

Szoláris, helioszférikus és kozmikus részecskesugárzás az ezredfordulón *

Király Péter
KFKI Részecske- és Magfizikai Kutatóintézet
1525 Budapest pf. 49

1 Bevezetés

Pont egy évszázad telt el azóta, hogy C.T.R. Wilson tartályokba zárt tiszta levegő ionizációját Földön kívüli eredetű, nagy áthatoló képességű sugárzás hatásának tulajdonította [1]. Bár e feltevését ő később visszavonta, Victor Hess 1912-ben, majd W. Kolhörster 1913-ban és 1914-ben végzett nagy magasságú légballoonos felszállásai egyértelműen bebizonyították, hogy néhány kilométeres magasságon túl az ionizáló hatás a magasság növekedésével látványosan erősödik [2]. E 'magassági sugárzás' légkörünkön, sőt Földünk közvetlen kozmikus környezetén kívüli eredete ugyan csak a 20-as és 30-as években bizonyosodott be végérvényesen, mégis Hess léggömbös méréseit tekintjük a kozmikus sugárzás (KS) felfedezésének.

Ma már tudjuk, hogy a Földünk környezetébe érkező nagyenergiájú részecskék részben szoláris és helioszférikus, részben galaktikus és extragalaktikus eredetűek. A helioszférában, vagyis a Nap közvetlen közelében és tágabb 'befolyási övezetében' felgyorsult töltött részecskék csak igen ritkán érnek el olyan nagy (legalább 0,5 GeV-es) energiát, hogy a légkörbe behatolva és ott másodlagos részecskéket keltve a földfelszínen is jól kimutatható részecske-fluxust hozzanak létre. E ritka, évente legfeljebb néhányszor előforduló 'földfelszíni eseményektől' eltekintve a Nap környezetéből érkező részecskékről legfeljebb közvetett bizonyítékaink voltak (mint pl. az üstökösök csóvája vagy a sarki fényvel kapcsolatos jelenségek); helyben történő, 'in situ' vizsgálatuk csak az űrkorszakban kezdődhetett el. A Naprendszeren kívülről származó, nagyrészt protonokból és más atommagokból álló klasszikus értelemben vett KS viszont lényegesen nagyobb energiájú részecskéket is tartalmaz. Az ezek kölcsönhatásaiból származó részecskék hatása a földfelszínen, sőt még a legmélyebb bányákban is kimutatható.

A kétvétenként tartott kozmikus sugárzási világkonferenciák témaköreit alapul véve a KS (és a helioszférikus nagyenergiájú részecskék) kutatása a következő három alapvető témacsoportot öleli fel:

1. Nagyenergiájú részecskék eredete és terjedése a helioszférában. Ide tartoznak a Nap közvetlen környezetében, valamint a belső és külső helioszférában végbemenő gyorsítási folyamatok, és e részecskék terjedése. A töltött részecskék mellett a gyorsulás és terjedés közben létrejövő elektromágneses sugárzás, valamint a Napból származó neutrínók is szerepelnek a konferenciák programjában. E témakörbe tartoznak még a csillagközi térből érkező részecskék helioszférába való behatolásával és azon belüli terjedésével, valamint a terjedési tulajdonságok időbeli, elsősorban a napciklus fázisától függő változásaival foglalkozó kutatások is; ezeket összefoglalóan 'a KS

*A Magyar Csillagászati Egyesület „Meteor Csillagászati Évkönyv 2002” c. kiadványában megjelenő dolgozat rövidített, átdolgozott változata

modulációjának' nevezik. A Föld magnetoszférájában lejátszódó, a naptevékenységgel szorosan összefüggő bonyolult gyorsítási és terjedési folyamatokat szintén e témakör keretében tárgyalják.

2. A galaktikus és extragalaktikus forrásokból érkező nagyenergiájú töltött részecskék, gamma-sugárzás és neutrínók keletkezése, helioszférán kívüli terjedése és kölcsönhatásai. A KS eredetének témaköre közeli rokonságot mutat a nagyenergiájú asztrofizikával, és természetesen felhasználja a csillagászati és asztrofizikai információkat.

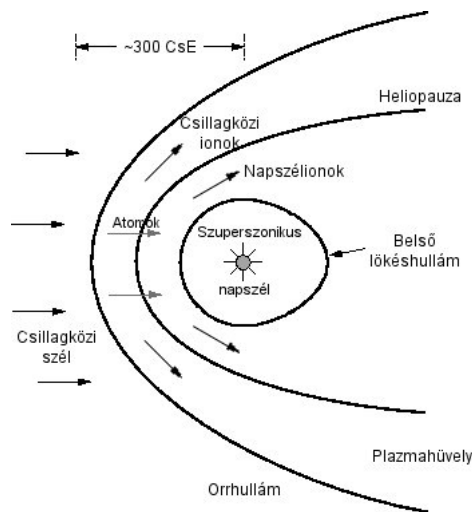
3. A KS nagyenergiájú kölcsönhatásainak vizsgálata az első nagy földi részecskegyorsítók megjelenése előtt volt különösen fontos, és számos elemi részecske felfedezéséhez vezetett. E terület az 50-es évektől kezdve kissé háttérbe szorult, de napjainkban, a földi gyorsítók fejlődésének lelassulásával és a kiterjedt légi záporok detektorainak fejlődésével ismét előtérbe került. A kozmikus sugárzásban, ha igen ritkán is, a földi gyorsítóknál elért legnagyobb energiáknál mintegy nyolc nagyságrenddel nagyobb energiájú részecskék is érkeznek, s az ezek által keltett záporok a várakozások szerint tükrözhetik a kölcsönhatási jellemzők energiafüggését. A légköri kölcsönhatások mellett nagy fontosságot nyert a vastag föld-, jég- és vízréteg alatt észlelt részecskék vizsgálata, valamint a légköri eredetű, másodlagos neutrínó sugárzás alulról, a Földön keresztül érkező összetevőjének tanulmányozása is.

E dolgozatban röviden áttekintjük a nagyenergiájú helioszférikus eredetű részecskék és a KS fizikájának és asztrofizikájának alapelemeit. Eközben kitérünk néhány az utóbbi években elért látványos eredményre és a kutatások irányát megszabó fontosabb nyitott kérdésre.

2 Nagyenergiájú részecskék a helioszférában

2.1 A heliosféra szerkezete

A heliosféra Napunknak az a környezete, amelynek tulajdonságait döntően a napszél, vagyis a Naptól kiáramló ionizált és mágnesezett plazma határozza meg. Külső határát, amely a napszél-plazmát a csillagközi gáz ionizált összetevőjétől elválasztja, heliopauzának nevezzük. E felületet veszi körül a külső plazmahüvely, vagyis a Nappal együtt mozgó helioszférát körüláramló, eredeti mozgásirányától eltérített csillagközi ionizált gáz. A gáz semleges komponense nagyrészt behatol a helioszférába. A heliosféra alakja leginkább üstököshöz vagy a Föld magnetoszférájához hasonlítható, de mérete az utóbbinak mintegy százezerszerese. Naprendszerünknek a zavartalan csillagközi gázhoz viszonyított sebessége mintegy 26 km/s, és ez valószínűleg nagyobb a csillagközi gázban érvényes Alfvén-sebességnél, ezért a külső plazmahüvelyt a zavartalan csillagközi gáztól is egy többé-kevésbé éles határfelület, a külső lökeshullám (vagy orr-hullám) választja el. A heliopauzán belül van a belső lökeshullám, amely a szuperszonikus napszél végét jelzi. A belső lökeshullám és a heliopauza között (a belső plazmahüvelyben) a napszél-plazma szubszonikus, de hőmérséklete jóval magasabb és a belefagyott mágneses tér jóval erősebb, mint közvetlenül a belső lökeshullámon belül. A szuperszonikus napszél által uralt plazmatartomány valószínűleg a Nap-Föld távolság (a továbbiakban csillagászati egység vagy CsE) mintegy 80–100-szorosáig terjed ki. A legtávolabbi űrszonda, a Voyager-1 jelenleg a Naptól valamivel több, mint 80 CsE távolságban van, és a belső lökeshullámon még nem lépett át, bár sokan az átlépést már korábban várták. Ez néhány éven belül várható, de pontos időpontját részben a mérések, részben az elmélet bizonytalanságai miatt nem tudjuk megjósolni [3]. A heliopauza helyzetét alapvetően a napszél és a csillagközi gáz ionizált komponensének nyomásegyensúlya határozza meg, és a modellek szerint ehhez igazodik a külső és belső lökeshullám helyzete is. Sok olyan tényező van azonban (pl. a mágneses tér, turbulencia, részecskegyorsítás, a beáramló csillagközi semleges komponens sűrűsége és részleges ionizálódása), amelyet egyelőre nem tudunk jól figyelembe venni [4]. A napszél és a csillagközi gáz kölcsönhatását várhatóan csak a két Voyager űrszonda helyszíni mérései alapján, s akkor is csak részben fogjuk megérteni. Az 1972-ben fellőtt Pioneer-10 szonda energiaellátása



1. ábra: A helioszféra vázlatos szerkezete.

kimerülőben van, így adataira már csak igen korlátozott mértékben számíthatunk. A helioszféra szerkezetét az 1. ábrán szemléltetjük.

A napszél forrása a napkorona, amelynek alsó részében az ionizált gáz mozgását a meglehetősen bonyolult szerkezetű és időben változó szoláris mágneses tér határozza meg. Legtöbb erővonal itt még mindkét irányban a Naphoz ill. a fotoszférához kapcsolódik. A Nap középpontjától mintegy 3 napsugárnál nagyobb távolságokban viszont általában már a napszél kinetikus energiája domináns, és a koronából kifújó mágneses tér többé-kevésbé passzívan, nagyjából sugárirányban sodródik kifelé a napszélben. A Nap forgása miatt az erővonalak arkhimédészi spirál alakban rendeződnek el. A spirál menetemelkedését a Nap forgási sebessége és a napszél sebessége együttesen határozza meg. A Földnél, azaz a Naptól 1 CsE távolságban, a napegyenlítő síkjának közelében a spirál iránya átlagosan mintegy 50-60 fokos szöget zár be a kifelé mutató radiális iránnyal. A helioszférában kifelé haladva e szög egyre közelebb kerül a derékszöghöz. A Nap pólusainak irányában viszont közel radiális mágneses teret várnánk. Ez utóbbi várakozást az Ulysses űrszonda mérései nem igazolták, elsősorban a napkorona által kibocsátott nagy amplitúdójú Alfven-hullámok miatt. Magának a mágneses tér vektorának az iránya a spirálhoz képest kifelé vagy befelé mutat, a Nap 11 évenként változó polaritásától és a szonda heliomágneses szélességétől függően. A kétféle polaritást elválasztó felület, a helioszférikus semleges lepel vagy áramlemez a napfoltminimum körüli években csupán mintegy 10-15 fokos eltéréseket mutat a heliografikus egyenlítőhöz képest, de ezek az eltérések a Nap aktivitásának növekedtével egyre nagyobbakká válnak, míg végül a napfoltmaximum környékén a felület darabokra szakad, és eközben megy végbe a pólusváltás.

A fenti leegyszerűsített kép számos tényezőt nem vesz figyelembe. A napszél sebessége alacsony naptevékenységnél az egyenlítői tartományokban csak mintegy 400 km/s, míg nagy szélességeken ennek duplája, közel 800 km/s. A lassú napszél ugyanakkor jóval nagyobb sűrűségű, mint a gyors, így a kétféle napszél dinamikai nyomása nem tér el lényegesen egymástól. Gyors és lassú napszélnyalábok azimutálisan is váltakoznak, és a lassú nyalábokat utoléró gyors napszél a Naptól néhány CsE távolságban lökéshullámokat hoz létre. Ha a forgó Naphoz képest a gyors és lassú nyalábok forrástartománya több forgás ideje alatt sem változik, ezek a lökéshullámok a Nap-pal együtt forognak. Ezeket együttforgó kölcsönhatási tartományoknak (EKT, angolul corotating interaction region vagy CIR) vagy együttforgó lökéshullámoknak nevezzük. A Nap nagyobb ak-

tivitása idején egyre gyakoribbá és hevesebbé válnak a koronális tömegkilökődések (KTK, angolul coronal mass ejection vagy CME), amelyek az előzőleg ugyanonnan kibocsátott napszélnél jóval gyorsabban mozoghatnak (az eddig észlelt legnagyobb sebességek eléri a 2000 km/s értéket), és a lassabb napszelet utolérve többé-kevésbé radiálisan kifelé haladó lökéshullámokat hoznak létre. A KTK felgyorsulását mágneses instabilitás okozza, hasonlóan a Naphoz sokkal közelebb kialakuló flerekhez, de a Nap aktivitásának e két jellemzője külső hatásaiban erősen különbözik.

2.2 Helioszférikus eredetű szupratermális és nagyenergiájú részecskék

A Földtől és a bolygók magnetoszférájától eltekintve a helioszféra az egyetlen olyan plazmatartomány, ahol űrszondáink segítségével a részecskegyorsítás nem csak távérzékelés útján, hanem helyben is tanulmányozható. A Nappal együttforgó vagy kifelé haladó lökéshullámok környezetében a szondákon elhelyezett műszerek közvetlenül mérik a felgyorsuló részecskék jellemzőit, s ugyanakkor a háttérplazma jellemzőiről és a hullámtevékenységről, valamint a távolabbról érkező nagyenergiájú részecskékről és sugárzásról is nyújtanak információt. E sokféle információ szétválasztása persze nem mindig könnyű feladat. A Nap közelében és a távoli helioszférában lejátszódó folyamatokról egyelőre csak távérzékelés útján értesülhetünk, mivel eddigi szondáink csak a 0,3 és 80 CsE közötti radiális távolságtartományt fedik le. Megjegyezzük, hogy a távérzékelés fogalmába itt a fotonok és más semleges részecskék mellett a töltött részecskék által közvetített információt is beleértjük.

A napszél felgyorsulásának mechanizmusa még mindig csak részlegesen tisztázott, de a mágneses erővonalak átszatelődése és az ezzel együtt járó hullámkeltés és részecskegyorsítás minden bizonnyal alapvető szerepet játszik benne. A kromoszférában és alsó koronában keltett nagyenergiájú elektronok és ionok jelentős része nem jut ki a mágnesesen zárt tartományokból, és energiájuk különféle instabilitások keltése útján a plazma fűtésére fordítódik. E részecskék intenzitásáról és kölcsönhatásairól általában csak a különböző hullámhosszakon keltett elektromágneses sugárzás ad hírt. Csak azok a részecskék jutnak ki a bolygóközi térbe, amelyek vagy nyílt erővonal-struktúrában keletkeztek, vagy nagy intenzitásuk miatt fel tudják nyitni a zárt mágneses hurkokat.

Szupratermálisnak tekintünk egy részecskét a napszél-plazmában szokásos energiák néhány-szorosától néhány száz keV/nukleon (keV/n) kinetikus energiáig, e fölött nagyenergiájú részecskékről beszélünk. A nagyenergiájú helioszférikus eredetű ionok energiája extrém esetekben néhány tucat GeV-et is elérhet, legtöbb intenzitásnövekedés azonban csak MeV-es energiáig terjed. A napszél-ionok energiája a napszél sebességétől függ és 1 keV/n körül van, ami nagyrészt a napszél haladó mozgásából ered, és csak sokkal kisebb mértékben a napszelen belüli termikus mozgásból. A napszél-elektronok zömének energiája jóval kisebb, néhányszor 10 eV, ez az energia viszont nagyrészt a termikus mozgásból ered. A Föld távolságában a napszél-plazma energiasűrűségének túlnyomó része a sebességeloszlás sodródó Maxwell-eloszlással jellemezhető részéből származik. Ennél általában több nagyságrenddel kisebb a szupratermális, és még jóval kisebb a nagyenergiájú részecskék járuléka. A plazmába befagyott mágneses tér túl gyenge ahhoz, hogy jelentősen befolyásolja a napszél mozgását, de elég erős ahhoz, hogy dominálja mind a KS, mind a nagyenergiájú helioszférikus részecskék terjedését. A szupratermális részecskék viszont elég nagy intenzitás esetén (pl. flerek vagy tömegkilökődések után) aktívan kölcsönhatnak a mágnesezett plazmával, abban különféle magnetohidrodinamikai (MHD) és plazmahullámokat keltve. Az így gerjesztett hullámok viszont befolyásolják a nagyobb energiájú részecskék terjedését is.

A bolygóközi térben észlelt szupratermális és nagyenergiájú ionok és elektronok eredete igen változatos, és a különböző források járuléka erősen függ a Naptól mért távolságtól, a Nap aktivitásától és a szondát körülvevő napszél-plazma jellemzőitől. A főbb részecskepopulációk a következők:

2.2.1 Kis napaktivitásnál is jelen lévő nyugodtidejű (quiet-time) részecskék

Napfoltminimum környékén előfordulnak napokig, sőt néha akár hónapokig terjedő időszakok, amikor a néhány MeV-es ionok Föld környezetében mért intenzitása rendkívül alacsony és látszólag alig változik. Ezeket nevezzük nyugodtidejű periódusoknak. Ilyen időszakokban a mért protonspektrum a szupratermális tartományban (néhány keV-től néhány száz keV-ig) meredeken, kb. E^{-3} hatványfüggvény szerint csökken, majd valamivel 10 MeV alatt éri el minimumát, s e fölött néhány száz MeV-ig az energiával arányosan nő. A kisenergiájú tartomány döntően helioszférikus eredetű, a 10 MeV fölötti a helioszférán való áthaladás közben lefékeződött KS. A spektrális minimum környékén, ahol a két komponens nagyjából egyensúlyban van, a differenciális intenzitás 0,1 proton/($m^2sstMeV$) körül van, ami a nagy flerek és tömegkilökődések után mért intenzitás milliomodrészét sem éri el. Aktív időszakokban az intenzitás sohasem csökken ilyen alacsony szintre. A helioszférikus nyugodtidejű fluxus eredete még nincs megnyugtatóan tisztázva [5], de túlnyomó része valószínűleg az 1 CsE-nél távolabbi együttforgó kölcsönhatási tartományokból származik, és nem a napkoronából. E kis intenzitások vizsgálata különösen gondos munkát igényel, mivel a különböző háttéreffektusok könnyen meghamisíthatják az eredményeket.

2.2.2 Fler-eredetű részecske-fluxusok

Az optikailag már 1860 óta megfigyelt flereket az 1940-es években hozták először kapcsolatba a Földnél észlelt nagyenergiájú részecskékkel. A részecske-fluxusok később a nyugodtidejű fluxusoknál több nagyságrenddel nagyobbak bizonyultak. A részecskék összetételét vizsgálva már 1970-ben kiderült, hogy a napszélben csak igen kis koncentrációban jelenlévő 3He izotóp (${}^3He/{}^4He \sim 4 \times 10^{-4}$) bizonyos flerekben feldúsul [6], s ma már tudjuk, hogy a hányados akár 1-nél nagyobb értéket is elérhet. Ugyanezekben az impulzívnak nevezett, rövid élettartamú fluxusnövekedésekben a nehezebb elemek, pl. a vas koncentrációja is megnő, bár jóval kisebb mértékben. A 3He koncentráció megnövekedését először magfizikai okokra, a napkorona alsó részében lezajló nagyenergiájú ütközésekre, s a nehezebb magok fragmentálódására, széttöredezésére próbálták visszavezetni. Ma a jelenséget a flerben létrejövő intenzív hullámterekkel hozzuk kapcsolatba, amelyek a különböző ionokat szelektíve, elsősorban töltés/tömeg (Q/M) arányuktól függően gyorsítják. A sokkal nagyobb mennyiségben jelen lévő protonok és 4He ionok a Q/M arány bizonyos értékeire 'rezonáló' hullámokat hamar elnyelnek, s e hullámok a más hasonló Q/M arányú ionokat sem gyorsítják tovább. A teljesen ionizált 3He és a fler néhány millió fokos hőmérsékletén néhány elektront még megtartó vas ionokra a hányados ezektől lényegesen eltér, és így iononként sokkal nagyobb hullámenergiát képesek elnyelni [7]. A részletes modell azt feltételezi, hogy a flerben a mágneses stabilitás megbomlásakor felszabaduló energia először rendkívül intenzív 10-100 keV-es elektronnyalábokat hoz létre, s ezek keltik az ionok gyorsításához szükséges elektromágneses ion ciklotron (EMIC) hullámokat [8]. Hasonló folyamatok a Föld magnetoszférájában is előfordulnak.

A flerekből érkező ionok és elektronok jól kiegészítik a különböző hullámhosszú elektromágneses hullámok által hordozott információt. Az utóbbiak előnye, hogy a Nap egész látható félgömbjéről elérnek hozzánk, és nem szenvednek energiafüggő késleltetést, mint a töltött részecskék. Az ionok viszont, ha további ütközésekben nem vesznek részt, jól megőrzik eredeti összetételüket és töltésállapotukat, és mind keletkezési helyükről, mind a felgyorsulás folyamatáról, sőt a közbelső mágneses terekről is hírt adnak.

2.2.3 Korona-tömegkilökődések (KTK) lökeshullámában felgyorsult részecskék

A legnagyobb intenzitású események ebbe a kategóriába tartoznak. A Nap irányából érkező hosszantartó, gyakran több napra kiterjedő fluxus-növekedéseket korábban ún. 'graduális' flereknek tulajdonították, s ezek forrását szintén az alsó koronában sejtették. Meglepetést okozott viszont, hogy pl. a vas ionok ezekben az eseményekben jóval kevésbé ionizáltak, mint az

impulzív flereknél, vagyis a gyorsítás hidegebb és kisebb sűrűségű környezetben megy végbe. Kiderült, hogy ezek a részecskék nagyrészt a KTK eseményekhez kapcsolódnak, és a gyorsítás a kilövellő nagysebességű plazmafelhők frontján kialakuló lökeshullámban történik, bár elég gyakran hibrid események is előfordulnak. A leghatékonyabb és legnagyobb energiáig terjedő gyorsítás valószínűleg a Naptól néhány napsugárnyi távolságra megy végbe, de sok eseménynél jól megfigyelhető gyorsítás történik még 1 CsE távolságban is. Bár a lökeshullám korai szakaszában felgyorsított részecskék már jóval a lökeshullám megérkezése előtt észlelhetők, a lökeshullámnak a szondán való áthaladása körüli néhány órás időtartamban bizonyos energiájú ionok intenzitása 1-2 nagyságrenddel is növekedhet (shock-spike).

A KTK okozta részecskenyalábok összetétele lényegesen közelebb áll a napszél összetételéhez, mint az impulzív eseményeké.

2.2.4 Együttforgó kölcsönhatási tartományok (EKT) lökeshullámában gyorsított részecskék

A Nappal együttforgó, a gyors és lassú napszél-nyalábokat elválasztó felület két oldalán előrehaladó (a lassú napszélbe behatoló) és a határfelülethez képest visszafelé, a gyors napszélbe hatoló lökeshullám jön létre. Mindkettőben végbemegy részecskegyorsítás, de más-más spektrummal (a visszafelé haladóban fejlődik ki a nagyobb energiáig terjedő, keményebb spektrum). Az ilyen típusú gyorsítás általában a Naptól mintegy 4 CsE távolságra a leghatékonyabb. Rendkívül meglepő és jelentős volt az Ulysses programnak az az eredménye, hogy az együttforgó nyalábbal kapcsolatos intenzitásnövekedések olyan nagy helioszférikus szélességeken is jól megfigyelhetők voltak, ahol a napszél már állandóan gyors volt, és a plazma tulajdonságaiban sem lehetett látni a Nap forgásával kapcsolatos változást.

2.2.5 Bolygók környezetéből érkező részecskék

A Föld és más bolygók magnetoszférájában és orrhullámában is gyakori a részecskegyorsítás. Különösen intenzív elektronnyalábok indulnak ki a Jupiter környezetéből; ezek kis naptevékenység idején még a Föld közelében is dominálják a mért elektron-fluxusokat. A földi magnetoszférától a Nap felé elhelyezkedő, a napszelet lelassító lökeshullám környezetében is jelentős részecskegyorsítás és hullámtevékenység észlelhető mind a Nap irányában, a szuperszonikus napszélben, mind a Föld irányában, a magnetoszféra plazmahüvelyében.

2.2.6 Semleges atomok ionizációja után felszedett (pick-up) részecskék és származékaik

A helioszférát közvetlenül körülvevő csillagközi felhő csak részben ionizált, benne a semleges H sűrűsége mintegy $0,2 \text{ atom/cm}^3$, míg a protonoké mintegy $0,1 \text{ atom/cm}^3$ [9]. A csillagközi gáz helioszférába beáramló semleges komponensére a helioszférikus mágneses tér nem hat, így azt hihetnénk, hogy a semleges atomok egyszerűen áthaladnak a helioszférán. Valójában a Nap ultraibolya sugárzása (elsősorban a Lyman alfa vonal) és az ionizált napszéllel való töltéscsere miatt a helyzet sokkal bonyolultabb, de itt a részletekre nem térhetünk ki. A helioszférában a csillagközi semleges atomokból sokkal több van, mint napszél-ionokból; sűrűségük kb. a Jupiter távolságában lehet egyensúlyban [9]. Legtöbb atom azonban valóban csak áthalad a helioszférán, és jelentős dinamikai hatást nem fejt ki.

Mindenesetre a Naphoz elég közel (néhány CsE-re) kerülő semleges atomok már nagy valószínűséggel egyszerűen ionizálódnak, és így a napszélbe fagyott mágneses tér körül keringeni kezdenek. Ezt nevezzük felszedett (pick-up) komponensnek. További szóródás és ütközés nélkül az ilyen ionok sebessége a napszél sebességének kétszereséig terjedhet. Bár bizonyos szóródás

bekövetkezik, ezek az ionok sebességeloszlásukat és egyszeres ionizációjukat egészen a szuper-szonikus napszél végét jelző, valószínűleg igen erős lökeshullámig megőrzik, ahol jelentős részük felgyorsul. Ezt a felgyorsult komponenst, amely nagyrészt még mindig egyszeresen ionizált, anomális kozmikus sugárzásnak (AKS) nevezzük. A több száz MeV/n-ig terjedő energiájú AKS ionok egy része ezután visszatér a helioszférába, és a belső naprendszerbe is eljut. Napfoltminimum környékén néhány MeV/n és néhányszor 10 MeV/n között az anomális He és O fluxusa nagyobb lehet, mint a teljesen ionizált, KS-ból származó ionjaiké. Napfoltmaximum környékén viszont az erősebb szóródás miatt ezek az ionok nem tudnak a belső naprendszerig hatolni, így napciklussal összefüggő modulációjuk rendkívül erős.

Érdekes, hogy az anomális komponens a Föld magnetoszférájában is fontos szerepet játszik, mivel az egyszeresen ionizált részecskék a maradék légkör atomjaival ütközve könnyen elveszítenek további elektronokat, amitől Larmor-sugaruk lecsökken, és így sokkal könnyebben befogódnak a magnetoszférába, mint a gyakorlatilag teljesen ionizált helioszférikus vagy KS részecskék.

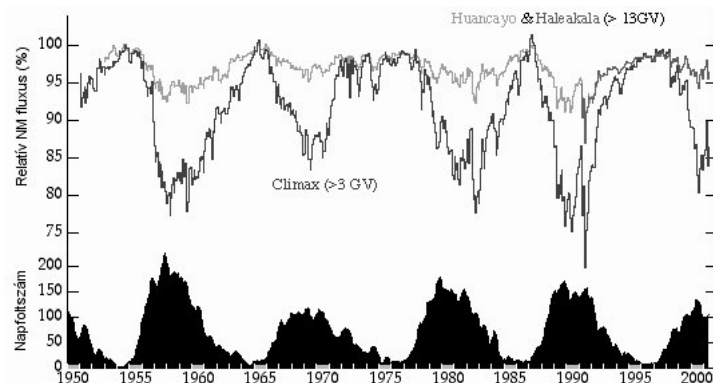
2.3 Részecsketerjedés és moduláció a helioszférában

A nagyenergiájú részecskék terjedésének vizsgálatát megkönnyíti, ha ismerjük keletkezésük helyét és idejét. Ez gyakran teljesül a fler eredetű részecskékre, mivel a flert különböző elektromágneses frekvenciákon is látjuk, és kisebb mértékben a KTK lökeshullámban és a bolygók orrhullámaiban felgyorsult részecskékre. Még kevésbé ismerjük az EKT és AKS részecskék keletkezési helyét, és különösen idejét. A terjedési számolások olyan transzport-egyenleteken alapulnak, amelyek figyelembe veszik a napszélben való konvekciót és diffúziót, a táguló napszélben elszennvedett adiabatikus energiacsökkenést, valamint a nagyléptékű mágneses terekben végbemenő sodródási (drift) hatásokat.

A 'moduláció' kifejezést általában a kívülről befelé terjedésnél tapasztalt intenzitásváltozásokra használjuk, elsősorban a KS esetén. Gyakran alkalmazott közelítés az erőter-modell, amely a helioszféra hatását taszító potenciáltérrel helyettesíti, vagyis azt feltételezi, hogy a kívülről a helioszféra adott pontjára érkező részecske valamilyen helytől és időtől függő, a részecske töltésével arányos energiát veszít; annál többet, minél közelebb van a Naphoz a megfigyelés helye. Az energiavesztés protonokra néhány 100 MeV nagyságrendű, és a nap aktivitásának erősödésével nő. Ez a modell sok célra viszonylag jól alkalmazható, de nem tartalmazza az energiavesztések statisztikus fluktuációit, a helioszféra 3-dimenziós, nem gömbszimmetrikus szerkezetét, időbeli változásait, valamint a töltésfüggő drift hatásokat. Mivel a néhány száz MeV alatti protonok általában be sem jutnak a földpálya közelébe, ezek spektrumáról legfeljebb a csillagközi gázzal való kölcsönhatásuk alapján nyerhetünk indirekt információt.

A napszélnek mintegy egy évre van szüksége ahhoz, hogy a helioszféra határáig eljusson. A naptevékenység növekedésekor így elég hosszú idő telik el, amíg a perturbált mágneses terek a külső helioszférában is akadályozzák a részecskék bejutását. A földpálya közelében mért KS intenzitás a naptevékenység növekedésével csökken, de a csökkenés bizonyos késleltetéssel következik be. Érdekes, hogy mind a késleltetés, mind a 11-éves változás időbeli lefolyása eltérő a Nap terének kétféle polaritása esetén, mivel a protonok egyik esetben főleg a pólusok felől, a másikban pedig a semleges lepel mentén érkeznek. A váltakozó hegyes és lapos maximumok jól megfigyelhetőek a 2. ábrán.

A moduláció tényleges időbeli lefolyását erős naptevékenységnél a tömegkilökődések is befolyásolják, lépcsőszerű szerkezetet adva az intenzitáscsökkenéseknek. A csillagközi intenzitáshoz képest a földpályánál mért 1 GeV energiájú protonok intenzitása átlagosan mintegy 3-as faktorialábbal kisebb, 10 GeV körül a különbség már valószínűleg csak néhányszor 10%, 50 GeV fölött pedig a helioszféra gyakorlatilag nem akadályozza a protonok bejutását, bár érkezési irányuk a földpályánál egész más, mint a helioszféra határán. Néhány ezer GeV (néhány TeV) fölött már az irányeltérés sem jelentős.



2. ábra: A Chicago-i Egyetem neutronmonitorainak normált beütésszáma és a napfoltszám változásai 1950 óta. Alul a napfoltszám változásai, felül a neutronmonitorok mért adatai láthatók, az utóbbiaknál az 1954-es értéket 100-nak vesszük. A két normált görbe közül a nagyobb változásokat mutató 3 GeV, a másik 13 GeV feletti primér KS protonokra érzékeny. Jól látható, hogy a KS intenzitása a Nap nagy aktivitása idején kisebb. A változás (vagy moduláció) nagyobb küszöbenergia esetén kisebb. Érdekes megfigyelni, hogy a moduláció jellege páros és páratlan ciklusokban más. A neutronmonitorok adatait a Chicago-i Egyetem hálózatáról vettük. Címe: ulysses.uchicago.edu/NeutronMonitor/Misc/neutron2.html

3 Galaktikus és extragalaktikus eredetű kozmikus sugárzás

3.1 Megfigyelési módszerek

A KS megfigyelése mind a módszerek, mind a helyszínek szempontjából eltér a szokásos csillagászati észlelésektől. Kezdetben zárt tartályokban lévő levegő ionizációjával mérték a KS intenzitását mind a földfelszínen, mind nagy légköri magasságokban. Később Geiger-Müller (GM) csövek, ködkamrák és fotoemulziók segítségével mérték különálló másodlagos részecskék intenzitását és kölcsönhatásait a tengerszinten, magas hegyeken, ballonokon és repülőgépeken, valamint mély bányákban. Az egyes mérőeszközök ezután bonyolult detektorrendszerekké álltak össze, amelyek egyre nagyobb kiterjedésűek lettek; ilyenek segítségével egyre nagyobb energiájú elsődleges részecskék által kiváltott kiterjedt légizapórok (KLZ) gyakoriságát és tulajdonságait tudták mérni. A KS főrésze intenzitásváltozásainak vizsgálatára megjelentek, majd egyre inkább elterjedtek a müon- és neutron-detektorok. Az űrszondákon elhelyezett műszerek először a Föld közelében, majd egyre nagyobb távolságokig mérték a helioszférikus részecskék és a KS tulajdonságait, valamint a távoli nagyenergiájú részecskék által keltett rádió-, Röntgen-, és gamma-sugárzást. Mély bányákban, majd tavakban, tengerekben és az Antarktisz jegében megjelentek a hatalmas tömegű müon- és neutrínó-detektorok. Megszülettek a légköri Cserenkov-detektorok és a KLZ által a légkörben keltett fluoreszcenciát detektáló 'légszem' típusú detektorok. Előkészületben van a gravitációs sugárzás detektálása is. A legnagyobb energiájú KS részecskék detektálására már több éve működik Japánban a 100 négyzetkilométert lefedő AGASA detektor, és készül az Auger detektor, amely a déli, majd az északi féltekén is 3000 négyzetkilométert fed majd le. A szupernóva-neutrínók 1987-ben történt első és mindmáig egyetlen detektálása után fejlesztés alatt áll a déli sarkon az az egy köbkilométeres detektor, amelytől más, halványabb csillagászati neutrínóforrások észlelése is várható.

3.2 A KS főrésze

A helioszféra határára érkező KS kinetikus energiasűrűsége körülbelül megegyezik az összes csillagból érkező fényenergiáéval. Ez nem azt jelenti, hogy a források részecskéiben és fényben kibocsátott luminozitása megegyezik, mivel a fény egyenes irányban terjed, míg a KS energetikailag meghatározó része több millió vagy tízmillió évet tölt Galaxisunkban, diffúzióhoz hasonló bolyongást végezve a galaktikus mágneses terekben. Így a Galaxis KS-luminozitása 3–4 nagyságrenddel kisebb, a KS Galaxisban töltött ideje viszont ugyanennyivel nagyobb, mint a fény esetén. A Galaxisunkon kívülről érkező fény, és minden bizonnyal az extragalaktikus eredetű KS is jóval kisebb energiaáramot hordoz. A Tejútrendszer KS-luminozitása jelenlegi becslések szerint 10^{40} és 10^{41} erg/s között van [2, 10]. Ezt a luminozitást a szupernóvák képesek fedezni, ha mindegyikük részt vesz a gyorsításban, és a bennük felszabaduló kinetikus energia mintegy tizede fordítódik kozmikus sugárzás keltésére. Ez természetesen nem jelenti azt, hogy a szupernóvák a KS-ban előforduló legnagyobb energiáig (3×10^{20} eV) is képesek lennének gyorsítani. A közönséges, Naphoz hasonló csillagok járuléka a kozmikus sugárzás keltéséhez elenyészően kicsi, nem csak az energiaspektrum, de a teljes luminozitás miatt is. A helioszférában keltett nagyenergiájú részecskék még adiabatikus energiavesztéseket is szenvednek; a helioszférából kiszivárgó átlagos luminozitás aligha lehet több 10^{25} erg/s-nál [2], ami a Galaxisunkban lévő mintegy 10^{11} csillag számával besorozva is 4–5 nagyságrenddel elmarad a szükséges értéktől.

Galaxisunk KS-luminozitását a KS összetétele alapján, a csillagközi gáz többé-kevésbé ismert mennyiségének felhasználásával határozták meg. A néhány GeV-es KS elemösszetétele közvetlen mérésekből elég jól ismert. Az univerzális elemösszetételtől elsősorban amiatt tér el, hogy a KS galaxisbeli bolyongása során a csillagközi gáz atomjaival ütközik, és az ütközésben az atommagok egy része széttöredezik. Az eredeti, a galaktikus gyorsítóknak nagyjából univerzális elemgyakoriságokkal létrejött komponens elsődlegesnek vagy primordiálisnak nevezzük, a törmelékeket másodlagosnak. Az ütközési hatáskeresztmetszeteket és a széttöredezés módját ismerve meg tudjuk határozni, mennyi gázon kellett a KS-nak áthaladni, hogy a megfigyelt töredezettséget mutassa. Az áthatolt anyagmennyiséget (vagy oszlopsűrűséget) g/cm^2 egységekben mérjük. Értéke néhány GeV-es energiákon néhány g/cm^2 -nek adódik, ami a Galaxis korongjának gázsűrűségét 1 H-atom/ cm^3 -nek (azaz $1,6 \times 10^{-24} g/cm^3$ -nek) véve és feltételezve, hogy a KS a korongot egyenletesen járja be, néhány millió éves tartózkodási időtartamnak felel meg. Az áthatolt anyagmennyiség nem mutatja viszont meg, hogy a Földnél észlelt KS a Galaxis milyen részét járta be, nem töltött-e hosszabb időt a fősíktól távol lévő halo-tartományokban is, ahol a gázsűrűség sokkal kisebb. Az is kérdés, mennyire hatolt be a sokkal nagyobb gázsűrűségű molekuláris felhőkbe.

Ezekre a kérdésekre megbízhatóbb választ kapunk, ha az ütközésekben létrejövő töredékek között radioaktív, a KS élettartamával összehasonlítható bomlási idejű izotópokat is találunk. Legfontosabb a ^{10}Be izotóp, melynek felezési ideje 1,6 millió év. Abból, hogy a keletkezett izotópból mennyi bomlott el, és hogyan függ ez a részecske energiájától, pontosabban meghatározható a KS Galaxisban töltött időtartama és annak a gáznak az átlagos sűrűsége, amin áthaladt. A jelenlegi legpontosabb eredmények az Ulysses és ACE (Advanced Composition Explorer) űrszonda mérései alapján születtek. Ezek szerint a hozzánk érkező KS néhány GeV-es részecskéi mintegy 20 millió évet töltöttek a Galaxisban, és átlagosan 0,15–0,4 atom/ cm^3 sűrűségű gázon haladtak át. E kis gázsűrűség arra utal, hogy a KS a korong mellett a haloban is jelentős időt tölt [11,12], és azt legalább 2–3 Kpc távolsáig kitölti. Fontos az is, hogy a KS főrésze nagyrészt nem Tejútrendszerünkön belül nyelődik el, hanem kiszivárog az intergalaktikus térbe. Ellenkező esetben ugyanis sokkal több másodlagos részecske keletkezne. E következtetéseket más radioaktív izotópokon végzett mérések is igazolták.

A KS főrészenek eredetével kapcsolatban rendkívül fontos az ACE szonda kutatóinak az nemrégiben tett megállapítása, hogy a KS nem szupernóvák frissen szintetizált anyagából gyorsul fel; a nukleoszintézis és a felgyorsulás között legalább százezer év kell, hogy elteljen [13]. Az

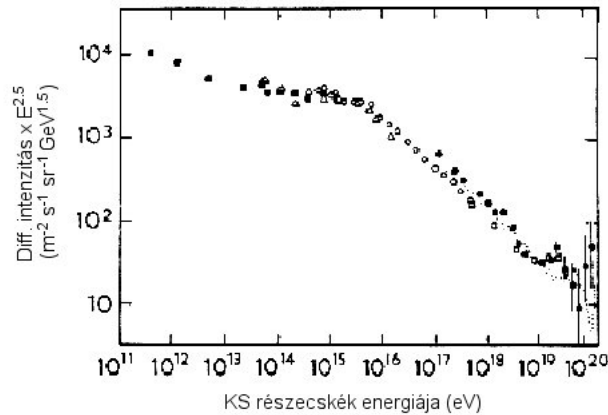
eredmény az ACE szonda CRIS (cosmic ray isotope spectrometer) nevű műszere nagy geometriai faktorának és jó felbontóképességének köszönhető. ^{59}Ni és ^{59}Co gyakoriságát hasonlították össze a KS-ban a különböző várakozásokkal. A nukleosintézis során nagy mennyiségben keletkező ^{59}Ni csak akkor tud $7,5 \times 10^4$ éves felezési idővel K-befogással ^{59}Co izotóppá bomlani, ha a belső elektronhéj legalább egy elektront is tartalmaz. Ha a felgyorsulás túl hamar történik, akkor a mag elektronját elveszti, és nincs bomlás. A megfigyelések szerint a bomlás végbement. Legvalószínűbb, hogy a gyorsulás a csillagközi közegből történik a SN által keltett lökéshullámban, így a SN csak az energiát, nem pedig a KS anyagát adja. Napjainkban is élénk vitákat vált ki viszont az a kérdés, hogy nincs-e fontos szerepe a csillagközi pornak a KS felgyorsulásában. A kisebb volatilitású, nagyrészt por alakban lévő elemek gyakorisága ugyanis a kozmikus sugárzásban nagyobb, mint az illékony elemeké, és ennek ellenkezőjét várnánk, ha a gyorsítás elsősorban gáz fázisból történne [14]. Érdekes módon a belső helioszférában is látunk bizonyítékot arra, hogy a pornak (pontosabban a porban elnyelt és abból semleges gázként felszabaduló napszélnek) is fontos szerepe van a gyorsított komponensben [15].

3.3 Energiaspektrum és összetétel

Néhány GeV/n felett az energia növekedésével a másodlagos töredékek részaránya, s ezzel együtt a Galaxisban töltött idő is csökken, mégpedig legalább néhány száz GeV/n-ig kb. az energia négyzetgyökével fordítva arányosan. Tudjuk másrészt, hogy egészen kb. 3×10^{15} eV-ig, azaz 3 PeV-ig a KS energiaspektruma nagyon jó közelítésben hatványfüggvény, $-2,7$ kitevővel. Az élettartam csökkenése tehát eddig az energiáig feltehetőleg tovább folytatódik. Mivel az élettartam $-0,5$ hatványkitevővel csökken, az eredetileg gyorsított (primordiális) részecskék spektruma, az úgynevezett forrásspektrum meredeksége csak $-2,2$. Ez igen közel áll az erős lökéshullámokban várt -2 kitevőhöz. Innen ered az az elég általános feltételezés, hogy a KS gyorsítása egészen 3 PeV-ig szupernóvák lökéshullámában megy végbe. Mint korábban láttuk, a szupernóvák gyakorisága és kinetikus energiája fedezni tudja az ehhez szükséges energiát, bár a robbanás energiájának elég jelentős részét kell a KS gyorsítására fordítani. Arra nézve, hogy a szupernóvák egészen ekkora energiáig hatékonyan gyorsítanak, közvetlen bizonyítékokkal sajnos nem rendelkezünk. Többek között annak elfogadása is nehézséget jelent, hogy a KS Galaxisbeli élettartama valóban csökkenhet-e $-0,5$ hatványkitevővel egészen 3 PeV-ig, hiszen ekkor az élettartam már nem lenne sokkal nagyobb, mint amennyi a Galaxison való egyszeri áthaladáshoz szükséges, és a források várható aszimmetrikus elhelyezkedése miatt a KS irányeloszlásában jelentős aszimmetriát várnánk, de ezt nem látjuk.

A KS energiaspektrumában (3. ábra) két jól azonosítható töréspont van. Mint említettük, 3 PeV körül a spektrum hatványkitevője 0,4 egységgel meredekebbé válik, majd 10^{19} eV (10 EeV) táján kb. ugyanennyivel laposabbá. Az első töréspont a 'térd', a második a 'boka' elnevezést kapta. E két töréspont értelmezése körül ma is sok vita folyik. Kevésbé közismert, hogy legalább ilyen nehéz megérteni azt is, hogy miért jó a hatványfüggvénnyel való közelítés a közbenső tartományokban. A mért spektrum nagyenergiájú vége elég bizonytalan, mivel a növekvő energiáknál az intenzitás gyorsan csökken. A legnagyobb észlelt energia 300 EeV, azaz mintegy 50 Joule. Eddig 40 EeV felett mintegy 100, 100 EeV felett pedig 10-20 eseményt találtak.

A 'térd' körüli spektrumváltozást legtöbbször a SN gyorsítás határfokának csökkenéseként értelmezik. Más lehetőségek: a Tejútrendszerből való kiszivárgás felgyorsulása, esetleg a nagyenergiájú kölcsönhatások drasztikus megváltozása. Mindhárom esetben problémát jelent, hogy a spektrum változása miért nem terjed ki nagyobb energiátartományra. További érdekes lehetőséget vet fel Erlykin és Wolfendale [16] akik szerint egy közeli, talán néhány tízezer évvel ezelőtt felrobbanó szupernóva hatása nagy energiákon most kezd elérni naprendszerünket, és a néhány PeV-es energiátartományban ez a hatás dominálja környezetünkben a teljes KS intenzitását. Feltevésükkel a 'térd' részletes alakját is megpróbálják értelmezni. Ha e feltevés igaz, a jövőben az egyre alac-



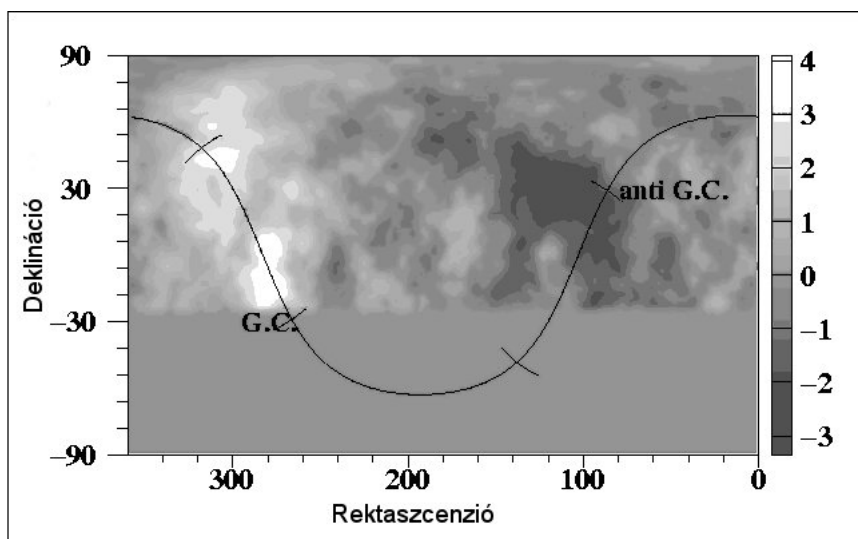
3. ábra: A nagyenergiájú, a helioszféra hatásától már nagymértékben mentes KS energia-spektruma. A valódi differenciális intenzitás spektruma igen meredeken esik, ezért azt E egy alkalmas hatványával megszorozva ábrázoljuk. A térd és a boka közelében jól látható a meredekség megváltozása.

sonyabb energiájú KS intenzitásában is növekedés várható. A 20. század során a jóval alacsonyabb energiákon inkább ellenkező tendenciára van némi bizonyíték [17], bár a belső helioszférában észlelt csökkenést a moduláció hosszúidejű változásai is okozhatják [18].

3.4 A legnagyobb energiák

A 'térd' fölött néhány nagyobb energiájú galaktikus forrás adhatja a fő járulékot, majd fokozatosan beléphetnek az extragalaktikus források. Néhány EeV körül a protonok görbületi sugara a tipikus galaktikus mágneses terekben már több Kpc, ezért ennél lényegesen nagyobb energiájú protonokat Galaxisunk nem tud csapdába ejteni, bár nehéz ionok még kissé nagyobb energiáig is megmaradhatnak. Érdekes, hogy az AGASA KLZ detektor adatai 1 és néhány EeV között szignifikánsnak látszó, maximálisan 4%-os anizotrópiát mutatnak [19], és a galaxis középpontjának általános irányából a többinél nagyobb fluxus érkezik (4. ábra). Elképzelhető, hogy a többlet-fluxust elsősorban neutronok okozzák, amelyek könnyen áthatolnak a mágneses téren, és amelyek élettartama ilyen nagy energiákon már elég ahhoz, hogy 10 Kpc távolságból is bomlás nélkül ideérjenek. Nagyobb energiákon az anizotrópia ismét eltűnik, illetve az intenzitás csökkenésével statisztikailag kimutathatatlanná válik. A spektrum 10 EeV-nél, a 'boka' környékén ellaposodik, ami az extragalaktikus komponens dominánssá válását jelezheti.

Röviddel az univerzális háttérsugárzás felfedezése után — már 1966-ban — megjelentek az első dolgozatok, amelyekben Greisen, ill. Zatsepin és Kuzmin kimutatta, hogy a háttérsugárzás léte erősen korlátozza a néhányszor 10 EeV-nél nagyobb energiájú extragalaktikus protonok terjedését (GZK effektus). Az állítás meglehetősen elemi számoláson, a különböző Lorentz-rendszerek ekvivalenciáján és jól ismert pionkeltési hatáskeresztmetszeteken alapul. A várakozás szerint a KS intenzitásának mintegy 40 TeV fölött meredeken csökkennie kellene, amit a megfigyelések nem igazoltak, sőt 100 TeV fölött is a vártnál jóval több részecskét találtak (5. ábra). Bár a záporokat keltő részecskékről nincs közvetlen információnk, energiabecslésük alsó korlátja megbízhatónak látszik. Az sem segít, ha protonok helyett nehéz atommagokat feltételezünk, mivel azokat is szétverné a vonatkoztatási rendszerükben fellépő kemény sugárzás. Olyan forrásokról sem tudunk,

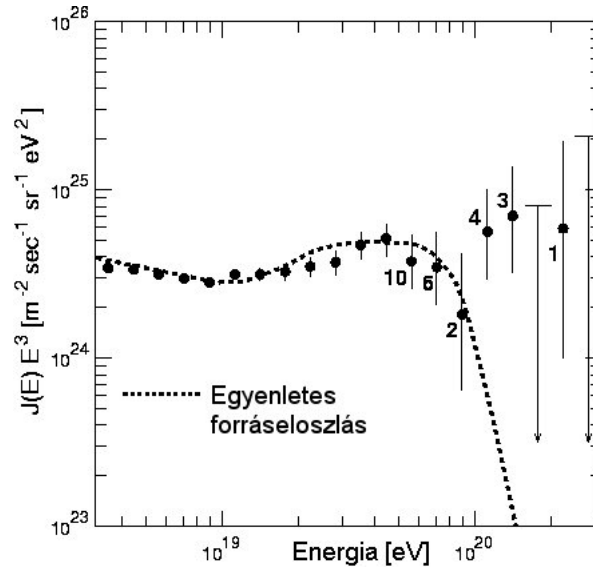


4. ábra: A KS anizotrópiája néhányszor 10^{18} eV energián. A jobboldali számok szóráségsységben adják az átlagtól való eltérést. Legnagyobb intenzitás a Galaxis középpontja és a Cygnus csillagkép irányában látható, míg az anticentrum irányában hiány mutatkozik. A Japánban végzett mérés nem terjedt ki -25 fok alatti deklinációkra. E digitalizáció az AGASA berendezés lapjáról vett adatokon alapul, melynek címe: www.akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA/results.html

amelyek ilyen nagy energiájú részecskéket keltenek, de erre azért vannak elképzeléseink. Lehet, hogy nem is gyorsított részecskéket látunk, hanem az ősrobbanás kezdetéről származó nagytömegű semleges részecskék vagy topológikus hibák bomlástermékeit? A megoldást csak további megfigyelések hozhatják meg, amelyekből kiderülhet, hogyan és meddig folytatódik a spektrum. Mivel a legnagyobb jelenleg mért energiáknál már olyan kicsi az intenzitás, hogy egy négyzetkilométerre kb. ezerévenként esik egy részecske, hatalmas detektorokra van szükség. De ha az épülőfélben lévő detektorokra gondolunk, vagy a távrolól, műholdakkal való megfigyelések lehetőségeire, optimisták lehetünk. Hiszen Földünk légkörébe az eddig megfigyelt legnagyobb energiájú részecskékből percenként több is érkezik.

4 Konklúziók

A KS eredete a nagyenergiájú asztrofizika hosszú idő óta velünk élő problémája, de megoldása még sok erőfeszítést igényel. A jelenlegi földi gyorsítók energiájának ezerszereség, néhány PeV-ig a KS energiaforrását valószínűleg Tejútrendszerünkben végbemenő szupernóva-robbanások biztosítják, lökéshullámok útján. A KS felgyorsulás közben kialakuló elemösszetétele viszont inkább az intersztelláris közegre emlékeztet, mint a szupernóvákból kidobott anyagra. A por-komponens valószínűleg hatékonyabban gyorsul, mint a gáz. A szupernóvák a kilökött anyag kinetikus energiájának jelentős részét részecskegyorsításra fordítják. A KS-ban a protonok és más atommagok mellett az energia csak mintegy 1%-ában részesülnek az elektronok és pozitronok, és még kisebb arányban a forrásokból érkező és a csillagközi gázzal való ütközésekben keletkező gamma-kvantumok. Mint várható volt, kis mennyiségben a kölcsönhatásokban létrejövő antiprotonokat is megfigyelték, hélium és nehezebb ionok antirészecskéit azonban nem. Néhány PeV felett az energiaspektrum meredekebbé válik. Néhány EeV energián jelentős anizotrópiát észleltek, ami



5. ábra: Az extrém nagy energiájú KS energiaspektruma. A szaggatott vonallal jellemzett spektrumalakot várnánk, ha az Univerzumban a források térben egyenletesen oszlnának el. A kozmikus háttérsugárzás elszenvedett veszteségek miatt éles levágást (GZK levágást) várnánk, amit az adatok nem igazolnak. Az ábra az AGASA berendezés mérésein alapul. A számok az adott energiabintben mért záporok számát jelzik.

talán a Galaxis belső részében lévő forrásokból kiinduló neutronoktól ered. Mintegy 10 EeV fölött az energiaspektrum ismét laposabb, s nem mutatja az univerzális háttérsugárzás miatt várható levágást.

Az elmúlt néhány évben bebizonyosodott, hogy a KS a mai nagy gyorsítók korában is hatékony segédeszköz az elemi részecskék kutatásában, így a neutrínók oszcillációját ill. zérustól eltérő tömegét éppen a KS által a légkörben keltett neutrínók segítségével sikerült kimutatni. Várható, hogy a kifejlesztés alatt álló nagy neutrínódetektorok pár év múlva a különböző csillagászati forrásokból származó nagyenergiájú neutrínókat is képesek lesznek detektálni.

Bár a Nap közelében és a helioszférában végbemenő részecskegyorsítási folyamatok nem elég hatékonyak ahhoz, hogy a Naphoz hasonló csillagok a KS-hoz jelentős járulékot adjanak, maguk az alapfolyamatok valószínűleg sok szempontból hasonlóak. Mivel a helioszférában sokkal részletesebb in situ és távérzékelési méréseket tudunk végezni, várható, hogy e tanulmányok sokat segítenek a KS eredetének és terjedésének megértésében is. A helioszféra, mint az óceánból kivett vízcsepp, igen alapos 'mikroszkópos' vizsgálatot tesz lehetővé, s elképzelhető, hogy ez végül az alapfolyamatok megértéséhez legalább olyan mértékben járul hozzá, mint a távoli objektumok távcsöves megfigyelése [20].

Köszönetnyilvánítás

E munka az OTKA-T-030078 projekt támogatásával készült. Köszönetet mondok Dr. Szabados Lászlónak, a Meteor Csillagászati Évkönyv 2002 szerkesztőjének az átdolgozott változat közlésének engedélyezéséért.

Irodalom

1. Wilson C.T.R., *Cambr. Phys. Soc. Proc.* **68**, 151 (1901)
2. Ginzburg V.L., *Physics-Uspeski* **39**, 155 (1996)
3. Axford, W.I. és T. Suess, *EOS* **75**, 587 (1994)
4. Király, P. , *Comm. Konkoly Obs.* **12**, 277 (1997)
5. Király, P. et al., *Proc. 25th International Cosmic Ray Conference*, Vol. **2**, p. 477, Durban (1997)
6. Hsieh, K.C. és J.A. Simpson, *Astrophys. J. (Letters)* **162**, L191 (1970)
7. Reames, D.V., *Space Science Revs.* **90**, 413 (1999)
8. Temerin, M. és Roth, I., *Astrophys. J. (Letters)* **391**, L105 (1992)
9. Frisch, P.C., *J. Geophys. Res.* **105**, 10279 (2000)
10. Berezhinskii, V.S. et al., *Astrophysics of Cosmic Rays*. Ed. V.L. Ginzburg (Amsterdam, North Holland, 1990)
11. Webber, W.R. és Soutul, A., *Astrophys. J.* **506**, 335 (1998)
12. Yanasak, N.E. et al., *Proc. 26th International Cosmic Ray Conference*, Vol. **3**, p. 9, Salt Lake City (1999)
13. Wiedenbeck, M.E. et al., *Astrophys. J. (Letters)* **523**, L61 (1999)
14. Meyer, J.-P., Drury, L. O'C. és Ellison, D.C., *Space Sci. Rev.* **86**, 179 (1998)
15. Gloeckler, G. et al., *J. Geophys. Res.* **105**, 7459 (2000)
16. Erlykin, A.D. és Wolfendale, A.W., *Astropart. Phys.* **8**, 265 (1998)
17. Stozhkov, Yu.I., Pokrevsky, P.E. és Okhlopkov, V.P., *J. Geophys. Res.* **105**, 9 (2000)
18. Ahluwalia, H.S., *Geophys. Res. Letts.* **27**, 1603 (2000)
19. Hayashida, N. et al., *Astroparticle Phys.* **10**, 303 (1999)
20. Király, P., *J. Phys. G:Nucl. Part. Phys.* **27**, 1579 (2001)