak.)

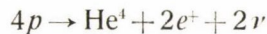
### 3. A Nap

Egészen más a helyzet a csillagok esetében, ahol a termonukleáris reakciók állandóan termelik a protonfeleslegű, rövid felezési idejű, nagy energiátartalmú  $\beta^+$ -aktív izotópokat. Ezeknek  $\nu$ -sugárzása jóval magasabban fekvő energiaspektrummal rendelkezik, ezért könnyebben detektálható.

Tekintsük a legközelebbi csillagot, a Napot. Ennek belsejében a  $\nu$ -sugárzás közepes szabad úthossza (7)-nél nagyobb, ezért a centrális részekben

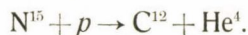
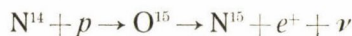
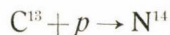
termelt  $\nu$ -sugárzás (a fénysugárzással ellentétben) háborítatlanul kiléphet, hamisítatlan képet hozhat a centrumban uralkodó viszonyokról. Látni fogjuk, hogy a Nap  $\nu$ -sugárzásának intenzitása és energiaspektruma jellemző a Napban végbemenő fúziós folyamatokra, így végső soron módot nyújthat arra, hogy empirikusan meghatározzuk a Nap centrális hőmérsékletét.

Hogy milyen fúziós lépésekben megy végbe a Napban a  $H \rightarrow He$  szintézis, a tekintetben több elképzelés született. (A megvalósuló lehetőséget elsősorban a Napcentrum kémiai összetétele és hőmérséklete határozza meg.) Mindegyik végeredményben a

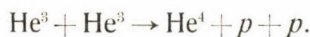
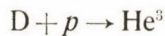


folyamatra vezet, amelynek során 26,7 MeV energia szabadul fel. Ez megoszlik, a hőtermelés (mozgási energia,  $\gamma$ -fotonok,  $e^- - e^+$ -szétsugárzás) és a két  $\nu$  közt mégpedig a részfolyamatok jellegétől függő mértékben.

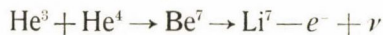
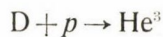
*Bethe* eredetileg a C—N ciklusra következtetett [12]:



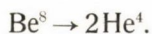
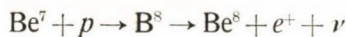
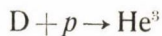
Salpeter a direkt H—D-szintézist tekinti dominánsnak [13]:



Fowler a direkt szintézisnek két további lehetőségét engedi meg [14]; egyik a H—Li-ág:



másik lehetőség a H—B-ág:





Az egyes folyamatokban keletkező  $\nu$ -k sajátságairól a II. táblázat ad áttekintést. Az egyes reakciótipusokhoz tartozó  $I_0$ -t úgy számítottuk ki, hogy a Nap teljes energiáteljesítését elosztottuk egy  $4p \rightarrow \text{He}$  fúzióban felszabaduló hőenergiával, így megkaptuk az időegység alatt keletkező He-magok számát. Ugyanennyi keletkezik az egyes típusú  $\nu$ -kból, tehát ez adja a  $W$ -t. Az eredményt  $4\pi R^2$ -tel osztva adódik  $I_0$ . ( $R$  a Nap—Föld távolság.) Végül  $D = I_0 \bar{\sigma}$  jellemzi a kimutathatóságot.

II. TÁBLÁZAT  
A Nap neutrín aktivitása

Folyamat	Bomlás	$E_\nu$ max. (MeV)	$\nu$ -re jutó átlag (%)	$\bar{\sigma}$ ( $\text{cm}^2$ )	$I_0$ ( $\nu \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ )	$D$ ( $\nu \text{ sec}^{-1}$ )
C—N	$\text{N}^{13}, \beta^+$	1,21	5	$1,0 \cdot 10^{-43}$	$7 \cdot 10^{10}$	$7 \cdot 10^{-33}$
	$\text{O}^{15}, \beta^+$	1,7				
H—D	$p + p, \beta^+$	0,8	2	0	$6,6 \cdot 10^{10}$	0
	$p + p, \beta^+$	0,8				
H—Li	$p + p, \beta^+$	0,8	4	$0,5 \cdot 10^{-43}$	$7 \cdot 10^{10}$	$3,5 \cdot 10^{-33}$
	$\text{Be}^7, \text{K}$	0,86				
H—B	$p + p, \beta^+$	0,8	28	$70 \cdot 10^{-43}$	$9 \cdot 10^{10}$	$630 \cdot 10^{-33}$
	$\text{B}^8, \beta^+$	14,1				

A táblázatból leolvashatjuk, hogy a H—D-folyamat  $\nu$ -sugárzása a (2) folyamattal nem detektálható. A C—N ciklus és H—Li-ág esetén a szoláris sugárzás kimutatásához a jelenlegi mérési érzékenység legalább két nagyságrenddel fokozandó, ami reális lehetőség. Különlegesen kedvező helyzetet nyújt a H—B ág 14 MeV-et elérő  $\nu$ -sugárzása. Ennek detektálása már mai eszközeinkkel is keresztülvihetőnek látszik. A C—N-folyamat szerepe a Napon elméleti megfontolások szerint alárendelt, a direkt H-szintézis lehetőségei közt pedig közvetlen mérés néhány éven belül dönthet. Ez a neutrínó-csillagászat közeli perspektívája. (E téren a Föld  $\bar{\nu}$ -sugárzása egyáltalán nem zavar.  $\nu$ -k származnak a kozmikus sugárzás mezonjainak légköri bomlásából, ezek intenzitása azonban teljesen elhanyagolható. Érdekességből megjegyezzük, hogy egy Napot megközelítő égitest jóval intenzívebb szoláris  $\nu$ -sugárzást észlelhet. A Nap  $\nu$ -sugárzása az Icarus perihéliumában pl. 30-szor erősebb, mint a Földön, az atomreaktorok kimért  $\bar{\nu}$ -sugárzásának nagyságrendjébe esik.)

#### 4. A Naprendszeren kívül

A neutrínó kis befogási keresztmetszete azt eredményezi, hogy az univerzumban egy néhány MeV-es  $\nu$  közepes szabad úthossza mintegy  $10^{30}$  fényév (az  $\bar{\nu}$ -é valamivel kisebb). Ez azt jelenti, hogy a neutrínósugárzás módját nyújthat térben és időben igen távoli események észlelésére (elvileg  $10^{30}$  fényévig, ill.  $10^{30}$  évig terjedően), feltéve természetesen, hogy a detektálás kérdése megoldható lenne.

Közönséges atomokból felépült és antiatomokból felépült égitest közt fénysugárzásuk alapján különbséget nem tehetünk ( $\gamma \equiv \bar{\gamma}$ ), de a neutrínósugárzás pl. ezt elvileg lehetővé tenné. ( $\nu \neq \bar{\nu}$ , egy Naphoz hasonló csillag  $\nu$ -kat, egy antiatomokból felépült csillag  $\bar{\nu}$ -kat sugároz.) Sajnos, ma nem látunk lehetőséget a Naprendszeren kívül egyes égitestek sugárzásának földi észlelésére.

A Proxima Centauri pl. 8 nagyságrenddel távolabb esik, mint a Nap, tehát  $\nu$ -intenzitása tizenhat nagyságrenddel gyengébb. (Természetesen egy Urca-folyamat folytán felrobbanó közeli szupernova esetén jóval kedvezőbb volna a helyzet.)

Valamivel kedvezőbb a globális jelenségek észlelése. Így pl. a Földet Naprendszeren kívülről érő neutrínósugárzás jellege nagyon érzékeny arra, miként alakultak ki a kémiai elemek. Ha az univerzum állapota nagyjából stacionárius, és ha az összetett magok hidrogén fúziójából születtek a csillagok belsőjében, az átlagos neutrínósűrűségnek egyenlőnek kell lennie a neutronsűrűséggel. Ez  $I_0 \sim 10^5 \nu \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  becslésre vezet, az  $\bar{\nu}$ -ké e mellett elhanyagolható. A  $\nu$ -k energiaspektruma viszonylag elég magas: A Napéhoz hasonló, vagy annál még kedvezőbb. Így  $D \sim 10^{-38} \nu \text{ sec}^{-1}$  körül lehet a kozmikus  $\nu$ -sugárzás kimutathatósága a (2) folyamatra vonatkoztatva. Ez technikailag kicsiny érték, de eléri egy erősebb  $\beta^+$ -aktív preparátum közelből észlelhető (1) intenzitását!

Ha azonban az összetett atommagok jelentékeny hányadának kialakulása az univerzum korábbi, komprimált állapotában következett be, más a helyzet. Ekkor a korai állapot neutronban volt gazdag, így a mai proton-gazdag állapot kialakulása számottevő (protonéval összehasonlítható)  $\bar{\nu}$ -sűrűség képződésével járhatott együtt:  $I_0 \sim 10^7 \bar{\nu} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ , ami eléri a terrális  $\bar{\nu}$ -intenzitást. Ennek kimutatása a magas keletkezési energiaspektrum (rövid felezési idejű bomlások!) miatt nem is látszana eleve reménytelen feladatnak. Az univerzum expanziója, ha azt az egész univerzumra extrapolálva általános jelenségnek fogadjuk el, Doppler-jelenség révén lényegesen módosítja a kezdeti energiaspektrumot. Ha egy neutrínó energiáját  $\epsilon$ , az expandáló univerzum sugarát (vagy valamilyen más karakterisztikus távolságot)  $R$  jelöli, akkor az idő mul-



tával [15]

$$\varepsilon(t)R(t) = \text{const} \quad (8)$$

marad. Ez azt jelenti, hogyha a neutrínó vagy antineutrínó születése óta történt expanzió mértéke  $n$ -szeres, akkor az emittáláskor nyert energia  $n$ -edrészre csökkent le. A kezdeti  $\nu$ -energiaspektrum tehát nagy távolságokból érkező sugárzásnál az észlelési küszöb alá süllyed.

Ha sikerülne megoldani az extraszoláris neutrínósugárzás detektálását (pl. különösen alacsony küszöbenergiájú izotópok alkalmazásával) és azt találnánk, hogy a kozmikus  $\nu$  és  $\bar{\nu}$ -sugárzás egyenlő intenzitású, annak két oka lehet: vagy az anyag korai komprimált állapotából származó visszamaradt hőmérsékleti sugárzással állunk szemben [16], vagy pedig arról van szó, hogy közönséges atomokból és antiatomokból felépült égitestek egyenlő arányban fordulnak elő az univerzum anyagában [17], így az univerzum nemcsak elektromostöltés, hanem lepton- és bariontöltés szempontjából is semleges [8, 9, 10]. A két eshetőség között *Goldhaber* gondolata alapján az teheti lehetővé a döntést, hogy utóbbi esetben az  $\bar{\nu}$ -sugárzás erősen anizotróp.

Foglalkozzunk részletesebben a hőmérsékleti  $\nu$ – $\bar{\nu}$ -sugárzás kérdésével. Ha az anyag korábbi komprimált állapotában a nagy sűrűség mellett magas nyomás is uralkodott, számottevő (elektromágneses sugárzással összemérhető) intenzitású  $\nu$ – $\bar{\nu}$ -sugárzás alakulhatott ki. Neutrínók és atomok közt a termodinamikai egyensúly nagykiterjedésű nagysűrűségű anyagban mikroszekundumok, csillagsűrűségűben évek, mai átlagos sűrűség esetén kb.  $10^{30}$  év alatt alakulhat ki. Ez azt jelenti, hogy az expanzió (sűrűségcsökkenés) bizonyos korai szakaszán megszűnik az energiaátadás a neutrínógáz és atomgáz között. Jelölje az ekkor fennálló hőmérsékletet  $T_0$ . Ilyenkor a  $\nu$ - és  $\bar{\nu}$ -gáz egyenlő intenzitása ( $\nu \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ , ill.  $\bar{\nu} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  egységben)

$$I(\varepsilon) = \frac{4\pi h^{-3} c^{-2} \varepsilon^2}{e^{\varepsilon/kT_0} + 1} \quad (9)$$

volt. Ettől a pillanattól kezdve nemcsak a neutrínógáz és atomgáz közt nincs számottevő mértékű energiaátadás, hanem az egyes neutrínók közt sem. A továbbiakban az energiaspektrumot már csak az expanziós Doppler-eltolódás módosítja. Ha az egyensúly befagyása óta (lineárisan)  $n$ -szeres expanzió következett be ((8) képlet), az energiaspektrum (a Boltzmann egyenlet skála-invarianciáját felhasználva is belátható módon)

$$\frac{4\pi h^{-3} c^{-2} \varepsilon^2}{e^{\frac{n\varepsilon}{kT_0}} + 1} \quad (10)$$

alakúra módosul: az integrális intenzitás  $1:n^3$  arányban csökken és a leggya-

koribb energia is  $n$ -ed részére süllyed le:

$$\varepsilon_{\max} = 2,2 \frac{kT_0}{n}.$$

A (10) eredmény arra vall, hogy a befagyott neutrínógáz hőmérséklete a  $T = T_0/n$  törvény szerint hül le. Ezt figyelembevéve, továbbra is a (9)-et használhatjuk, de benne  $T$ -t, a pillanatnyi neutrínóhőmérsékletet szerepeltetve.

Becsüljük meg, hány részecske fordul elő  $T$  hőmérsékletű  $\nu$ -gázban, amelynek energiája az  $\varepsilon_0$  kimutathatósági határ felett van.

$$I_{\text{det}}(T) = \int_{\varepsilon_0}^{\infty} I(\varepsilon) d\varepsilon = \int_{\varepsilon_0}^{\infty} \frac{4\pi h^{-3} c^{-2} \varepsilon^2 d\varepsilon}{e^{\varepsilon/kT} + 1}. \quad (11)$$

Vegyük a kedvezőbb esetet:  $\nu$ -ra (2) szerint  $\varepsilon_0 = 0,8 \text{ MeV}$ . Mivel minden számításbajövő esetben  $\varepsilon_0 \gg \varepsilon_{\max}$ , (11) közelítésben kiintegrálható.  $\tau = T/10^9 K^0$  jelölést bevezetve

$$I_{\text{det}}(T) = \frac{4\pi k T}{h^3 c^2} \varepsilon_0^2 e^{-\varepsilon_0/kT} = \tau 10^{41,5-4,0\tau^{-1}} \nu \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}.$$

Kiolvasható ebből, hogy 100 millió fok ( $\tau = 0,1$ ) neutrínóhőmérséklet alatt a hőmérsékleti sugárzás kimutatása nem lehetséges. Innen kezdve azonban rohamosan növekszik az intenzitás, pl. 200 millió fokon olyan nagy érték, hogy  $D$  detektálhatósága felülmúlja a *Reines—Cowan* kísérletben mért (6) értéket. Azt tehát leszögezhetjük, hogy a tapasztalat szerint az univerzum  $\nu$ -hőmérséklete biztosan  $2 \cdot 10^8 K^0$  alatt van. (Ez egyébként elméleti kozmológiai megfontolásokból is nyilvánvaló.) Egyben az is szembeszökő, hogy a kozmikus  $\nu$ -sugárzás ma nincs egyensúlyban a többi anyaggal: feltétlenül nagyobb az égitestek  $\nu$ -kisugárzása, mint  $\nu$ -abszorpciója.

### 5. Összefoglalás

Számításaink becslésjellegűek voltak. Célunk nem pontos elméleti értékek megadása, hanem annak felmérése, milyenek a neutrínósugárzásat perspektívái. Látjuk, hogy a neutrínósugárzás igen fontos információkat hoz az égitestek, a tér és idő mélységeiből a sugárzás nagy áthatolóképessége miatt. De ugyanebből következik, hogy a detektálás alig legyőzhető nehézségeket támaszt.

A mai kísérleti érzékenység egy-két nagyságrendű fokozásával (amire néhány éven belül reális lehetőség ígérkezik) megindulhat a Nap  $\nu$ -sugárzásának kutatása, lévén a Nap az ember számára hozzáférhető  $\nu$ -források közül



a legintenzívebb forrás. A sugárzás jellege fontos asztrofizikai felvilágosításokat nyújthat.

A terrális és a kozmikus (Naprendszeren kívüli) sugárzás észlelése a mai mérési pontosság sokmilliószorosát kívánná meg. Ennek reális lehetőségeit ma még nem látjuk.

Az esetleges kozmikus méréseknél az erős szoláris  $\nu$ -sugárzás (és terrális  $\bar{\nu}$ -sugárzás) felveti a háttér kiküszöbölésének kérdését. Ez szintén igen súlyos probléma. A szoláris vagy terrális háttér leválasztását azok eltérő irány-és energiaeloszlása teszi csak lehetővé. Az energiaeloszlás különböző energia-küszöbű izotópok felhasználásával, az irányeloszlás pedig a befogási folyamatokban fellépő  $\nu e^-$ ,  $\bar{\nu} e^+$  iránykorreláció regisztrálásával elvileg észlelhető [7]. Ilyen „neutrinospektroszkóp” és „neutrínótávcső” azonban az alkalmazandó magasabb küszöbenergiájú reakció folytán  $D$  értékét nagymértékben tovább csökkenti.

#### IRODALOM

- [1] *G. Gamow, Chritchfield*: Nucl. Energy Sources.
- [2] *B. Pontecorvo*, JINR. Preprint 1959.
- [3] *Th. Neugebauer*, Acta Phys. Hung. 4, 31, 1954.
- [4] *G. Marx*, Acta Phys. Hung. 5, 357, 1955.
- [5] *A. B. Zeldovich, S. U. Lukanov, A. A. Smorodinszki*, Uspekhi Fiz. Nauk. 64, 361, 1954.
- [6] *F. Reines, C. Cowan*, Science, 124, 103, 1956; Nature 178, 446, 1956; 2nd Intern. Congr. Atomic Energy, Geneva 1958. Phys. Rev. 1960.
- [7] *G. Marx, N. Menyhárd*, Science, 131, 299, 1960.
- [8] *G. Marx*, Acta Phys. Hung. 3, 55, 1953.
- [9] *A. B. Zeldovich*, Dokl. An. SSSR. 91, 1317, 1953.
- [10] *E. Konopinszki, M. Mahmoud*, Phys. Rev. 92, 1043, 1953.
- [11] *R. Davis*, Bull. An. Phys. Soc. 1, 219, 1956.
- [12] *H. Bethe*, Phys. Rev. 55, 434, 1938.
- [13] *E. E. Salpeter*, Rev. Mod. Phys. 29, 244, 1957.
- [14] *W. A. Fowler*, Astrophys. J. 127, 551, 1958.
- [15] *M. v. Laue*, Naturwiss, 42, 25, 1955.
- [16] *R. A. Alpher, R. C. Herman*, Phys. Rev. 84, 60, 1951; ibid. 92. 1347, 1953.
- [17] *M. Goldhaber*, Science, 124, 218, 1956.

