

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

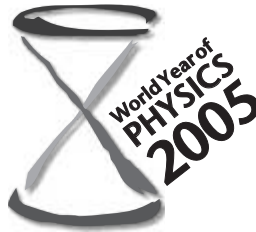
A Fizikai Szemle az Akadémia által 1862-ben elindított Matematikai és Természettudományi Értesítő és az 1891-ben Eötvös Loránd által alapított Matematikai és Physikai Lapok utóda és folytatása

LV. évfolyam

9. szám

2005. szeptember

NEM ÉLHETÜNK



FIZIKA NÉLKÜL



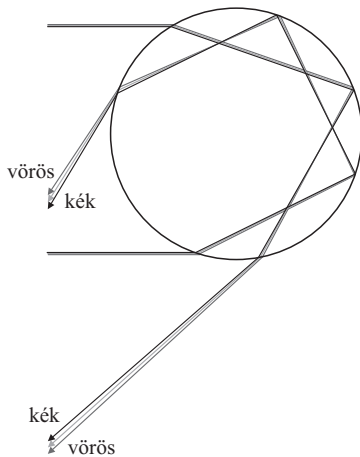
A SZIVÁRVÁNY FIZIKÁJA – I. Az esőcseppek fényszórási jelenségei

Cserti József
Eötvös Loránd Tudományegyetem,
Komplex Rendszerek Fizikája Tanszék

A szivárvány a természet csodálatos tünete, amely számtalan festőt, költőt megihletett (például Arany János: *A gyermek és szivárvány*), valamint számos fizikus is tanulmányozta a jelenséget. Azt gondolhatnánk, hogy a szivárvány jelenségének értelmezése az egyszerű geometriai optika keretén belül régóta megoldott probléma, s csak történeti jelentősége van. Meglepő módon azonban, kielégítő elméleti magyarázatot csak a XX. század elején sikerült kidolgozni. Ráadásul ez az elmélet több, mint geometriai optika, magában foglalja mindazt, amit a fény természetéről tudunk. Így például a szivárvány leírásához figyelembe kell venni a fény hullámtermészetét is. Végül soron a szivárvány létrejöttének tulajdonítható, hogy az elektromágneses tér (fény) egy közel gömb alakú vízcseppen szóródik. Ezt a szórási jelenséget egyáltalán nem egyszerű leírni a Maxwell-egyenletek alapján. Az interferencia, a fényelhajlás és a fény polarizációja egyaránt lényeges a jelenség megértésében. A századok alatt több neves kutató tanulmányozta a szivárványt, és eredményeik alapvetően alakították a fizikának egy, napjainkban is izgalmas területét, az optikát. A szivárványt akkor láthatjuk, ha az előttünk hulló esőcseppekre a mögöttünk lévő Nap rásüt. Alakja körív. A természetben a szivárványnak két fő íve figyelhető meg: a főszivárvány és a halványabb mellékszivárvány. A főszivárványban a belső körív kék, míg a külső vörös színű. A mellékszivárványban a színek sorrendje fordított, a belső körív vörös, a külső kék. Alaposabb megfigyelésekből kiderül, hogy a két szivárvány íve közti tartomány jelentősen sötétebb,

mint az ég más része. Ezt a sötét sávot az ókori *Aprodisias Alexander* tiszteletére, aki i.e. 200-ban figyelte meg ezt a jelenséget, *Alexander-féle sötét sávnak* nevezik. Az interneten több helyen is található fényképeket a szivárványról, például [1] internetcímen látható képen jól megfigyelhető a szivárvány mindkét íve és a köztük levő sötét sáv is. Egy másik jelenség (sajnos csak ritkán figyelhető meg), hogy a főszivárvány alatt további *járulékos íveket* látunk (angolul *supernumerary arcs*), egy kitűnő felvétel található [2] internetcímen. Mint látni fogjuk, ezen járulékos ívek létrejöttének a megértése alapvető szerepet játszott a szivárvány elméletének kidolgozásában.

Arisztotelész még úgy vélte, hogy a szivárvány a napfény felhőkön történő visszaverődésének a következménye. Ez az állítás egyáltalán nem volt nyilvánvaló a kor akkori elképzelései alapján, ugyanis korábban úgy gondolták, hogy a szivárvány egy anyagi objektum az ég egy meghatározott helyén. A szivárvány ívének szögét elsőként *Roger Bacon* mérte meg 1266-ban, és eredményei szerint főszivárványra a szivárvány ívének egy pontjából a Nap felé és a megfigyelő felé mutató irány 42° -os szög zár be. Mellékszivárványra ez a szög 50° . Jelentősebb előrelépés a szivárvány megértésében *Arisztotelész* után csak 17 évszázad elteltével a német *Theodoric Freiberg* szerzetesnek köszönhető. Elutasította *Arisztotelész* hipotézisét, miszerint a szivárvány a fénysugaraknak a felhőben lévő összes esőcseppen történő együttes visszaverődésének a következménye. Mérésekkel igazolta, hogy a szivárvány létrejöhet a fény egyetlen vízcseppről történő



1. ábra. A fénysugarak menete különböző színekre főszivárvány (egyszeres belső visszaverődés) és mellékszivárvány (kétszeres belső visszaverődés) esetén. A vízszintes vonalak mutatják a vízcseppbe lépő fénysugarakat. A zöld színű fénysugár a vörös és a kék színű sugarak között halad. A rajznál és a később bemutatandó numerikus eredményeknél a 15 °C-os hőmérsékletű vízre vonatkozó $n = 1,330, 1,335$ és $1,340$ törésmutatókat használtuk rendre a vörös, zöld és kék színekhez [4].

visszaverődésével is. Kísérleteihez gömb alakú, vízzel töltött üvegpalackot használt, és megfigyelte a szivárványt létrehozó fénysugarak menetét.

Freiberg eredményeit lényegében három évszázadon át elfelejtették. René Descartes 1637-ben mutatta meg újra – Freibergtől függetlenül –, hogy a főszivárvány keletkezésénél a fény először megtörik a vízcsepp felületén, majd a vízcsepp belső felületén egyszer visszaverődik, és aztán ismételt fénytöréssel kilép a vízcseppből [3]. A mellékszivárvány esetében a vízcseppben belül két visszaverődés történik. 1. ábrán látható a különböző színű fénysugarak törése a fő-, illetve mellékszivárvány kialakulásakor. Freiberg és Descartes megállapították, hogy a szemünkbe érkező különböző színű fénysugarak eltérő vízcseppekből jönnek. A szivárvány egységes geometriai optikai értelmezése Descartes nevéhez fűződik. Számítási során a ma már jól ismert töréstörvényt, mai nevén Snellius–Descartes-törvényt alkalmazta:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n, \quad (1)$$

ahol α a beesési szög, β a törési szög, és n az anyag törésmutatója.¹

A szivárvány jelenségének irodalma óriási. Bevezetesként, a téma egyik kiemelkedő szakértője, H. Moyses Nussenzveig népszerűsítő cikkét [6], Honyek Gyula Középiskolai Matematikai és Fizikai Lapokban megjelent írását [7] és Czelnai Rudolf meteorológusképzésben használt egyetemi jegyzetét [8] ajánlhatjuk az olvasónak. A matematikai részletek iránt érdeklődők számára a leideni professzor, Hendrik Christoffel van de Hulst [9] klasszi-

¹ Megjegyezzük, hogy az angol nyelvű irodalomban ezt a törvényt egyszerűen csak Snell-törvénynek nevezik. Nem lehet bizonyosan tudni, hogy Descartes ismerte-e a leideni egyetem professzora, Willebrord Snell eredményeit, melyet ő maga már 1620-ban tanított az egyetemen. Tény, hogy a töréstörvényt Descartes publikálta először, de nem említi Snell munkásságát. Descartes tudományos tevékenységéről bővebb betekintést például Simonyi Károly művéből kaphatunk [5].

kusnak számító könyvét, Milton Kerker [10] fényszórásról írt könyvét és John A. Adam [11] hosszú, összefoglaló cikkét javasoljuk. A szivárványnak a tudománnyal és a művészettel való kapcsolatáról Raymond L. Lee és Alistair B. Fraser közelmúltban megjelent és gazdagon illusztrált könyvét [12] ajánljuk.

A továbbiakban áttekintjük a szivárvány fizikájának legfontosabb elemeit, és igyekszünk nyomon követni a jelenség megértésében történeti szempontból is mérföldkönek számító elméleti eredményeket. Elsőként részletesen ismertetjük Descartes geometriai optikán alapuló elméletét. A következő, II. részben a polarizáció szerepét, Thomas Young interferenciaelméletét, majd George Biddell Airy elméletét taglaljuk. A dolgozat III. részében vázoljuk a múlt század elején Gustav Mie által kidolgozott legpontosabb elméletet, illetve a modern matematikai módszerekkel kapott közelítő eredményekről adunk rövid áttekintést, beleértve a témához szorosan kapcsolódó koszorú- és glóriajelenséget is. A következő fejezetben szólnunk a szivárvány és a kvantummechanika kapcsolatáról. Végül az összefoglalóban további, a témával kapcsolatos kérdéseket említünk meg.

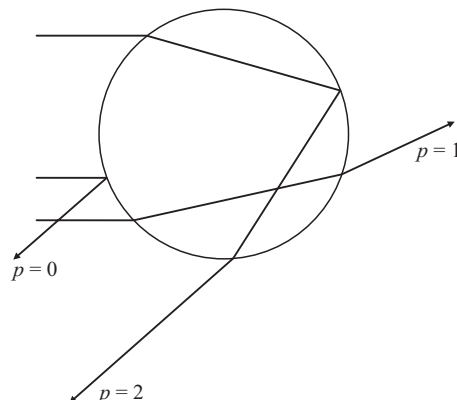
Megjegyezzük, hogy a cikk ábráinak egy része a Mathematica programmal készült, és eredetileg színesek. Az érdeklődők [13] internetcímen tekinthetik meg az eredeti ábrákat.

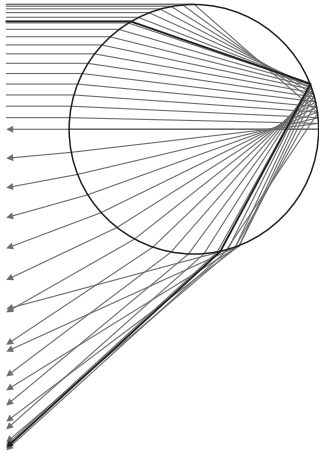
Geometriai optikai leírás

Descartes-elmélet

A 2. ábrán látható, ahogy a vízcseppre érkező fénynyaláb egy része visszaverődik a csepp külső felületéről, egy bizonyos része megtörik, majd keresztülhaladva a vízcseppben, ismételt töréssel kilép abból, illetve más része a vízcsepp belső felületén egyszer (esetleg többször) visszaverődik. A vízcseppben belül haladó fénysugár a csepp belső felületén történő $p-1$ számú visszaverődés során p darab húr mentén halad. Fő- és mellékszivárványra $p = 2$, illetve $p = 3$, és a továbbiakban p -ed rendű szivárványról akkor beszélünk, amikor a vízcseppben belül a hurok száma p . Később látni fogjuk, hogy szivárvány csak $p > 1$ esetén lehetséges. Míg a termé-

2. ábra. A fénysugár vagy visszaverődik a vízcsepp felületén ($p = 0$), vagy keresztülhalad a cseppben ($p = 1$), vagy egyszeres (esetleg többszörös) belső visszaverődést szenved a cseppben belül ($p = 2, 3, \dots$).





5. ábra. Különböző beesési szöggel érkező párhuzamos fénysugaraknak a geometriai optika alapján számolt sugármenete. A vastag vonal a Cartesius-sugármenetet jelöli.

zívebbnek. Az 1. táblázatban összefoglaltuk a különböző színek esetére (az 1. ábra feliratában megadott törésmutatókkal) számolt $\pi - \theta_c$ szögeket. Látható, hogy fő- és mellékszivárványban a színek sorrendje fordított. Csak érdekességképpen jegyezzük meg, hogy az 1. ábrán látható mellékszivárványnál a vízcseppen belül a Cartesius-sugár nagyon jó közelítéssel egy négyzet oldalélei mentén halad.

A továbbiakban a kvalitatív megállapításon túl, matematikailag is megmutatjuk, hogy a vízcseppekről szóródó különböző színű fény a fenti szögekben látható a legerősebb intenzitással. A kilépő fény intenzitását egyrészt a vízcseppen történő szóródási folyamat, másrészt a fény polarizációja határozza meg. Az előbbi jelenséget, a mai modern elméletek alapján, a szórócentrum differenciális hatás keresztmetszetével szokás vizsgálni. Egy adott térszögbe szóródó fény intenzitása arányos a szórócentrum differenciális hatás keresztmetszetével. Így a Descartes-elmélet keretein belül a klasszikus hatás keresztmetszet szögfüggése ad választ arra a kérdésre, hogy milyen irányból látjuk a szivárványt.

A polarizáció szerepét csak a fény transzverzális hullámtermészetének felfedezése után ismerték fel. Egy törőfelületen a beeső fény egy része a polarizációtól függő mértékben visszaverődik, másik része megtörik. A visszavert és a megtört nyaláb intenzitása a beesés szögétől függ. A polarizációról a későbbiekben még részletesebben szólunk. A fény polarizációjának figyelembevétele túlmutat a Descartes-féle elméleten. Amint azt látni fogjuk, a szivárvány szögének kiszámításához elegendő a klasszikus hatás keresztmetszet ismerete, nincs szükség a polarizációra. Ezért lehetett a Descartes-elmélet olyan

sikeres már a polarizáció felfedezése előtt is. Azonban a kilépő fény intenzitásának pontos szögfüggését csak a fény hullámtermészetére jellemző interferenciaképesség és polarizáció figyelembevételével együtt határozhatjuk meg. A későbbiekben összehasonlítjuk a Descartes-elméletet azokkal az elméletekkel, melyekben a fény hullámtermészetét is számításba vették. Előtte azonban, ismeretjük a szórási szöget meghatározó klasszikus hatás keresztmetszet kiszámításának alapjait.

A klasszikus szórási hatás keresztmetszet

A fény vízcseppben való szóródását a *differenciális hatás keresztmetszettel* célszerű jellemezni. A klasszikus hatás keresztmetszet definíciója megtalálható például a [15] könyvben. Idézzük fel röviden a klasszikus hatás keresztmetszet definícióját a vízcseppeken való fényszóródás kapcsán! A vízcsepphez a Napról párhuzamos fénynyaláb érkezik, azaz nem egyedi fénysugarak eltérülését kell vizsgálni. Jelölje dI annak a fénynyalábnak az intenzitását (részecskék szórásánál a részecskék számát), amely a θ és $\theta + d\theta$ szög közé szóródik! (Az adott szögtartományba szóródó energiát a szórócentrum köré rajzolt egységnyi sugarú gömb felületén vett intenzitással mérik.) Ha a bejövő párhuzamos fénysugarakra merőleges keresztmetszeten, egységnyi felületen áthaladó nyaláb intenzitása S_0 , akkor a θ irányba szóródó sugarak differenciális hatás keresztmetszete definíció szerint $d\sigma(\theta) = dI/S_0$. Ez területdimenziójú mennyiség. Először tegyük fel, hogy a θ szórási szög és a q ütközési paraméter között kölcsönösen egyértelmű a kapcsolat, azaz θ az ütközési paraméter monoton függvénye.² A $q(\theta)$ és $q(\theta) + dq(\theta)$ sugarak által határolt körgyűrűn áthaladó fénynyaláb intenzitása $dI = 2\pi q dq S_0$. Így a differenciális hatás keresztmetszet $d\sigma = 2\pi q dq$, amely kifejezhető a szóródás θ szögével, vagy a $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ térszöggel:

$$d\sigma = 2\pi q(\theta) \left| \frac{dq(\theta)}{d\theta} \right| d\theta = \frac{q(\theta)}{\sin\theta} \left| \frac{dq(\theta)}{d\theta} \right| d\Omega. \quad (9)$$

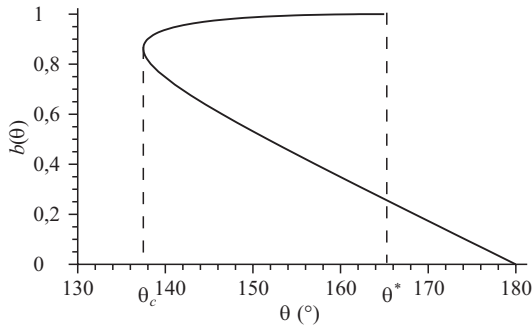
A képletben a $dq/d\theta$ derivált abszolút értéke szerepel, figyelembe véve, hogy a derivált negatív is lehet. Ha a $q(\theta)$ többértékű függvény (mint például a szivárványnál), akkor a függvény egyes ágainak megfelelően, külön-külön kell kiszámítani az egyes járulékokat a differenciális hatás keresztmetszethez. Általában a θ szórási szöget ismerjük a q ütközési paraméter függvényében. Ezért először a (9) képlet szerint meg kell határozni a $\theta(q)$ függvény inverzét, azaz a $q(\theta)$ függvényt, majd ennek deriváltját.

Vizsgáljuk a főszivárvány ($p = 2$) esetét!³ A (3) egyenletben megadott $\theta(q)$ függvény inverzét algebrai átalakítások után a következő egyenletből kaphatjuk meg:

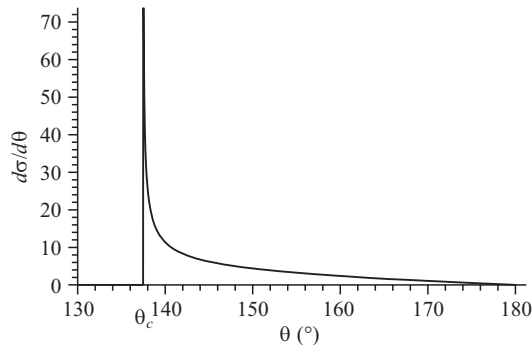
1. táblázat			
A fő- és mellékszivárvány esetén a különböző színű fénysugarak $\pi - \theta_c$ szögben láthatók			
színek	n	$\pi - \theta_c$	
		$p = 2$	$p = 3$
vörös	1,330	42,5°	50,1°
zöld	1,335	41,8°	51,4°
kék	1,340	41,1°	52,7°

² Szórási jelenségeknél gyakran fordul elő, hogy ez a függvény nem monoton. Például szivárványnál ($p > 1$) a 4. ábra alapján jól látható, hogy éppen ez a helyzet. Ilyenkor a függvényt felbontjuk monoton függvények ágaira.

³ Itt jegyezzük meg, hogy $p = 0$ és $p = 1$ mellett a hatás keresztmetszet analitikusan kiszámolható, a részletek megtalálhatók a [15] könyvben a 73. és a 80. oldalon.



6. ábra. A $\theta(b)$ függvény inverze, azaz a $b(\theta)$ dimenziótlan ütközési paraméter a θ szórási szög (fokokban mérve) függvényében főszivárvány és vörös szín esetén. A függvény kétértékű, és értelmezési tartománya az alsó ágra a $[\theta_c, \pi]$, míg a felső ágra a $[\theta_c, \theta^*]$ intervallum, ahol θ^* értékét az (5) képlet adja.



7. ábra. A $d\sigma/d\theta$ differenciális hatáskeresztmetszet (R^2 egységekben) a θ szórási szög (fokokban mérve) függvényében főszivárvány és vörös szín esetén. A függvénynek gyökös szingularitása van a θ_c helyen, és értéke zérus az ennél kisebb θ szögekre.

$$\left(\frac{b^2}{n^2} - \frac{1}{2} - \frac{b}{2} \sin \frac{\theta}{2} \right)^2 = \frac{1 - b^2}{4} \cos^2 \frac{\theta}{2}. \quad (10)$$

Ez egy negyedfokú egyenlet $b = \varrho/R$ -re, és két pozitív gyöke van (a másik kettő negatív gyök). Jelöljük az így kapott inverz függvényt $b(\theta)$ -val! A függvény kétértékű, alakját a 6. ábra mutatja.⁴ A $b(\theta)$ függvény θ szerinti deriváltja – az inverz függvény deriválásának megfelelő szabály szerint – a (6) egyenletben adott derivált reciproka. A $db(\theta)/d\theta$ derivált értéke a $b(\theta)$ függvény két ágán különböző, sőt ellentétes előjelűek (ezért kell venni az abszolút értéket a (9) képletben). Így a differenciális hatáskeresztmetszethez külön-külön adódnak járulékok az egyes ágakból.

Világos, hogy a $db(\theta)/d\theta$ derivált a $\theta = \theta_c$ helyen szinguláris (végtelen értéket vesz fel), és így a differenciális hatáskeresztmetszet ebben az irányban végtelenné válik. Ez az oka, hogy a szórt fényt ebben a θ_c szögben látjuk a legerősebbnek. Vörös színre a differenciális hatáskeresztmetszet a 7. ábrán látható. Megjegyezzük, hogy a hatáskeresztmetszetben fellépő szingularitás gyökös jellegű, azaz

$$\frac{db(\theta)}{d\theta} \sim \frac{1}{\sqrt{\theta - \theta_c}}$$

⁴ A $b(\theta)$ függvényt geometriailag a 4. ábrán látható $\theta(b)$ függvénynek a 45° -os egyenesre való tükrözésével kaphatjuk meg.

szerint közelíthető θ_c közelében. Természetesen a teljes hatáskeresztmetszet, azaz az

$$\int_0^\pi \frac{d\sigma}{d\theta} d\theta$$

mennyiség egyenlő a πR^2 geometriai keresztmetszettel. Matematikailag az integrál a gyökös szingularitás miatt lesz véges. Teljesen hasonló gondolatmenet alapján belátható, hogy mellékszivárványra $b(\theta)$ inverz függvény deriváltja a $p = 3$ -nak megfelelő θ_c értékénél válik végtelenné, és így a hatáskeresztmetszet is.

Összegezve, a szivárvány színeit azokban az irányokban látjuk legerősebbnek, amelyekben az egyes színekhez tartozó differenciális hatáskeresztmetszetek szingulárisak. Ezeket a szögeket a fő- és mellékszivárvány esetében a (8) képletből számolhatjuk ki, és numerikus értékei 1. táblázatban találhatóak. Mivel a (3) képletben adott $\theta(b)$ függvénynek csak $p > 1$ mellett van szélsőértéke, szivárványt csak ekkor figyelhetünk meg. A magasabb rendű szivárványokra ($p > 3$) a differenciális hatáskeresztmetszetet az előbbiekhöz hasonlóan, általában csak numerikusan határozhatjuk meg.

Itt jegyezzük meg, hogy a 4. ábra alapján főszivárványra, adott színű fényre a θ szórási szög nagyobb a $p = 2$ -nek megfelelő θ_c -nél, míg a mellékszivárvány esetén a szórási szög kisebb a $p = 3$ -nak megfelelő θ_c -nél. Mivel $\theta_c(p=3) < \theta_c(p=2)$, e két szög közti irányokból az adott színű fény sem a főszivárványból, sem a mellékszivárványból nem juthat a szemünkbe. A két szög közti irányban, a fő- és mellékszivárvány között egy sötét tartomány alakul ki, a bevezetőben említett Alexander-féle sötét sáv. Az 1. táblázatból látható, hogy $\pi - \theta_c$ értéke főszivárvány esetén vörös színre a legnagyobb, mellékszivárványnál pedig vörös színre a legkisebb. Így az 1. táblázat numerikus adataival az Alexander-féle sötét sáv a $42,5^\circ$ és az $50,1^\circ$ szögek közti irányban látható.

Végül fontos hangsúlyozni, hogy a Descartes-féle elmélet szerint a szórt fény intenzitása sem a vízcsepp méretétől, sem a fény hullámhosszától nem függ. A szivárvány jelenségének megértésében továbblépés Descartes után közel kétszáz évvel következett be. Az új elméletekben a fénynek korábban ismeretlen tulajdonsága, a hullámtermészete kap alapvető szerepet. Ezek az elméletek, a szivárvány pontosabb leírásán túl, nagy hatással voltak az egész optika tudományára is. A következő fejezetekben a szivárványnak a fény hullámtermészetén alapuló elméleteit ismertetjük.

Irodalom

1. <http://www.sundog.clara.co.uk/rainbows/bows.htm>
2. <http://www.sundog.clara.co.uk/rainbows/supers.htm>
3. RENÉ DESCARTES: *Discours de la Méthode* – 1637, további utalások találhatóak még [5]-ben
4. MÁTRAI TIBOR: *Gyakorlati spektroszkópia* – Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1963
5. SIMONYI KÁROLY: *A fizika kultúrtörténete* – Gondolat Kiadó, Budapest, 1986 (3. kiadás)
6. H.M. NUSSENZVEIG: *The theory of the rainbow* – Scientific American 236 (1977) 116–127
7. HONYEK GYULA: *A szivárvány* – Középiskolai Matematikai és Fizikai Lapok 1991/1 33–37

8. CZELNAI RUDOLF: *Bevezetés a meteorológiába I. Légkörtani alapismeretek* – Egyetemi jegyzet, Eötvös Loránd Tudományegyetem, Természettudományi Kar, Tankönyvkiadó, Budapest, 1979
9. H.C. VAN DE HULST: *Light scattering by small particles* – New York, John Wiley & Sons, Inc. 1957; New York, Dover 1981
10. M. KERKER: *The scattering of light* – Academic Press, New York and London, 1969
11. JOHN A. ADAM: *The mathematical physics of rainbows and glories* – Physics Reports 356 (2002) 229–365
12. R.L. LEE, JR., A.B. FRASER: *The rainbow bridge: rainbows in art, myth and science* – Pennsylvania State University, Philadelphia, USA, 2001
13. <http://www.kfki.hu/fszemle>
<http://complex.elte.hu/cserti/Szivarvany.pdf>
14. J.D. WALKER: *Multiple rainbows from single drops of water and other liquids* – American Journal of Physics 44 (1976) 421–433
15. L.D. LANDAU, E.M. LIFSHIC: *Elméleti fizika I (Mechanika)* – Tankönyvkiadó, Budapest, 1974

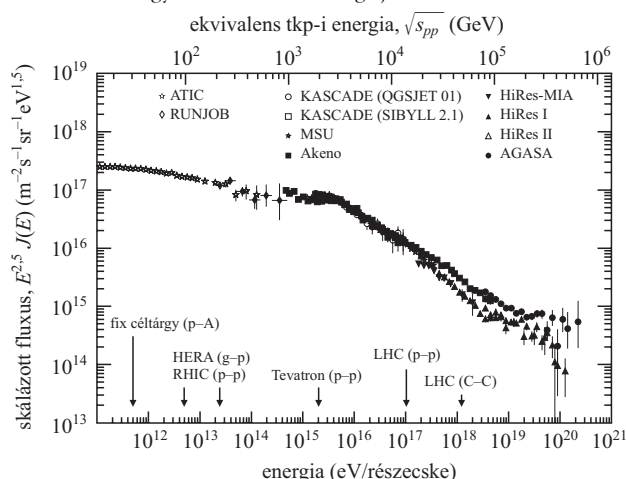
A NAGYENERGIÁJÚ NEUTRÍNÓK ÉS A KOZMIKUS SUGÁRZÁS FIZIKÁJA ÉS ASZTROFIZIKÁJA

Mészáros Péter
Pennsylvania State University

Világegyetemünk legtitokzatosabb hírvivői között vannak a neutrínók és a kozmikus sugárzás részecskéi, ezek között is pedig azok, amelyek nagy energiával érkeznek Földünkhöz, azaz TeV (10^{12} eV) energiák fölött. Ezt az energiaszintet csak nemrég közelítették meg a világ legnagyobb laboratóriumi gyorsítóiban, mint például az európai CERN-ben és az USA-beli Fermilab és RHIC gyorsítóknban. Ezzel szemben, a hozzánk érkező kozmikus részecskék egy kis hányada ezt az energiaszintet több nagyságrenddel meghaladja, és a kozmikus sugárzás okozta atmoszférikus neutrínók között is akad jóval nagyobb energiájú.

A kozmikus sugárzás megfigyelt energiaspektruma eléri a 10^{20} eV-ot (1. ábra). Ezt a hatalmas, szinte makroszkopikus energiát (amely megfelel például egy gyorsan adogatott teniszlabda energiájának vagy egy 15 watos körtéből egy másodperc alatt kibocsátott energiának) egyetlen, földünkbe becsapódó atommag hozza magával. Ez a (Greisen, Zatsepin és Kuz'min kutatókról elnevezett) GZK-energiaszint, amely fölött várható, hogy a kozmikus részecskék száma drasztikusan megritkul a háromfokos kozmikus rádióhullám háttersugárzással való ($p, \gamma \rightarrow n, \pi^+$) fotomezon kölcsönhatás miatt.

1. ábra. A kozmikus sugárzás spektruma, különböző kísérletek eredményeit használva és összehasonlítva különböző jelenleg működő és tervezett földi gyorsítók elérhető energiájával [15].



Az utolsó évtized legégetőbb kérdése ezzel kapcsolatban az volt, hogy egy ilyen „GZK-levágás” észlelhető-e a kozmikus sugarak becsapódási rátáján? Ez idáig a világ két legnagyobb kozmikus sugárzást mérő berendezése, a japán AGASA és az Amerikai HiRes kísérletek csak igen kisszámú (tucatnál kevesebb) kozmikus sugárzási eseményt mértek 10^{20} eV energiák fölött, eltérő, de statisztikailag nem jelentősen különböző választ adva a GZK-levágás létezésére. Az egyértelmű választ nem könnyíti az a tény, hogy a két kísérlet más-más módszerrel és kalibrációval méri a kozmikus sugárzás részecskéinek energiáját. A földi atmoszféra felső rétegeibe érkezve a kozmikus sugárzás (akár proton, akár neutron, azaz közös nevükön nukleon, N) az atmoszférikus nukleonokkal az erős kölcsönhatás révén egy hadronikus elektromágneses (N, p vagy $N, n \rightarrow \text{pion, müon, elektron, pozitron}$) kaszkádszerű záport okoz, amely tehát főleg pionokból, müonokból és elektron-pozitron párokból áll.

A zápor energiáját és így az azt okozó kozmikus sugárzás nukleonjának energiáját az AGASA szcintillátorberendezésekkel a Föld szintjéhez érkező müonok révén méri. A HiRes (az előző úgynevezett „Légszem” kísérletük technikájával) a zápor által felgerjesztett atmoszférikus nitrogén fluoreszcenciáját méri optikai távcsövekkel. A legmagasabb energiájú kozmikus részecskék spektrumának és fizikai eredete kérdéseinek tisztázására már félig felépítették a Pierre Auger Kozmikus Sugárzás Observatóriumot [1], amelyet egy nemzetközi konzorcium működtet Argentínában (2. ábra). Ez a berendezés egyidejűleg kétféle módszerrel is méri a 10^{18} – 10^{20} eV energiájú kozmikus részecskéket. Egyrészt, a HiReshez hasonlóan, a zápor töltött részecskéi által a felső légkörben felgerjesztett nitrogénmolekulák fluoreszcens fényét méri több irányban figyelő optikai távcsövekkel. Másrészt, a Föld felszínére érkező zápor keltette müonpárok víztartályokban okozott Cserenkov-sugárzását figyelni meg gyors időfelbontású fotoelektron-sokszorozókkal.

Ez idáig az Auger Observatórium teljes részecske-„befogadóképessége” (accumulated acceptance) $1600 \text{ km}^2 \cdot \text{steradián} \cdot \text{év}$, ami éppen meghaladja a már leál-