

fizikai szemle



2005/10



**A Magyar Tudományos Akadémia
Fizikai Tudományok Osztálya,
az Eötvös Loránd Fizikai Társulat,
a Magyar Biofizikai Társaság,
a Magyar Nukleáris Társaság és
az Oktatási Minisztérium
folyóirata**

Főszerkesztő:

Berényi Dénes

Szerkesztőbizottság:

**Barlai Katalin (Csillagászat),
Faigel Gyula,
Gnädig Péter (Négyzögletes kerék),
Gyulai József,
Horváth Dezső (Mag- és részecskefizika),
Jéki László, Kanyár Béla (Sugárvédelem),
Németh Judit, Ormos Pál (Biofizika),
Papp Katalin,
Sükösd Csaba (Vélemények),
Szőkefalvi-Nagy Zoltán (Biofizika),
Tóth Eszter, Turiné Frank Zsuzsa
Ujvári Sándor (A fizika tanítása)**

Szerkesztő:

Hock Gábor

Műszaki szerkesztő:

Kármán Tamás

A lap e-postacíme:

fizsem.elft@mtesz.hu

A folyóiratba zánt írásokat erre a címre kérjük.

A címlapon:

**A 2005. október 3-i részleges
napfogyatkozás látványa
a Margit-szigetről.
Fotó: Kiss László, Budapest**

TARTALOM

<i>Syed M. Qaim, Sudár Sándor, Andreas Fessler:</i> A reakciócsatorna hatása az izomér hatáskeresztmetszet-arányra	333
<i>Sunday A. Jonab:</i> Neutronaktivációs analízis 5 Ci (185 GBq) Am–Be neutronforrással	336
<i>Zsolnay Éva, Andrej Trkov:</i> Új reaktordozimetriai hatáskeresztmetszet-könyvtár, IRDF-2002	338
<i>Taweé Chim-oye:</i> A nukleáris technika fejlődése a thaiföldi Thammasat Egyetemen	340
<i>Hámori Krisztián, Tóth Eszter:</i> A CR39 nyomdetektorok ritkán előforduló anomális viselkedése	344
<i>Valentina Semkova, Arjan J.M. Plompen:</i> A Ni → ⁶⁰ Co és Cu → ⁶⁰ Co aktivációs hatáskeresztmetszete 13 és 20 MeV között	347
<i>Cserti József:</i> A szivárvány fizikája – II.	349
MEGEMLÉKEZÉSEK	
Csikai Gyula 75 éves (<i>Lovas Rezső</i>)	355
A neutrínó visszalökő hatásának észlelése a ⁶ He béta-bomlásában – 50 évvel ezelőtt (<i>Dóczi Rita</i>)	356
A FIZIKA TANÍTÁSA	
<i>Sudár Sándor:</i> Számítógépes szimulációk és vizuális módszerek a fizikaoktatásban	362
MINDENTUDÁS AZ ISKOLÁBAN	
A Nipkow-tárcsától a színes televízióig – I. (<i>Mester András</i>)	367
LEVÉL A SZERKESZTŐHÖZ	368
KÖNYVESPOLC	368
HÍREK – ESEMÉNYEK	361, 368

S.M. Qaim, S. Sudár, A. Fessler: Influence of reaction channel on the isomeric cross-section ratio
S.A. Jonab: Neutron Activation Analysis with a 5 Ci Am–Be Neutron Source
É. Zsolnay, A. Trkov: The new International Reactor Dosimetry File, IRDF-2002
T. Chim-oye: The development of nuclear technique at Thammasat University
K. Hámori, E. Tóth: A rarely occurring anomaly of CR39 trace detector behavior
V. Semkova, A.J.M. Plompen: Measurements of activation cross sections for the production of ⁶⁰Co on Ni and Cu in the energy range from 13 to 20 MeV
J. Cserti: The optics of the rainbow – II

COMMEMORATIONS

Academician J. Csikai – 75th anniversary (*R. Lovas*)
 Neutrino recoil 50 years ago first observed in ⁶He beta-decay (*R. Dóczi*)

TEACHING PHYSICS

S. Sudár: Computer simulations and visual methods in physics teaching

SCIENCE IN BITS FOR THE SCHOOL

From Nipkow's disc to color TV – I (*A. Mester*)

EVENTS, LETTER TO EDITOR, BOOKS

S.M. Qaim, S. Sudár, A. Fessler: Der Einfluss des Reaktionskanals auf das Verhältnis der isomeren Wirkungsquerschnitte

S.A. Jonab: Aktivationsanalyse mit einer 5 Ci Am–Be Neutronenquelle
É. Zsolnay, A. Trkov: IRDF-2002 – Eine neue Bibliothek von Wirkungsquerschnitten für die Reaktor-Dosimetrie
T. Chim-oye: Die Entwicklung der kernphysikalischen Technik an der Universität Thammasat
K. Hámori, E. Tóth: Eine selten beobachtete Anomalität bei CR39 Spurendetektoren
V. Semkova, A.J.M. Plompen: Aktivations-Querschnitte im Energiebereich 13–20 MeV für die Umwandlung von Ni und Cu zu ⁶⁰Co

J. Cserti: Die Optik des Regenbogens – II

ZUR ERINNERUNG

Academienmitglied J. Csikai zum 75. Geburtstag (*R. Lovas*)
 Vor 50 Jahren: Neutrino-Rückstoß im ⁶He-Betazerfall erstmals beobachtet (*R. Dóczi*)

PHYSIKUNTERRICHT

S. Sudár: Computer-simulationen und visuelle Methoden im Physikunterricht

WISSENSWERTES FÜR DIE SCHULE

Von der Nipkow'schen Scheibe zum Farbfernsehen – I (*A. Mester*)

EREIGNISSE, LESERBRIEFE, BÜCHER

С.М. Каим, Ш. Судар, А. Фэсслер: Влияние канала реакций на отношение изомерных сечений
С.А. Джонах: Активационный анализ с помощью Am–Be нейтронного источника силой в 5 Ci
Э. Жолнай, А. Трков: IRDF-2002 – Новый файл реакционных сечений для реакторной дозиметрии
Т. Чим-ойе: Развитие ядерной техники в Университете Тхаммасат
К. Гамори, Э. Тот: Об одной редко наблюдаемой аномальности следовых детекторов CR39
В. Семкова, А.Ж.М. Пломпен: Определение активационных сечений для превращения Ni и Cu в ⁶⁰Co в диапазоне 13–20 MeV
Й. Черти: Оптика радуги – II

НА ПАМЯТЬ

Академику Д. Чикаи – 75 лет (*Р. Лобано*)
 50 лет обнаружению нейтрино в бета-распаде ⁶He (*Р. Доуи*)

ОБУЧЕНИЕ ФИЗИКЕ

Ш. Судар: Компьютерные моделирования и визуальные методы в обучении физике

НАУЧНЫЕ ОБЗОРЫ ДЛЯ ШКОЛ

От диска Нипкова к цветному телевидению – I (*А. Мейстер*)

ПИСЬМО К РЕДАКТОРУ, КНИГИ, ПРОИСХОДЯЩИЕ СОБЫТИЯ

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

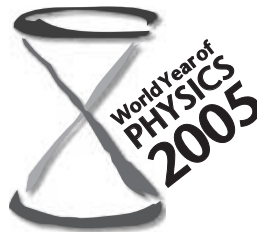
A Fizikai Szemle az Akadémia által 1862-ben elindított Matematikai és Természettudományi Értesítő és az 1891-ben Eötvös Loránd által alapított Matematikai és Physikai Lapok utóda és folytatása

LV. évfolyam

10. szám

2005. október

NEM ÉLHETÜNK



FIZIKA NÉLKÜL



A REAKCIÓCSATORNA HATÁSA AZ IZOMÉR HATÁSKERESZTMETSZET-ARÁNYRA

Syed M. Qaim¹, Sudár Sándor^{1,2}, Andreas Fessler^{1,3}

¹Institut für Nuklearchemie, Forschungszentrum Jülich, Németország

²Kísérleti Fizika Tanszék, Debreceni Egyetem

³Institute for Reference Materials and Measurements, Geel, Belgium

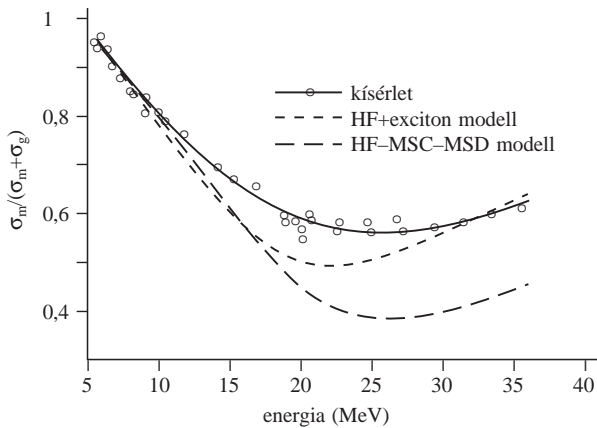
Az izomér hatáskeresztmetszet-arányok vizsgálata jelentős érdeklődésre tarthat számot. Megmutatták [1], hogy az izomér hatáskeresztmetszet-arányt elsősorban a két érintett magnívó spinje határozza meg, ezek gerjesztési energiái és távolságuk kisebb szerepet játszik. További kísérletekben, amelyekben a ^{73m}gSe magot hat különböző magreakcióban [2], a ^{58m}gCo magot hét különböző magreakcióban [3], és a ^{94m}gTc három magreakcióban [4] hozták létre a céltárgy, a bombázó és a távozó részecske különböző kombinációival, részletesen tanulmányozták a keletkezett atommag nívószerkezetének, a preequilibrium-bomlás impulzuszórási arányainak és a különálló nívók gamma-elágazási arányainak a hatását. Neutron által indukált reakciókban tanulmányozták ugyan már a reakciócsatorna hatását az izomér hatáskeresztmetszet-arányra, de az eredmények nem voltak meggyőzőek [5, 6]. Mindezen kísérleteknek a közös vonása az volt, hogy az összetett mag bomlásakor csak egyetlen nukleon, néha egy alfa-részecske játszott szerepet. Hasznosnak tűnt tehát bonyolultabb reakciók vizsgálata, mint például (n,t) , $(^3\text{He},t)$ és $(^3\text{He},\alpha p)$, és az ezekből származó izomér hatáskeresztmetszet-arányok összehasonlítása egyszerűbb re-

akciókéval, mint (p,n) stb. Az eredmények rávilágíthatnak a reakciócsatornának az izomér hatáskeresztmetszet-arányra gyakorolt esetleges hatására. Mi a ^{52m}gMn izomérpár vizsgálatát választottuk $^{52}\text{Cr}(p,n)$, $^{52}\text{Cr}(^3\text{He},t)$, $^{54}\text{Fe}(d,\alpha)$, $^{54}\text{Fe}(n,t)$ és $^{54}\text{Fe}(^3\text{He},\alpha p)$ reakciókban. A metastabil állapot spinje 2^- az alapállapoté pedig 6^+ . Mindkettő elektronbefogással és pozitronbomlással is bomlik, a metastabil állapot csaknem függetlenül, ^{52}Cr -ra. Minden mérést radiokémiai módszerekkel végeztünk. A reakciómechanizmus megértése érdekében magmodellszámításokat végeztünk a nemrég kifejlesztett EMPIRE-II kóddal.

Kísérleti körülmények

A töltött részecskék által keltett reakciók gerjesztési függvényeinek mérésére a standard fóliaszendvics-technikát használtuk. Vékony mintákat készítettünk elektrolitikus úton. A besugárzásokat Jülichben, a CV 28 kompakt ciklotronon végeztük, és a nyalábáramot monitorreakciókkal határoztuk meg. A két izomér állapot radioaktivitását nagy tisztaságú (HPGe) detektorral végzett gamma-spektrometriával mértük. Mivel alacsony bombázó energián a ^{52g}Mn létrejöttének viszonylag alacsony

Csikai Gyulának ajánlva, 75-ik születésnapjára. Fordította Sükösd Csaba.



1. ábra. Kísérleti és elméleti izomér hatáskeresztmetszet-arányok a $^{52}\text{Cr}(p,n)$ reakcióban létrejött $^{52m,g}\text{Mn}$ izomérpárra, a bombázó proton-energia függvényében. A kísérleti adatok [8]-ből valók.

a hatáskeresztmetszete, a terméket radiokémiaiilag elválasztottuk. A $^{52}\text{Cr}(^3\text{He},t)^{52m,g}\text{Mn}$, $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52m,g}\text{Mn}$ és $^{54}\text{Fe}(d,\alpha)^{52m,g}\text{Mn}$ mérések részleteit máshol közöljük [7–9]. A $^{54}\text{Fe}(^3\text{He},\alpha p)^{52m,g}\text{Mn}$ folyamatot a korábbiakhoz [7–9] hasonló technikával vizsgáltuk, és az eredményeket [10] ismerteti.

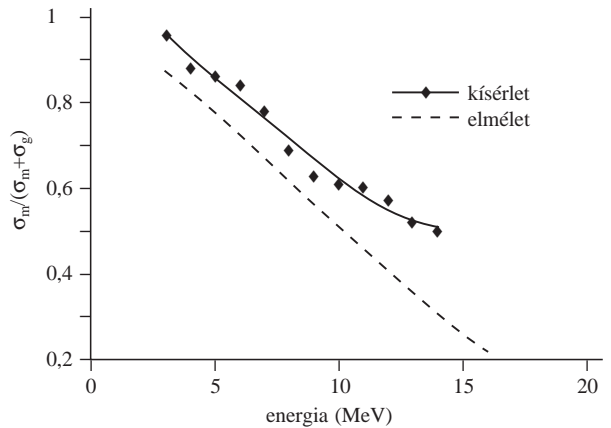
A $^{54}\text{Fe}(n,t)^{52m,g}\text{Mn}$ reakcióra vonatkozó mérésekhez három neutronforrást használtunk: a) d/t neutrongenerátor Jülichben [11], b) d/t neutronforrás a geeli Van de Graaff generátornál [10], c) d/Be breakup neutronforrás Jülichben a JULIC közepes energiájú ciklotron mellett [12]. Minden esetben aktivációs technikát használtunk. E mérések részleteit korábban már közöltük [10–12].

Minthogy a két érintett izomér állapotra vonatkozó hatáskeresztmetszetek független kísérletekből származnak, az izomér hatáskeresztmetszet-arányokra vonatkozó teljes mérési bizonytalanságok valamivel nagyobbak, mint az egyes hatáskeresztmetszeteké. A töltött részecske reakciókból származó hatáskeresztmetszet-arányok bizonytalanságait 16–18%-ra becsüljük, míg a neutronos mérésekből származókat 25–30%-ra.

Magmodellszámítások

Az izomér hatáskeresztmetszeteket Herman és munkatársai [13] által kifejlesztett EMPIRE-II (2.19 verzió Lodi) számítógépes kóddal számítottuk ki a $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52m,g}\text{Mn}$, $^{52}\text{Cr}(^3\text{He},t)^{52m,g}\text{Mn}$, $^{54}\text{Fe}(d,\alpha)^{52m,g}\text{Mn}$, $^{54}\text{Fe}(n,t)^{52m,g}\text{Mn}$ and $^{54}\text{Fe}(^3\text{He},\alpha p)^{52m,g}\text{Mn}$ reakciókra. Ez a kód a statisztikus részre a Hauser–Feshbach-modellt használja (beleértve a szélességek fluktuációjának korrekcióját [HRTW]), és az excitonmodellt a magreakció precompound részére. A standard könyvtárat használtuk a bementi paraméterek megadására; ez tartalmazta az atommagtömegeket, az alapállapotú deformációkat, a különálló nivókat és a bomlási sémákat, nivósűrűségeket, tehetetlenségi nyomatékokat (MOMFIT) és a gamma-sugárzások gerjesztési függvényeit.

A részecske-transzmissziós együtthatókat – mind az exciton-, mind a Hauser–Feshbach-formalizmus számára – gömbszimmetrikus optikai modellel, a SCAT 2 [14, 15] számítógépes kóddal állítottuk elő. A számításokhoz



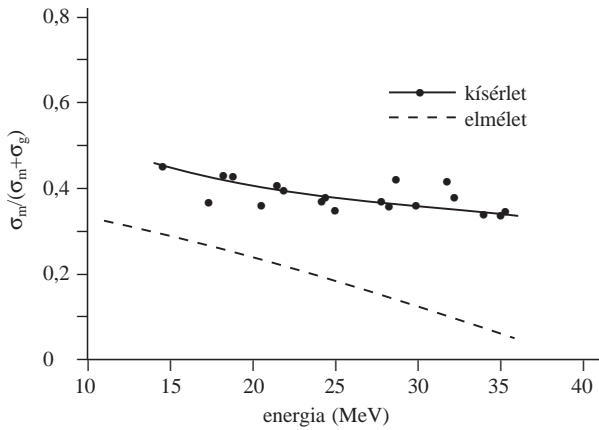
2. ábra. Kísérleti és elméleti izomér hatáskeresztmetszet-arányok a $^{54}\text{Fe}(d,\alpha)$ reakcióban létrejött $^{52m,g}\text{Mn}$ izomérpárra, a bombázó deuteron-energia függvényében. A kísérleti adatok [9]-ből valók.

szükséges globális paramétereket neutronokra és protonokra Koning és Delaroche [16], míg az alfa-részecskék számára McFadden és Satchler [17] munkáiból vettük. A $^{54}\text{Fe}(^3\text{He},\alpha p)^{52m,g}\text{Mn}$, $^{54}\text{Fe}(d,\alpha)^{52m,g}\text{Mn}$, $^{54}\text{Fe}(n,t)^{52m,g}\text{Mn}$ és a $^{52}\text{Cr}(^3\text{He},t+dn)^{52m,g}\text{Mn}$ reakcióknál csak a Hauser–Feshbach (HF) modellel végeztünk számításokat. A $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52m,g}\text{Mn}$ reakció esetén azonban egyrészt a HF–MSD–MSD modell mellett a HF–DEGAS excitonmodellt [18] is használtuk, impulzusmomentum-megmaradással és gamma-bomlásokkal. A nivósűrűségeket a kritikus gerjesztési energiák alatt az EMPIRE-II dinamikus módszerével számítottuk ki a szuperfolyékony modell (BSC) formalizmusával, a kritikus energia felett pedig a Fermi-gáz-modellel. Sajnos az EMPIRE kód az egymást megelőző folyamatokat csak a neutron- és protoncsatornáknál tudta kezelni.

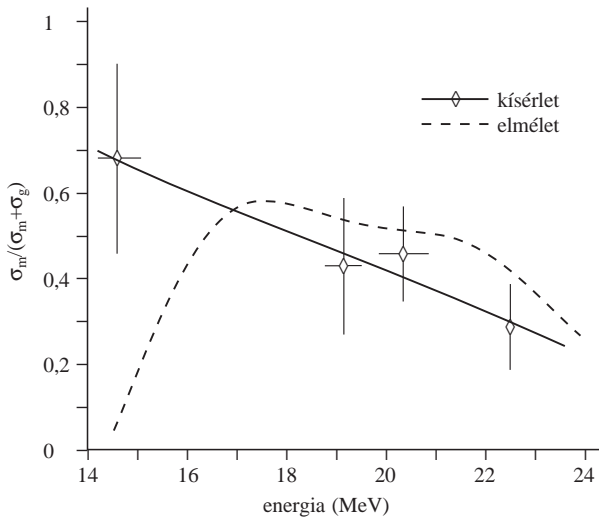
Eredmények és diszkusszió

A kísérleti és elméleti adatok összehasonlítása

A $^{52m,g}\text{Mn}$ -pár kísérleti izomér hatáskeresztmetszet-arányai láthatók az öt vizsgált reakcióra az 1–5. ábrán. A számított értékeket ugyancsak feltüntettük mindegyik ábrán. A kísérlet és az elmélet között a legjobb egyezést a $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52m,g}\text{Mn}$ reakció esetén találjuk (1. ábra), ahol a számításokat a HF+exciton modellel végeztük. Hasonló eredmények adódtak 20 MeV-ig, ha a számítást a HF–MSD–MSD modellel végeztük. 20 MeV fölött azonban az ezzel a formalizmussal számított értékek konzisztensen mind a kísérleti, mind pedig a HF+exciton modellel kapott értékek alatt vannak. A másik négy reakciónál – tekintettel arra, hogy ezekben összetett részecskék emittálódnak – csak HF-számításokat lehetett végezni. A $^{54}\text{Fe}(d,\alpha)^{52m,g}\text{Mn}$ reakciónál a számított értékek valamivel alacsonyabbak, a $^{54}\text{Fe}(^3\text{He},\alpha p)^{52m,g}\text{Mn}$ reakciónál pedig jelentősen alacsonyabbak, mint a kísérleti értékek, jöhetnek a kísérleti és az elméleti görbék alakja nagyon hasonló (2. és 3. ábra). Ezek az eredmények azt mutatják, hogy a HF-módszer egyedül (azaz elhanyagolva a precompound részt) alulbecsüli a 2^+ gerjesztett állapot járulékat a 6^+ alapállapotéhoz viszonyítva. Az $^{54}\text{Fe}(n,t)^{52m,g}\text{Mn}$ reakciónál a számított értékek többé-kevésbé összhang-



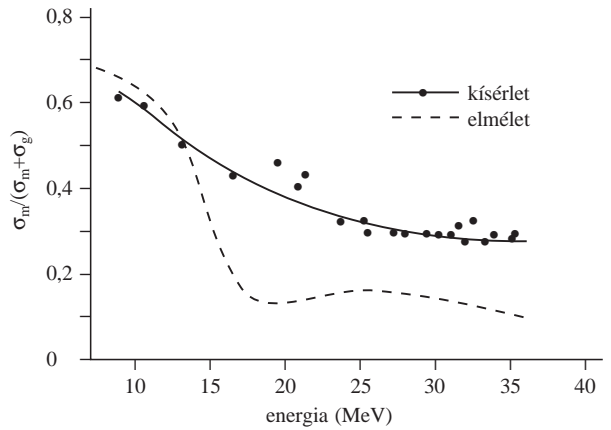
3. ábra. Kísérleti és elméleti izomér hatáskeresztmetszet-arányok a $^{54}\text{Fe}(^3\text{He}, \alpha p)$ reakcióban létrejött $^{52m,g}\text{Mn}$ izomérpárra, a bombázó ^3He energiája függvényében. A kísérleti adatok [10]-ból valók.



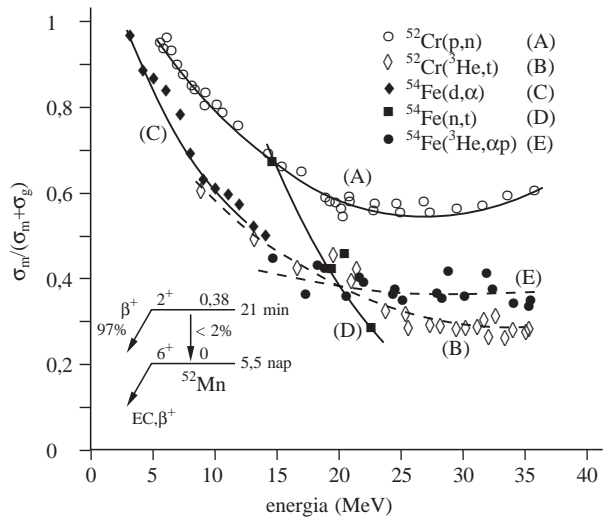
4. ábra. Kísérleti és elméleti izomér hatáskeresztmetszet-arányok a $^{54}\text{Fe}(n, t)$ reakcióban létrejött $^{52m,g}\text{Mn}$ izomérpárra, a bombázó neutron-energia függvényében. A kísérleti adatok [10–12]-ből valók. Tekintettel a nagy mérési bizonytalanságokra, a 14,6 MeV-es adatpontot [11] kissé lejjebb csúsztattuk. A 22,5 MeV-es adatot csak durva becslésnek kell tekinteni, hiszen ezt az 53 MeV d/Be breakup neutronspektrummal mérték.

ban vannak a kísérleti adatokkal 19 és 23 MeV között, azonban jelentősen eltérnek attól a reakcióküszöb közelében (4. ábra). Nyilvánvalóan az alacsonyabb impulzusmomentumú izomér járulékat drasztikusan alulbecsüli ez a módszer a reakcióküszöb közelében. Ugyancsak a $^{52}\text{Cr}(^3\text{He}, t)^{52m,g}\text{Mn}$ folyamatra számított adatok igen érdekesen viselkednek: jó egyezés van a kísérleti adatokkal körülbelül 15 MeV-ig, ám e fölött az elméleti adatok hirtelen lecsökkennek, és a kísérleti adatok alatt maradnak a vizsgált energiatartomány végéig (5. ábra). Ez a reakció azonban különleges, hiszen itt egyrészt direkt töltéscserélő folyamatok, másrészt t-, dn-, p2n-, 2np-, illetve npn-részecskéket kibocsátó folyamatok is végbemehetnek.

A fentiekből leszűrhető, hogy az elmélet csak egyszerű nukleonemissziós reakciónál tudja jól leírni az izomér hatáskeresztmetszeteket nagy energiatartományban. Bonyolultabb reakciónál az elmélet és a kísérleti adatok között viszonylag nagy eltérés van. Ez utóbbi esetben valószínűleg a direkt reakciónak nagy járuléka lehet, ezeket viszont a statisztikus számítások nem veszik figyelembe.



5. ábra. Kísérleti és elméleti izomér hatáskeresztmetszet-arányok a $^{52}\text{Cr}(^3\text{He}, t+dn)$ reakcióban létrejött $^{52m,g}\text{Mn}$ izomérpárra, a bombázó ^3He energiája függvényében. A kísérleti adatok [7]-ből valók.



6. ábra. Kísérleti és elméleti izomér hatáskeresztmetszet-arányok több különböző magreakcióban [7–12] létrejött $^{52m,g}\text{Mn}$ izomérpárra, a bombázó részecskék energiájának függvényében.

Az 1–5. ábrán látható kísérleti adatok a részt vevő állapotok impulzusmomentumának (spinjének) fontosságát is megerősítik. Az alacsonyabb impulzusmomentumú izomér állapot hatáskeresztmetszete növekvő bombázó energiával jobban csökken, mint a magasabb spinű alapállapoté.

A reakciócsatorna hatása

A kísérletileg megmért izomér hatáskeresztmetszet-arányokat ábrázoltunk a bombázó energia függvényében (6. ábra). Mindegyik reakciónál kezdetben csökken az arány, de nagy gerjesztési energiákon csaknem állandó értékre áll be. Érdekes megjegyezni, hogy a (p, n) és a ($^3\text{He}, t$) reakciók (A és B görbék) azonos céltárgymagon játszódnak le, és a létrejött mag is azonos. Ugyanez vonatkozik a (d, α), (n, t) és ($^3\text{He}, \alpha p$) reakciókra (C, D és E görbék). Az izomér hatáskeresztmetszet-arányok abszolút értékei azonban jelentősen eltérnek. A megfigyelt trendből arra lehet következtetni, hogy a reakciócsatorna jelentősen befolyásolja az izomér hatáskeresztmetszet-arányt, különösen akkor, ha a reakciócsatornák nagyon különbözőek: például (p, n) és ($^3\text{He}, t$) folyamatok.

Köszönjük H.H. Coenennek e munka támogatását, valamint a jülichi kompakt ciklotron és a geeli Van de Graaff gyorsító munkatársainak a besugárzások elvégzését.

Irodalom

1. S.M. QAIM: *Recent developments in the study of isomeric cross sections* – Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology (szerk. J.K. Dickens), American Nuclear Society Inc., LaGrange Park, 1994, p. 186
2. S.M. QAIM, A. MUSHTAQ, M. UHL: *Isomeric cross-section ratio for the formation of $^{73m,g}\text{Se}$ in various nuclear reactions* – Phys. Rev. C38 (1988) 645
3. S. SUDÁR, S.M. QAIM: *Isomeric cross-section ratio for the formation of $^{58m,g}\text{Co}$ in neutron, proton, deuteron and α -particle induced reactions in the energy region up to 25 MeV* – Phys. Rev. C53 (1996) 2885
4. B. STROHMAIER, M. FASSBENDER, S.M. QAIM: *Production cross sections of ground and isomeric states in the reaction system $^{93}\text{Nb}+^3\text{He}$, $^{92}\text{Mo}+\alpha$ and $^{94,95}\text{Mo}+p$* – Phys. Rev. C56 (1997) 2654
5. I.-G. BIRN, B. STROHMAIER, H. FREIESLEBEN, S.M. QAIM: *Isomeric cross-section ratios for the formation of $^{75m,g}\text{Ge}$ in (n,p) , (n,α) and $(n,2n)$ reactions from 6 to 15 MeV* – Phys. Rev. C52 (1995) 2546
6. C.D. NESARAJA, S. SUDÁR, S.M. QAIM: *Cross sections for the formation of $^{60m,g}\text{Zn}$ and $^{71m,g}\text{Zn}$ in neutron induced reactions near their threshold: Effect of reaction channel on the isomeric cross section ratio* – Phys. Rev. C68 (2003) 024603
7. A. FESSLER, Z.B. ALFASSI, S.M. QAIM: *Excitation functions of ^3He -particle induced nuclear reactions on natural chromium: possibilities of production of ^{52}Fe , ^{53}Fe and ^{52}Mn for medical use* – Radiochim. Acta 65 (1994) 207
8. A.T.J. KLEIN, F. RÖSCH, S.M. QAIM: *Investigation of $^{50}\text{Cr}(d,n)^{51}\text{Mn}$ and $^{nat}\text{Cr}(p,x)^{51}\text{Mn}$ processes with respect to the production of the positron emitter ^{51}Mn* – Radiochim. Acta 88 (2000) 253
9. M.R. ZAMAN, S. SPELLERBERG, S.M. QAIM: *Production of ^{55}Co via the $^{54}\text{Fe}(d,n)$ -process and excitation functions of $^{54}\text{Fe}(d,t)^{53}\text{Fe}$ and $^{54}\text{Fe}(d,\alpha)^{52m}\text{Mn}$ reactions from threshold up to 13.8 MeV* – Radiochim. Acta 91 (2003) 105
10. A. FESSLER: *Activation cross sections and isomeric cross section ratios in neutron induced reactions on Cr-, Fe-, and Ni-isotopes in the energy range 9 to 21 MeV* – Jül-Report 3502, Forschungszentrum Jülich, 1998.
11. S.M. QAIM, G. STÖCKLIN: *A systematic investigation of (n,t) reactions at 14–15 MeV on medium and heavy mass nuclei* – J. Inorg. Nucl. Chem. 35 (1973) 19
12. S.M. QAIM, R. WÖLFLE: *Triton emission in the interactions of fast neutrons with nuclei* – Nucl. Phys. A295 (1978) 150
13. M. HERMAN, R. CAPOTE, B. CARLSON, P. OBLOZINSKY, M. SIN, A. TRKOV, V. ZERKIN: *EMPIRE-II, Nuclear Reaction Model Code, Version 2.19 (Lodi)* – International Atomic Energy Agency, Vienna, 2005. <http://www-nds.iaea.org/empire/index.html>
14. O. BERSILLON: *Un programme de modele optique spherique* – CEA-N-2272, Centre d'Etudes de Bruyères-le Châtel, 1981.
15. J. RAYNAL: *Notes on ECIS* – CEA-N-2772, Commissariat à l'Energie Atomique, 1994.
16. A.J. KONING, J.P. DELAROCHE: *Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV* – Nuclear Physics A713 (2003) 231
17. L. MCFADDEN, G.R. SATCHLER: *Optical model analysis of the scattering of 24.7 MeV alpha particles* – Nucl. Phys. 84 (1966) 177
18. E. BÉTÁK, P. OBLOZINSKÝ – INDCC(SLK)001, IAEA, Vienna, 1993.

NEUTRONAKTIVÁCIÓS ANALÍZIS 5 Ci (185 GBq) Am–Be NEUTRONFORRÁSSAL

Sunday A. Jonah
Energetikai Kutató és Oktató Központ (CERT),
Ahmadu Bello Egyetem, Zaira, Nigéria

CERT-ben (Zaria, Nigéria) egy 185 GBq aktivitású, Am–Be neutronforrást telepítettek. A forrást paraffinmoderátorral vették körül, hogy termikus neutronaktivációs analízis (TNAA) céljaira használható legyen [1]. A neutronforrást mangánkoncentrációjának neutronaktivációs analízissel történő meghatározására használták mangán-érceben, valamint alumíniumkoncentrációjának meghatározására bauxitban [2, 3]. A berendezés besugárzó csatornájában lévő viszonylag magas gyorsneutronhányad miatt külön módszert kellett kidolgoznunk az Al/Si tömegarány alumino-szilikátokban történő meghatározására [4]. Annak érdekében, hogy a gyorsneutronos aktivációs analízishez viszonylag kis aktivitású izotópos neutronforrást lehessen használni, szükséges a gyorsneutronfluxus ismerete a szabad, árnyékolatlan forrás közelében [5]. Ez igazolja, hogy meg kellett határozniuk berendezésünk jellemzőit az Al, Fe és Si ásványokból, valamint koncentrátumokból gyorsneutronaktivációs analízissel történő kimutatásához. Ezek az elemek a könnyű és közepes atommagok azon csoportjához tartoznak, ahol az (n,p) reakciók mennek végbe a

legkönnyebben – összehasonlítva az (n,α) és $(n,2n)$ reakciókkal – az Am–Be forrásból származó gyorsneutronos NAA esetén, mivel ennek a reakciónak viszonylag kicsi az energiaküszöbe. A gyorsneutronos NAA módszer fő előnye, hogy nem érzékeny a szóródott neutronokra, így folyamatos aktivációs analízisre és folyamat-szabályozásra is alkalmas a bányaiiparban.

Ezért ebben a munkában a CERT moderálatlan forrásával történő gyorsneutronos NAA módszer analitikai lehetőségeit vizsgáltuk. Az abszolút neutronfluxust aktivációs technikával, az $^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$ reakció segítségével határoztuk meg. Ezt követően az Al, Fe, és Si kimutatási határát számítottuk ki moderálatlan forrással, szórásmentes környezetben.

Eszközök és módszerek

A CERT eredeti kísérleti elrendezése paraffinba ágyazott 185 GBq aktivitású, 3,0 cm átmérőjű, 4,8 cm hosszúságú, henger alakú Am–Be neutronforrásból áll. A forrásérség $1,29 \cdot 10^7$ n/s lehetővé tette a kísérleti elrendezés olyan módosítását, hogy gyorsneutron-besugárzást lehessen végrehajtani a paraffinmoderátor nélkül, szórásmen-

Csikai Gyulának ajánlva 75. születésnapja alkalmából 2005-ben, amely egyben a Fizika Éve is. Fordította Sükösd Csaba.

1. táblázat

Magreakciók és nukleáris adatok a fluxusmonitorokra, valamint a kísérletben használt mintákra

Magreakció	Izotóparány (%)	Felezési idő	γ -energia (keV)	γ -elágazási arány (%)
$^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116m}\text{In}$	95,7	4,49 h	336,2	45,0
$^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$	95,7	54,12 m	416,9 1093,5 1293,5	29,2 56,2 84,4
$^{23}\text{Na}(n,p)^{23}\text{Ne}$	100,0	37,60 s	440,0	33,0
$^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$	100,0	9,46 m	843,7 1014,4	72,0 28,0
$^{28}\text{Si}(n,p)^{28}\text{Al}$	92,2	2,23 m	1779,0	100,0
$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	91,8	2,58 h	846,7	98,9

2. táblázat

Gyorsneutron-aktivációs analízissel való kimutathatósági határok

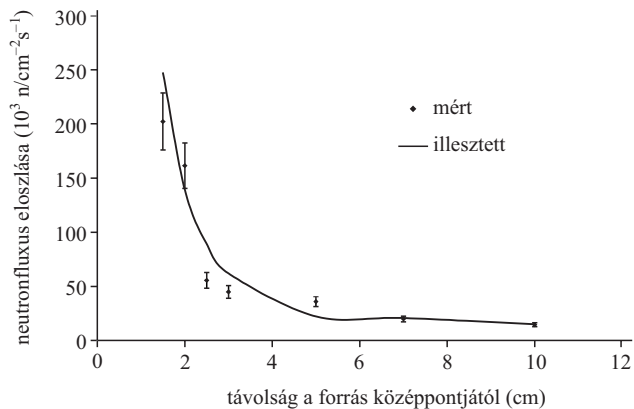
Céltárgyizotóp	Hatáskeresztmetszet* (mb)	Kimutathatósági határ (mg)
^{27}Al	37±5	2,0
^{28}Si	64±13	8,0
^{56}Fe	13±4	13,0

* Mért hatáskeresztmetszet-értékek [4] alapján

tes környezetben, sugárvédő betontömbök mögött. Ebben az elrendezésben a forrás neutronkibocsátásának radiális anizotrópiáját hat indium monitorfólia fajlagos aktivitásának mérésével határoztuk meg, amelyeket szoroson a forrás görbült felületére tekintünk. Hasonlóképpen, a gyorsneutronfluxusnak a forrás középpontjától való távolságfüggését 1 mm vastag, 15 mm × 10 mm méretű indiumfóliákkal határoztuk meg, amelyeket különböző távolságokra helyeztünk. Minden méréshez fluxusmonitoroként nagy tisztaságú, a Goodfellow Metals cégtől beszerzett fémfóliákat használtunk.

A keletkezett radionuklidok aktivitását számítógépes sokcsatornás analízatorhoz csatlakoztatott 7,6 cm × 7,6 cm NaI(Tl) detektorral mértük meg. A teljesenergiacsúcs hatásfokgörbét 120–1860 keV energiatartományban sugárzó standard gamma-források segítségével határoztuk meg, több különböző forrás–detektor geomet-

2. ábra. A 35 000 diákot képző, Nigéria legnagyobb Egyeteme, a zariai Ahmadu Bello bejárata és kampusza



1. ábra. Gyors neutronok eloszlása a 185 GBq aktivitású Am–Be forrás közelében

riára. A fluxusmonitorok helyén lévő neutronfluxust az $^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$ reakció alapján számítottuk ki. A számításokhoz az Am–Be forrás neutronspektrumára átlagolt 307,2±2,2 mb hatáskeresztmetszetet használtuk, a szakirodalom ajánlása szerint [6]. Az 1. táblázatban látható minták és fluxusmonitorok bomlási adatait az Izotóptáblázatból [7] vettük.

Eredmények és diszkusszió

A hengerfelületre tekert fluxusmonitorok aktivitáseloszlása azt mutatja, hogy a forrás izotróp módon bocsátja ki a neutronokat. A különböző besugárzási helyeken korábban tapasztalt termikus fluxus egyenlenségei [2] a paraffinmoderátor hibáinak tulajdoníthatók. Az 1. ábrán a gyorsneutronok fluxusának a forrástól mért távolság függvényében való változását ábrázoltuk. Mint látható, 5 cm távolságtól már a gyorsneutronfluxus jól közelíthető az inverz távolságnégyzetes törvénnyel. A közelebbi tartományban az eltérést a forrás aktív tartományának kiterjedtsége (nem pontszerű volta) okozza.

A mért neutronfluxusok, valamint a spektrumra átlagolt hatáskeresztmetszetek [4] alapján az Al-, Si- és Fe-ra kiszámított kimutathatósági határokat a 2. táblázat tartalmazza. Ezekhez feltételeztük, hogy a minta a forrással azonos geometriájú hengeres tartóban van, $(1,14±0,07)·10^5 \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ értékű, térfogatra átlagolt gyorsneutronfluxusban. Ez a kísérleti elrendezés olyan ásványok és ércek analízisére alkalmas, amelyekben a fent említett elemek a fő komponensek.

Irodalom

1. A. ONOJAH – Unpublished Ph.D. Thesis, A.B.U., Zaria, 1995
2. A. ONOJAH, I.M. UMAR, I.I. FUNTUA, S.B. ELEGBA, H.A. DAS – J. Radioanal. Nucl. Chem. Lett. 201 (1995) 25
3. Y. IDRIS, I.I. FUNTUA, I.M. UMAR, S.B. ELEGBA – Appl. Radiat. Isot. 49 (1998) 41
4. S.A. JONAH, M.O.A. OLADIPO, I.M. UMAR, N. RABIU, Y.U. IDRIS, I.Y. ZAKARI – J. Radioanal. Nucl. Chem. 262/2 (2004) 501–504
5. J. HOSTE: *Isotopic neutron sources for neutron activation analysis – User's Manual*, IAEA-TECDOC-456, IAEA, Vienna, 1988.
6. C. DUNJUI: *Evaluation of the $^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$ reaction cross section* – Report INDC (CRP)-024, IAEA, Vienna, 1991.
7. *Table of Isotopes* – szerk.: C.M. Lederer, V.S. Virginia – 7. kiadás, John Wiley, New York, 1987.

ÚJ REAKTORDOZIMETRIAI HATÁSKERESZTMETSZET- KÖNYVTÁR, IRDF-2002

Zsolnay Éva

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem,
Nukleáris Technikai Intézet

Andrej Trkov

Nemzetközi Atomenergia Ügynökség,
Nukleáris Adat Szekció, Bécs

A mag-, neutron- és reaktorfizikában fontos szerepet játszik az elméleti számításoknál, valamint a kísérleti adatok kiértékelésénél a felhasznált nukleáris adatok megbízhatósága. Az atomreaktorok biztonságos működtetésének, továbbá az előbb említett területeken végzett kutatási feladatok sikeres megoldásának és az eredmények megbízható gyakorlati alkalmazásának alapvető feltétele, hogy a munkához pontos nukleáris adatok (magreakció-hatáskeresztmetszetek, bomlási állandók, a radioaktív sugárzások jellemzői stb.) álljanak rendelkezésre. Számos ilyen kutatási feladatot a Nemzetközi Atomenergia Ügynökség (NAÜ), illetve az Európai Unió is támogat. Néhány jellemző példa: korunkban az egész világon napirenden van az atomerőművek üzemidejének meghosszabbítása [1] (ez érvényes a paksi atomerőműre is), amely kiterjedt elméleti és kísérleti vizsgálatokat, elemzéseket igényel; egyre elterjedtebbé válik a kísérleti atomreaktorok neutronsugárzásának gyógyászati alkalmazása (pl. bőr neutronbefogásos rákterápia, BNCT [2]), továbbá a neutronforrások széles körű alkalmazása a geológiában és egyéb ipari területeken [3].

A neutronterek jellemzőinek vizsgálatával (pl. neutronok energiaeloszlása – neutronspektrum –, a neutronforrás erőssége stb.) általában a *neutronmetrológia* foglalkozik. Ennek egy speciális területe a *reaktorozimétria*, amely a reaktortartályon belüli neutronsugárzás tulajdonságait kutatja. Jelen cikk keretében a neutronmetrológia, illetve reaktorozi métria területén való felhasználás céljára újonnan létrehozott *Nemzetközi Reaktorozi métriai Hatáskeresztmetszet-könyvtár (International Reactor Dosimetry File, IRDF-2002)* kifejlesztésének fontosabb lépéseit, tartalmát és főbb jellemzőit foglaljuk össze a 12. Nemzetközi Reaktorozi métriai Szimpóziumon (Gatlinburg, Tennessee, USA, 2005. május 8–13.) elhangzott, hasonló témájú előadás alapján [4].

Az új nukleáris adattár kifejlesztésének háttere és a munkában részt vevő intézetek

A nemzetközi reaktorozi métriai hatáskeresztmetszet-könyvtár megelőző, tesztelt változatát (IRDF-90 Ver. 2. [5]) 1993-ban bocsátotta ki a NAÜ. Azóta a benne foglalt adatok elavultak, számos új, jobb minőségű adat jelent meg az irodalomban. Több ország létrehozta a saját „nemzeti” reaktorozi métriai könyvtárát (zömében kísérletileg tesztelt adatokból). Így az egymástól különböző hatásker-

esztmetszetek felhasználásával kiértékelt kísérleti adatok még azonos reaktortípusok esetében is összehasonlíthatatlanná váltak. Ezért a nemzetközi reaktorozi métriai közösség kifejezte igényét a NAÜ-nél egy új, az adatok bizonytalanságát is tartalmazó, kísérletileg tesztelt reaktorozi métriai hatáskeresztmetszet-könyvtár létrehozására, amelynek kifejlesztése a NAÜ irányításával történik, és amelyet a NAÜ terjeszt. Ezt a kívánságot megerősítette az Európai Reaktorozi métriai Munkacsoport (EWGRD) és a megfelelő amerikai Reaktorozi métriai Munkabizottság (ASTM E10.5) elnöke is, majd 2000-ben a Nemzetközi Nukleáris Adatbizottság (*International Nuclear Data Committee*, INDC) javaslatára a NAÜ Nukleáris Adat Szekciója (*Nuclear Data Section*, NDS) elindította a kért új nukleáris adattár kifejlesztésére irányuló programot. A program célja egy, a legújabb nukleáris adatokon alapuló, a megfelelő bizonytalanságokat is tartalmazó, konzisztens, kísérletileg tesztelt, standardizált hatáskeresztmetszet-könyvtár (IRDF-2002) létrehozása volt, amelynek elsődleges felhasználási területe az atomerőművi reaktortartályok élettartambecslése, továbbá egyéb reaktorozi métriai és neutronmetrológiai feladatok megoldása.

A munkát egy nemzetközi munkacsoport végezte az alábbi résztvevőkkel [4]:

Koordinátor: NAÜ, Nukleáris Adat Szekció (NDS);

Részt vevő intézetek, illetve laboratóriumok:

- Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, Nukleáris Technikai Intézet (BME NTI)
- Institute of Physics and Power Engineering (IPPE), Obnyinszk, Oroszország
- Physikalisch Technische Bundesanstalt (PTB), Braunschweig, Németország
- Centre d'Etudes Nucléaires (CEA), Bruyères-le-Châtel, Franciaország
- Sandia National Laboratories (SNL), Albuquerque, USA,
- Pacific Northwest Laboratory (PNL), Richland, USA.

Az új hatáskeresztmetszet-könyvtár létrehozásának főbb lépései

Az új hatáskeresztmetszet-könyvtár létrehozása érdekében végzett nagy volumenű munka az alábbiak szerint foglalható össze:

1. *A nemzetközi irodalomban hozzáférhető, korszerű hatáskeresztmetszet-könyvtárak adatainak részletes analízise és összehasonlítása egymással; a bibátlan adatok kiválasztása az új könyvtár számára (BME NTI)*

Ezt a közleményt *Csikai Gyula* professzor úrnak ajánljuk születésnapja 75. évfordulója alkalmából, akit szeretettel köszöntünk, jó egészséget és további sikereket kívánunk a munkájában.

Az elemzett könyvtárak az alábbiak voltak:

- IRDF-90 Ver.2. [1],
- JENDL/D-99 [6],
- RRDF-98 (eredeti és felújított változat) [7], továbbá
- új, az utóbbi években kifejlesztett hatáskeresztmetszet-adatok az alábbi adattárakból [8]: ENDF/B-VI (Rev.8), JEFF-3.0, CENDL-2.

Az analízis a következő vizsgálatok elvégzését jelentette (lásd a megfelelő cikket [9]-ben):

- Az adatok formátumának és eredetének ellenőrzése;
- A hatáskeresztmetszetek és a hozzátartozó bizonytalanságok numerikus jellemzése három elméleti spektrumfüggvényre (termikus Maxwell-spektrum, $1/E$ -spektrum és Watt hasadási spektrum) átlagolt integrális értékek kiszámítása révén;

– A felsorolt könyvtárakból származtatott, integrális hatáskeresztmetszet-adatok (és bizonytalanságuk) összehasonlítása egymással;

– A hatáskeresztmetszet-adatok bizonytalansági értékeinek kiterjedt vizsgálata (beleértve a kovarianciamátrixok részletes analízisét is).

Összesen 180 hatáskeresztmetszet-adatot analizáltunk, egy részüket több ízben is. Az analízis eredményét a NAÜ közvetítésével eljuttattuk a megfelelő adattárak kifejlesztőihez, akik az általunk detektált hibákat kijavították, az észlelt hiányosságokat pótolták, majd az így nyert adatokat visszaküldték a NAÜ-nek ismételt ellenőrzés céljából. Végül a megvizsgált 180 hatáskeresztmetszet-adatból 117 adat bizonyult hibátlannak (beleértve a következő pontban bemutatott új fejlesztéseket is) [4, 9]. Ezekből az előzetesen kiszűrt, hibátlan adatokból kellett azután az IRDF-2002 könyvtárba szánt hatáskeresztmetszeteket a hozzátartozó bizonytalanságokkal együtt kiválasztani.

2. Új fejlesztések (IPPE, Obnyinszk)

A projekt keretében, a NAÜ megbízásából nyolc – a rendelkezésre álló könyvtárakban nem szereplő, vagy hibás adatokat tartalmazó – magreakcióra fejlesztettek ki új hatáskeresztmetszet-adatokat Obnyinszkban [7]. Az előzőekben ismertetett analízis után ezen hatáskeresztmetszetek mindegyike bekerült az új könyvtárba.

3. Az előzetesen kiszűrt, hibátlan hatáskeresztmetszet-adatok összehasonlítása korszerű kísérleti értékekkel, és konzisztenciavizsgálat benchmark neutronterekben (BME NTI, Budapest – PTB, Braunschweig – SNL, PNL – USA)

Az 1. pontban említett 117 hatáskeresztmetszetnek és a hozzájuk tartozó bizonytalanságoknak kiszámítottuk az integrális (spektrumra átlagolt) értékeit az alábbi standard neutronterekben: termikus Maxwell-, $1/E$ - és ^{252}Cf hasadási neutronspektrumban, továbbá 14 MeV neutronenergiánál (lásd a megfelelő cikkeket [9]-ben). A kapott integrális értékeket összehasonlítottuk a megfelelő korszerű mérési adatokkal (C/E), és minősítettük a kapott eredményeket (lásd a megfelelő cikkeket [9]-ben).

Végül a kiválasztott hatáskeresztmetszetek zömét konzisztenciavizsgálatnak vetettük alá két referencia-neutronterben (ACRR és SP-III) végzett kísérleti vizsgálatok eredményeinek felhasználásával [4], továbbá lásd a megfelelő cikket [9]-ben).

1. táblázat

Az IRDF-2002 nemzetközi reaktordozimetriai hatáskeresztmetszet-könyvtárban szereplő reakciók és a vonatkozó hatáskeresztmetszet-adatok forrásai

Reakciók	Hatáskeresztmetszetek forrása	Reakciók	Hatáskeresztmetszetek forrása
$^6\text{Li}(n,t)^4\text{He}$	IRDF-90*	$^{65}\text{Cu}(n,2n)^{64}\text{Cu}$	IRDF-90*
$^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$	IRDF-90	$^{64}\text{Zn}(n,p)^{64}\text{Cu}$	IRDF-90
$^{19}\text{F}(n,2n)^{18}\text{F}$	RRDF-98(u)	$^{75}\text{As}(n,2n)^{74}\text{As}$	RRDF-98(u)
$^{23}\text{Na}(n,\gamma)^{24}\text{Na}$	IRDF-90*	$^{89}\text{Y}(n,2n)^{88}\text{Y}$	JENDL/D-99
$^{23}\text{Na}(n,2n)^{22}\text{Na}$	JENDL/D-99(u)	$^{90}\text{Zr}(n,2n)^{89}\text{Zr}$	IRDF-90
$^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$	IRDF-90	$^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92m}\text{Nb}$	RRDF-98
$^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$	RRDF-98(new)	$^{93}\text{Nb}(n,n)^{93m}\text{Nb}$	RRDF-98
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	IRDF-90	$^{93}\text{Nb}(n,\gamma)^{93}\text{Nb}+$	IRDF-90*
$^{31}\text{P}(n,p)^{31}\text{Si}$	IRDF-90	$^{103}\text{Rh}(n,n)^{103m}\text{Rh}$	RRDF-98(new)
$^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$	IRDF-90	$^{109}\text{Ag}(n,\gamma)^{110m}\text{Ag}$	IRDF-90
$^{45}\text{Sc}(n,\gamma)^{46}\text{Sc}$	IRDF-90	$^{113}\text{In}(n,2n)^{114m}\text{In}$	IRDF-90*
$^{46}\text{Ti}(n,2n)^{45}\text{Ti}$	RRDF-98(u)	$^{115}\text{In}(n,n)^{115m}\text{In}$	RRDF-98(new)
$^{46}\text{Ti}(n,p)^{46}\text{Sc}$	RRDF-98(u)	$^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116m}\text{In}+$	ENDF/B-VI
$^{47}\text{Ti}(n,x)^{46}\text{Sc}$	RRDF-98(u)	$^{127}\text{I}(n,2n)^{126}\text{I}$	IRDF-90
$^{47}\text{Ti}(n,p)^{47}\text{Sc}$	IRDF-90	$^{139}\text{La}(n,\gamma)^{140}\text{La}$	RRDF-98(new)
$^{48}\text{Ti}(n,x)^{47}\text{Sc}$	RRDF-98(u)	$^{141}\text{Pr}(n,2n)^{140}\text{Pr}$	RRDF-98(u)
$^{48}\text{Ti}(n,p)^{48}\text{Sc}$	RRDF-98(u)	$^{169}\text{Tm}(n,2n)^{168}\text{Tm}$	JENDL/D-99
$^{49}\text{Ti}(n,x)^{48}\text{Sc}$	RRDF-98(u)	$^{181}\text{Ta}(n,\gamma)^{182}\text{Ta}+$	JENDL/D-99
$^{51}\text{V}(n,\alpha)^{48}\text{Sc}$	RRDF-98(u)	$^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$	RRDF-98(new)
$^{52}\text{Cr}(n,2n)^{51}\text{Cr}$	IRDF-90	$^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$	IRDF-90
$^{55}\text{Mn}(n,\gamma)^{56}\text{Mn}$	IRDF-90*	$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$	IRDF-90*
$^{54}\text{Fe}(n,2n)^{53}\text{Fe}$	RRDF-98(u)	$^{199}\text{Hg}(n,n)^{199m}\text{Hg}$	JENDL/D-99(u)
$^{54}\text{Fe}(n,\alpha)^{51}\text{Cr}$	RRDF-98(u)	$^{204}\text{Pb}(n,n)^{204m}\text{Pb}$	RRDF-98(new)
$^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$	IRDF-90*	$^{232}\text{Th}(n,\gamma)^{233}\text{Th}+$	IRDF-90
$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	RRDF-98(u)	$^{232}\text{Th}(n,f)$	IRDF-90
$^{58}\text{Fe}(n,\gamma)^{59}\text{Fe}$	JENDL/D-99(u)	$^{235}\text{U}(n,f)$	IRDF-90
$^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$	IRDF-90	$^{238}\text{U}(n,f)$	JENDL/D-99
$^{59}\text{Co}(n,\alpha)^{56}\text{Mn}$	RRDF-98(u)	$^{238}\text{U}(n,\gamma)^{239}\text{U}$	IRDF-90*
$^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$	IRDF-90*	$^{237}\text{Np}(n,f)$	RRDF-98(new)
$^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$	JEFF3.0	$^{239}\text{Pu}(n,f)$	JENDL/D-99
$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	RRDF-98(new)	$^{241}\text{Am}(n,f)$	JENDL/D-99
$^{60}\text{Ni}(n,p)^{60}\text{Co}$	ENDF/B-VI	$^{\text{nat}}\text{B}(n,x)\#$	ENDF/B-VI
$^{63}\text{Cu}(n,2n)^{62}\text{Cu}$	ENDF/B-VI	$^{\text{nat}}\text{Cd}(n,x)\#$	ENDF/B-VI
$^{63}\text{Cu}(n,\gamma)^{64}\text{Cu}$	IRDF-90*	$^{\text{nat}}\text{Gd}(n,x)\#$	ENDF/B-VI
$^{63}\text{Cu}(n,\alpha)^{60}\text{Co}$	RRDF-98(u)		

+ Diagonális kovarianciamátrix.

Burkoló anyag; kovarianciainformáció nem áll rendelkezésre.

u Újraértékelt adat.

* Eredeti forrás: ENDF/B-VI Rel. 8.

(n, x*) – Az (n,np), (n,pn) és (n,d) magreakciók hatáskeresztmetszetének összege.

4. Az IRDF-2002 könyvtárba kerülő hatáskeresztmetszet-adatok végleges kiválasztása (NAÜ, NDS – BME NTI, Budapest – IPPE, Obnyinszk – PTB, Braunschweig – CEA, Franciaország – SNL, PNL, USA)

Az IRDF-2002 könyvtárba kerülő hatáskeresztmetszet-adatok végleges kiválasztását a projekt résztvevői együttesen végezték a NAÜ székhelyén 2003 októberében megtartott technikai tanácskozás alkalmával [9]. Az adatok kiválasztása az alábbi kritériumok figyelembe vételén alapult:

– a szóba jöhető hatáskeresztmetszetek integrális adatainak a megfelelő kísérleti eredményekkel való összevetése;

– a hatáskeresztmetszetekhez tartozó bizonytalansági adatok minősége;

– a vizsgált adatok konzisztenciája.

Ezen kritériumok alapján az IRDF-2002 hatáskeresztmetszet-könyvtárba került magreakciókat és a vonatkozó hatáskeresztmetszet-adatok forrását az 1. táblázat mutatja (lásd pl. [4]-ben).

Az új könyvtár tartalma

Az új nemzetközi reaktordozimetriai hatáskeresztmetszet-könyvtár, IRDF-2002, a készítés időpontjában fellelhető legjobb minőségű reaktordozimetriai hatáskeresztmetszet-adatokat tartalmazza (az adatgyűjtés 2003 decemberében fejeződött be). A könyvtár lényegében három adatkészletből áll [4]:

a) Sokcsoportos hatáskeresztmetszet-adatok neutronmetrológiai felhasználás céljára

– hatáskeresztmetszetek 66 neutronaktivációs (és hasadási) magreakcióra nézve a vonatkozó bizonytalansági adatokkal együtt (utóbbiak kovarianciamátrixok formájában állnak rendelkezésre);

– három neutronárnyékoló anyag (B, Cd és Gd) totális hatáskeresztmetszete bizonytalansági adatok nélkül;

– sugárkárosodási hatáskeresztmetszetek néhány elemre és vegyületre, bizonytalansági adatok nélkül.

b) Adatok pontformátumban

– jelen vannak az összes, fentiekben felsorolt hatáskeresztmetszetre nézve, kivéve a sugárkárosodási adatokat;

– rendelkezésre állnak továbbá a könyvtárban szereplő valamennyi neutronbefogási és hasadási magreakció totális hatáskeresztmetszetére is a megfelelő bizonytalansági adatokkal együtt.

c) Egyéb adatok (CEA, Franciaország, feldolgozásában lásd pl. [9]-ben)

– valamennyi, a könyvtárban szereplő céltárgymag izotópgyakorisága;

– valamennyi, a könyvtárban szereplő reakciótermék-mag radioaktív bomlási jellemzői.

Ez az adatsorozat most szerepel első ízben a nemzetközi reaktordozimetriai hatáskeresztmetszet-könyvtárban.

Formátum (a NAÜ NDS kezelésében)

A pont-hatáskeresztmetszet adatok ENDF-6 formátumban vannak megadva, míg a sokcsoportos hatáskeresztmetszetek és bizonytalanságaik (SAND II típusú 640 energiacsoportban) két formában is rendelkezésre állnak: szigorú ENDF-6 formátumban (a sugárkárosodási adatok kivételével) és egyszerűsített ENDF-6 formátumban a neutronmetrológiai alkalmazásokhoz.

Az új hatáskeresztmetszet-adattárat a 12. Nemzetközi Reaktordozimetriai Szimpóziumon mutattuk be ez év tavaszán Gatlinburgban [4]. Az adatok megtalálhatók és letölthetők a NAÜ NDS honlapjáról.

Irodalom

1. a) *Reactor Dosimetry in the 21st Century* (szerk.: J. Wagemans, H.A. Abderrahim, P. D'hondt, C. De Raedt) – Proc. of the 11th International Symposium on Reactor Dosimetry, Brussels, Belgium, 18–23 August, 2002. World Scientific, 2003.
b) 12th International Symposium on Reactor Dosimetry, May 5–13, 2005, Gatlinburg, Tennessee, USA (megjelenés alatt).
2. *Advances in Neutron Capture Therapy*, Vol. I–II. (szerk.: B. Larson, J. Crawford, R. Weinreich) – Excerpta Medica Int. Congr. Ser. 1132. Elsevier, 1997
3. FÖLDIÁK GÁBOR: *Az izotópok ipari alkalmazása* – Műszaki Könyvkiadó, 1972.
4. E.M. ZSOLNAY, A. TRKOV: *Release of the New International Reactor Dosimetry File IRDF-2002* – 12th International Symposium on Reactor Dosimetry, May 5–13, 2005, Gatlinburg, Tennessee, USA [1.b]
5. N.P. KOCHEROV, P.K. MCLAUGHLIN: *The International Reactor Dosimetry File IRDF-90, Ver. 2.* – Report IAEA/NDS/141, Rev. 2., IAEA, Vienna, Oct. 1993.
6. K. KOBAYASHI, T. IGUCHI ET AL.: *JENDL Dosimetry File (JENDL/D-99)* – Report, JAERI 1344, Japan Atomic Energy Research Institute, January 2002.
7. K.I. ZOLOTAREV, A.V. IGNATYUK, V.N. MANOKHIN ET AL.: *RRDF-98, Russian Reactor Dosimetry File* – Report IAEA/NDS/193, Rev. 0. March, 1999.
K.I. ZOLOTAREV: *New Russian evaluations for IRDF-2002* – [9]
8. *CD WINENDF* – October 2002. ENDF package includes Release 8 of ENDF/B-VI, Release 3.3. of JENDL, Release 3.0 of JEFF, WINENDF Prepro2000 codes, WNDVER codes, Utility codes, Manuals, Utils, ZaLibs. IAEA Nuclear Data Section
9. *Summary Report of the Final Technical Meeting on International Reactor Dosimetry File: IRDF-2002* – Report INDC (NDS)-448, IAEA, Vienna, Oct. 2003.

A NUKLEÁRIS TECHNIKA FEJLŐDÉSE A THAIFÖLDI THAMMASAT EGYETEMEN

Tawee Chim-oye
Fizika Tanszék, Thammasat Egyetem, Thaiföld

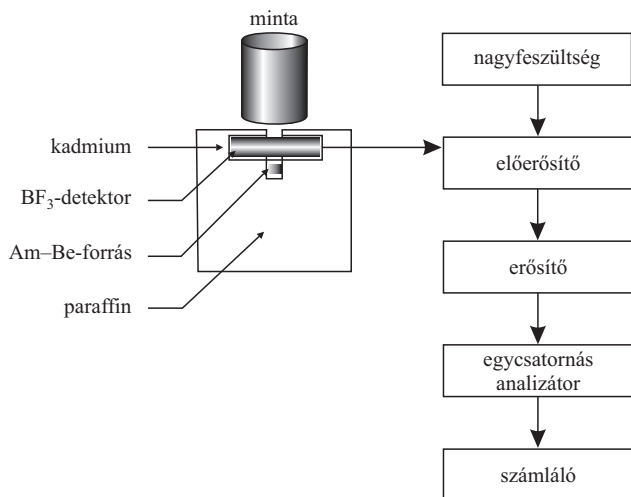
Mikrokontrollerek mérőrendszerekben történő alkalmazásával csökkenthető az elektromos áramkörök bonyolultsága, növelhető az adatok pontossága és a rendszer könnyen változtatható, fejleszhető. Egy neutronszámláló fontos eszköz a tanuláshoz és a kutatáshoz, amelyet általában mérődrágán kell importálnunk külföldről. Mérőrendszerek fejlesztése elengedhetetlenül szükséges a thai tudomány fejlődése érdekében, ezért fejlesztettük ki a BF₃-detektorral és mikrokontrollerrel működő neutron-

számláló prototípusát. Írásunkban bemutatjuk, hogy a kifejlesztett eszközt mi módon alkalmaztuk nedvességtartalom mérésére és üzemanyag-összetétel vizsgálatára.

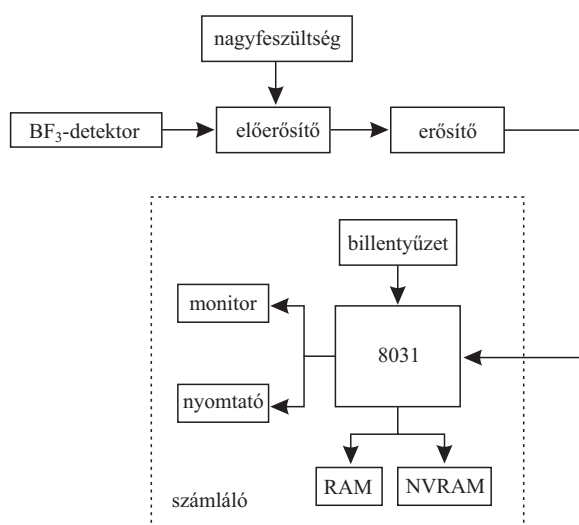
Elmélet

A sugárzás detektálására és mérésére kifejlesztett eszköznek két része van. Az érzékelő egység a sugárzás energiáját elektromos jellé alakítja. Az elektromos jel vagy egyenesen a kijelzőhöz kerül, vagy előbb erősítésre van szükség.

Csikai Gyulának ajánlva, 75-ik születésnapjára. Fordította: Tóth Eszter.



1. ábra. Neutron-visszaszórásos eljárás a hidrogéntartalom meghatározásához



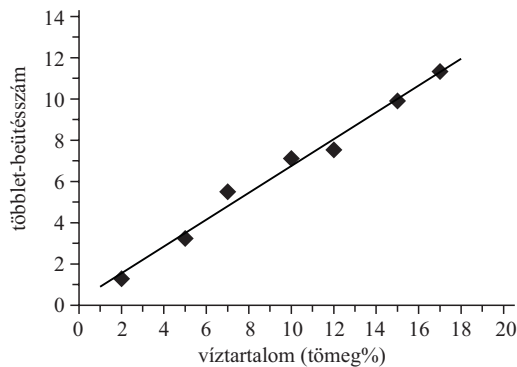
2. ábra. A kifejlesztett elektronikai rendszer vázlata

Az észlelő egységeket az ionok begyűjtése szempontjából két csoportra bonthatjuk. Egyrészt azok az észlelők, amelyek működése az összegyűjtött ionok mennyiségén múlik, másrészt, amelyek működése független az ionok mennyiségétől. Az első csoportba tartoznak például az ionizációs kamrák, a proporcionális számlálók vagy a Geiger-számláló, míg a fotografikus eljárások, a ködkamra vagy a szcintillációs számlálók a második csoportba.

Jelen munkában a nagyobb minták hidrogéntartalmának meghatározásához 3 mCi aktivitású Am-Be-neutronforrást használtunk egy BF₃-detektorcsővel. A neutronreflexiót alkalmazó módszer vázlatát az 1. ábrán mutatjuk be.

A kifejlesztett elektronikai rendszer egy nagyfeszültségű részből, egy erősítőből és a BF₃-detektorhoz kapcsolt számlálóegységből áll (2. ábra).

A megépített nagyfeszültségű tápegység 0 és 2000 V között változtatható egyenfeszültséget szolgáltat, amelyet egy durva és egy finom beállítással lehet szabályozni. A maximum 5 V amplitúdójú jelet szolgáltató erősítővel hajtjuk meg a számlálóegységet. A számlálóegység lelke,



3. ábra. Összefüggés a többlet-beütésszám és a víztartalom között

1. táblázat

Neutron-visszaszórásos eljárással mért víztartalom különböző lisztfajtákban	
típus	víztartalom (tömeg%)
cassavaliszt (Trade Mark)	7,24
cassavaliszt (New Grade)	4,99
kukoricaliszt (Sopon)	3,72
kukoricaliszt (Trade Mark)	7,24
rizsliszt (Trade Mark)	4,32
rizsliszt (New Grade)	8,05
botrizliszt (Erawan Brand)	5,22
botrizliszt (New Grade)	4,50
kenyérliszt (O Lene)	7,18
kenyérliszt (White Swan)	5,71

az MCS-51 (8031) mikrokontroller, automatikusan működik. A számlálási időintervallum 1 másodperctől 99 óra 59 perc 59 másodpercig állítható be, s a számlálási periódus 99-szer ismételtető. A rendszert frekvenciagenerátor segítségével teszteltük, azt találtuk, hogy 0–200 kHz tartományban 0,02% hibával képes mérni. Az eredményeket azonnal ki lehet nyomtatni.

Kalibrációs eljárás

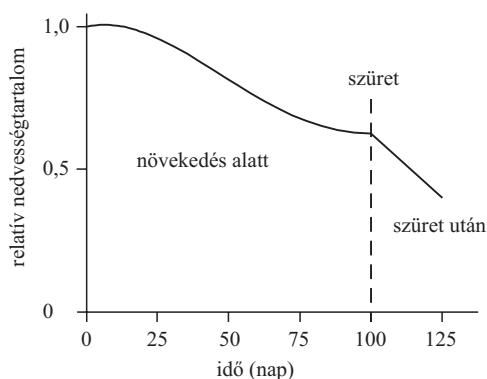
A kifejlesztett rendszert először egy Thaiföldön elterjedt liszt nedvességtartalmának meghatározására használtuk. A lisztet megfelelő kályhában kiszárítottuk, majd ismert mennyiségű vizet adtunk hozzá. A víztartalom és a többlet-beütésszám között tapasztalt összefüggés adja meg a kalibrációs görbét a következő egyenlettel, ugyanezt bemutatjuk a 3. ábrán is:

$$\eta = 0,242 + 0,6501 \cdot \text{tömeg\%}. \quad (1)$$

Kifejlesztett rendszerünkkel ezt követően valódi lisztek nedvességtartalmát mértük. Öt lisztfajtát választottunk a tanulmányhoz: cassava-, kukorica-, rizs-, botrizs- és kenyérlisztet. Minden fajtából két különböző termelőtől vettük a mintát, eredményeink az 1. táblázatban láthatóak. Azt találtuk, hogy a neutron-visszaszórásos eljárással mért víztartalom jól egyezik a hagyományos, tömegméréssel kapott víztartalommal.



4. ábra. Tipikus thaiföldi durián



5. ábra. A durián nedvességtartalma a virágzás után

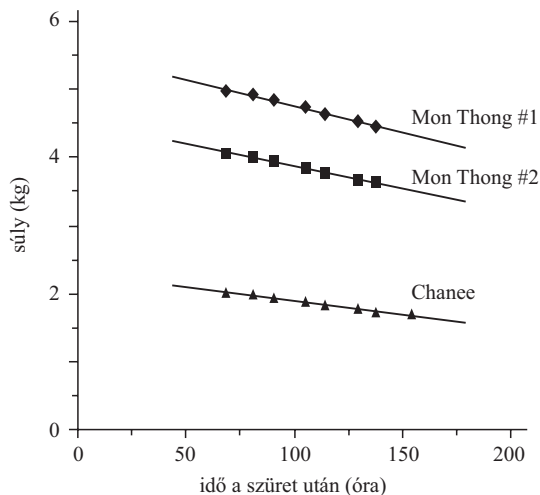
A kifejlesztett rendszer alkalmazásai

Víztartalom a duriánban szüretelés után

A durián a dél-ázsiai országok, mint Indonézia, Malajzia és Thaiföld egyik legfőbb exportálandó gyümölcse. Thaiföld például 800 millió bath¹ éves bevételre tesz szert a friss durián eladásából. Közel 100 fajtája ismert ezen a vidéken, bár közülük csak néhányat termesztnek. Thaiföldön a népszerű fajták a Kop, a Chanee, a Kan Yao és a Mon Thong. Ezek a gyümölcsök² gömbölydedek vagy ovális alakúak, csonthéjuk zöldes, barnás-zöldes, húruk aranyárga, puha és édes (4. ábra). A durián minősége nagymértékben függ nedvességtartalmától, amely akkor jó, ha a gyümölcs ehető húzában 64% körüli [4]. Azt szokták mondani, hogy a gyümölcs nedvességtartalma a durián növekedése során is, majd a szüret után végig csökken, olyan módon, ahogyan azt a 5. ábra mutatja. Noha

¹ 1 thai bath \approx 4,78 forint, 800 millió thai bath \approx 3,8 milliárd forint

² A durián gyümölcs hazánkban erős illatáról híresült el. Ez a szag valóban kellemetlenné válik, ha a durián már túlrett vagy erjedésnek indul. A rendkívül finom durián többek között azért a legdrágább gyümölcsök egyike, mert igen rövid ideig, csupán néhány napig fogyasztható (a fordító megjegyzése).



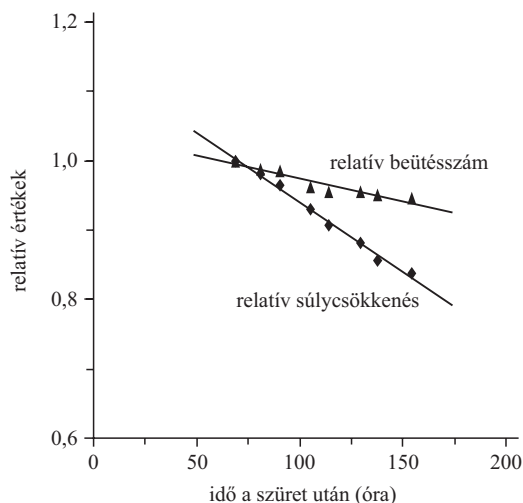
6. ábra. A három különböző méretű duriánfajta súlycsökkenése a szüret után eltelt idő függvényében

a duriánt évtizedek óta exportáljuk, standard minőségvizsgálatot eddig nem dolgoztunk ki. A régi, hagyományos eljárás az volt, hogy a szürettel a virágzás után 95–120 napot kell várni – a fajtától, a földrajzi helytől függően. A szüret után a hőmérséklettől és a levegő páratartalmától függően 7–14 nap elteltével lehet a duriánt a piacra vinni. Volt olyan eljárás is, hogy a héját ütögetve a hangjára kell figyelni, érett-e már, vagy illatáról lehet ugyanezt eldönteni. Az általunk kifejlesztett módszerrel a durián nedvességtartalmát határoztuk meg.

Három különböző méretű duriánfajtát vizsgáltunk. A 6. ábrán bemutatjuk, hogyan csökken súlyuk a szüret után. Azt állíthatjuk, hogy a szüretet követő 5.–7. napokon a durián súlya lineárisan csökken. A súlycsökkenés a környezet hőmérsékletétől és páratartalmától függően körülbelül 10–15%.

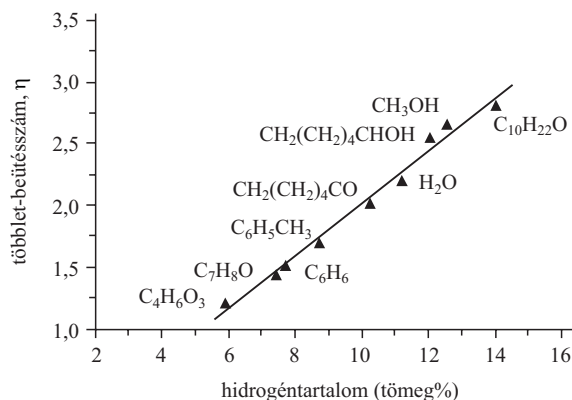
A relatív beütésszám a szüretet követő időben lineárisan csökkent (7. ábra). Mind a relatív beütésszám, mind a súlycsökkenés időbeli változása hasonlóan alakult (igaz, a súlycsökkenés meredekebben). Ezt az jelzi, hogy a termikus neutronok száma csökken a nedvességtartalom csökkenésével.

7. ábra. A súlycsökkenés és a többlet-beütésszám időfüggése a szüret után

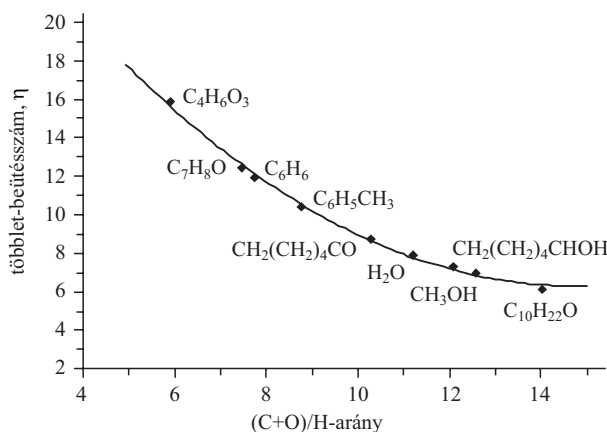


Különböző üzemanyagok hidrogéntartalma és bennük a (C+O)/H-arány

típus, gyártó	hidrogéntartalom (tömeg%)	(C+O)/H-arány
benzin 91 (CALTEX)	15,76±0,07	5,09±0,07
benzin 91 (ESSO)	15,05±0,02	5,44±0,02
benzin 91 (JET)	15,11±0,07	5,40±0,04
benzin 91 (PTT)	15,50±0,12	5,18±0,07
benzin 91 (SHELL)	15,64±0,10	5,10±0,06
benzin 95 (CALTEX)	14,21±0,12	5,94±0,07
benzin 95 (ESSO)	14,94±0,19	5,50±0,12
benzin 95 (JET)	14,72±0,10	5,63±0,06
benzin 95 (PTT)	14,16±0,10	5,97±0,06
benzin 95 (SHELL)	14,11±0,11	6,00±0,06
dízelolaj (CALTEX)	15,13±0,12	5,45±0,03
dízelolaj (ESSO)	15,11±0,06	5,40±0,03
dízelolaj (JET)	15,37±0,21	5,25±0,12
dízelolaj (PTT)	15,13±0,08	5,39±0,05
dízelolaj (SHELL)	15,09±0,08	5,42±0,05



8. ábra. Kalibrációs görbe a hidrogéntartalomhoz



9. ábra. Kalibrációs görbe a (C+O)/H-arányhoz

A hidrogéntartalom és a (C+O)/H-arány meghatározása üzemanyagmintákban

Különböző, nagy térfogatú anyagminták hidrogéntartalmát lehet meghatározni a gyors és roncsolásmentes neutronfizikai eljárásokkal [5–7]. Az eljárás során a termikus neutronfluxus okozta többlet-beütésszámot hasonlítjuk össze a vizsgált anyag jelenlétében, illetve nélküle.

Olyan folyékony szénhidrogéneket használtunk a kalibrációhoz, amelyekben a hidrogén- és széntartalom, valamint a (C+O)/H-arány ismert volt. A kalibrációs görbék a hidrogéntartalom és a (C+O)/H-arány esetére a 8. és 9. ábrán láthatóak. A mért többlet-beütésszám (η) függése a hidrogéntartalomtól a következő függvényvel írható le:

$$\eta = -0,1272 + 0,2139 \cdot \text{tömeg\%}. \quad (2)$$

Ugyanakkor a mért többlet-beütésszám (η) a (C+O)/H-arány másodfokú függvénye:

$$\eta = 32433 - 3,5614 \left(\frac{C+O}{H} \right) + 0,1214 \left(\frac{C+O}{H} \right)^2. \quad (3)$$

Három üzemanyagfajtát vizsgáltunk: 91 és 95 oktánszámú benzint, valamint dízelolajat. Öt különböző kereskedőtől szereztük be a mintákat. Az elemzések eredményét a 2. táblázat mutatja. Látható, hogy a hidrogéntartalom 14,1 és 15,7 tömeg% között változik, a (C+O)/H-arány pedig 4,9 és 6,0 között. A méréseket többször megisméltük. Úgy találtuk, hogy az eredmények standard hibája nem haladta meg a 0,2 értéket.

Következtetés

Úgy ítéljük meg, hogy a most kifejlesztett elektronikus mérőrendszer jól használható és lényegesen olcsóbb, mint a külföldről behozhatók. Ezen túlmenően e rendszer alkalmazható más munkákban is.

Irodalom

- J.L. DUGGAN: *Laboratory Investigations in nuclear science* – TENN-ELEC, Oak Ridge, TN USA, 1998.
- E. DE SILVA: *Durian Leads Way as Exports Surge* – Bangkok Post 1996. augusztus 19.
- E. DE SILVA: *Good Longan Crop Helps Fruit Exports Grow 60%* – Bangkok Post 1997. január 21.
- Durian Online (DOL), Durian, durian@ecst.csuchico.edu
- M. BUCZKÓ, Z. DEZSŐ, J. CSIKAI – J. Radioanal. Chem. 25 (1975) 179
- S.M. AL-JOBORI, S. SZEGEDI, M. BUCZKÓ – Radiochem. Radioanal. Lett. 33 (1978) 133
- S. SZEGEDI, Z. DEZSŐ – Radiochem. Radioanal. Lett. 52 (1982) 343

Szerkesztőség: 1027 Budapest, II. Fő utca 68. Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Telefon/fax: (1) 201-8682

A Társulat Internet honlapja <http://www.elft.hu>, e-postacíme: mail.elft@mtsz.hu

Kiadja az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, felelős: Berényi Dénes főszerkesztő.

Kéziratokat nem örzünk meg és nem küldünk vissza. A szerzőknek tiszteletpéldányt küldünk.

Nyomdai előkészítés: Kármán Tamás, nyomdai munkálatok: OOK-PRESS Kft., felelős vezető: Szathmáry Attila ügyvezető igazgató.

Terjeszti az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, előfizethető a Társulathoz vagy postautalványon a 10200830-32310274-00000000 számú egyszámlán.

Megjelenik havonta, egyes szám ára: 600.- Ft + postaköltség.

HU ISSN 0015-3257

A CR39 NYOMDETEKTOROK RITKÁN ELŐFORDULÓ ANOMÁLIS VISELKEDÉSE

Hámori Krisztián, Tóth Eszter
RAD Labor, Boronkay, Vác

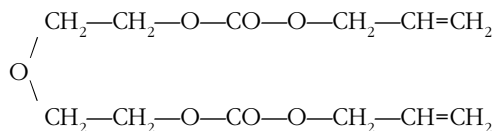
A lakótéri radonmérések nagy részét CR39 nyomdetektorokkal végzik világszerte [1]. A detektorlemezeket általában dobozba zárják annak érdekében, hogy kirekesszék a radon szintén α -bomló utódelemeit (^{218}Po , ^{214}Po) hordozó por- és párazsemcséket. Így a lemez felületén csak a dobozba bejutó radon, illetve a dobozban keletkező radonutódok α -részecskéi okoznak sérülést. A sérüléseket kémiai maratással nagyítják mikroszkóppal látható méretűvé. A RAD Labor szintén ezt az eljárást alkalmazza immár több mint 13 éve.

Szinte minden CR39 nyomdetektort használó kutatócsoport szembesült már azzal a problémával, hogy a kapott radon aktivitáskoncentráció sokkal (néha egy nagyságrenddel is) nagyobb, mint a valódi értéknél [2]. A továbbiakban az ilyen, a valódinál nagyobb aktivitáskoncentrációt mutató detektort „hibás” detektornak nevezzük. A hiba létrejöttének egy lehetséges magyarázatát mutatjuk be.

A roncsolás és a nyomképződés folyamata

Az α -részecske általában néhány MeV energiával érkezik meg a detektorlemez felületére. A lemez anyagában haladva ionizálja az útjába kerülő polimerláncokat, ezáltal lassul, energiája csökken. Pályája elején a még gyors α -részecske alig roncsol, mert a polimerláncokon túlságosan rövid idő alatt átszalad, ezért kis valószínűséggel okoz maradó károsodást. Lelassulva, a pálya utolsó néhány mikrométernyi szakaszán adja le energiája nagy részét [3]. Az energialeadás – behatolási mélység függvénynek ezt a maximumát *Bragg-csúcs*nak nevezzük (1. ábra). Az α -részecske ekkor üt ki legsűrűbben C-, O- és H-atommagokat a helyükről, maradó sérüléseket okozva.

Az α -részecske behatolási mélysége (b) a TRIM szimulációs program segítségével meghatározható, ha ismerjük a részecske energiáját, a CR39 sűrűségét ($1,27 \text{ g/cm}^3$), valamint a CR39-et alkotó polimer szerkezeti képletét [4]:



A szimulációval számított behatolási mélységeket az 1. táblázatban foglaljuk össze.

A RAD Laborban alkalmazott maratási eljárás során¹ a detektorlemez felületéről óránként körülbelül $9 \mu\text{m}$ vas-

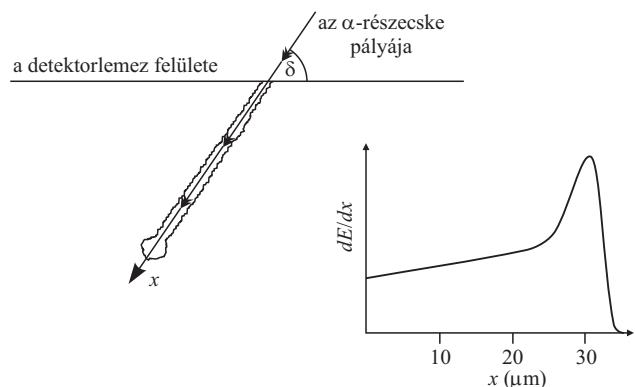
A kísérletek megtervezése, kivitelezése és értékelése Csikai Gyula professzor célratörő és derűs irányítása mellett történik, akit sok szeretettel köszöntünk!

¹ A maratás $92 \text{ }^\circ\text{C}$ hőmérsékletű, 20 tömegszázalékos NaOH-oldatban, 4 órán keresztül történik.

tag réteg maradék le. Az α -részecske pályája mentén a maradás sebessége ennek közel háromszorosa. A pálya menti és a felületre merőleges maradási sebességek eltérése miatt a maratás során a 2. ábrán bemutatott bemélyedések alakulnak ki [5, 6]. E bemélyedések felülnézeti képét szokás nyomnak nevezni.

Ha a maratás legfeljebb addig tart, amíg az α -részecske pályájának utolsó pontját elérjük, akkor dinnyemagra emlékeztető nyomokat kapunk. Ezeket *kimart nyomok*nak nevezi a szakirodalom [5, 6]. Ha a maratást tovább folytatjuk, akkor kerek, úgynevezett *tűlmar*t nyomokhoz jutunk [6]. Ha a maratással nem érjük el a Bragg-csúcsot, akkor keskeny, *alulmar*t, általunk „huss”-nak elnevezett nyomokat kapunk. A 4. ábrán egyséssel jelölt nyom valószínűleg radon α -részecskétől származó *tűlmar*t nyom. A kettessel jelölt lehet egy, a levegőben lelassult, polónium α -részecske kimart, „dinnyemag” alakú nyoma. A hármas számú nyom pedig egy polóniumbomlás nagy energiával érkező α -részecskéjétől származhat, *alulmar*t nyom.

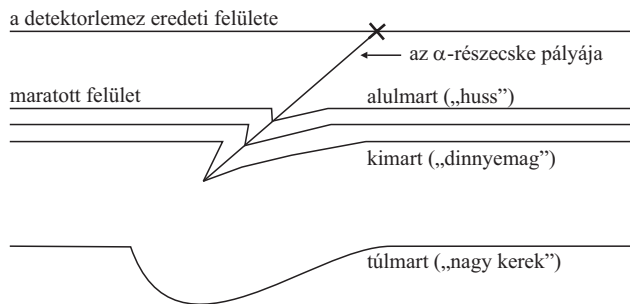
1. ábra. Az α -részecske pályája és energialeadása CR39 lemezben a pálya mentén



1. táblázat

Az α -részecskék behatolási mélysége CR39 esetén

α -részecske típusa	E_α (MeV)	b (μm)
–	1	4
–	2	9
–	3	14
–	4	21
^{226}Ra	4,60	27
^{222}Rn	5,49	34
^{218}Po	6	39
^{214}Po	7,69	58
^{220}Rn	6,29	42
^{216}Po	6,78	47
^{212}Po	8,78	72



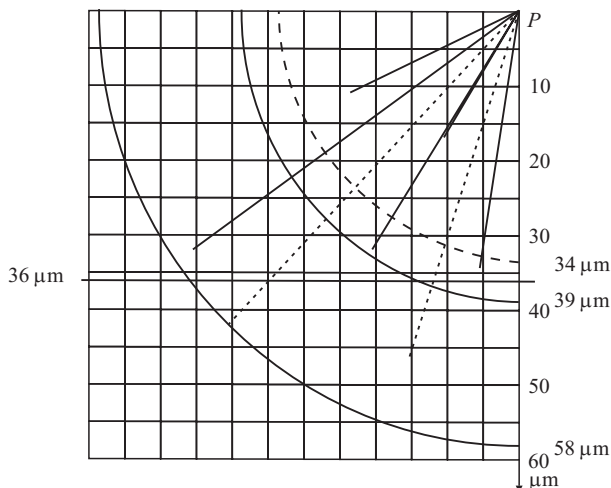
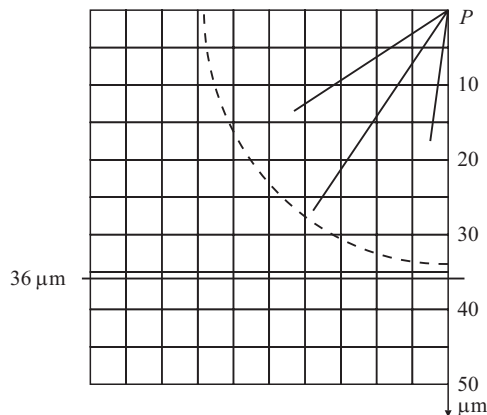
2. ábra. Maratási fázisok a pályára illeszkedő és a detektorlemez felületére merőleges síkban

A radonmérés kiértékelése során keletkező nyomok

Ha a detektordobozba csak a ^{222}Rn jut be (^{220}Rn , azaz toron nem, vagy alig), akkor a detektorlemezen három, különböző energiájú α -részecske okozhat sérülést (^{222}Rn , ^{218}Po , ^{214}Po). Maratási eljárásunkkal a négy óra alatt összesen $36\ \mu\text{m}$ -t marunk le a detektorlemez felületéből. Ez csak a radon α -részecskéjének behatolási mélységét haladja meg ($34\ \mu\text{m} < 36\ \mu\text{m}$, 1. táblázat). A radon α -részecskéjének nyomai tehát mind túlmart, „kerek” nyomok. Azok a polónium α -részek, amelyek a levegőben lassulva kisebb energiával érik el a detektorlemez, tehát behatolási mélységük $< 36\ \mu\text{m}$, szintén túlmart nyomokat eredményeznek. A két polónium α -nyomainak egy része azonban vagy kimart, „dinnyemag” alakú vagy alulmart „huss” lesz (3. ábra).

A hibás detektorok jellemzői

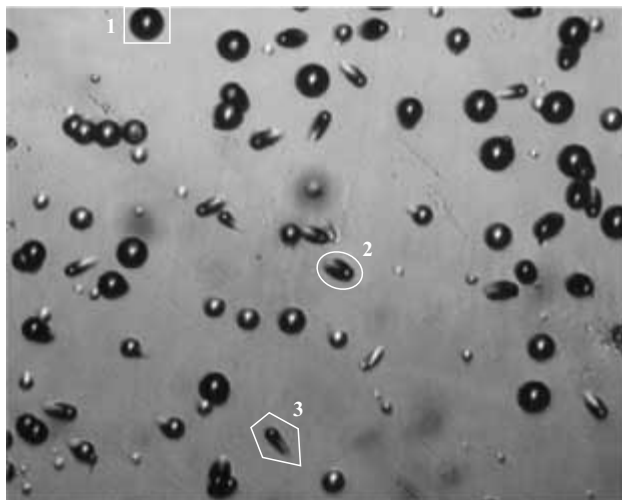
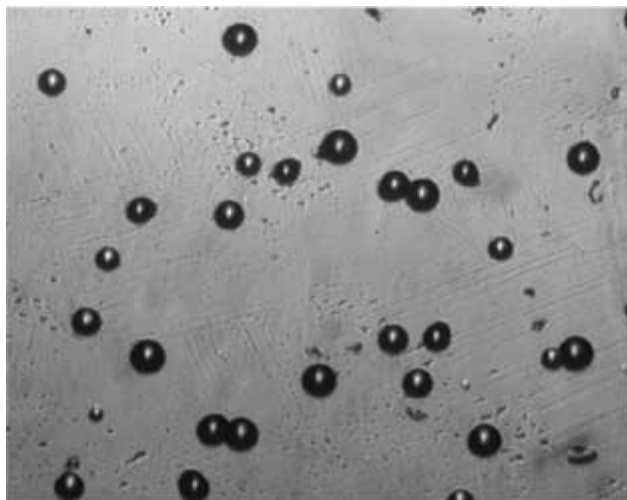
A RAD Laborban, néhány ezer detektorlemez nyomainak számlálásakor, a kivetített képen szemmel figyeltünk a nyomok alakjára, sűrűségére is. Feltűnt, hogy a hibás detektorok egy-egy kis területén a *túlmart* nyomok sűrűsége szignifikánsan nagyobb, mint a detektorlemez más részén. A nagyobb nyomsűrűség szabad szemmel is jól látható *foltot* eredményez ezen a területen. Ha a detektorlemez-

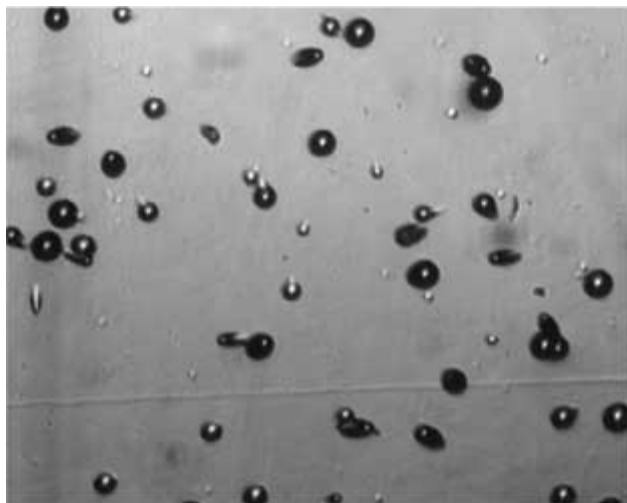


3. ábra. Gondolatban gyűjtjük össze a detektorlemezbe érkező α -részecskéket egy pontba (P)! Fölül a radon, alul a polóniumizotópok α -részecskéinek lehetséges pályái láthatóak. A vastag vízszintes vonal $36\ \mu\text{m}$ -nél azt mutatja, hogy meddig marjuk le a detektorlemez felületét. A szaggatott negyed kör a radontól származó α -részecskék, a folytonos negyed körök pedig a két polónium α -részecskéinek maximális behatolási mélységét jelzi.

nek csak azt a részét vesszük figyelembe a kiértékelésnél, ahol nem foltos, akkor az eredmény megegyezik a valószínűként vélt eredménnyel. (A kiugró – *outlyer* – eredmények

4. ábra. Ugyanazon detektorlemez két felvétele. A jobb oldali kép a foltos területről származik, míg a bal oldali a folttól távol készült. 1. *túlmart* nyom, 2. *kimart* nyom, 3. *alulmart* nyom.





5. ábra. Ez a detektor két hónapot töltött egy közepesen nagy radon aktivitáskoncentrációjú lakásban (200 Bq/m^3 átlag), de a doboz nyitva volt. Apró porszemcsék, pára hullott rá. Mindhárom nyomtípussal találkoztunk. (A „kerek” nyomok alapján – gyanútlanul – 600 Bq/m^3 radon aktivitáskoncentrációt kaptunk volna.)

felfedezése után minden mért szobába két detektort helyeztünk el egymás mellé. Amikor az egyik foltos volt, akkor a folton kívül ugyanazt a nyomsűrűséget tapasztaltuk, mint a másik, nem hibás detektoron.) A hibás detektorok tehát általában *nem teljes felületükön*, hanem annak csak egy részén mutatnak nagy nyomsűrűség-értékeket.

Megfigyeltük, hogy a detektorlemez foltos területén szignifikánsan *nagyobb az alulmart és a kimart nyomok aránya is* a túlmartról és a kimart nyomokhoz képest (4. ábra). Maratási eljárásunkkal a radon α -részecskéinek nyomait mind túlmarjuk, a radonutódok α -részecskéjének nyomait azonban nem mind, így ezek az *alulmart, kimart* nyomok csak a *polóniumizotópok α -részecskéitől* származhattak.

Hipotézis

Minden α -bomláskor a kirepülő részecske az elektronburokból 4–6 elektront sodor ki magával, így a visszamaradó leányelem többszörösen pozitív ion. A radon utódelemei α -bomlás után többszörösen, β -bomlás után egyszerezesen *pozitív ionok*.

A műanyag CR39 detektorlemez elektrosztatikusan általában *negatívra* töltődhet fel gyártás, szállítás vagy besugárzás alatt. Mivel a műanyag szigetelő, ezért a detektorlemezen kialakulhatnak *erősen töltött területek*, míg a mellettük lévő terület töltetlen marad. Ha a detektorlemez bárhol töltötté válik, a dobozban létrejött pozitív ionokat maga felé vonzza, azok egy része „kiül” a detektorlemezek erre a felületére.

A folt helyén lerakódott elemek közül a ^{218}Po és a ^{214}Po α -bomlók. A bomlásuk során keletkező α -részecskék vagy *teljes energiájukkal* közvetlenül a detektorlemezbe érnek, vagy a doboz belső terébe távoznak. A detektorlemezbe érkező α -részecskék $39 \mu\text{m}$, illetve $58 \mu\text{m}$ mélységig hatolnak a lemez belsejébe, (hiszen nincs módjuk a levegőben történő lassulásra). A sérülések közül azokból, amelyek a lemez felületéhez képest kis

szögben keletkeztek túlmartról, kerek nyom lesz, míg a nagyobb szögben keletkezőkből alulmartról, kimart, nyomok (3. ábra). A lerakódott, α -bomló izotópok kiülésük helyénél tehát mind a „kerek”, a „dinyemag” és a „huss” nyomok sűrűségét megnövelik.

Megfontolások

A nyomsűrűség foltban történt megnövekedését okozhatja a detektorlemez lokális feltöltődése. Véleményünk szerint a foltosodás jelenségét más kutatóintézetek azért nem tapasztalták, mert ők a dobozba zárás előtt antisztatikus mosószerrel lemossák a detektorlemezeket [2]. A RAD Labor ezt nem teszi. A mosószer vékony, elektromos vezető réteget képez a detektorlemezen. Így ha a detektorlemezen bárhol is történik feltöltődés, a töltés eloszlik a teljes rétegbe. A radon utódelemei tehát a felületen *egyenletesen* ülnének ki, mindenhol közel ugyanannyi többletnyomot okozva. Ezért nehezebb felismerni, hogy a detektor hibás, hiszen homogenitásvizsgálat (χ^2 -teszt) sem mutatja ki azt.

Arra a hipotézisre, hogy a kiülő leányelemek okozzák a „dinyemag” és „huss” alakú többletnyomokat, egy, az országos radonmérésben résztvevő település közvetett bizonyítékkal szolgált. Ők rosszul értelmezték a detektorok kihelyezésének módját, a dobozt *nyitva* tették a mérendő helyekre. A kéthónapos mérés alatt a lemezeket belepte a por, így sok Po-izotóp került a detektorlemez felületére. Ezek a lemezek, kivétel nélkül, nagy volt a „dinyemag” és a „huss” alakú nyomok számának az aránya (5. ábra).

Természetesen lehetséges, hogy a foltosságot valami teljesen más hatás okozza. Eddigi kísérleteink során nem bukkantunk olyan tényre, amely cáfolná, de olyanra sem, amely egyértelműen bizonyítaná hipotézisünket. Pedig elég sokféle módon megkíséreltük a detektorlemez „pontoszerű”, csillag, négyzet, kör alakú feltöltését, a doboz, a doboztető feltöltését: a detektor alkatrészeinek dörzsölését. Azt is tisztáznunk kell, hogy a feltöltődés a gyártás, a szállítás vagy a besugárzás ideje alatt következik-e be, esetleg ezek együttes hatása okoz anomáliát. A hipotézis igazolására, a foltosodás kísérleti reprodukálására, a felmerülő kérdések tisztázására jelenleg is folynak kísérletek a RAD Laborban, illetve a Debreceni Egyetemen. Ennek során nyomdetektorokat helyezünk sokféle elrendezésben (zártan, nyitottan, fémdobozban, mosottan, piszkosan) különböző erősségű elektrosztatikus térbe és többféle sugárforrást (uránérc, ^{232}Th , Th(B+C) preparátum) használva sugározzuk be őket.

Irodalom

1. C.B. HOWARD, J.C.H. MILES: *Results of the 2001 NRPB Intercomparison of Passive Radon Detectors* – 2001.
2. J. MILES – szóbeli közlés
3. FEHÉR I. (szerk.): *Alapfokú sugárvédelmi ismeretek* – Budapest, 1992.
4. www.phy.bris.ac.uk/research/tasl/page2.html
5. D.L. HENSHAW: *TASTRAK A Plastic Track Detector for Teaching Radioactivity in Schools. Secondary Teachers Notes* – 1992.
6. D.L. HENSHAW, G. CAMBLIN: <http://home.clara.net/camplin/Tnotes/Conts.html>
Appendix 2

A Ni \rightarrow ^{60}Co ÉS Cu \rightarrow ^{60}Co AKTIVÁCIÓS HATÁSKERESZTMETSZETE 13 ÉS 20 MeV KÖZÖTT

Valentina Semkova
INRNE, Sofia, Bulgaria

Arjan J.M. Plompen
EC-JRC-IRMM, Geel, Belgium

A gyorsneutronok kiváltotta reakciók gerjesztési függvényeinek vizsgálata a nukleáris modellek ellenőrzése és a sokrétű alkalmazás miatt fontos. Ilyen alkalmazások a hasadási és fúziós reaktortechnológiák, vagy a gyorsítóval hajtott rendszerek (ADS). Az aktivációs hatáskeresztmetszetek ismerete szükséges azon közepes és hosszú életű radionuklidok meghatározásához, amelyek bomlási aktivitása befolyásolja a hulladékkezelési és az újrahasznosítási terveket. A középtávú hulladékkezelés szempontjából különösen fontos megismernünk a ^{60}Co létrejöttének hatáskeresztmetszetét olyan szerkezeti anyagokból, mint a nikkell és a kobalt [1]. Mind a $\text{Ni}(n,x)^{60}\text{Co}$, mind a $^{63}\text{Cu}(n,\alpha)^{60}\text{Co}$ reakció adatai lényegesek a hidrogén- és héliumkezelés hatáskeresztmetszetéhez, s ezek pedig ahhoz szükségesek, hogy az anyagkárosodást és az üzem közbeni hatásokat meg lehessen becsülni. Mind a két reakció esetében 14 MeV felett két sorozat kísérleti adat van, amelyek egymástól alakjukban is és amplitúdójukban is különböznek.

Ebben a munkában új mérési eredményeket mutatunk be a $^{60}\text{Ni}(n,p)^{60}\text{Co}$ és $^{63}\text{Cu}(n,\alpha)^{60}\text{Co}$ reakciók 13,3 és 20 MeV tartománybeli hatáskeresztmetszetéről. A most kapott eredményeket összevetjük a már értékelte nukleáris adatbázisok eredményeivel, valamint a TALYS-0,57 és STAPRE-H⁺ modellszámításokkal.

Kísérleti eljárás

Az itt bemutatott hatáskeresztmetszet-adatokat aktivációs technikával és nagyfelbontású γ -spektrométer alkalmazásával nyertük.

A besugárzásokat a geeli (Belgium) IRRM 7 MV-os Van de Graaff gyorsítójával végeztük. A 13,3 és 20,5 MeV tartományban a közel azonos energiájú neutronokat a $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$ reakcióban ($Q = 17,59$ MeV) állítottuk elő. A gyorsítóból érkező, 1, 2, 3 és 4 MeV energiájú deuteronokhoz egy 0,4 mm vastag ezüst hátlapra rögzített 2 mg/cm² vastagságú Ti/T szilárdtestet használtunk. A mintákat – mindegyiküket monitorfóliák között – a beérkező deuteronnyalábbal 0° és 135° szöget bezáróan úgy helyeztük el, hogy a minta előlapja és a céltárgy középpontja körülbelül 4 cm távolságban volt. 20 mm átmérőjű, 5 mm vastag, természetes fémnikkelt és -rezt használtunk. A Goodfellow Metals (Cambridge, Anglia) által gyártott nagy tisztaságú alumínium-, vas-, nikkell-, indium- és nióbbiumfóliákat a neutronfluxus-sűrűség kimérésére használtuk „unfolding” technikával. A monitorok 50–300 μm vastagságúak voltak, alakjuk, átmérőjük pedig a vizsgált mintáéval azonosak.

Csikai Gyulának ajánlva, 75-ik születésnapjára. Fordította: Tóth Eszter.

A TARGET nevű Monte-Carlo program a neutrontermelés, a neutrontranszportot és az ütközés folyamatát szimulálja a céltárgyban és a besugárzási geometriában. Ezt használtuk fel, hogy az elsődleges, $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$ reakciókban keletkező neutronok esetében az átlagos neutronenergiát és felbontást minden egyes mintánál kiszámítsuk.

Korrekciót alkalmaztunk a kisenergiájú, másodlagos neutronhozam esetére. Ilyen másodlagos neutronhozam adódik a deuteronnak a céltárgy hátlapjával vagy a nyalábmegállító anyaggal történő reakciójából éppúgy, mint a $T(d,np)T$ deuteronhasítási folyamatból. A kisenergiájú neutroneloszlás függ a deuteronok energiájától, a kibocsátási szögétől és a céltárgy-besugárzás előtörténetétől. Minden egyes minta esetén meghatároztuk a neutronfluxus-sűrűséget aktivációs spektrálinde克斯 módszerrel, amelyeket repülési idő (TOF) spektrummérésekkel kombináltunk. A korrekciós tényezőt úgy számítottuk ki, hogy a levágási energiánál kisebb energiájú neutronok által kiváltott reakciósebességet viszonyítottuk az összes neutron kiváltotta reakciósebességhez. Mindkét vizsgált reakció gerjesztési függvényének becsléséhez az ENDF/B-VI kiértékelést használtuk.

A besugárzott minták radioaktivitását HPGe detektorokkal mértük. Mivel nagy mintákat használtunk annak érdekében, hogy a számlálási statisztika jobb legyen, az aktivitás mérésekor a következő tényezőket kellett figyelembe vennünk: az indukált aktivitás térfogati eloszlása, a detektor határfoka, mint a távolság függvénye, és a γ -sugárzás önabszorpciója. E három dolgot figyelembe véve a térfogati minta korrekciós tényezője:

$^{60}\text{Ni}(n,p)^{60}\text{Co}$		$^{63}\text{Cu}(n,\alpha)^{60}\text{Co}$	
neutron-energia (MeV)	hatáskeresztmetszet (mb)	neutron-energia (MeV)	hatáskeresztmetszet (mb)
13,32±0,25	161±7	13,32±0,25	45±2
14,81±0,17	136±10	14,81±0,17	42±3
15,27±0,16	119±7	15,99±0,20	32±2
16,05±0,19	102±4	16,26±0,20	30±2
17,73±0,12	69±6	17,19±0,18	28±2
19,29±0,09	55±3	17,58±0,17	22±1
19,94±0,08	50±5	18,18±0,10	18±1
		19,04±0,07	14±1
		19,94±0,09	12±1

Eredmények és megbeszélés

^{60}Co létrejöttének hatáskeresztmetszete nikkelt esetén

Az 1. ábrán bemutatjuk saját mérési eredményünket – ez látható továbbá az 1. táblázat bal oldalán –, más szerzők eredményeit, az ENDF gerjesztési görbét a $^{60}\text{Ni}(n,p)^{60}\text{Co}$ és $^{61}\text{Ni}(n,np)^{60}\text{Co}$ reakciók esetére, valamint az idetartozó modellszámításokat is. Ezek a reakciók épp a legfontosabbak a nikkeltől létrejövő ^{60}Co esetében a vizsgált energiatartományban. Tekintettel a ^{60}Ni és ^{61}Ni izotópok gyakoriságára (26,233%, illetve 1,14%), és a magasabb küszöbre a $^{61}\text{Ni}(n,np)^{60}\text{Co}$ reakció esetén, a ^{60}Co létrejöttének hatáskeresztmetszetét a $^{60}\text{Ni}(n,p)^{60}\text{Co}$ reakció dominálja. A JENDL-3.3 elemzés alapján úgy becsüljük, hogy a $^{61}\text{Ni}(n,np)^{60}\text{Co}$

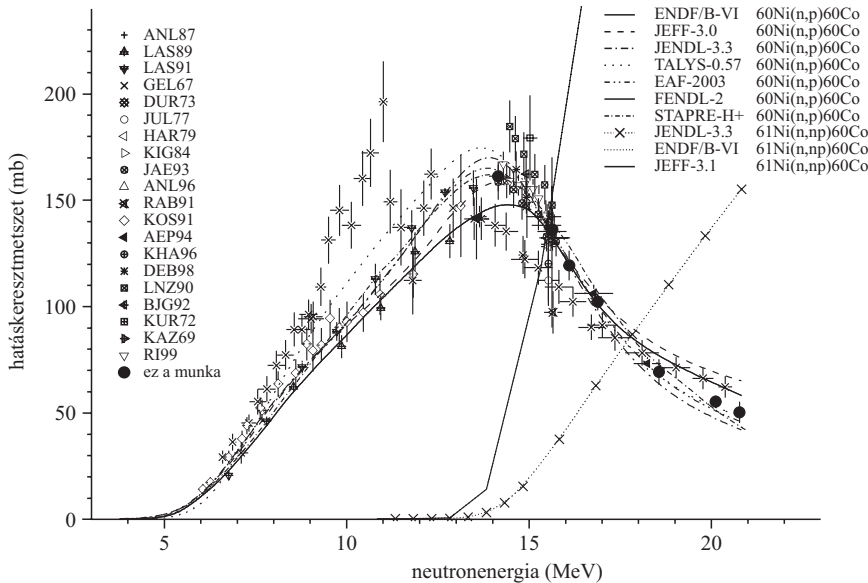
reakció 19,94 MeV-nél 10%-kal, 19,29 MeV-nél 7%-kal, míg ennél kisebb energiákon kevesebb mint 1%-kal járul hozzá a $^{60}\text{Ni}(n,p)^{60}\text{Co}$ és $^{61}\text{Ni}(n,np)^{60}\text{Co}$ reakciók együttes hatáskeresztmetszetéhez. Noha az ENDF/B-VI és a JEFF-3.1 elemzések a $^{61}\text{Ni}(n,np)^{60}\text{Co}$ reakció járulékát a teljes hatáskeresztmetszethez 20 MeV-nél 25%-ra teszik, mi úgy gondoljuk, hogy ez erős felülbecslés, hiszen ez az érték nemcsak a JENDL-3.3 elemzésnek mond ellent, de kívül esik mérésünk hibahatárán is. Tekintettel, hogy a mi mérési tartományunkban a $^{61}\text{Ni}(n,np)^{60}\text{Co}$ reakció hozzájárulása a teljes hatáskeresztmetszethez még a magasabb energiákon is a hibahatárokon belül van, ezért minden adatot a $^{60}\text{Ni}(n,p)^{60}\text{Co}$ reakció hatáskeresztmetszetére vonatkoztattunk. Új adataink görbéjének alakja különbözik Paulsen (GEL 67) és Lu Hamin (AEP 94) eredményétől. Ugyanakkor eredményeink jól egyeznek a közelmúltban 14 MeV körül végzett mérések eredményeivel [4–6]. Az új adatok konzisztensek a JENDL-3.3, a STAPRE és a TALYS modellszámításokkal.

$^{63}\text{Cu}(n,\alpha)^{60}\text{Co}$ reakció hatáskeresztmetszete

A vizsgált energiatartományban méréseink a gerjesztési függvénynek nyilvánvalóan új alakját mutatják, ha azokat a Paulsen és Lu Hanlin által végzett, jelenleg egyedül elérhető 15 MeV fölötti mérések eredményeivel vetjük össze. Eredményeink nagyon jól egyeznek mások közelmúltban 14 MeV körül végzett mérési eredményeivel. Az ENDF/B-VI, a JEFF-3.3, az EAF-2003 és a FENDL-2 elemzések jó egyezésben vannak most bemutatott munkánk eredményeivel (2. ábra és a 1. táblázat jobb oldala).

Irodalom

1. E.T. CHENG, J. KOPECKY, R.A. FORREST – Journal of Nucl. Sci. and Techn., Supplement 2, (August 2002) 1127–1130
2. M. AVRIGEANU, V. AVRIGEANU – IPNE Report NP-86-1995, Bucurest, 1995.

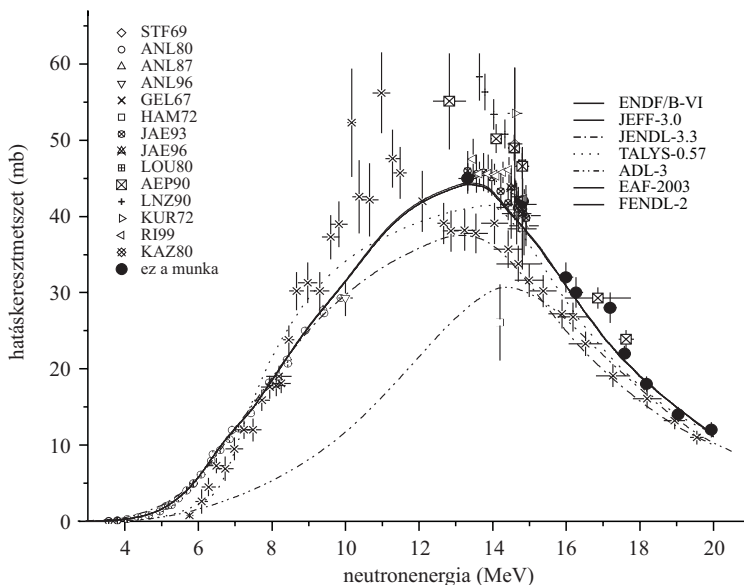


1. ábra. A $^{60}\text{Ni}(n,p)^{60}\text{Co}$ reakció hatáskeresztmetszete. A kísérleti adatok, az ENDF adatok és a modellszámítások összehasonlítása.

$$C_{vol} = \frac{\int_0^X e^{-\mu p x} \int_0^R \epsilon(x, r) a(x, r) dr dx}{\epsilon(0) \int_0^X \int_0^R a(x, r) dr dx}$$

ahol μ a foton teljes gyengítési együtthatója, r a minta sűrűsége, X a minta vastagsága, R a minta sugara, ϵ a detektor fotocúcsának hatásfoka, $a(x, r)$ az aktivitáseloszlás. Az integrált numerikusan számoltuk ki. A detektor teljesenergia-cúcsának hatásfokfüggvényét egy standard ^{60}Co forrással és illesztett analitikus függvénnyel mértük ki. Az aktivitás eloszlása függ a mintabeli fluxusgradienstől. A neutronfluxus hasábeli gyengülésének becsüléséhez monitorfóliák sorozatait helyeztünk el a minta elő- és hátlapján.

2. ábra. $^{63}\text{Cu}(n,\alpha)^{60}\text{Co}$ reakció hatáskeresztmetszete. A kísérleti adatok, az ENDF adatok és a modellszámítások összehasonlítása.



3. A.J. KONING, S. HILAIRE: *The TALYS Nuclear Model Code, version 0.49* – 2002.
4. R. DÓCZI, V. SEMKOVA, A. FENYVESI, N. YAMAMURO, Cs.M. BUGZKÓ, J. CSIKAI – Nucl. Sci. and Eng. 129(1998) 164
5. Y. IKEDA, C. KONNO, K. OISHI, T. NAKAMURA, H. MIYADE, K. KAWADE, H. HAMAMOTO, T. KATOH – JAERY-1312, 1988.

6. A.A. FILATENKOV, S.V. CHUVAEV, V.N. AKSENOV, V.A. YAKOVLEV, A.V. MAYSHENKOV, S.K. VASSIL'EV, M. AVRIGEANU, V. AVRIGEANU, D.L. SMITH, Y. IKEDA, A. WALLNER, W. KUTSCHERA, A. PRILLER, P. STEINER, H. VONAH, G. MERTENS, W. ROCHOW – IAEA Report INDC(CCP)-402, Vienna, 1997; KRI Report RI-252, St. Petersburg, 1999.

A SZIVÁRVÁNY FIZIKÁJA – II. Az esőcseppek fényszórási jelenségei

Cserti József
Eötvös Loránd Tudományegyetem,
Komplex Rendszerek Fizikája Tanszék

A szivárvány és a fény hullámtermészete

Közismert a fény két alapvető, a fény transzverzális hullámtermészetéből fakadó tulajdonsága. Az egyik a fény polarizációja, a másik az interferenciaképessége. A szivárvány jelenségének jobb megértésében nem tekinthetünk el a fénynek e két tulajdonságától. Történeti szempontból ezen a téren az első előrelépés a csodagyerek *Thomas Young* nevéhez fűződik, aki a szivárványnak a fénysugarak *interferenciájára* épülő elméletét 1804-ben dolgozta ki. Röviddel ezután, 1808-ban a francia *Étienne-Louis Malus* mérnöknek, és tőle függetlenül 1815-ben az angol *David Brewster*nek a polarizációval kapcsolatos megfigyelései rámutattak Young elméletének hiányosságaira. A polarizáció jelenségét később *Augustin-Jean Fresnel* is tanulmányozta, és ő közölte 1817-ben a róla elnevezett *Fresnel-formulákat*. A Young-elmélet döntő cáfolatát végül 1838-ban *Airy* adta meg, aki a szivárványt *elhajlási* (diffrakciós) jelenségként értelmezte. Mindenesetre, Young úttörő szerepe vitathatatlan, hiszen a *Newton* óta kialakult vitában, miszerint a fény részecske- vagy hullámtermészetű-e, az ő munkássága meghatározó jelentőségűnek számított. A kérdéstről kitűnő történeti áttekintés található *Simonyi* könyvében [5]. Ugyanakkor, az *Airy*-elmélet sem tartalmazta a fény polarizációját, és a későbbi kutatások alapján kiderült elméletének közelítő jellege és érvényességi határa is.

Ebben a fejezetben a szivárvány jelenségében a polarizáció szerepét tekintjük át, majd a hazai irodalomban kevésbé ismert Young- és *Airy*-elmélet alapjait ismertetjük, és szólnunk azok hiányosságairól is. Talán elfogultság nélkül állíthatjuk, hogy Young és különösen *Airy* elmélete tudománytörténetileg is nagyszerű szellemi teljesítménynek tekinthető, és így azok részletesebb bemutatása nem hiábavaló.

A polarizáció

A fény egyik fontos jellemzője a polarizáció. A fény transzverzális hullám, melyben mind az elektromos, mind a mágneses tér merőleges a fény terjedésének irányára. Egy törőfelületre érkező fénysugár elektromos térerőssége mindig felbontható a beesési síkkal párhuzamos és arra merőleges komponensre.

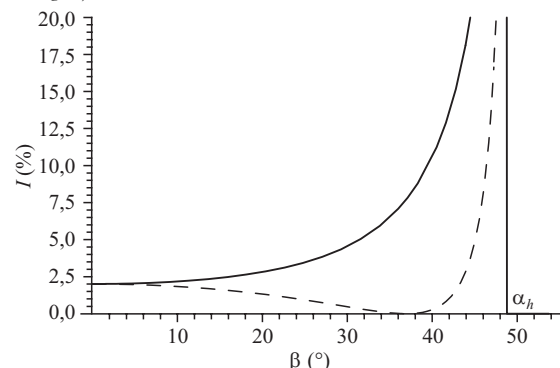
Általánosan a fény e két független polarizáció „keveréke”. Például a napfényben a kétféle polarizáció egyenlő mértékben, véletlenszerűen van jelen, ezt polarizálatlan vagy „természetes” fénynek is szokás nevezni. A visszavert fénysugár intenzitása a párhuzamosan és merőlegesen polarizált fényre a *Fresnel-formulák* alapján (lásd pl. [16, 17]):

$$I_{\parallel} = I_0^{\parallel} \frac{\operatorname{tg}^2(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}^2(\alpha + \beta)}, \quad (11)$$

$$I_{\perp} = I_0^{\perp} \frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{\sin^2(\alpha + \beta)}, \quad (12)$$

ahol I_0^{\parallel} és I_0^{\perp} a bejövő fény intenzitása párhuzamosan, illetve merőlegesen polarizált fényre, α és β pedig a beesési és a törési szög, melyek teljesítik az (1) Snellius–Descartes-törvényt. A 8. ábra mutatja a visszavert fény intenzitását β függvényében a kétféle polarizációnál. Az ábrán látható, hogy párhuzamosan polarizált fény esetén a visszavert fény intenzitása egy bizonyos β_B szögnél zérussá válik. Ennek oka, hogy a (11) képlet nevezője végtelen, ha $\alpha + \beta = \pi/2$. Felhasználva az (1) Snellius–Descartes-törvényt azt kapjuk, hogy a $\beta_B = \arctg n$ *Brewster-szögnél* lesz a visszaverődő párhuzamosan polarizált fény intenzitása zérus. A három alapszínre a *Brewster-szög*: $\beta_B = 36,9^\circ$ (kék), $36,8^\circ$ (zöld), $36,7^\circ$ (vörös).

8. ábra. A visszavert fény I intenzitása (%-ban) merőlegesen (folytonos vonal) és párhuzamosan (szaggatott vonal) polarizált vörös színű fényre a β törőszög (fokokban mérve) függvényében. A függőleges vonal a görbék értelmezési tartományának határát, a teljes visszaverődés α_h határszögét jelöli.



Az egyenletek, ábrák, táblázatok és irodalom számozása a többi részekben lévőkre való egyértelmű hivatkozás érdekében folyamatos.

Az 1. táblázatban megadott törésmutatók alapján a teljes visszaverődés kék, zöld és vörös színeknek megfelelő határszögei: $\alpha_b = \arcsin(1/n) = 48,8^\circ, 48,5^\circ, 48,3^\circ$. A 3. ábra szerinti β szög Cartesius-sugármenetre és főtízvíványra a három színnek megfelelően rendre a $\beta_2 = 40,4^\circ$ (kék), $40,1^\circ$ (zöld), $39,8^\circ$ (vörös) értékeket veszi fel (a 2-es index $p = 2$ -re utal). Innen látszik, hogy egyik esetben sem lép fel teljes visszaverődés a vízcsepp határán. Hasonló a helyzet mellékszívíványra is, ekkor a három alapszínre $\beta_3 = 45,6^\circ$ (kék), $45,4^\circ$ (zöld), $45,1^\circ$ (vörös). Mivel a vízcseppben belül nincs teljes visszaverődés, az észlelt kilépő fény intenzitása jelentősen lecsökken a bejövőhöz képest. Látható, hogy a β_2 szög Cartesius-sugármenetre és főtízvíványra közel esik a fenti Brewster-szögekhez. Így a párhuzamosan polarizált fény intenzitása jóval kisebb a merőlegesen polarizálthoz képest.

A vízcseppből kilépő fényben a kétfajta polarizáció arányát meghatározhatjuk például a polarizálatlan napfény esetében. Feltehetjük, hogy a bejövő egységnyi intenzitású fényben a párhuzamosan és merőlegesen polarizált rész intenzitása azonos. A (11) és (12) Fresnel-formulákat használva a fénynek a vízcsepp felületén való törése, $p-1$ számú visszaverődése, és ismételt fénytörése után a kilépő fény intenzitásának aránya a bejövőhöz képest:

$$I = I_{\parallel} + I_{\perp}, \quad \text{ahol}$$

$$I_{\parallel} = \left[1 - \frac{\operatorname{tg}^2(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}^2(\alpha + \beta)} \right]^2 \left(\frac{\operatorname{tg}^2(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}^2(\alpha + \beta)} \right)^{p-1}, \quad (13)$$

$$I_{\perp} = \left[1 - \frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{\sin^2(\alpha + \beta)} \right]^2 \left(\frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{\sin^2(\alpha + \beta)} \right)^{p-1}.$$

A képletek alapján Cartesius-sugármenet és főtízvívány esetén merőlegesen polarizált fényre a kilépő és belépő fénysugár intenzitásának aránya körülbelül 9%, míg párhuzamosan polarizált fényre ez az érték 0,4%. Így a szívíványból szemünkbe gyakorlatilag csak merőlegesen polarizált fénysugarak érkeznek. Egy lineáris polárszűrőn keresztül nézve a szívívány egy-egy szakasza eltűnik, ha a polárszűrőt 90° -kal elforgatjuk.

A szívívány polarizációs sajátosságainak mérése meglehetősen függ a szerencsétől, mivel a tünemény észlelhetősége megjósolhatatlan. Egy szívívány fölbukkanásakor általában nincs kéznél polariméter, mikor pedig van nálunk polariméter, akkor meg többnyire nincs szívívány. Így szabályosan vadászni kell rá, miközben magunkkal hurcoljuk a polariméterünket. Ez az oka annak, hogy csak 2003-ban sikerült először képalkotó „polarimétervégre” kapni egy szívíványt [18, 19], amikor 180° látószögű képalkotó polarimetriával elkészült egy tengerparti kettős ívű (fő és mellék) szívívány polarizációs mintázata a spektrum vörös, zöld és kék tartományában. Ennek elemzésével számos korábbi számítás helyességét lehetett „látványosan” igazolni.

A szívíványból a szemünkbe érkező fény intenzitásának szögfüggéséhez a differenciális hatáskeresztmetszet meg kell szorozni a (13) polarizációs tényezővel. Ugyanakkor a szívíválynak a (8) képlettel adott szöge változatlan, hiszen a differenciális hatáskeresztmetszet szingularitásának helyét a polarizációs tényező nem módosítja.

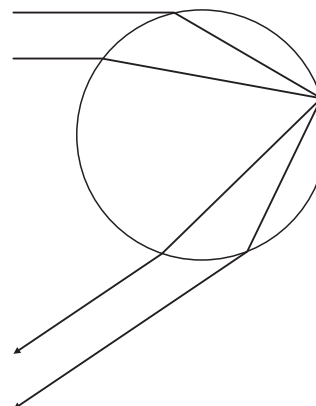
A vízcseppből kilépő fény intenzitása a (13) szerinti polarizációs tényező miatt hatványszerűen csökken p növelésével. Ezért a természetben a magasabb rendű szívíványokat ($p > 3$) nehezen figyelhetjük meg. Ráadásul az égbolt háttérének fénye, illetve a vízcsepp felületéről közvetlenül ($p = 0$) és a vízcseppben áthaladó ($p = 1$) fény intenzitása is elnyomja a magasabb rendű szívíványok intenzitását. A Descartes-féle intenzitásfüggvényt illetően további részletek találhatók például Walker cikkében [14].

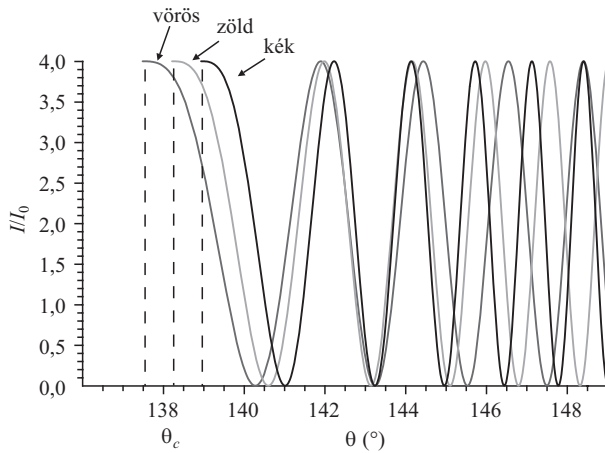
Járulékos szívívány: Young-elmélet

A bevezetőben említettük, hogy időnként a főtízvívány belső köríve alatt járulékos szívíványt is megfigyelhetünk. Mivel nagyon ritkán láthatunk hasonló járulékos köríveket mellékszívíványban, csak a főtízvívánnyal kapcsolatos jelenséget vizsgáljuk. Elsőként Thomas Young, 1804-ben adott magyarázatot a járulékos szívíványra. Sajnos Young elméletéből kapott intenzitás szögfüggése nincs összhangban a megfigyelésekkel. Erről a későbbiekben részletesen szólnunk. Ennek ellenére, a járulékos szívívány alapvetően csak az interferenciák figyelembevételével magyarázható. Young eredményei, illetve azok fogyatékosága alapvetően befolyásolták a szívívány jelenségének, és az egész optika kutatási irányvonalát. Ezért ebben a részben röviden vázoljuk Young elméletének lényegét.

Korábban láttuk, hogy adott θ szórási szöghöz két különböző ütközési paraméter tartozik, ha $\theta_c \leq \theta \leq \theta^*$, 6. ábra. Jelöljük ezt a két, θ szögtől függő, ütközési paramétert b_A -val, illetve b_B -vel! Ezek a $b(\theta)$ inverz függvény két ágához tartozó értékek. E két ütközési paraméterrel bejövő párhuzamos fénysugarak a vízcseppből ismét párhuzamosan lépnek ki, hiszen mindkét fénysugárnak a szórási szöge θ . A 9. ábra két ilyen fénysugár menetét mutatja. Az ábrából látható, hogy a két fénysugár egy pontban verődik vissza a vízcsepp felületéről. Valóban, a 3. ábra alapján könnyű belátni, hogy ezen a ponton és a kör középpontján átmenő egyenes a bejövő (vízszintes) fénysugárral $2\beta - \alpha = (\pi - \theta) / 2$ szöveget zár be. Mivel a két fénysugárra a θ szög azonos, a két fénysugár visszaverődése a vízcsepp ugyanazon pontján történik. Kiszámíthatjuk e két fénysugár közötti optikai útkülönbséget is, azaz a b_A és b_B ütközési paraméterektől függő valószínűségi útkülönbségek és a víz-

9. ábra. A két fénysugár az útkülönbség miatt interferál. Az ábra szerinti fénysugarak pályáját a vörös fényre vonatkozó törésmutatóval és $\theta = 146^\circ$ szórási szöggel számoltuk.





10. ábra. Az interferáló fénysugarak intenzitása θ függvényében vörös, zöld és kék színekre (az első maximum hely egybeesik a Descartes-elmélet által megadott irányokkal). Az egyes színek hullámhosszait rendre 650, 520 és 430 nm-nek, míg a vízcsepp sugarát $R = 0,05$ mm-nek vettük. A törésmutatók az 1. ábránál találhatóak. Az intenzitás I_0 egységekben van megadva.

csepp törésmutatójának szorzatát. A 9. ábra alapján egyszerű geometriai megfontolásokkal adott θ szórési szög mellett a d optikai útkülönbségre a következőt kapjuk:

$$d(\theta) = 2R \left(2\sqrt{n^2 - b_A^2(\theta)} - 2\sqrt{n^2 - b_B^2(\theta)} - \sqrt{1 - b_A^2(\theta)} + \sqrt{1 - b_B^2(\theta)} \right), \quad (14)$$

ahol $b_A(\theta)$ és $b_B(\theta)$ a (10) egyenlet pozitív megoldásai adott θ mellett. A fenti kifejezésben az első két tag a vízcseppben, míg az utolsó két tag a levegőben haladó fénysugarak közti optikai útkülönbséget adja. A két fénysugár útkülönbségéből adódó interferenciaképből az intenzitás θ szórési szögtől való függése:

$$\frac{I(\theta)}{2I_0} = 1 + \cos kd(\theta), \quad (15)$$

ahol I_0 a két interferáló fénysugár intenzitása (különb-külön) a vízcseppből való kilépés után, és $k = 2\pi/\lambda$ a levegőben terjedő λ hullámhosszúságú fénynek a hullámszáma. A 10. ábra a különböző színű fénysugarakra (15) képlet alapján számolt intenzitások szórési szögtől való függését mutatja. Az ábrából látható, hogy az első maximum éppen θ_c -nél van. Ez érthető, hiszen ekkor $b_A(\theta_c) = b_B(\theta_c) = b_c$ és így az optikai útkülönbség $d(\theta) = 0$. Az adott színű járulékos ívek a további maximumok irányában keletkeznek. A maximumok helye függ a vízcsepp R sugarának és a fény λ hullámhosszának arányától. Az egyes maximumok annál sűrűbben követik egymást, minél nagyobb az R/λ arány. A szivárványban a vízcseppek átmérője a 0,01 mm-től néhány mm-ig változhat. Az interferenciából adódó járulékos íveket legjobban közvetlenül a főszivárvány belső köríve alatt láthatjuk. Azonban a természetben, az egyébként is igen ritka esetben, egy-két járulékos ívnél többet nem figyelhetünk meg, mert az egyes maximumok intenzitása rohamosan csökken a szórési szög növekedésével. Ez abból következik, hogy a

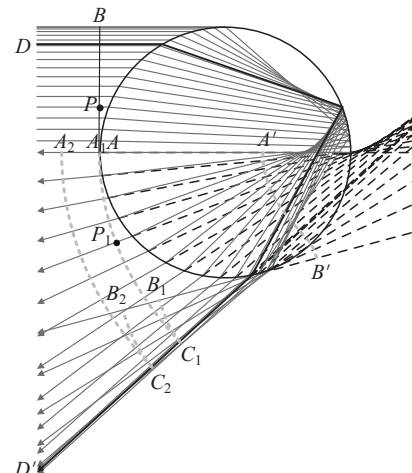
(15) képletben az I_0 intenzitás arányos a szórási hatáskeresztmetszettel, amely a 7. ábra szerint gyorsan csökken a szórési szög növekedésével és zérus az Alexander-féle sötét sávban. Az intenzitásnak ezt a csökkenését azért nem vettük számításba a 10. ábrán, hogy minél szembeötlőbb legyen az ábra mondanivalója. A következő fejezetekben olyan eredményeket mutatunk be, ahol ezt a tényezőt és a polarizációt is figyelembe vesszük.

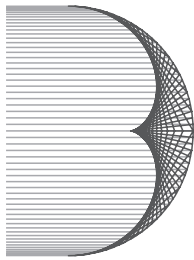
Az interferenciaképből elmosódhat a vízcseppek különböző mérete miatt is. A kisméretű vízcseppekben az egyes színekhez tartozó interferenciaerősítések átlapolódhatnak, a szivárvány egyes járulékos ívei fehérré válnak (ha egyáltalán még elég intenzívek). A 10. ábrán például a második maximum mind a három színre közel azonos. Ezért fehérek és nem színesek a vízfelhők a szivárványszórásnak megfelelő szögekből nézve is, hiszen bennük igen apró vízcseppek vannak.

Airy-elmélet

Young interferenciaelméletével a szivárvány főbb vonásai – legalábbis kvalitatíven – magyarázhatók. Azonban a szórt fényintenzitás – a vízcsepp méretétől és a szórési szögtől való függés – pontos matematikai elmélete még hiányzott. Young elmélete szerint az Alexander-féle sötét sávban az intenzitás zérus. Ugyanakkor a hullámelmélet szerint ilyen hirtelen változás nem léphet fel az intenzitás szögfüggésében, hiszen az elhajlás miatt a geometriai optika szerint sötét tartományba, más néven árnyéktérbe is szóródik fény. Az intenzitás az árnyéktér és a megvilágított tartomány között folytonosan változik. Az elhajlás ezen jelenségének pontos (kvantitatív) leírása meglehetősen nehéz feladat. Jelentős előrelépés 1838-ban Airynek köszönhető, akinek sikerült pontosabb matematikai leírást adni a szivárványról és megalapozni az elhajlás elméletét is. A következőkben először az Airy-elmélet [20] alappontját, majd annak matematikai részleteit ismertetjük.

11. ábra. A kezdeti AB egyenes alakú hullámfront két különböző időpillanatra kiszámított alakja: a görbült $A_1C_1B_1$ és $A_2C_2B_2$ hullámfrontok (az A_1 pont egybeesik az A ponttal). Az $A'B'$ hullámfront egy látszólagos front, a szaggatott vonalakkal jelölt sugarak hullámfrontja. Az $A_1C_1B_1$ hullámfront P_1 pontja az AB hullámfront egy tetszőleges P pontjának felel meg. A D és D' pontokon átmenő vastag vonal a Cartesius-sugármenetet jelöli.

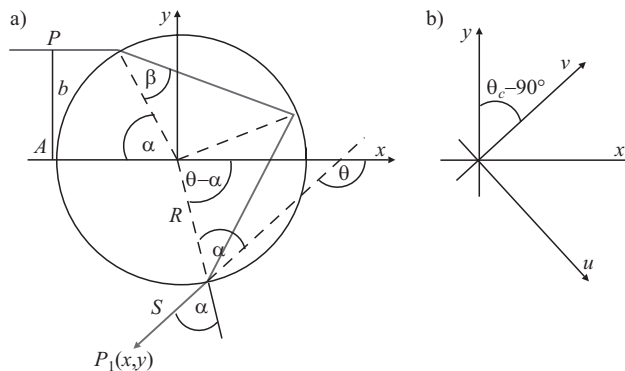




12. ábra. Homorú tükörről visszaverődő fénysugarak burkolója kausztikát eredményez.

A vízcsepre különböző beesési szöggel érkező koherensnek feltételezett „fénysugarak” azonos idő után különböző utat tesznek meg. Ezért a 11. ábrán látható, a bejövő fénysugarakra merőleges AB egyenes alakú (az ábrán a bejövő síkhullám frontjának egy metszete látható) hullámfront a vízcseppből kilépve nem lesz egyenes. Kiszámítottuk, hogy miként torzul az egyenes hullámfront a vízcseppben való áthaladás után. Az ábrán a hullámfront $A_1C_1B_1$ és $A_2C_2B_2$ alakja látható két különböző időpillanatban. Az első esetben az eredeti hullámfront A pontján átmenő fénysugár a belső visszaverődés után éppen visszatér az A pontba (ez az A_1 pont), míg a második eset egy későbbi időpillanatnak felel meg. Látható, hogy a két hullámfront a C_1 , illetve a C_2 pontokban „megtörik”. Ennek jelentőségére az alábbiakban még visszatérünk. Ha a kimenő fénysugarakat visszafelé meghosszabbítjuk (az ábrán a szaggatott vonalak), akkor úgy is elképzelhetjük, mintha a kilépés után kialakult hullámfront az $A'B'$ hullámfrontból fejlődött volna ki. Ezt a hullámfrontot is az előzőekhez hasonlóan számoltuk ki, csak az $A_1C_1B_1$ hullámfront kialakulásának megfelelő időpontnál korábbi időpillanatot vettünk. A hullámfront minden elemi szakasza továbbra is merőleges lesz az adott elemi szakaszon átmenő fénysugárra.

Richard Potter, Airy cambridge-i munkatársa vette észre 1835-ben, hogy az azonos irányból érkező és a vízcseppen áthaladó különböző fénysugarak kausztikát eredményeznek. A kausztika a sugármenetek burkolója, ahol a fény intenzitása mindig nagy. Az egyik legismertebb kausztika a jól megfigyelhető fényes, „csúcsos” alakú görbe, amely egy pohár alján látható, amikor a felülről beeső fény a pohár belső, tükröző faláról visszaverődik. A 12. ábrán megszerkesztettük a gömbtükörre párhuzamosan beeső fénysugarak útját a visszaverődés után. Ezeknek a fénysugaraknak a burkolója eredményezi a kausztikát. Potter megmutatta, hogy szivárványnál a Cartesius-sugármenet is egy kausztikának tekinthető. Esetünkben kétfajta kausztika létezik: egy valós kausztika és egy látszólagos (virtuális) kausztika. Ha például az A_1C_1 hullámfronton merőlegesen áthaladó fénysugarakat visszafelé meghosszabbítjuk, akkor azok burkolója a látszólagos kausztikát eredményezi. Ugyanakkor a C_1B_1 hullámfronton merőlegesen áthaladó fénysugarak burkolója a Cartesius-sugármenet, ami a valós kausztikának felel meg. A kausztikának, a szivárványhoz hasonlóan, van egy világos, illetve egy sötét tartománya, és köztük az intenzitás folytonosan változik. Így egy szivárványban a szórt fény intenzitásának kiszámítása hasonló (de nem teljesen azonos) feladat, mint a kausztikára meghatározni az intenzitás eloszlását. A kausztikára vonatkozó számítá-



13. ábra. a) A bejövő hullámfront egy kiszemelt P pontján átmenő fénysugár az $A_1C_1B_1$ hullámfront P_1 pontjába jut el, amely legyen s távolságra a vízcsepptől. b) Az x és y koordinátatengelyeknek az óramutató járásával megegyező irányban $\theta_c - 90^\circ$ szöggel történő elforgatásával nyert új (u, v) koordináta-rendszer.

sok matematikai részletei megtalálhatók például a Landau-sorozat II. kötetében a 198. oldalon [21].

Térjünk vissza a szivárvány problémájához! Airy a hullámterjedés leírásához a 17. században a Christian Huygens-féle (később Fresnel által tökéletesített) elvet alkalmazta. A Huygens-Fresnel-féle elv szerint a hullámfront minden pontjában a hullám amplitúdója egy korábbi hullámfront összes pontjából jövő elemi gömbhullámok szuperpozíciója. Ebből következik, hogy ha ismerjük az amplitúdót egy hullámfront minden pontjában, akkor meg tudjuk határozni a tér bármely pontjában az amplitúdót. Airy kezdeti hullámfrontnak az $A'B'$ hullámfront közelítő alakját használta. Sajnos az amplitúdó eloszlását nem ismerjük ezen a hullámfronton, csak feltevésével élhetünk, remélve, hogy az eredmény a valóságos helyzet jó közelítése. A legegyszerűbb feltevés, hogy az amplitúdó a hullámfront minden pontjában azonos, ami egyébként a szokásos feltevés a fényelhajlás elméletében is. Továbbiakban ismertetjük Airy gondolatmenetének matematikai részleteit, követve a Humphreys könyvében [22] található, a mai matematikai fizika nyelvezetére és lehetőségeire általunk adaptált levezetést.

A hullámterjedés matematikai tárgyalása szempontjából az $A'B'$ és az $A_1C_1B_1$ hullámfront egyenértékű. Így elegendő az utóbbi hullámfront alakját meghatározni. Tekintsük 11. ábrán látható AB hullámfront egy tetszőleges P pontján áthaladó sugármenetet, és jelöljük ennek végpontját az $A_1C_1B_1$ hullámfronton P_1 -vel! Ez a sugármenet a 13.a ábrán külön is látható (a koordináta-rendszer x tengelye egybeesik a fény beesésének irányával). Az AB hullámfront A , illetve P pontjából induló fénysugarak azonos idő alatt jutnak az $A_1C_1B_1$ hullámfront A_1 , illetve P_1 pontjába (az A_1 pont egybeesik az A ponttal). Legyen ez utóbbi pont s távolságra a vízcsepptől! A számítást az általános esetben, p -ed rendű szivárványra (azaz, ha p számú húr van a vízcseppben) végezzük el. Ekkor 13.a ábra alapján az azonos idők feltétele a következő egyenletre vezet:

$$R(1 - \cos \alpha) + 2npR \cos \beta + s = 4nR,$$

ahonnan a vízcsepp és a P_1 pont közti s távolság kifejezhető:

$$s = R[2np(1 - \cos \beta) - (1 - \cos \alpha)]. \quad (16)$$

A P_1 pont koordinátái s ismeretében felírhatók:

$$x = R \cos(\theta - \alpha) + s \cos \theta, \quad (17)$$

$$y = -R \sin(\theta - \alpha) - s \sin \theta, \quad (18)$$

ahol a θ szórási szöget a (3) egyenlet adja meg.

Később látni fogjuk, hogy az Airy-elmélet csak a Cartesius-sugármenethez közeli irányokban ad jó közelítést a szórt fény amplitúdójára. Így feltesszük, hogy a vízcseppbe belépő fénysugár beesési szöge $\alpha = \alpha_c + \varepsilon$, ahol $|\varepsilon| \ll 1$, és α_c a (7) képlettel adott Cartesius-sugár beesési szöge.

A levezetés döntő lépése, hogy a hullámfront kiszámításához a P_1 pont (17) és (18) egyenletekkel adott (x, y) koordinátáit ε -ban *harmadrendig* fejtsük sorba. A számításoknál figyelembe kell venni, hogy β , θ és s is függ az α szögön keresztül ε -tól, és így könnyen belátható, hogy a feladat meglehetősen bonyolult. A Humphreys könyvében [22] közölt levezetés is több oldalas. Szerencsére a mai, a matematikai szimbólumokat is kezelő programokkal, mint például a *Mathematica* vagy a *Maple*, ez a feladat könnyen megoldható. Az $A'B'$ hullámfront alakjának meghatározásához célszerű elforgatni a 13.b ábra x és y koordinátatengelyeit az óramutató járásával megegyező irányban $\theta_c - 90^\circ$ szöggel. Az így kapott tengelyeket jelöljük u -val és v -vel, ahogy ez a 13.b ábrán látható! Mivel $\varepsilon \ll 1$, belátható, hogy a v tengely nagyon jó közelítéssel megegyezik a 11. ábrán azzal a szaggatott vonallal, amelynek meghosszabbítása átmegy a D' ponton. Ebben a koordináta-rendszerben a P_1 pont (u, v) koordinátáira ε -ban harmadrendig számolva a következőt kapjuk:

$$u = u_0 + \varepsilon R \cos \alpha_c, \quad (19)$$

$$v = v_0 - \varepsilon^3 R \frac{p^2 - 1}{3p^2} \sin \alpha_c, \quad (20)$$

ahol

$$u_0 = R \sin \alpha_c$$

és

$$v_0 = 2R \left[(p^2 - 1) \cos \alpha_c + \frac{1}{2} - np \right].$$

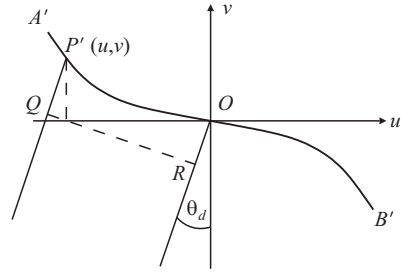
Kiküszöbölve ε -t, és felhasználva (7)-t:

$$v - v_0 = -\frac{b}{3R^2} (u - u_0)^3, \quad (21)$$

ahol

$$b = \frac{(p^2 - 1)^2}{p^2 (n^2 - 1)} \sqrt{\frac{p^2 - n^2}{n^2 - 1}}. \quad (22)$$

Ez a hullámfront keresett, közelítő alakja. A $v(u)$ függvény *harmadfokú polinom*. A (22) képlet szerint $n = 1,33$ nagyságú törésmutatóval számolva, $p = 2$ esetben $b = 4,98$ adódik. Ha s értékét – lásd a (16) egyenletet – úgy választjuk meg, hogy a harmadfokú polinom inflexiós pontja egybeessen az $A'B'$ látszólagos hullámfront inflexiós pontjával, akkor ε -ban harmadrendig csak u_0 és v_0 értéke fog változni a (21) képletben.



14. ábra. A hullámfront és a megfigyelő közti $d(\theta)$ útkülönbség: $\overline{OR} - \overline{P'Q}$. A v tengely θ_c irányba mutat, és a megfigyelő $\theta = \theta_d + \theta_c$ szögben nézi a szórt fényt.

Most kiszámítjuk a $A'B'$ hullámfrontból a megfigyelőhöz érkező fényhullámok szuperpozícióját. A távoli megfigyelőhöz lényegében párhuzamos fénynyaláb érkezik, és ilyenkor a Fraunhofer-féle elhajlási képletet használhatjuk [21]. A számításához vegyük a koordináta-rendszer O középpontját az $A'B'$ inflexiós pontjában, ahogy ez a 14. ábrán látható. Az $A'B'$ hullámfront P' pontja az AB hullámfront egy tetszőleges P pontjának felel meg. A hullámfronttól érkező k hullámszámú síkhullám elhajlása következtében a vízcseppből r távolságra lévő megfigyelő helyén a hullám amplitúdója:

$$A(\theta) = \frac{1}{r} \int e^{i k d(\theta)} du, \quad (23)$$

ahol $d(\theta)$ a θ irányból érkező fénysugarak útkülönbsége. Itt használtuk fel Airy hipotézisét, mely szerint az $A'B'$ hullámfront minden pontjában azonos a hullám amplitúdója (a képletben egységnyinek vettük). Ellenkező esetben a fenti integrálban megjelenne az amplitúdó ismeretlen eloszlásfüggvénye is, ami lehetetlenné tenné az integrál kiszámítását.

A 14. ábra alapján meghatározhatjuk a $d(\theta)$ útkülönbséget:

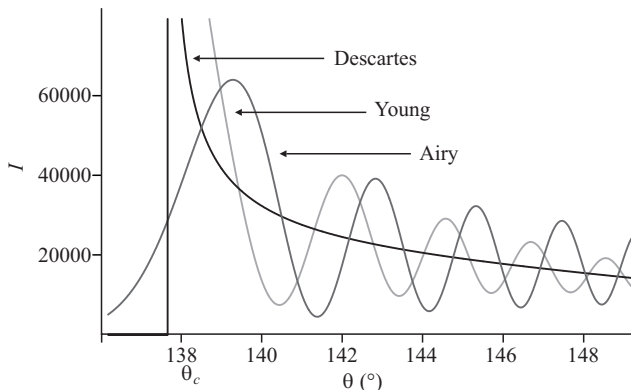
$$\begin{aligned} d(\theta) &= \overline{OR} - \overline{P'Q} = -u \sin \theta_d - v \cos \theta_d \\ &= \frac{b}{3R^2} \cos \theta_d - u \sin \theta_d, \end{aligned} \quad (24)$$

ahol $\theta_d = \theta - \theta_c$.

Azonban még nem ismerjük az integrálási tartomány határait. Az integrál értékéhez jelentősebb járulékot csak abban az esetben kapunk, ha $d(\theta)$ nem tér el lényegesen a fény hullámhosszától. Legyen a hullámfront u koordinátájú pontjához közeli, két egymástól δu távolságra lévő pontjából érkező fénysugárnak a megfigyelőtől mért útkülönbsége $d(\theta) = \lambda/2$. Ekkor ezek a fénysugarak a megfigyelőnél kioltják egymást, és a (24) képlet alapján

$$\delta u \approx \frac{\lambda R^2}{2 b u^2}.$$

Azt látjuk, hogy u növekedésével a hullámfrontnak az a δu -nak megfelelő része, ami az interferenciában már kioltást eredményez, u^2 -tel arányosan csökken. Például $R = 1$ mm-t, $\lambda = 500$ nm-t véve még $u = 0,1$ mm-nél is $\delta u = 5 \mu\text{m}$



15. ábra. A Descartes-, a Young- és az Airy-elmélet összehasonlítása főszivárvány esetén. A számítás polarizálatlan, vörös színű fényre ($\lambda = 650$ nm, $n = 1,33$) és $R = 0,05$ mm-es cseppugárra vonatkozik ($kR = 483,3$), a polarizációs tényezőt is figyelembe véve. A Descartes-elmélet szerint, a (8) képletből $\theta_c = 137,5^\circ$ adódik főszivárványra ($p = 2$). Az I intenzitást $I_0/(kr)^2$ egységekben számoltuk, ahol I_0 a beeső k hullámszámú fény intenzitása, és r a vízcsepp és a megfigyelő közti távolság.

adódik. Így az integrál értékéhez csak az $u = 0$ pont közvetlen környezete ad jelentős járulékot, az $A'B'$ görbe távolabbi részei nem. Ez az érték tehát jó közelítéssel független a görbe A' és B' végpontjának helyzetétől, ezért e pontok helyzetét nem is szükséges ténylegesen kiszámítanunk. Ehelyett az integrálás határait, az integrál értékének lényeges megváltoztatása nélkül, kiterjeszhetjük a $-\infty$ -tól a $+\infty$ -ig.

Behelyettesítve (24)-et a (23) egyenletbe, azt kapjuk, hogy

$$A(\theta) = \frac{2\pi R/r}{[kRb \cos(\theta - \theta_c)]^{1/3}} Ai(z), \quad (25)$$

ahol $Ai(z)$ az Airy-függvény (korábban szivárványintegrálnak is nevezték):

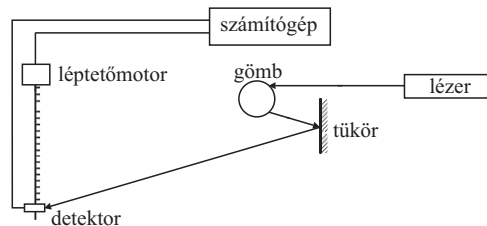
$$Ai(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \cos\left(\frac{t^3}{3} + zt\right) dt, \quad (26)$$

és

$$z = -\frac{kR \sin(\theta - \theta_c)}{[kRb \cos(\theta - \theta_c)]^{1/3}}. \quad (27)$$

A megfigyelőnél mérhető fény intenzitása arányos $|A(\theta)|^2$ -tel (eltekintve a jelen esettől, általában az amplitúdó komplex mennyiség). Mint látjuk az Airy-elméletből kapott intenzitás a kR dimenziótlan paraméteren keresztül függ a vízcsepp méretétől.

Az Airy-függvény tulajdonságaiból két fontos megállapítást tehetünk azonnal (lásd pl. [21, 23]; a két könyvben a definíció kicsit eltér, mi az utóbbit használjuk). Egyrészt a függvény – ellentétben a Descartes- és a Young-elmélettel – sehol sem szinguláris, még $\theta = \theta_c$ -nél sem ($Ai(0) \approx 0,355$). Másrészt a függvény $\theta > \theta_c$ esetén (azaz, ha $z < 0$) oszcillál, a csúcsok a járulékos szivárvány szögeinél vannak, míg $\theta < \theta_c$ -re (azaz az Alexander-féle sötét sávban) fokozatosan csökken θ csökkenésével.



16. ábra. A mérés elrendezése

Az Airy-elmélet nem tartalmazza a polarizációs effektust. Talán hihetetlen, de ezt csak 1979-ben Können és de Boer építették be először az elméletbe [24].

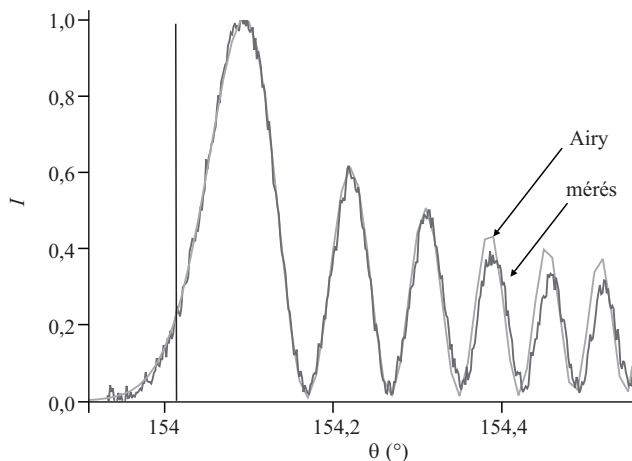
Az eddig ismertett három elmélet által jósolt intenzitás szórási szögtől való függése látható a 15. ábrán. A számításokat Philip Laven programjával végeztük (a program ingyenesen letölthető az internetről [25]). A csak szögtől függő intenzitás vizsgálatához, az irodalomban szokásos módon, célszerű az intenzitást $I_0/(kr)^2$ egységekben mérni, ahol I_0 a vízcseppre érkező k hullámszámú fénynyaláb intenzitása, és r a vízcsepp és a megfigyelő közti távolság. Az ábrából jól látható, hogy az Airy-elméletből kapott első csúcs θ_1 helye kissé nagyobb a Descartes-elméletből számolt θ_c -nél. Törésmutatónak $n = 1,33$ -ot véve, az első csúcsnak a hullámhossztól és a vízcsepp sugarától való függésére a következőt kapjuk:

$$\theta_1 - \theta_c = 0,51 \left(\frac{\lambda}{R}\right)^{2/3},$$

ami a 15. ábra adataival $1,7^\circ$ eltérést jelent. Innen látható, hogy a fény hullámhosszához képest jóval nagyobb méretű vízcseppek esetén a Descartes- és az Airy-elmélet által jósolt szórási szögek jó közelítéssel megegyeznek. A vízcsepp méretének csökkenésével az eltérés nő. A többi csúcs helyének R -függése is ugyanilyen. Ezzel függ össze az a tény, hogy a járulékos íveket mindig a főszivárvány ívének legmagasabb pontján figyelhetjük meg, ahol a vízcsepp mérete még viszonylag kicsi. Miközben a vízcsepp esik lefelé, mérete fokozatosan nő, és a csúcsok egyre sűrűbbek az intenzitásgörbében. Ugyanakkor, túlságosan kis méretű vízcseppek esetén ($R \leq 0,05$ mm) a különböző színekhez tartozó csúcsok átlapolódnak, a járulékos ívek fehérré válnak. A 15. ábrából az is szembetűnő, hogy a Young-elméletből kapott járulékos szivárvány szögei eltérnek az Airy-elméletből kapott értékektől. További érdekes részletek és mérési eredmények találhatóak Walker cikkében [14].

Az Eötvös Loránd Tudományegyetem, Szilárdtestfizika Tanszék kísérleti laboratóriumában Hubn Andrásné végzett méréseket üveggömbön lézernyújtással segítségével. A mérés elrendezése a 16. ábrán látható. Az üveggömből szórt fény intenzitását a tükörtől nagy távolságban egy fényelem méri, amelyet vízszintes irányban egy léptetőmotor mozgat finom lépésközzel. A 12 mW-os lézerciód hullámhossza 650 nm. A számítógép vezérli a motort és gyűjti a detektor jeleit. Az Airy-elmélet és a mérési eredmény összehasonlítása a 17. ábrán látható.

Összegezve, megállapíthatjuk, hogy az Airy-elméletből kapott intenzitás szórásszögfüggésében már nincs szinguláris viselkedés, és a járulékos ívek szögei is egyeznek a



17. ábra. Az Airy-elmélet és a mérési eredmény összehasonlítása főszivárvány ($p = 2$) esetén. A számítás és a mérés polarizálatlan, vörös színű fényre ($\lambda = 650$ nm, $n = 1,467$) és $R = 5,25$ mm-re vonatkozik ($kR = 50749$). A függőleges vonal a (8) képletből számolt $\theta_c(p=2) = 154,04^\circ$ szórési szögnek felel meg. A mért és a számolt intenzitást az első csúcs intenzitásának egységében adtuk meg.

tapasztalattal. Később összehasonlítjuk az Airy-elméletet a következő fejezetben ismertetett, egzaktabb eredményekkel. Látni fogjuk, hogy az Airy-elmélet kvantitatíven is elég pontosan írja le a szórt fény intenzitásának szögfüggését. Jelentősebb eltérések csak kisméretű vízcseppek esetén ($R \leq 0,1$ mm), θ_c -nél jóval nagyobb szögértékeknél, illetve magasabb rendű szivárványok esetében adódnak. A másik hiányossága az Airy-elméletnek, hogy a kezdeti hullámfront mentén az amplitúdóeloszlást egyenletesnek veszi. Ezt a problémát csak a Maxwell-egyenletek megoldá-

sával kezelhetjük. A következő fejezetben vázoljuk azt az egzakt elméletet, amelyet a Maxwell-egyenletek alapján kapunk a szivárványra, mint szórási jelenségre.

A fejezet befejezéseként talán egyetérthetünk a következő gondolattal: csak csodálni lehet Airy tudományos előrelátását, hogy a sorfejtést harmadrendig végezte el, hiszen a fizikában leggyakrabban elegendő első rendig számolni. Munkájának értékét az is növeli, hogy a végső eredményében szereplő integrált nyilvánvalóan számítógép nélkül kellett kiszámítani.

Irodalom

- L.D. LANDAU, E.M. LIFSHIC: *Elméleti Fizika VIII (Folytonos közegek elektrodinamikája)* – Tankönyvkiadó, Budapest, 1986.
- J.D. JACKSON: *Klasszikus elektrodinamika* – TypoTeX, Budapest, 2004.
- A. BARTA, G. HORVÁTH, B. BERNÁTH, V.B. MEYER-ROCHOW: *Imaging polarimetry of the rainbow* – Applied Optics 42 (2003) 399–405
- G. HORVÁTH, D. VARJÚ: *Polarized Light in Animal Vision – Polarization Patterns in Nature* – Springer-Verlag, Heidelberg–Berlin–New York, 2003, p. 447.
- G.B. AIRY: *On the intensity of light in the neighbourhood of a caustic* – Transactions of the Cambridge Philosophical Society 6 (1838) 379–403
- L.D. LANDAU, E.M. LIFSHIC: *Elméleti Fizika II (Klasszikus erőterek)* – Tankönyvkiadó, Budapest, 1976.
- W.J. HUMPHREYS: *Physics of the Air* – McGraw–Hill Book Company, Inc., New York–London 1940, pp. 476–500, Chapter III.
- M. ABRAMOWITZ, I.A. STEGUN: *Handbook of Mathematical Functions* – Dover, New York, 1972.
- G.P. KÖNNEN, J.H. DE BOER: *Polarized rainbow* – Applied Optics 18 (1979) 1961–1965
- A szivárványról és más kapcsolódó témáról sok képpel illusztrált összefoglaló, és a többféle közelítő, illetve egzakt megoldásra kidolgozott, ingyenesen letölthető program található a <http://www.philiplaven.com/mieplot.htm> internetcímen.

MEGEMLÉKEZÉSEK

CSIKAI GYULA 75 ÉVES

Az Európai Fizikai Társulat 2005. május 16–20-ig Debrecenben tartotta XX. magfizikai szakkonferenciáját *Magfizika az Asztrofizikában II.* címmel. A konferencia nemzetközi tanácsadó testületében felmerült, hogy a *Fizika Világévét* e konferencián is meg kellene ünnepelnünk. Örömmel fogadták javaslatunkat, hogy ünnepelés céljából tegyünk egy történelmi visszatekintést: kérjük fel Csikai Gyula professzort, tartson előadást a béta-bomlásbeli neutrínó-visszalkódást demonstráló ötven évvel ez-



előtti kísérletéről. Az ünnepi ülésre beözönlött a konferencia résztvevőin kívül az ATOMKI apraja-nagyja is. Én elnököltem, és az előadást a következő szavakkal vezetem be:

„A következő előadással konferenciánk a Fizika Világévét ünnepli. Ez az előadás arról a kísérletről szól, amelyre az ATOMKI-ban úgy emlékezünk, mint az intézetben valaha is véghezvitt legjelentősebb tudományos tette. E munkán ketten dolgoztak: Szalay Sándor professzor, intézetünk alapítója volt a rangidős, és Csikai Gyula volt a »junior« kuta-

tató, aki ma Csikai professzor, s aki ugyan ma már nem mondható »junior«-nak, de kétségtelenül továbbra is fiatalos. Nagy örömről van köztünk, és előadást tart nekünk. Csikai Gyula több mint egy évtizedig itt dolgozott

Csikai Gyula 75. születésnapja alkalmából tanítványai és munkatársai szakmai cikkekkal tisztelegnek az ünnepelt előtt. Ezen értékes írásokból, a *Fizikai Szemle* jelenlegi számában adjuk közre a lehető legtöbbet. *Király Beáta* és *Raics Péter* cikkét később – utalva az alkalomra – közöljük.

intézetünkben, majd pedig az egyetem Kísérleti Fizikai Tanszékét vezette mintegy harminc évig. Ma a Debreceni Egyetemnek és az ATOMKI-nak is professzor emeritusa. Hogy mi teszi alkalmassá a Fizika Világéve ünneplésére éppen ezt az előadást? Az, hogy a szóbanforgó kísérletet körülbelül ötven évvel ezelőtt, tehát éppen *Einstein* éve és napjaink között félúton végezték el. Hogy tovább játsz-

szam a számokkal, megemlítem, hogy az 50 és a 100 között félúton 75 van, és *Csikai professzor úr ebben az évben éppen a 75. évét tölti be*. Azért is kértük fel erre az előadásra, hogy megtiszteljük vele, és hogy elismerésünket is kifejezzük eredményeiért.”

Lovas Rezső
MTA ATOMKI

A NEUTRÍNÓ VISSZALÖKŐ HATÁSÁNAK ÉSZLELÉSE A ${}^6\text{He}$ BÉTA-BOMLÁSÁBAN – 50 ÉVVEL EZELEŐTT

Szalay Sándor professzor 1951-ben azt javasolta *Csikai Gyula* II. éves egyetemi hallgatójának, aki akkor a Kísérleti Fizikai Tanszéken *externista* volt, hogy foglalkozzon az expanziós ködkamrák elvi és technikai kérdéseivel, majd próbáljon meg üzembe helyezni egy korábban készült ilyen eszközt.

Rövid történeti áttekintés

Pauli 1930-ban vetette fel a neutrínókoncepciót, amelyet 1931-ben ismertetett Pasadenában, az Amerikai Fizikai Társulat konferenciáján. „Kell, hogy legyen a béta-bomlásban egy harmadik, láthatatlan, semleges, kis tömegű részecske, amely felelős a hiányzó energiáért, impulzusért és impulzusmomentumért.”

1932-ben *Chadwick* felfedezte a neutron, míg *Anderson* kimutatta a pozitront („antielektron”), amelyet *Dirac* a relativisztikus kvantumelméletből korábban megjósolt. Mindkét részecske létezését ködkamra-felvételekkel igazolták.

1934-ben *Fermi* publikálta a béta-bomlás elméletét, mely a neutrínó létén és feltételezett tulajdonságain alapult.

Dirac elméletéből az antineutrínó létezése is következett, és így a β^- -bomlást a neutron átalakulása alapján értelmezzük:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}.$$

Az atommagban egy neutron felhasad, amelynek révén p , e^- , $\bar{\nu}$ keletkezik, és az utóbbi kettő emittálódik.

Közvetlen bizonyítékot a neutrínó létezésére a következő inverz β -reakciók adhatnak:

$$\nu + n \rightarrow p + e^-; \quad \bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+.$$

1953-ban *Reines* és *Cowan* az antineutrínó okozta reakciót detektálta, nagy tömegű víz (150 kg H_2O) és reaktorból származó intenzív antineutrínó-fluxus ($10^{13} \bar{\nu}/\text{cm}^2\text{s}$) felhasználásával, amely percenként $0,41 \pm 0,20$ esemény-

Nuclear Physics in Astrophysics II., EPS'05 Debrecenben rendezett konferencia szervezőinek felkérésére *Csikai Gyula* a fenti kutatásokról egy tömör visszaemlékező előadást tartott, melynek ez az írás a kibővített, szerkesztett változata.

számot eredményezett. Összehasonlításul érdemes megjegyezni, hogy a hatáskeresztmetszet-viszony egy foton-atom, illetve egy antineutrínó–proton kölcsönhatásban 28 nagyságrendben tér el, azaz

$$\frac{\sigma(b\nu + \text{atom})}{\sigma(\bar{\nu} + p)} \geq 10^{28}.$$

A neutrínó létezésének indirekt kimutatására vonatkozó vizsgálatok, amelyek a magvisszalökő hatásán alapultak 1936-ban kezdődtek el. Így például *Leipunski* a ${}^{11}\text{C}$ β^+ -bomlását, míg *Allen* a ${}^{37}\text{Ar}$ K-befogását vizsgálta. *Sherwin* a ${}^{32}\text{P}$ -, ${}^{90}\text{Y}$ -izotópok esetén az elektron – visszalökött mag, A_R szögeloszlását – ($\beta^- - A_R$)(Θ) – tanulmányozta. *Allen* és *Jentschke* kezdeményezte először ezen vizsgálatot a ${}^6\text{He}$ bomlásában (*Phys. Rev.* 1953), amelyet *Rustad* és *Ruby* (*Phys. Rev.* 1955) GM–PM koincidenciamódszerrel továbbfejlesztett, és a ${}^6\text{He} \rightarrow \text{P}(\beta^- - A_R) \rightarrow \text{P}(e^- - \bar{\nu})$ folyamat alapján az elektron–antineutrínó szögkorrelációjára következtetett. A rossz statisztika nem tette lehetővé a β -bomlásban uralkodó kölcsönhatás típusának (S, V, T, A, P) meghatározását a mért $e^- - \bar{\nu}$ szögkorreláció alapján.

Vizsgálatok Debrecenben

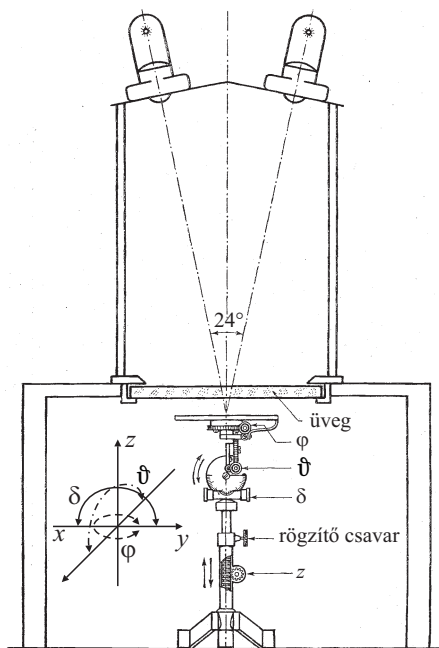
Szalay professzor javaslata alapján azt remélték, hogy kisnyomású ködkamrát használva a neutrínó visszalökő hatását sikerül kimutatniuk a ${}^6\text{He}$ β -bomlása során keletkező ${}^6\text{Li}$ nyomának észlelése révén. A kis tömegű és nagy bomlási energiájú ${}^6\text{He}$ -izotóp esetén keletkező ${}^6\text{Li}$ visszalökési energiája, E_R az összes β^- -bomlás közül a legnagyobb ($E_{R\text{max}} = 1410$ eV, míg a spektrum maximumához tartozó érték 238 eV, amit a neutrínó impulzusa befolyásol, és ez az $e^- - \bar{\nu}$ szögkorreláció függvénye). A bomlási folyamat és a visszalökési energia összefüggései a következők:

$${}^6\text{He} \rightarrow {}^6\text{Li} + \beta^- + \bar{\nu} + 3,6 \text{ MeV},$$

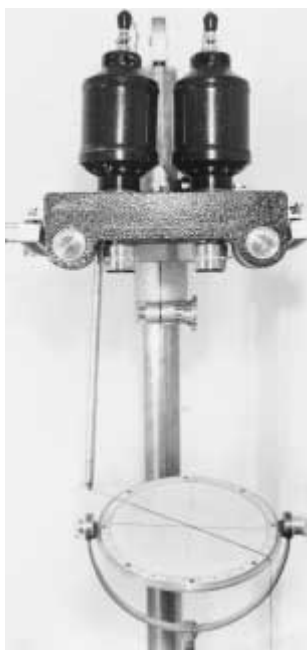
$$E_R (\text{eV}) = \frac{536}{A} (E_\beta^2 + 1,022 E_\beta),$$

ahol E_β MeV-ben mérendő.

A Wilson-féle expanziós ködkamra végső változatának megtervezésére és megépítésére 1953–55 között került



1. ábra. Az optikai kiértékelő rendszer



A ködkamrát ciklikus üzemben működtették 45 s ismétlődési idővel, amelyet elektromechanikus és pneumatikus vezérlőrendszerrel oldottak meg, mivel akkor még mikroprocesszor és a hozzá szükséges elektronika nem állt rendelkezésre. A kamrát négy oldalról világították meg párhuzamos fénynyalábokkal, amelyet házilag, plexiből készült kondenzorlencsék fókuszába helyezett villanólámpák (vonallflash) biztosítottak. Ezen speciális méretű, 30 cm hosszú, 5 cm átmérőjű, 150 Hgmm xenontöltésű, flashcsöveket szintén házilag készítettek, illetve fejlesztették ki, mivel ezek akkor még nem voltak kereskedelmi forgalomban. Speciális üveget (C-9) és elektrodaanyagot (W+Al) használva 10^{-4} s kisülési időt és 100 J energia mellett 1000 villanást értek el. A xenontöltésű villanólámpák fizikai tulajdonságairól írta első publikációját Csikai Gyula 1955-ben [1].

A felvételeket két, 24° sztereoszögbe helyezett fényképezőgéppel készítették. A gépek hátlapjai helyére megvilágító lámpákat helyezve az előhívott filmet azonos optikai

rendszeren vetítették vissza egy keresőasztal felületére (1. ábra). Ezzel a módszerrel elkerülték a szisztematikus optikai torzítási hibákat, és a minden irányban állítható asztal segítségével meghatározták a reakciók paramétereit (a visszalökött mag és az elektron nyoma közötti szög, az elektron pályájának görbületét, a nyomok irányát és hatótávolságát).

Egy Helmholtz-tekerces segítségével homogén mágneses teret hoztak létre a kamrában, annak érzékeny ideje alatt. A maximális térerősség ($H(\text{Oe}) = 15,1 I(\text{A}), I_{\text{max}} \approx 70 \text{ A}, H_{\text{max}} \sim 10^3 \text{ Oe}$) lehetővé tette 4–5 MeV energiájú β -részecskékhez tartozó görbületi sugár meghatározását (2. ábra).

A ködkamra működését α -, β - és γ -források alkalmazásával ellenőrizték, a részecskék által keltett nyomok felvételei a 3. ábrán láthatók. A ^{60}Co γ -sugarai által kiváltott fotoelektronok energiája egybeesett a ^6He β -spektrumához tartozó legvalószínűbb energiával, ami alkalmas a várható esemény azonosítására. A Th(B+C)-izotóp alkalmazásával a kamra érzékenysége α - és β -részecskék estén egyszerre ellenőrizhető.

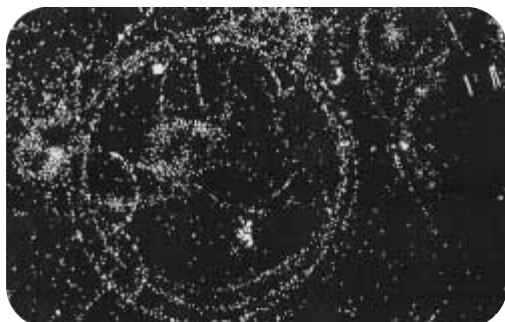
Az expanziós kamra 1955-ben történt sikeres üzembe helyezése után [2] a neutrínókísérlettel Csikai Gyula és Szalay Sándor foglalkozott, míg Hrehuss Gyula diffúziós ködkamrát épített [3].

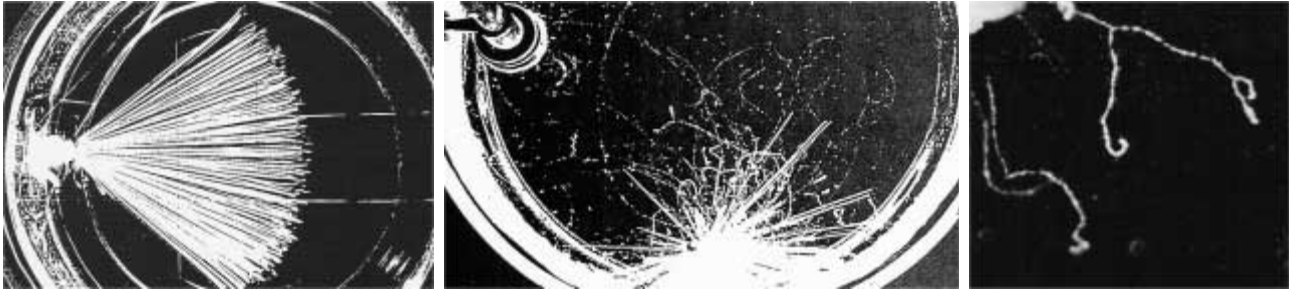
Sikeresen megoldották a rövid élettartamú ($T_{1/2} = 807 \text{ ms}$) ^6He -izotóp előállítását a $^9\text{Be}(n,\alpha)$ reakcióban és bejuttatását a ködkamrába. Néhány másodperccel az expanzió előtt egy 150 GBq intenzitású $^{210}\text{PoBe}$ -forrást pneumatikusan 5 g $\text{Be}(\text{OH})_2$ -target közelébe lőttek. A jól emanáló, finomszemcsés (1–2 μm) $\text{Be}(\text{OH})_2$ -port szűrőpapírból készült csészébe helyezték, amely a keletkező ^6He -gázt könnyen áteresztette. Közvetlenül (0,3 s) az expanzió előtt alkalmazott komprimált levegő a neutronforrást egy árnyékoló tömb belsejébe lőtte, míg a 4. ábrán látható gumizsák lenyomásával a keletkező ^6He gázt a kamra terébe áramoltatta.

sor, amelyet Szalay Sándor útmutatásai alapján Csikai Gyula és Hrehuss Gyula közösen valósított meg. Hrehuss Gyula, aki az ELTE TTK fizikus szakán 1955-ben végzett, már 1954 nyaratól csatlakozott a programhoz, míg Csikai Gyula mint demonstrátor, majd Szalay Sándor aspiránsaként végezte a ködkamra építését.

A kamra érzékeny térfogatát egy 28 cm átmérőjű és 5 cm magas üveghenger határozta meg, amelyet felül 2 cm vastag üveglap, alul pedig 3 mm vastag Al-koronggal merevített és fekete zselatinréteggel bevont gumimembrán határolt. Ez utóbbi biztosította az adiabatikus expanziót az 1,25–1,30 tartományban, amelynek ideje 2 ms volt. A ködkamrát 200 Hgmm nyomású hidrogéngázzal töltötték fel, és a kondenzálódó gőzt víz és etilalkohol 50%-os keveréke biztosította. Tekintettel a ködkamra 0,15 s érzékeny idejére, a felvételeket az expanzió után körülbelül 0,1 s késéssel rögzítették. Az elektrosztatikus tisztító tér, amelyet közvetlenül az expanzió előtt ($-0,01 \text{ s}$) kikapcsoltak, döntő szerepet játszott a háttér csökkentésében. A tisztító teret egy vékony drótháló és a zselatinréteg közötti 10^2 – 10^3 V egyenfeszültséggel állították elő, amelynek az expanzió alatti jelenléte diffúzzá tette volna a nyomokat.

2. ábra. Elektronok nyoma mágneses térben ($R = mv/eB$).





3. ábra. α -, β - és γ -hitelesítő források. a) $^{210}\text{Po} \rightarrow ^{206}\text{Pb} + ^4_2\text{He}$, b) $\text{Th B} (^{212}\text{Pb}) \rightarrow \text{Th C} (^{212}\text{Bi})$ és c) ^{131}I -izotóptól származó β^- -nyomok.

A ^6He telítési aktivitását (A) a céltárgyat érő neutronfluxus $\langle \phi \rangle = Y/4\pi\langle r^2 \rangle$, és a spektrumra átlagolt hatáskeresztmetszet $\langle \sigma \rangle = 50$ mb (az akkor rendelkezésre álló adatok alapján) csak becsülni lehetett. Az $A = n\langle \phi \rangle \langle \sigma \rangle$ összefüggésből ~ 600 dps adódott, $Y_n \sim 10^7$ n/s forrásintenzitást és Medveczky [4] spektrális hozam $Y(E_n)$ adatait felhasználva. A legújabb (n, α) gerjesztési függvény [5], valamint a spektrális hozam alapján (5. ábra) az átlagos hatáskeresztmetszetre 60 mb(!) adódik a

$$\langle \sigma \rangle = \frac{\int Y(E) \sigma(E) dE}{\int Y(E) dE}$$

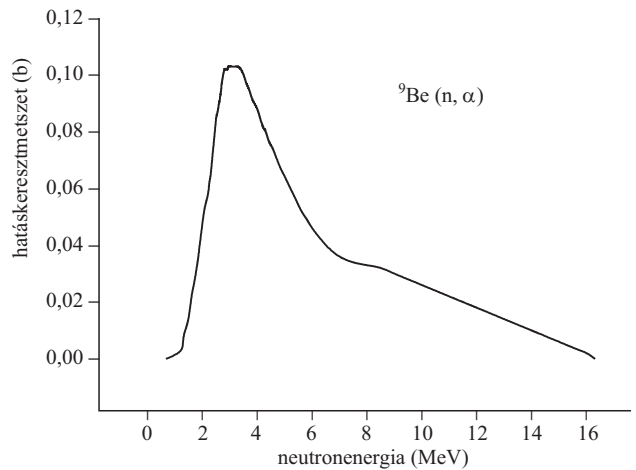
összefüggés alapján, ahol az E_n küszöbenergia 0,67 MeV.

Az első sikeres felvételek a neutrínó magvisszalökő hatásáról 1956 végén készültek, és először 1957-ben publikálták [6–8]. Néhány tipikus felvételt mutat a 6. ábra, amely egyértelműen igazolja az antineutrínó létét a ^6He β^- -bomlásában. A fénykép (7. ábra) mutatja, amint Szalay Sándor és Csikai Gyula 1956 végén a ködkamra-felvételeket értékeli. Az első kísérleti sorozatban több mint 2000 sztereofelvétel készült, amelyek kiértékelésével 120 eseményt tudtak azonosítani, ami nagyságrendekkel kisebb volt annál, amit az aktivitás alapján várni lehetett, a kamra rövid érzékeny ideje, a $\text{Be}(\text{OH})_2$ edényből a ^6He gyenge emissziója, a késleltetési idő, valamint a kicsiny érzékeny térszög miatt. A pályagörbületből az elektron impulzusát, míg a visszalökött mag és a β -részecske által bezárt szög alapján a neutrínó impulzusát határozták meg. A rossz statisztikából az $e^- \bar{\nu}$

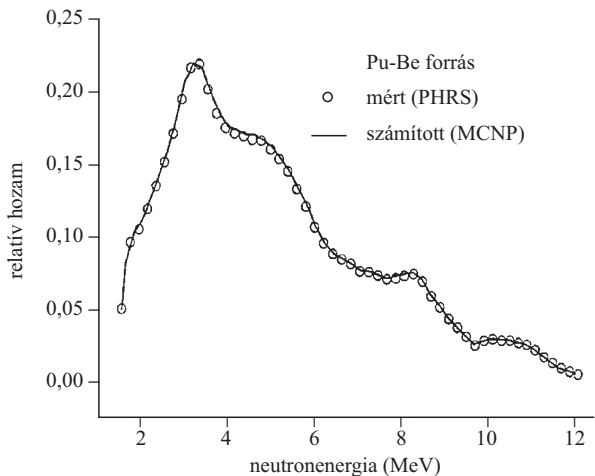
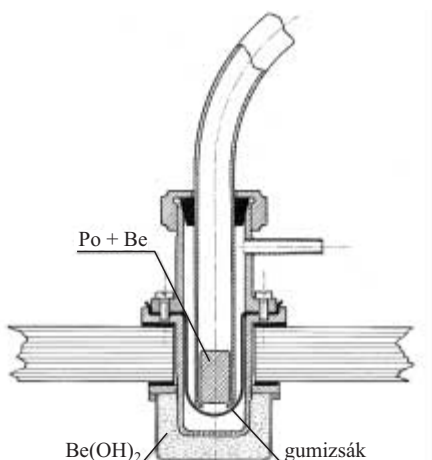
szögkorreláció mérése alapján [9–11] a kölcsönhatás típusára nem sikerült következtetni.

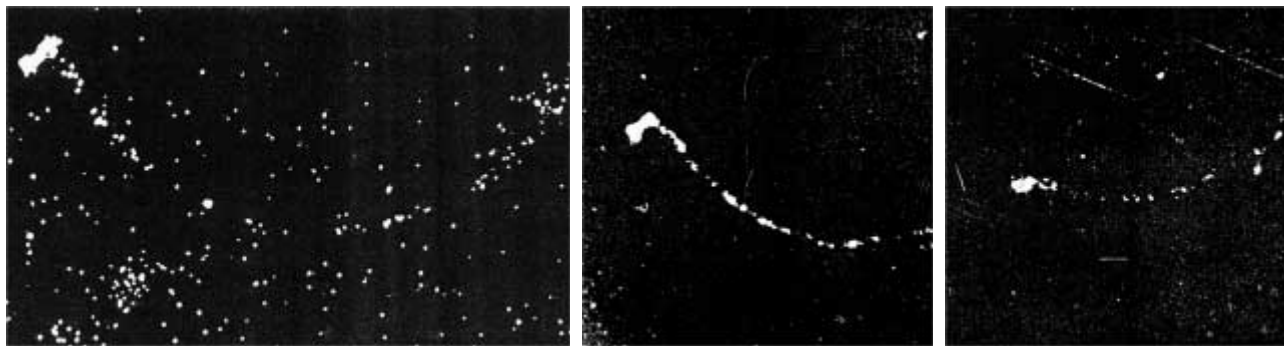
A vizsgálatok folytatására – a statisztika növelése érdekében – egy speciális, 17 m hosszúságú film befogadására alkalmas sztereo-fényképezőgépet terveztek és építettek. A ködkamra fényképe az új sztereofelvévővel a 8. ábrán látható. A kép jól mutatja a Helmholtz-tekercset, a kamra terét megvilágító egységeket, valamint a visszavetítő lámpákat. A 138 nap felezési idejű PoBe neutronforrás bomlása miatt a bő egy év alatt (1957–58) készült $\sim 10^4$ sztereofelvétel kiértékelésével is csak kevés, 197 eseményt kaptak.

5. ábra. Gerjesztési függvény és spektrális hozam a $^9\text{Be}(n, \alpha)$ reakció hatáskeresztmetszetének becsléséhez



4. ábra. A ^6He -izotóp előállítása





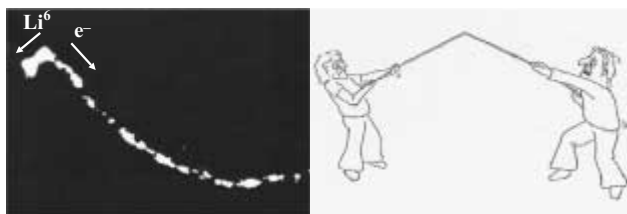
6. ábra. Az első sikeres felvételek a neutrínó magvisszalökő hatásáról (1956)

Az eredmények visszhangja

A kísérletekről először a Padova–Velece konferencián számoltak be nagy sikerrel [8], ahol a körülbelül ezer résztvevő között *Pauli*, *Heisenberg*, *Lee* és *Yang* is jelen volt (9. ábra). Az előadást Szalay Sándor tartotta, amelyet részletes diskusszió követett. A *ZsETP*-ben [9] 1958-ban közölt felvételek egyikét számos szak- és tankönyvben mutatták be, így például az elsők között *Keszthelyi Lajos* (1959), *Györgyi Géza* (1961), *Marx György* (1961), *Tarján Imre* (1964), *W.E. Burcham* (1965), *Fenyves Ervin*, *Haiman Ottó* (1965), *H.F. Schopper* (1966), *W.E. Meyerhof* (1967), ... majd *Toró Tibor* (1976), *E. Segré* (1977), ... *Simonyi Károly* (1981), ... *T. Dorfmüller*, *W.T. Hering*, *K. Stierstadt* (1998), ... *Paál Tibor* (2005). Az eredmény oktatási jelentőségét jól illusztrálja Simonyi Károly levele Csikai Gyulához (10. ábra)

A hivatkozások közül érdemes még megemlíteni:

1. Joe S. Tenn, Griffith – *Observer*, 1976. augusztus



Balra: Here is a dramatic display of apparent nonconservation of momentum in the beta decay of helium-6 (at rest!) into lithium-6 and an electron (from J. Csikai and A. Szalay, Proceedings of the International Congress on Nuclear Physics in Paris, 1958, Publications Dunod, Paris, 1959). *Jobbra*: There must be an invisible person pulling on the rope!

7. ábra. Szalay Sándor és Csikai Gyula a ködkamra-felvételeket értékeli



2. Christine Sutton – *New Scientist*, 1988. január 14.

„This picture taken in 1957, was the first to show the invisible presence of a neutrino, from the radioactive decay of helium-6 which has two more neutrons than ordinary helium. The short, thick track at the top left is the recoiling nucleus: the lighter, curving track is the electron.

8. ábra. A ködkamra az új sztereofelvével

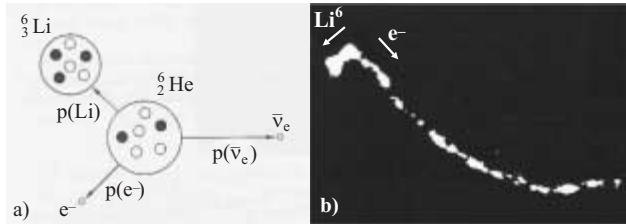


9. ábra. Találkozás *Pauli*val a Padova–Velece konferencián, 1957. szeptember 22–28.



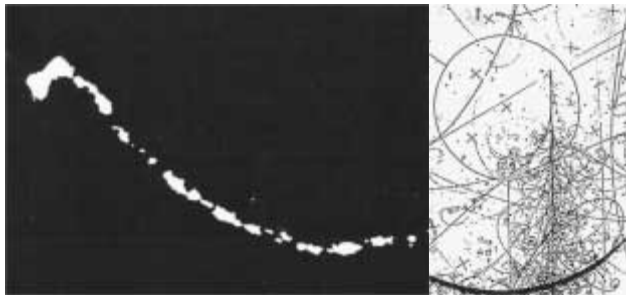
The two tracks are not back-to-back, indicating that a third particle – the neutrino – participated in the decay.”

3. Bergman Schaefer, *Lehrbuch der Experimentalphysik*, Walter de Gruyter, Berlin, New York, 1998. Bemutatja a ${}^6\text{He}$ β -bomlásának elvét és a ködkamra-felvételt.



Beta-decay of 6-helium nucleus: a) principle (○ neutrons, ● protons); b) Cloud-chamber picture. (Photo: J. Csikai, Debrecen; JETP 35(1958) 1072)

4. D. Perkins, *Physics World*, 10(4) (1992) 53

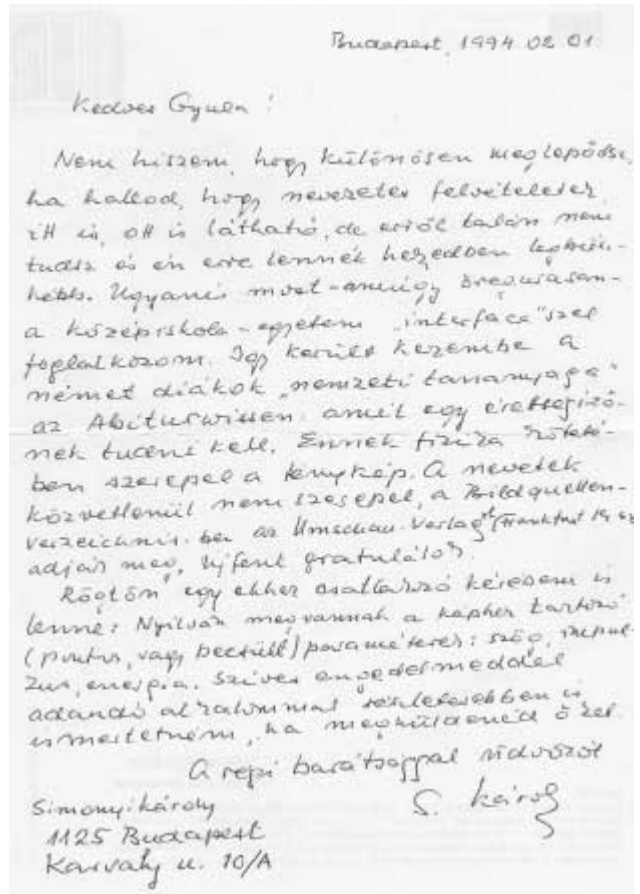
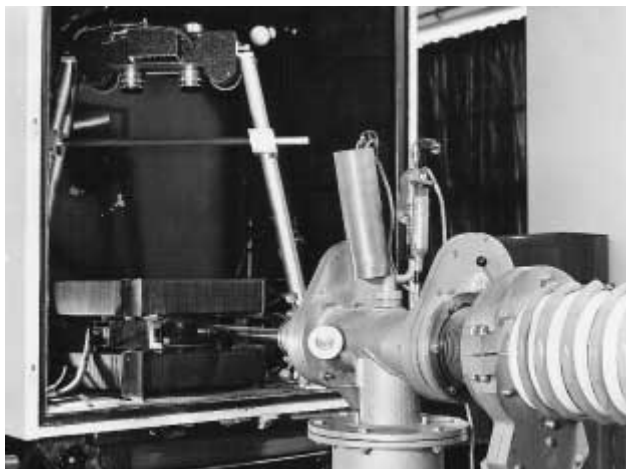


Balra: BIRTH OF A NEUTRINO. A historic picture of the decay of a radioactive nucleus, ${}^6\text{He}$, in a cloud chamber. The long track is due to the electron, and the short stub to the recoiling ${}^6\text{Li}$ nucleus. Obviously momentum is missing and is accounted for by a neutrino, roughly at 12 o'clock. *Jobbra: DEATH OF A NEUTRINO.* A 200 GeV muon-type neutrino enters the bubble chamber at 12 o'clock and interacts with a nucleon, creating several neutral and charged muon (μ^-) with about 100 GeV energy (the rather straight track at 5 o'clock). Almost one billion neutrinos traversed the chamber at the time this single interaction took place.

Néhány további ködkamrakísérlet

A neutrínókísérletek befejezése után a ködkamrát a neutrongenerátorhoz csatlakoztatva (11. ábra) néhány további egyedi kísérletet végeztek. Egy tipikus felvételt mutat a 12.a ábra a gyors (14 MeV energiájú) neutronok és a

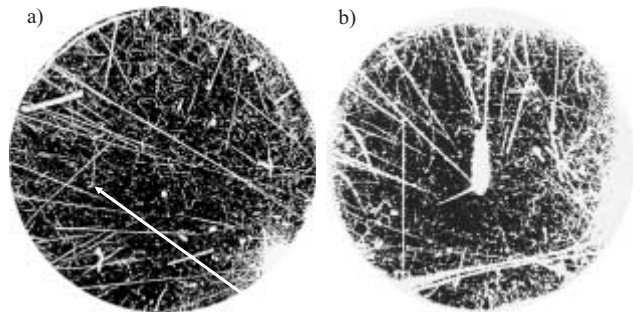
11. ábra. A ködkamra csatlakozása a neutrongenerátorhoz



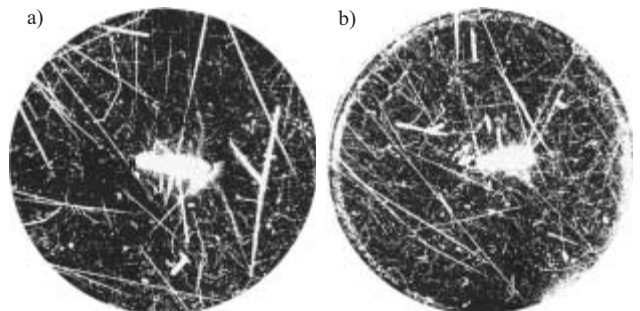
10. ábra. Simonyi Károly levele Csikai Gyulához

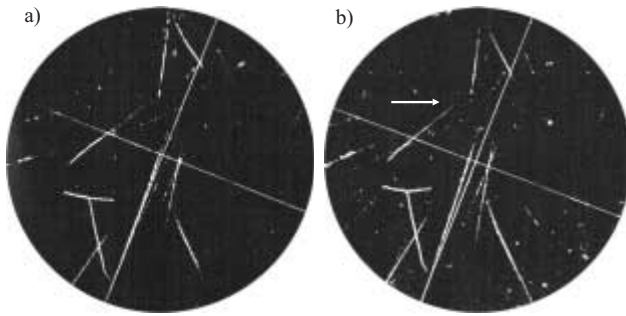
ködkamra gázának kölcsönhatásáról. Vékony Li-fólia behelyezésével vizsgálatot végeztek a nukleon stabil ${}^4\text{He}$ atommag létezésére, a ${}^7\text{Li}(n, n'){}^4\text{He}$ reakció feltételezésével. Közel 2000 sztereofelvételt kiértékelve (12.b ábra

12. ábra a) (n, p) és (n, np) reakció a nyílhegnyél, b) a 151 összesen talált ${}^7\text{Li}(n, n'){}^4\text{He}$, $\sigma < 2,2$ mb esemény egyike közepén

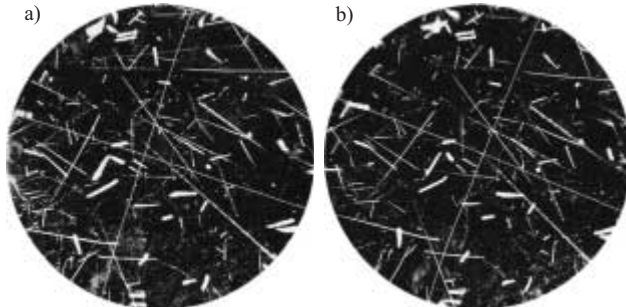


13. ábra. ${}^9\text{Be}(n, 2n){}^8\text{Be}^* \rightarrow 2\alpha$, $\tau \sim 10^{-17}$ s





14. ábra. A $^{12}\text{C}(n,n')3\alpha$ reakció sztereofényképe



15. ábra. A $^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$ reakcióból származó neutronok polarizációjának vizsgálata

közepén, V alak) 151 eseményt találtak a $^7\text{Li}(n,n')^4\text{He}$ folyamatra, míg a ^4H -emisszióra egyet sem. A hatáskeresztmetszetre $< 2,2$ mb felső korlátot adtak meg [12]. Amint az a 12.a ábrán látható, a V alakú (rövid és hosszú, amelyre a nyíl mutat) nyomok gyakorisága lehetővé tette az (n,p) és (n,np) reakciók hatáskeresztmetszetének meghatározását 14 MeV neutronenergiánál [13].

Sikeres kinematikai analízis alapján, vékony Be-céltárgyat használva (13. ábra) Csikai Gyula meghatározta $E_n \sim 14$ MeV-nél a $^9\text{Be}(n,2n)^8\text{Be}^* \rightarrow 2\alpha$ reakcióban keletkező $^8\text{Be}^*$ élettartamát, amelyre $\sim 10^{-17}$ s értéket kapott. Megalapítása szerint a reakció két lépcsőben megy végbe ($n + ^9\text{Be} \rightarrow ^8\text{Be}^* + 2n$, $^8\text{Be}^* \rightarrow 2\alpha$), ami biztosítja a $^8\text{Be}^* + ^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C}$ reakció létrejöttét, fontos hozzájárulást adott az elemek kialakulásának értelmezéséhez [14].

A három α -klaszterből álló ^{12}C atommag létezését igazolja a $^{12}\text{C}(n,n')3\alpha$ reakció ködkamra-felvétele 14 MeV neutronenergiánál (14. ábra). Ennek kinematikai analízise szintén alkalmas ad a ^8Be izotóp élettartamának becslésére.

A neon nemesgázon végbemenő, $^{20}\text{Ne}(n,\alpha)^{17}\text{O}$, stabil végmaghoz vezető reakcióban az α -részek szögeloszlása

alapján a folyamat mechanizmusát határozták meg 14,5 MeV bombázó energiánál [15].

A ködkamra alkalmazása lehetővé tette a $^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$ reakcióban keletkező neutronok polarizációjának meghatározását is [16]. Analizátorként a ^4He atommag rugalmas szóródásában jelentkező jobb-bal aszimmetriát használták, amint azt a 15. ábrán látható sztereofelvétel illusztrálja.

A ködkamra a tudományos kutatásokon túl laboratóriumi gyakorlatok, diplomamunkák, szakdolgozatok keretében több mint 30 éven át a hallgatók képzését is szolgálta. A berendezés jelenleg az ATOMKI technikai eszközeinek múzeumában kapott elhelyezést.

Dóczy Rita

DE TTK Kísérleti Fizikai Tanszék
MTA ATOMKI, Debrecen

Irodalom

1. CSIKAI GY.: *Kisméretű villanó (flash) lámpa* – Magyar Fizikai Folyóirat 3 (1955) 417
2. CSIKAI GY., HREHUSS GY., SZALAY S.: *Precíziós automatizált expanziós ködkamra* – MTA Matematikai és Fizikai Osztályának Közleményei 7 (1957) 134
3. HREHUSS GY.: *Diffúziós ködkamra* – Fizikai Szemle 6 (1956) 153
4. MEDVEZSKY L.: *Po-Be neutronforrás energiaspektrumának vizsgálata fotoemulziós módszerrel* – MTA Matematikai és Fizikai Osztályának Közleményei 5 (1955) 481
5. www-nds.iaea.org
6. J. CSIKAI: *Photographic evidence for the existence of the neutrino* – Nuovo Cimento 5 (1957) 1011
7. J. CSIKAI, A. SZALAY: *The recoil effect of the neutrino in the beta-decay of ^6He* – Int. Conf. on Mesons and Recently Discovered Particles, Padova-Venezia, 22–28. Sept. 1957. IV.8–IV.6, 467–475
8. MEDVEZSKY L.: *Szalay Sándor* – Debreceni Szemle 4 (1994) 582
9. J. CSIKAI, A. SZALAY: *Effekt otdachi nejtrino v β -raspade He^6* – Zsurnal Experimentalnoj i Teoreticeszkij Fiziki 35 (1958) 1072
10. CSIKAI GY.: *A neutrínó visszalökő hatásának és az elektron-neutrínó szögkorrelációjának vizsgálata a He^6 beta-bomlásánál Wilsonkamrával* – MTA Matematikai és Fizikai Osztályának Közleményei 8 (1958) 245 (kandidátusi értekezés 1957)
11. J. CSIKAI, A. SZALAY: *The electron-neutrino angular correlation in the decay of He^6* – Proc. of the International Congress, Dunod, Paris, 1959, 840
12. CSIKAI GY., NAGY S.: *A nukleonstabil H^4 egzisztenciájának vizsgálata a $\text{Li}^7(n,\alpha)\text{H}^4$ reakciónál, 14,7 MeV-os neutronokkal* – ATOMKI Közlemények 8/1 (1966) 3
13. CSIKAI GY., NAGY S. – Acta Physica Hungarica, 21/3–4 (1966) 303
14. G. MARX: *Radiation Education* – Proc. Int. Symp., Debrecen, 21–24 August 2002, 104
15. P. BORNEMISZA-PAUSPERTL: *The angular distribution of α -particles in $^{20}\text{Ne}(n,\alpha)^{17}\text{O}$ reaction at 14.5 MeV* – ATOMKI Közlemények 8 (1966) 93, (egyetemi doktori értekezés 1966)
16. H. PRADÉ, J. CSIKAI – Nucl. Phys. A123 (1969) 365 (kandidátusi értekezés 1967)

HÍREK – ESEMÉNYEK

NOBEL-BÉKEDÍJ, 2005

A 2005. évi Nobel-békedíjat megosztva kapta a *Nemzetközi Atomenergia Ügynökség* (NAÜ) és *Mohamed el-Baradei*, a NAÜ főigazgatója. A Nobel-bizottság 2005. október 7-i oslói közleménye szerint a díjat a kitüntettek azokért az erő-

feszítéseikért kapták, amelyek egyrészt az atomenergia katonai alkalmazásának megakadályozására, másrészt a békes célú alkalmazások lehető legbiztonságosabbá tételére irányultak. A bizottság kijelentette: „A nukleáris fegyverek

elterjedésének megakadályozására irányuló (*safeguards*) rendszerben a Nemzetközi Atomenergia Ügynökség feladata annak ellenőrzése, hogy az atomenergiát ne használják katonai célokra. A NAÜ főigazgatója mindig bátran kiállt azok mellett az új rendszabályok és intézkedések mellett, amelyek ezt a rendszert tovább erősítették.”

2005 júniusában el-Baradei nem félt kimondani, hogy az Atomsorompó Szerződést aláíró 188 ország közül negyvenen még nem teljesítették kötelezettségeiket, és nem léptették hatályba a NAÜ-vel kötött kiegészítő *safeguards*-egyezményeket. Határozott hangon szólította fel ezeket az államokat, hogy haladéktalanul tegyenek ennek eleget. Sürgette a nukleáris üzemanyagciklus érzékeny elemeihez szükséges berendezések elterjedésének még hatékonyabb ellenőrzését, mert ez tovább csökkentheti a nukleáris fegyverek elterjedésének veszélyét, és ugyanakkor utat nyithat a békés célú nukleáris alkalmazások további terjedése előtt. Az Egyesült Államokkal sem félt ujjat húzni: már a legutóbbi iraki háború előtt

egyértelműen, és többször is megerősítette, hogy a NAÜ *nem* talált bizonyítékokat az iraki atomfegyverprogram léteire. Ugyanakkor komoly diplomáciai erőfeszítéseket tett és tesz folyamatosan mind az észak-koreai, mind pedig az iráni atomprogram által keltett konfliktusok békés, tárgyalásos rendezésére.

Mohamed el-Baradei 1964-ben kezdte karrierjét egyiptomi diplomataként. 1974 és 1978 között az egyiptomi külügyminiszter mellett dolgozott asszisztensként. 1980-ban az ENSZ oktatási és kutatási intézetének (*United Nations Institute for Training and Research*) nemzetközi jogi problémákkal megbízott munkatársa lett.

Mohamed el-Baradei a negyedik igazgató az ENSZ által 1957-ben alapított Nemzetközi Atomenergia Ügynökség történetében. 1997-ben lépett hivatalba, 2001-ben mandátumát újabb négy évre hosszabbították meg. Az Egyesült Államokkal való konfliktusa ellenére 2005-ben ismét megválasztották, immár harmadik alkalommal.

(SCS)

A FIZIKA TANÍTÁSA

SZÁMÍTÓGÉPES SZIMULÁCIÓK ÉS VIZUÁLIS MÓDSZEREK A FIZIKAOKTATÁSBAN

Sudár Sándor

Debreceni Egyetem, Környezetfizikai Tanszék

A személyi számítógépek megjelenésével a számítógépek a fizikai előadók kísérleteket bemutató asztalaira kerültek a többi kísérleti eszköz közé, egyrészt a kísérletek támogatására, másrészt olyan fizikai jelenségek szimulációjára, amelyeket egy előadás körülményei között, nem lehet bemutatni. Egyesekben már a kezdeti időkben felmerült az „elvégezhető” kísérleteket is szimulációval helyettesítsék. Szerencsére ezek az elképzelések *nem* nyertek teret. Sőt például a debreceni fizikatanári képzésben fontos szerephez jutottak a demonstrációs laboratóriumi gyakorlatok, amelyek keretében a hallgatók maguk is elvégezték az előadáson szereplő alapvető kísérleteket. (A jelenlegi felsőoktatási „normatív” finanszírozási rendszer, amely csak a hallgatói létszámokat veszi figyelembe, nyilvánvalóan a gyakorlatok megszüntetése irányába kényszeríti az oktatást, mivel azok mind eszköz-, mind bérköltségben a legdrágábbak. Szomorúan várom azt az időt, amikor a fizikatanár csak számítógépes szimulációval végzett kísérleteket, vagy vegyész csak számítógéppel gyakorolta a víz és kénsav elegyítését. Igaz, így ha felrobanna az elegy, senki sem sérülne meg.)

Mielőtt valaki az gondolná, hogy a szimulációk ellenzői közé tartozom, szeretném kijelenteni, hogy éppen ellenkezőleg: az okos és hasznos szimulációk alkalmazását igen fontosnak tartom. Életünk nagyon sok területén,

különösen, amikor a jövőről próbálunk valamit megállapítani, nincs is más lehetőségünk, mint szimulációra alapozni. Itt mindig a szimuláció mögött álló modell határozza meg, hogy a jóslat és a valóság mennyire fog egybeesni. Negatív példaként említhetném az időjárás-előjelzést, amikor még hatalmas számítógépes rendszerek és műholdas megfigyelés mellett is korlátozottak az eredmények. Ugyanakkor más területeken, például a hidrológiában vízbázisok jellemzőinek változására, vagy szennyezések terjedésére jobb modellekkel rendelkezünk. Egy konkrét példa: a tervezett ITER fúziós reaktorhoz (néhány hónapja egyeztek csak meg, hogy Franciaországban lesz)¹ készült egy karbantartó robot szimulációja, amely a plazmatároló gyűrű belsejébe kis nyíláson belépve, felépíti saját eszközeit, valamint pályáját a gyűrűben, és kicseréli a szükséges belső falelemeket.

A fizikaoktatásban a vizuális technikák (szimulációk és animációk) és számítógéppel támogatott mérés technika alkalmazásának megfelelő egyensúlya adhat megoldást az ismeretek hatékonyabb átadására. Az oktatás hatékonysága természetesen nem csak nálunk probléma. A *Massachusetts Institute of Technology* (MIT) Fizikai Intézeténél is ugyanazokkal a problémákkal találkoztak a

¹ Lásd ZOLETNIK SÁNDOR: *Szabályozott magfúzió mágneses összetartással I-II.* – Fiz. Szle. 55/3 (2005) 100, 55/7 (2005) 234 és JÉKI LÁSZLÓ: *Megállapodás az ITER felépítéséről* – Fiz. Szle. 55/8 (2005) 296

Csikai Gyulának ajánlva, 75-ik születésnapjára.

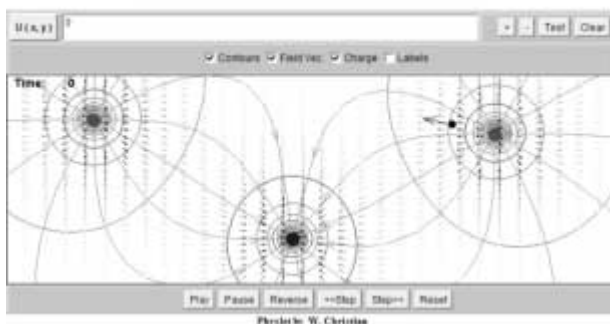


1. ábra. Az MIT TEAL (Technology for Active Learning) stúdiója

nem fizika szakos hallgatók oktatásában, mint mi: az előadást látogató hallgatói létszám a szemeszter során kevesebb mint a felére csökken, a szemesztert eredménytelenül zárók aránya magas. A hallgatók unalmasnak, száraznak tekintik a fizikát. Ők a megoldást olyan integrált oktatási formában látják, amely egyesíti az előadást és a gyakorlatot. A tananyag felhasználja a különböző szimulációs és animációs módszereket, az előadás/gyakorlat részeként a hallgatók egyidejűleg végzik a számítógéppel támogatott kísérleteket. A stúdiónak nevezett oktatóterem az 1. ábrán látható. A teremben 8 számítógépes kivetítő található, a normál táblákat kamerák nézik, amelyek képe a kivetítőre kerül. 3–3 hallgató dolgozik egy kísérleti eszközcsoaggal. Az előadás és a gyakorlat egységet képez. A hallgatóknak az előadás előtti napon, a hálózaton keresztül, kérdéseket kell megválaszolniuk az előző előadás anyagából, valamint az adott előadáshoz kapcsolódó fogalmakból. A válaszokat számítógép értékeli. A foglalkozás keretében is kapnak további kérdéseket, amelyek végül szintén beszámítanak a félév végi érdemjegybe. A kísérlet már néhány éve folyik, és felmérések szerint a hallgatók igen jó véleménnyel vannak a projektről. Különösen a két- és háromdimenziós szimulációs modelleket kedvelik, amelyek könyvekben nyilvánvalóan nem jeleníthetők meg. A projekt részletei a követ-

2. ábra. A munkaterületen tetszőleges számú pozitív és/vagy negatív töltés helyezhető el, amelyek bárhova elmozgathatók. A sztatikus teret térrősség-vonalakkal, illetve térvektorokkal lehet jellemezni. Ez utóbbiak a kis vektorjelek az ábrán, amelyek az adott pontban megadják a térrősség irányát. A térrősség nagyságát a vektor színe jelzi. Elhelyezhető még egy mozgatható próbatöltés is, amellyel tetszőleges pontban megkaphatjuk az elektromos térrősség nagyságát és irányát (fekete pont). A lejátszás (Play) elindításával láthatóvá tehető a próbatöltés mozgása az elektromos erőter hatására.

Ponttöltések elektromos tere



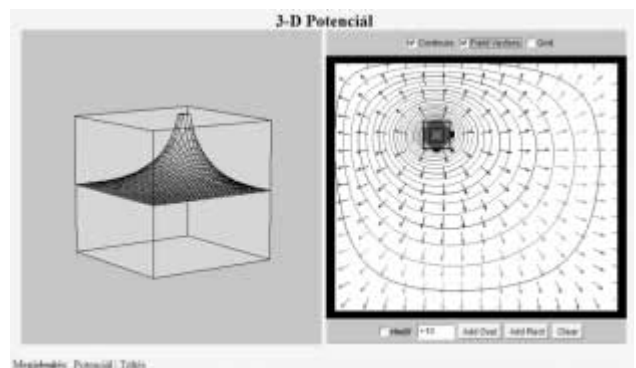
kező honlapon találhatók: <http://ocw.mit.edu/OcwWeb/Physics/8-02TSpring-2005/CourseHome/index.htm>.

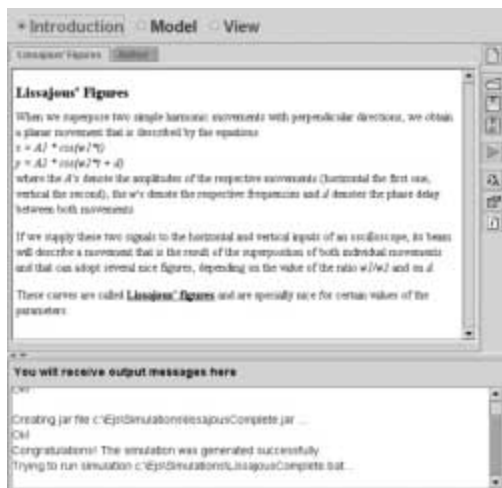
Jelenlegi körülmények között a koncepció egésze nálunk nem valósítható meg, de bizonyos elemei, például a webes kikérdezés, vagy a két- és háromdimenziós szimulációs modellek alkalmazása megoldható. Ez azért is megvalósítható, mert a világ fizikusai, fizikatanárai már jelentős munkát fektettek e témába. A cikk célja a fizikai szimulációk, animációk témakörébe tartozó internetes források egy részének a megismertetése.

Ha a Google internetes keresőprogramot megkérdezzük azon honlapokról, amelyek a fizika és a szimuláció szavakat tartalmazzák (*physics +simulation*) a válasz szerint 8270000 ilyen honlap található a kereső által ismert weblapok között. Tovább szűkítve az oktatás (*+teaching*) szóval, még mindig reménytelenül sok, 632000 honlap található. Ezek mindegyikének megtekintése is túl nagy feladat volna, így inkább az általam megtalált néhány hasznos forrást ismertetem, ahonnan elindulva további érdekes és felhasználható szimulációkhoz juthatunk. Hozzáférhetőség szempontjából a szimulációkat három csoportba sorolnám: a) fizetni kell érte, b) az interneten keresztül szabadon használható, de nem lehet letölteni a saját számítógépünkre, és ennél fogva nem is módosítható (pl. kínai feliratokkal van ellátva), c) szabadon letölthető és módosítható (a forrás megjelölésével). Az a) csoporttal nem akarok foglalkozni, csak megjegyzem, a pénzkérés nem garancia a minőségre. A b) korlátozott használhatóságot jelent a magyar tannyelvű oktatásban, állandó internetkapcsolat kell hozzá, és nehezebb beépíteni egy előadásba. Így elsősorban néhány, a c) csoportba tartozó forrást szeretnék bemutatni.

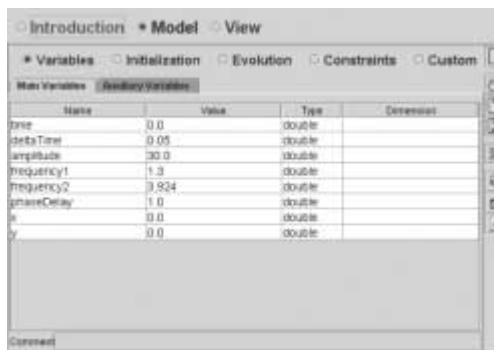
Mielőtt a világban található ilyen forrásokra térnék, meg kell említeni egy biztosan sokak által ismert magyar honlapot (<http://titan.physx.u-szeged.hu/~serenyi/ph14hu/>), amely egy német honlap, a <http://www.walter-fendt.de/fizika> részének magyar változata. Az itt található 46 alkalmazás lefedi a fizika teljes területét, azaz minden téma-

3. ábra. Töltött test elektromos tere egy vezetőből készült doboz belsejében. A töltött test nagysága, alakja, helyzete változtatható. Az *applet* a Poisson-egyenletet oldja meg, az adott határfeltételekkel. A jobb oldali részben látható a síkbeli probléma geometriája, az elektromos térrősséget térvektorok mutatják. A folytonos görbék az ekvipotenciális felületek. Baloldalt a potenciálfüggvény látható térben (ez tetszőlegesen forgatható a térben). A bal oldali ábrán a potenciál helyett a töltésseloszlás is megjeleníthető (a töltésseloszlás a vezető felületén). A vegyes magyar–angol feliratok abból származnak, hogy a honlap szövege módosítható, míg az applethez tartozó feliratok nem.





4. ábra. Az EJS bejelentkező ablaka



5. ábra. Az EJS „Model” ablaka, mely a probléma matematikai leírását tartalmazza.

körre csak néhány alkalmazás jut. (Az itt ismertetett fizikai szimulációk 17 nyelvi változatban találhatók meg, ami használatuk elterjedtségét mutatja.) Az alkalmazások interaktív módon befolyásolhatók, a működés paramétereit beállíthatók.

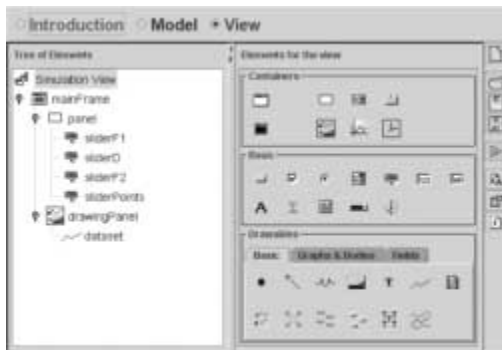
Mi van ezen alkalmazások mögött? A SUN Microsystems Java programozási nyelve, amely hordozható a különböző számítógépek és operációs rendszerek világában. Futtatásukhoz azonban az adott operációs rendszerhez tartozó futtatási környezet szükséges. A Java-programoknak két változata van: az egyik a normál Java-program, amely ugyanúgy működik, mint bármely más nyelven megírt program (kivéve a hordozhatóságot), míg a másik az úgynevezett „Java-applet”, amelyet az interneten való felhasználásra terveztek. Amikor rákattintunk egy ilyen alkalmazásra, az letöltődik a számítógépünkre, és a mi gépünkön fut. Azonban nem tud a gépünkön adatot megváltoztatni, sem onnan kiolvasni vagy továbbítani. A fenti alkalmazások is ilyen Java-appletek, biztonságosan futtathatók. Rádásul a fenti honlapról ezek le is tölthetők, és így internetkapcsolat nélkül is használhatók. (Windows XP SP2 alatt azonban állandó figyelmeztetést kapunk az aktív tartalom futtatása miatt.) Az elérhető szimulációk legnagyobb része ilyen Java-appletből áll, de természetesen találhatunk rendes, végrehajtható programokat is. Mielőtt bárki megijedne, hogy most akkor meg kell tanulnunk Java nyelven programozni, szeretnék mindenkit megnyugtatni, hogy ez nem feltétlenül szükséges. A hozzáférhető appletek felhasználásával sok mindent elkészíthetünk. Sőt, alkalmas programozási környezetben anélkül tudunk Java nyelven programot készíteni, hogy ismernénk a programozási nyelvet. (Természetesen ez nem jelenti azt, semmit sem kell tanulni.)

Az appletek kezelése legegyszerűbb egy weblapon keresztül. A weblap segítségével be lehet állítani az appletek paramétereit. Az egyik legismertebb, legelterjedtebb fizikai szimulációs appletcsomag W. Christian (Davidson College) *Physlets* összeállításá: <http://webphysics.davidson.edu/applets/applets.html>. Az appletek letölthetők és oktatási célra szabadon felhasználhatók. A szerzők oktatási anyagokat is készítettek, amelyek könyv alakban megvásárolhatók, és a könyvhöz mellékelt CD-n kidolgozott meg-

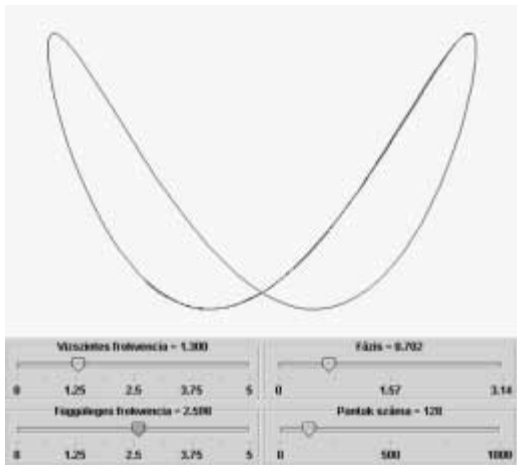
oldások találhatók. Azonban az interneten nagyon sok, a fenti appletekkel készült szimuláció található. A 2. és 3. ábrán két ilyen, a statikus elektromos tér bemutatására használható és a fenti appleteket alkalmazó megoldás látható. Ez két példa a Physlets-appleteket használja. A név könnyen kitalálhatóan a *Physics applets* rövidítéséből származik. Ezek nagyon sok, különböző nyelvű honlapon megtalálhatók. A Physlets német honlapján (<http://pen.physik.uni-kl.de/physlets/index.html.de>) kereső is található, amely körülbelül 5000 weblapot ismer a világon, valamint 3000, egyéb fizikai szimulációval foglalkozó Java-appletet. Ezek a kereső segítségével le is tölthetők. Ugyanitt található és letölthető az úgynevezett „Physlet scriptor”-ok, amelyek segítségével néhány egérkattintással előállítható egy weblap megfelelően konfigurált, több appletet is használó szimulációval, a bemeneti adatok beállításával.

Egy másik nagy projekt az *Open Source Physics* (<http://www.opensourcephysics.org/>), amely szabadon felhasználható tananyagok, tanmenetek készítését is célul tűzte ki. Részben a Physlets felhasználásával, mint például a <http://stp.clarku.edu/simulations/> weblap, amely statisztikai fizikai és hőtani szimulációkat tartalmaz. Ezek mellett két független fejlesztésű programcsomag is megtalálható itt.

Az egyik az *Easy Java Simulation* (<http://fem.um.es/Ejs/>) a Java nyelvre alapozott saját szimuláció elkészítésére ad lehetőséget azoknak, akik meg tudják fogalmazni matematikailag a szimulációs problémát. Az EJS ebből készít egy Java-programot, egy Java-appletet és egy alap weblapot. Maga az EJS program is Java nyelven készült, így bármely Java fejlesztőrendszerrel rendelkező operációs rendszer alatt futtatható (Windows, Linux, bármely UNIX verzió stb.). A 4. ábrán az EJS bejelentkező ablaka látható, ennek tartalma lesz a weblap szöveges része. Az ábrán a programcsomaghoz mellékelt, a Lissajous-görbét előállító mintapélda bevezető oldala látható. A tényleges modell elkészítéséhez a másik két lapot kell kitölteni. A „Model” ablakban kell megfogalmazni a problémát (5. ábra). Itt kell definiálni a változókat, a matematikai egyenleteket, amelyek ezeket összekapcsolják: időben hogyan változnak a mennyiségek (*Evolution*), milyen egyéb feltételeknek kell eleget tenni. Az időbeli változásnál differenciálegyenlettel leírt kapcsolat is megadható, akkor automatikusan generálja hozzá a numerikus differenciálegyenlet megoldási algoritmusát.



6. ábra. Az EJS „View” menüje. Itt kell az objektumokat a megjelenítendő ablakban elhelyezni és összekapcsolni a változókkal.



7. ábra. A Lissajous-görbéket megjelenítő program eredményablaka

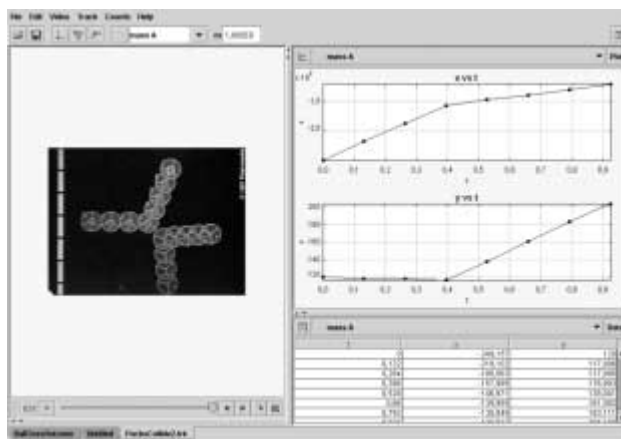
A harmadik – és talán a legfontosabb – rész a numerikus változók összekapcsolása a megjelenítendő objektumokkal (*View*), amely a 6. ábrán látható. A 7. ábrán az előző ábrákon bemutatott-megfogalmazott szimuláció eredménye látható egy adott pillanatban. A feliratok – némi kompromisszummal – magyar nyelvűek is lehetnek. A programhoz angol nyelvű leírás tartozik, amely példákon keresztül mutatja be annak használatát. Aki rendelkezik programozási ismeretekkel, néhány óra alatt elsajátíthatja az alapokat.

Az *Open Source Physics* másik fontos programcsomagja, amely kevésbé tartozik a jelen témakörbe, a mérési adatok, főleg videofelvételek digitális feldolgozására alkalmas *Tracker* program. Alapvetően a légpárnás mechanikai kísérletek feldolgozását segíti. A 8. ábrán két korong ütközéséről készült felvétel egy pillanata látható, bejelölve rajta az egyes korongok, valamint a két testből álló rendszer tömegközéppontjának nyomvonala. A nyomvonal meghatározásához a program lehetővé teszi videofelvétel feldolgozását különböző „szűrők” alkalmazásával.

A 9. ábrán az előző felvétel feldolgozásának korábbi lépése látható. Egy szűrő segítségével az eredeti videofelvételből előállítható a 9. ábra bal oldalán látható kép, amikor a mozgás egyes fázisainak képe egymásra van másolva. Ezen kép segítségével meghatározhatók a nyomvonal egyes pontjai. Ezeket a felhasználónak manuálisan kell a képhez rendelnie. A pontok bejelölése után automatikusan meghatározza a nyomvonalon lévő



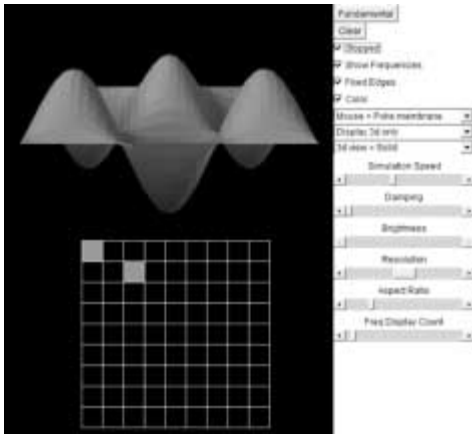
8. ábra. Két korong ütközése légpárnás asztalon. (Sajnos a színes ábra szürkébe transzformált képén nem minden látszik.)



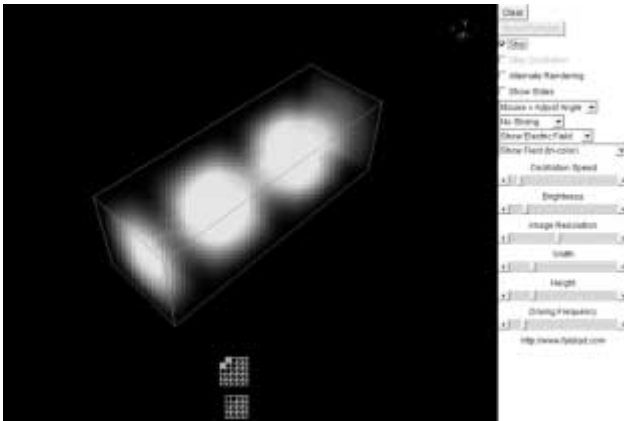
9. ábra. Az egyik korong helykoordinátái az idő függvényében, az ütközésről készült felvétel alapján.

pontok helyzetét, ezekből különböző grafikonok és táblázatok is előállíthatók. Az időskálát a másodpercenkénti felvételek száma határozza meg. A 9. ábrán az egyik test helyzetének koordinátái láthatók az idő függvényében. Ezen elsődleges adatok és az ezekből számítható mechanikai mennyiségek (sebesség, lendület, gyorsulás, erő komponensei, derékszögű és poláris koordináta-rendszerben) ábrázolhatók tetszőleges párosításban. A nyomon megjeleníthetők az egyes vektormennyiségek is (sebesség, lendület, erő). Mind az idő, mind a térbeli skála kalibrálható. Az alkalmazott koordináta-rendszer tetszőlegesen pozicionálható, elforgatható. A mechanika légpárnás asztalon elvégezhető kísérleteinek kiértékelésére igen alkalmasnak látszik. Meglepő módon a program egy másik feladat megoldására is alkalmas: optikai spektrumok intenzitásviszonyainak kiértékelésére is felkészítették.

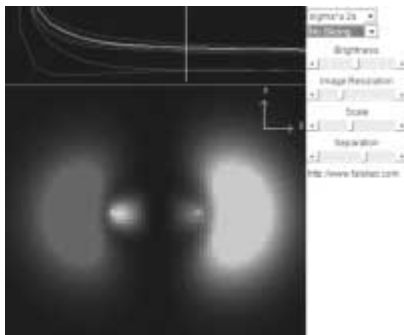
Az előzőekben bemutatott szimulációk mellett az egyik, sokak által nagyra értékelt honlap, *Paul Falstad* fizikai és matematikai appleteket tartalmazó programjaira (<http://www.falstad.com/mathphysics.html>) szeretném felhívni a figyelmet. Az appletek letölthetők, és a hozzá-



10. ábra. Membrán rezgése, különböző rezgésmódjai (Paul Falstad)



11. ábra. Elektromágneses hullámok terjedése hullámvezetőben



12. ábra. Hidrogénmolekula hullámfüggvényei

juk mellékelt weblappal futtathatók. Néhány témakör a weblapon található szimulációkból: rezgések és hullámok, akusztika (10. ábra), jelfeldolgozás (Fourier-sor, digitális szűrés), sztatikus elektromágneses tér, elektrodinamika (hullámvezetők [11. ábra], üregrezonátorok stb.), kvantummechanika (hidrogénatom, molekulapályák [12. ábra]), dipól átmenet, háromdimenziós rezgés, kristályrác [13. ábra] stb.), lineáris algebra, vektorszámítás stb. Általában egy applet több különböző, de azonosan kezelhető probléma szimulációját tartalmazza. A 10–14. ábrán látható néhány példa természetesen csak egy pillanatfelvétel a színes, mozgó és a problémához tartozó, változtatható paraméterekkel futtatható szimulációkról.

A bevezető részben említett MIT-projekt tananyaga az *OpenCourseWare* keretében elérhető a interneten

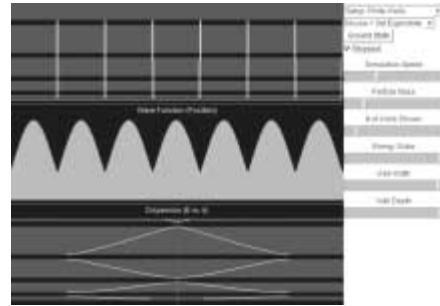
(<http://ocw.mit.edu/index.html>), ezekben beágyazva megtalálhatók a különböző animációk és szimulációk. Ezekből a 14. és a 15. ábrán mutatok egy-egy példát.

Két további ábra (16., 17.), a *Californian Institute of Technology* (CalTech) (<http://www.pma.caltech.edu/physicscourses.html>) fizikaoktatásában alkalmazott Java-appletekből mutat két példát (<http://www.cco.caltech.edu/%7Ephys1/java.html>).

A CalTech appletjei sajnos nem tölthetők le, csak az interneten keresztül használhatók.

További néhány, megtekintésre érdemes weblap: <http://pen.physik.uni-kl.de/>

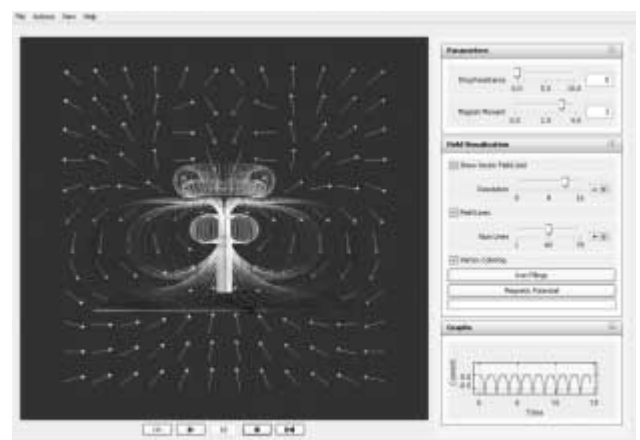
13. ábra. Kristályrác egydimenziós kvantummechanikai modellje

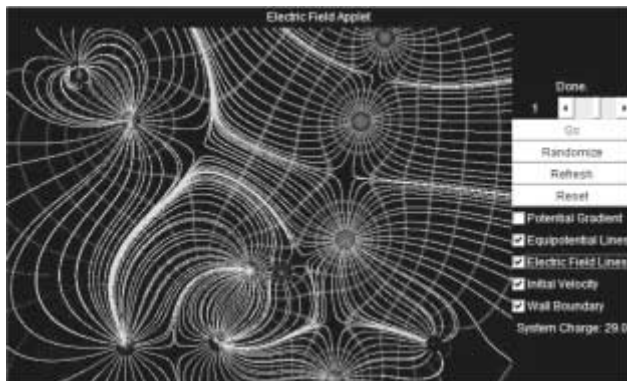


14. ábra. Ponttöltés állandó erősségű elektromos terének eredője MIT által kidolgozott téranimációval.



15. ábra. A Faraday- és Lenz-törvény Java-applettel megvalósított szimulációja. Egy álló állandó mágneshez egy szabadon eső, rövidere zárt tekercs (gyűrű) közeledik. Természetesen ez csak egy pillanatfelvétel. A tekercs ellenállása változtatható, az ábra egy szupravezető gyűrű esetét mutatja. Ebben az esetben a tekercs visszapatann a mágnesről. A tekercsben folyó áram a jobb alsó sarokban lévő grafikonon látható.





16. ábra. Sztatikus elektromos tér szimulációja Java-aplettel (CalTech).



17. ábra. Körmozgást végző töltés elektromos tere adott pillanatban. Az applet lehetővé teszi az elektromos tér vizsgálatát különböző feltetelek esetén.

http://pen.physik.uni-kl.de/medien/MM_Videos/index.html

<http://www.colos.org/>

http://webphysics.davidson.edu/physletprob/ch7_in_class/in_class7_2/default.html

<http://www.schulphysik.de/>

<http://www.jhu.edu/~signals/index.html>

<http://suhep.phy.syr.edu/courses/vml/electromagnetism/index3.html>

A fentiekből is látható, hogy fizikusok, fizikatanárok közösségei a világ minden táján dolgoznak a fizikaoktatás korszerűsítésén, felhasználva azokat a technikai, informatikai eszközöket, amelyek hozzáférhetővé váltak az elmúlt években. A fizika a természet vizsgálatával foglalkozik, ezért a kísérleteket nem helyettesíthetik a szimulációk, ugyanakkor a szimulációk elősegíthetik a kísérletek és a fizikai modellek jobb megértését.

MINDENTUDÁS AZ ISKOLÁBAN

A NIPKOW-TÁRCSÁTÓL A SZÍNES TELEVÍZIÓIG – I.

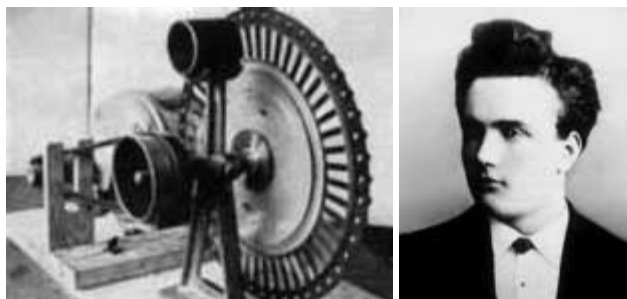
A fekete-fehér televízió

Néhány jelentősebb állomás a fekete-fehér televíziózás történetéből:

- 1884: *Paul Nipkow* bejelenti a Császári Szabadalmi Hivatalnál mechanikus képmegjelenítőjét. A kép megjelenítéséhez egy forgó lyukacsos tárcsát, a később róla elnevezett Nipkow-tárcsát használta fel (1. ábra). Ezt a készüléket tekintjük a televízió őskének.

- 1923-ban *John Baird* skót tudós bejelenti szabadalmát a mechanikus televízióra. Készülékében a lyukacsos

1. ábra. A Nipkow-tárcsa és feltalálója Paul Nipkow a szabadalmaztatás évében



Nipkow-tárcsán áthaladó fényt egy fotocella elektromos impulzusokká alakította.

- A későbbi fejlesztésekhez felhasználták az 1897-ben *Braun* által megalkotott katódsugárcsővet. *Zworykin* kamerájához ikonoszópot fejlesztett ki.

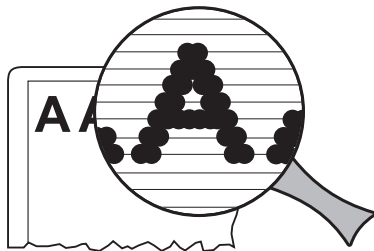
- Az 1928-ban piacra került „televizor” kifejlesztésében a magyar *Mihály Dénes* is részt vett. Ennél a készüléknél a képalkotáshoz 90 sort használtak fel.

- 1931-ben *Ardenne* a Löwe cég segítségével megvalósította az első elektronikus képátvitelt. Igazából ettől az időponttól számíthatjuk az elektronikus televízió korát.

- 1936-ban a „Paul Nipkow” adó elektronikus kamerájával a berlini olimpiáról közvetítést adott.

- 1939-ben elindult a televízió sorozatgyártása. A készülékeken képenként még csak 441 sor volt látható.

Ha a televízió képernyőjét elég nagy távolságból nézzük, a megjelenített objektumok, karakterek folytonos körvonalúnak látszanak. Azonban közelről megfigyelhető, hogy az egyes megjelenített ábrák nem folytonos vonalakkal állnak, hanem sok-sok apró pontból épülnek fel. Ezeket a pontokat képelemnek (*pixel* vagy *picture element*) nevezzük. (2. ábra)



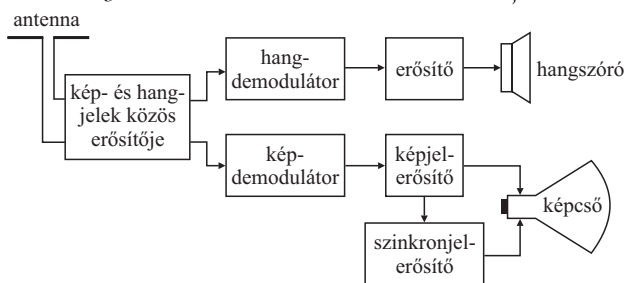
2. ábra. A képelemek, azaz pixelek

A televíziós képátvitelnél a kamera által látott képet apró képelemekké, elektromos jelekké (képinformációvá) alakítják, amelyet az átviteli csatornán történő továbbítás után visszaalakítanak. A fekete-fehér kamera elektronsugara adott helyen, adott pillanatban megméri a képpont fényességét, ezt elektromos jellé alakítja és továbbítja a képcsőbe. Az adóállomáson a képbontó csővel keltett képelemekre szuperponálják a sor- és képváltás szinkronizálásához szükséges szinkronizáló jeleket, és az így előálló „összetett videofrekvenciás jellel” modulálják – megfelelő erősítések közbeiktatásával – a televíziós adó (kép-)vívőrezgéseit. (Modulálás során valamilyen kisfrekvenciás jel segítségével módosítanak egy nagyfrekvenciás jelet. A kisfrekvenciás a moduláló, a nagyfrekvenciás a modulált jel, a vívőhullám. A demodulálás során a nagyfrekvenciás jelről leválasztják a kisfrekvenciás jelet.) A videofrekvenciás jel frekvenciatartományát a másodpercenként átvendő képpontok száma határozza meg.

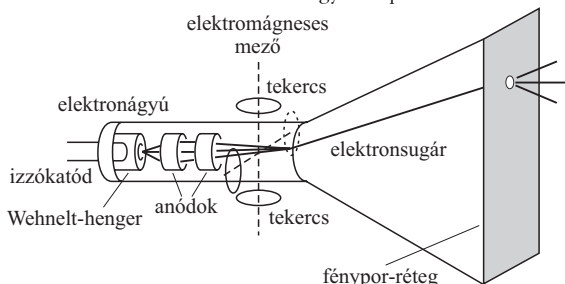
A vevőkészülék feladata a jelek visszaalakítása, az eredeti információk megjelenítése. A fekete-fehér készülék bloksémáját mutatja a 3. ábra.

A továbbiakban a képcsőről és a képmegjelenítésről lesz szó. A televízió képcsővének (4. ábra) belsejében vákuum van, a készülék belsejében lévő végén az elektronágyú a néző felé eső részén a képernyő található. A nyakban lévő negatív katód vezető anyagból készül, és a rajta átfolyó áram hatására melegszik és elektronokat

3. ábra. A fekete-fehér tv-készülék bloksémája



4. ábra. Az elektronágyú felépítése



bocsát ki. A katód előtt található egy elektród, amely olyan, mint egy kifűrt konzervdoboz, ez az úgynevezett Wehnelt-henger. (Szerepe hasonló az elektronsövekek vezérlőrácsához.) A hengerre kapcsolt negatív feszültség változtatásával a kép fényerőssége szabályozható, sorugráskor pedig nullára az csökkenti az elektronáramot.

A negatív töltésű elektronokat a pozitív feszültségre kapcsolt anód vonzza. A csövekben – típustól függően – kettő vagy esetleg több anód van azért, hogy megfelelő vékonyágú elektronnalábót kapjunk az egyes képpontok megvilágításához. A közepén lyukas anódok „elektronlencseként” funkcionálnak. Az első anód feszültsége aránylag kicsi, néhány száz volt, de a második már igen nagy, több ezer voltos feszültséget kap. A felgyorsult, becsapódó elektronok készítetik fénykibocsátásra a fényporréteg pontjait.

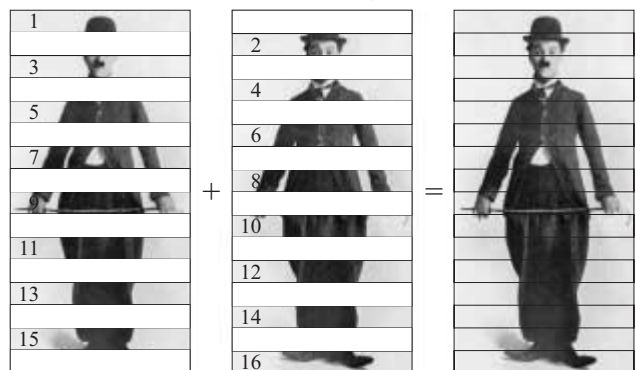
A elektronsugár mozgatását meg lehet valósítani elektromos vagy mágneses eltérítéssel. A tv-képcsőveknél – főként gyakorlati okokból – általában mágneses eltérítő rendszereket alkalmaznak. Ahhoz, hogy a fénypont folyamatos mozgását fenn tudják tartani, a mágneses tér nagyságát és irányát állandóan változtatni kell. Minimum két pár eltérítő tekercset kell alkalmazni, egy párat az elektronnaláb függőleges eltérítéséhez és egy párat a vízszintes eltérítéséhez. Ezeket kívülről a csőburára helyezik.

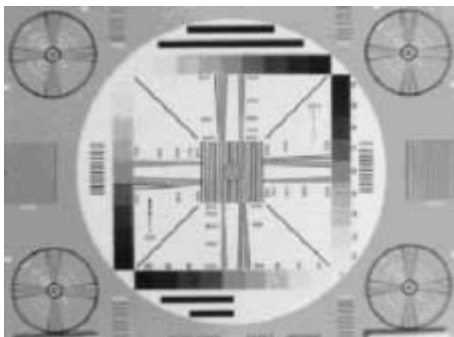
A képcsőben az elektronsugár sorokat ír le, miközben balról jobbra halad. Az egymás után rajzolt sorokból alakul ki a kép (szakzsargon szerint: *raszter*). A hagyományos képernyő méretaránya 4/3, egy raszterben 625 sor és 834 oszlop van, és másodpercenként 25 rasztert jelenít meg a képcső. Ahhoz ugyanis, hogy az emberi szem folyamatos mozgásnak érzékelje a képváltozásokat, másodpercenként legalább ennyi váltásnak kell történnie.

A képernyővillogások elkerülése érdekében vezették be a félképek megjelenítését, mely szerint másodpercenként nem 25, hanem 50 (fél)képet kell készíteni (5. ábra).

Isaac Newton a XVII. század második felében mondta ki, hogy a fehér fény összetett szín. Egyik legismertebb kísérletében a napfényt egy keskeny résen keresztül sötét térbe juttatta, ezt egy üvegprizmával a szivárvány színeire bontotta, majd egy másik prizma segítségével újra fehér fényé alakította. Ma már tudjuk, hogy a gerjesztett (energiát elnyelő) atomok alacsonyabb energiájú állapot-

5. ábra. A félképek megjelenítés elve





6. ábra. Monoszkóp

ba visszakerülésükkor bocsátanak ki meghatározott frekvenciájú (adott színű) fotont, energiacsomagot. Vagyis meghatározott színű és nem pedig fehér fotont. A monokróm például zöld színű monitor működése a fentiek alapján érthető. (A megvalósításhoz ZnS-limofort alkal-

maznak.) Ugyanakkor felmerül a kérdés: hogyan kapunk a fekete-fehér képernyő esetében fehér fényt? A fehér fény nagyon sokféleképpen előállítható. (Az érzékelésben természetesen a szemünk felépítésének komoly szerepe van.) A legtöbb tiszta színhez található egy másik szín, amellyel való keveréskor fehér fényt ad. Ezek a kiegészítő színek. Ahhoz, hogy a képcsövön fekete-fehér képet nyerjünk, a kéken világító lumiforokból és aktivátorokból álló rendszerhez olyan együttest kell hozzákeverni, amely sárga fényt sugároz ki. Ezután a kék és sárga színek „addíciós” színkeverésével fehér fényt kapunk. Tehát a fekete-fehér készülékeknel a hagyományos televíziókép már egy színkeverék.

A 6. ábrán egy tipikus, a televíziós készülékek átviteli tulajdonságainak mérésére szolgáló beállítóábra, a monoszkóp látható.

Mester András
Diósgyőri Gimnázium

LEVÉL A SZERKESZTŐHÖZ

Tisztelt Főszerkesztő Úr!

A közelmúltban kaptam egy borítékot Csehországból, amely egy levelet és egy érdekes cikk kéziratát tartalmazta. Az *Acta Physica Hungarica* korábban már közölte a szerzők több cikkét, ez a mostani cikk is kitűnő. A kísérőlevélnek nem szenteltem különösebb figyelmet, mert azt gondoltam, hogy egy szokványos levél, amelyet minden beküldött kézírathoz szokás csatolni. Mielőtt eltettem volna, mégis egy pillantást vettem rá, majd pedig többször is elolvastam.

Azt hiszem, hogy a *Fizikai Szemle* olvasóinak is érdekes elolvasni. Az angol nyelvű levél magyar fordítása a következő:

„Tisztelt Uram!

Mellékelten megküldjük az *Időjel, amelynek bizonytalansága divergál* című cikk három példányát, amelyet mi Gábor Dénes halálának a 25. évfordulója alkalmából, szeretnénk közölni az *Acta Physica Hungarica*-ban.

Szeretnénk megjegyezni, hogy ez egyike azoknak az első tudományos közleményeknek, amelyek a közelmúltban, a Révkomáromban alapított, Selye Jánosról elnevezett Magyar Egyetemről származnak.

Olmüc, 2004. november 15.

Üdvözlettel:
Prof. V. Mayernik
Palacký Egyetem
Olmüc, Cseh Köztársaság”

Szeretném a fenti levelet a *Fizikai Szemlében* közreadni. Azok vigasztalására szánom, akik 2004. december 5-én bánatosak voltak, és akik már-már azt hiszik, hogy a Herder-féle jóslatnak¹ lesz igaza. Engem a fenti levél abban a hitemben erősít meg, hogy a Kárpát-medencében élő nemzetek inkább barátai, semmint ellenségei voltak egymásnak az elmúlt évszázadok legnagyobb részében. Ha ez nem lett volna így, akkor Herdernek nem is lett volna mit megfogalmaznia.

Tisztelettel:
Lovas István

U.i.: Meg kell említeni, hogy az *Acta Physica Hungarica A – Heavy Ion Physics* szerkesztősége nem tervezte, hogy emlékkötetet jelentessen meg Gábor Dénes halálának 25. évfordulójára, minthogy a nehézion-fizika témaköre eléggé elkülönül a holográfiától. (L.I.)

(Minden jó, ha vége jó: a szóban forgó dolgozatot az *Acta Physica Hungarica* végül mégis közölte, köszönhetően annak, hogy időközben megalakult a folyóirat újabb tematikát, a kvantumelektronikát felölelő *Acta Physica Hungarica B – Quantum Electronics* sorozata – a szerk.)

¹ J.G. Herder (1744–1803): *Eszméék az emberiség történetének filozófiájáról* – e műben olvasható a híres „herderi jóslat”, amely harmadkétből vett információk alapján a magyar nyelv lassú kihalásáról szól.

Herder-díj: A bécsi egyetem 1964-től ítéli oda hét művésznak, illetve tudósnek (a volt Csehszlovákia, Lengyelország, Magyarország, Románia, Bulgária, a volt Jugoszlávia, továbbá Görögország területéről) a közép- és kelet-európai kulturális kapcsolatok ápolásáért. A kitüntetett megnevezheti azt a tanítványát, aki ösztöndíjasként kilenc hónapig tanulhat a bécsi egyetemen. Az első magyar díjazott Kodály Zoltán volt. (Magyar Nagylexikon, 2004)

Tusnady Gábor: SZTOCHASZTIKA

Typotex, Budapest, 2004, 214. o.

A könyv három meglehetősen jól elkülönülő és közel azonos méretű, de teljesen más jellegű részből áll. Az első ugyanazt a címet viseli, mint maga a könyv (*Sztochasztika*), a másik címe: *Lábjegyzetek*, a harmadiké *Függelék*.

Az első rész valamiféle bevezetés a sztochasztikába. A baj vele az, hogy precíz bevezetésnek túl elnagyoltnak tűnik, könnyed megalapozásnak viszont túl nehéz, nem könnyen érthető a kívülálló számára. A könyv legelején megnyugtat a szerző: „Nem lesznek képletek. ... Könyveket, cikkeket sem idézek, pedig nagyon szeretnék néha. ... Én anekdotázni fogok leginkább, személyes élményeimet mesélni.” Ehhez képest elég jócskán vannak képletek, és később ugyanebben a könyvben – igaz, hogy nem ebben a részben – kicsit érthetetlenül bőven idézi cikkeit, például a harmadik részben külön fejezetet képez a *Sztochasztikáról szóló cikkeim*, vagy egy másik, *Sztochasztika – irodalom*.

A *Lábjegyzetek* résznek – bár a címe mást ígér, és még a fejezetbeosztása is pontosan megfelel az első résznek – elég kevés köze van az első részhez, ahhoz nagyon lazán kapcsolódik, semmiképpen sem ténylegesen lábjegyzet-

tekről van szó, ahogy azt az ember általában érti. Kétségtelenül van benne szó matematikáról, valószínűségszámításról, de Radnóti-versről és *Thomas Mann Doktor Faustus*áról, *Rudyard Kipling* költeményéről is (hosszan idézve angolul), továbbá *Nagy László* költő posztumusz kötetéről és hasonlóról. Az ember nem nagyon érti, hogy tulajdonképpen hogy kerültek ezek ide, hogy függenek össze a könyv tárgyával. Nem hiába teszi fel a szerző maga is a kérdést a 99. oldalon: „Akik csak olvasták eddig az írásmat, mind azt kérdezték, kinek szól, és mit akar mondani.”

Még inkább zavarban van az olvasó a harmadik részénél (*Függelék*). Ebben már kevés a matematika, de szó van név szerint élő és a közelmúltban elhunyt matematikusokról (pl. *Hajós György*, *Császár Ákos* stb.), költőkről, mint *Orbán Ottó*, *Babits* és *Ady*, de a Lenin-fiúkról és *Lord Baden-Powell*ről, a cserkészlet megalapítójáról is. Nehéz mindezt másképp jellemezni, mint amit a szerző ír a 200. oldalon valaki más írásait jellemezve: „... semmihez sem hasonlítható szabad asszociációk”.

Berényi Dénes

CEPAS 2005

CEPAS 2005 címmel nemzetközi atomfizikai konferenciát szerveztünk a Miskolci Egyetem Fizikai Tanszékén 2005. augusztus 31. és szeptember 2. között. A konferencia hivatalos neve: *3rd Conference on the Elementary Processes in Atomic Systems* (Elemi Folyamatok Atomi Rendszerekben 3. Konferenciája) volt.

A CEPAS-konferenciák tárgya a kis- és közepes energiájú elektronok, ionok, atomok, molekulák, fotonok és más részecskék, valamint a gázfázisú vagy kondenzált anyag kölcsönhatásának elemi folyamatai és jelenségei. Az első CEPAS-konferenciát 2000-ben az ungvári Elektronfizikai Kutató Intézetben, a másodikat 2002-ben Gdanskban a Műszaki Egyetemen szervezték. E sorozat harmadik konferenciáját szerveztük most a Fizikai Tanszéken, a szervezéshez szakmai segítséget az MTA Atommag Kutató Intézete (ATOMKI, Debrecen) is nyújtott.

A konferencián 19 országból 77 kutató vett részt ténylegesen. Az európai országok többségéből volt résztvevő, viszonylag sokan érkeztek Magyarország mellett Ukrajnából, Lengyelországból, Németországból, Olaszországból, Törökországból, a tengeren túlról pedig az Egyesült Államokból és Japánból. A konferencián 29 darab 20–30 perces plenáris előadás hangzott el, az Egyetemi Galérián tartott két poszterszekcióban pedig 74 tudományos mun-

kát mutattak be a résztvevők. Igen érdekes előadások hangzottak el például a foton-, elektron- és pozitronütöközéses ionizáció és gerjesztés, a többszörösen töltött ionok kölcsönhatásai, illetve az ionizáció során fellépő interferenciaeffektusok témakörében. Az előadások és poszterek részletes listája a konferencia honlapján (<http://www.unimiskolc.hu/cepas2005/>) tekinthető meg. A konferenciakiadvány kötete (hasonlóan az előző CEPAS-konferenciához) a *Radiation Physics and Chemistry* (RPCh, Elsevier Science) folyóiratban jelenik majd meg.

A konferencia közös kulturális programjai közül kiemelhető az egyetem Selmeci Műemlékkönyvtárában tett látogatás és a konferencia befejezéseként a Diósgyőri Várhoz és Lillafüredre tett kirándulás, amely a Palotaszállóban tartott bankettet is magában foglalta.

A CEPAS-sorozat következő konferenciájának 2008-as megrendezésével az International Scientific Committee *Nagy Lászlót*, a kolozsvári Babeş-Bolyai Egyetem professzorát bízta meg.

A CEPAS 2005 konferencia szervezői voltak: *Berényi Dénes*, tiszteletbeli elnök, *Kövér Ákos*, elnök (ATOMKI), valamint a szervezőbizottság vezetője, *Paripás Béla* (Miskolci Egyetem).

Paripás Béla