

fizikai szemle



2005/6

**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 (Négyzetes kerék),
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 (Megemlékezések),
Ujvári Sándor (A fizika tanítása)**

Szerkesztő:

Hock Gábor

Műszaki szerkesztő:

Kármán Tamás

A lap e-postacíme:

fizszem.elft@mtesz.hu

A folyóiratba szánt írásokat erre a címre kérjük.

A címlapon:

**Mikroszkopikus Fabry–Perot-rezonátor
(részleteket lásd Domokos Péter
cikkénél a 198. oldalon)**

TARTALOM

<i>Domokos Péter</i> : Semleges atomok lézeres hűtése és csapdázása	193
<i>Antal Ákos, Kály-Kullai Kristóf, Farkas Henrik</i> : A napsugárzás spektruma és az emberi szem érzékenysége	199
<i>Gránásy László, Pusztai Tamás, Börzsönyi Tamás</i> : A polikristályos megszilárdulás térelméleti modellezése	203

MEGEMLÉKEZÉSEK

Makranczy Béla, 1912–2004 (<i>Raics Péter, Hadbázy Tibor</i>)	211
Emlékezés Szigeti György akadémikus születésének 100. évfordulója alkalmából (<i>Gergely György</i>)	212

A FIZIKA TANÍTÁSA

<i>Erlicsné Bogdán Katalin, Dede Miklós, Darai Judit, Demény András</i> : Hely- és időmérés, adatfeldolgozás V-Scope és számítógép alkalmazásával	213
---	-----

MINDENTUDÁS AZ ISKOLÁBAN

Fraktálok (<i>Vicsek Tamás</i>)	218
-----------------------------------	-----

VÉLEMÉNYEK

<i>Gobbi István</i> : A Föld felszínén mért gravitációs erőterváltozás napfogyatkozás és újhold alkalmával	219
--	-----

HÍREK–ESEMÉNYEK

KÖNYVESPOLC	224
--------------------	-----

P. Domokos: Laser cooling and trapping of neutral atoms
A. Antal, K. Kály-Kullai, H. Farkas: The spectrum of our Sun's radiation and the spectral sensitivity of the human eye

L. Gránásy, T. Pusztai, T. Börzsönyi: A field theory simulation of polycrystalline solidification

COMMEMORATIONS

Béla Makranczy, 1912–2004 (*P. Raics, T. Hadbázy*)
Centenary session commemorating academician G. Szigeti (*G. Gergely*)

TEACHING PHYSICS

K. Bogdán-Erlich, M. Dede, J. Darai, A. Demény: Measurement and processing of position and time data using V-Scope and computer

SCIENCE IN BITS FOR THE SCHOOL

Fractals (*T. Vicsek*)

OPINIONS

I. Gobbi: Gravitational field strength changes measured during a Sun eclipse and new moon

EVENTS, BOOKS

P. Domokos: Tiefkühlen und Einfangen neutraler Atome mit Lasern

A. Antal, K. Kály-Kullai, H. Farkas: Das Spektrum der Sonnenstrahlung und die spektrale Empfindlichkeit des menschlichen Auges

L. Gránásy, T. Pusztai, T. Börzsönyi: Feldtheoretische Simulation der polykristallinen Erstarrung

ZUR ERINNERUNG

Béla Makranczy, 1912–2004 (*P. Raics, T. Hadbázy*)
Hundertjahr-Feier: Akademie-Mitglied G. Szigeti (*G. Gergely*)

PHYSIKUNTERRICHT

K. Bogdán-Erlich, M. Dede, J. Darai, A. Demény: Lage- und Zeitbestimmungen: Messung und Datenverarbeitung mit V-Scope und Computer

WISSENSWERTES FÜR DIE SCHULE

Fraktale (*T. Vicsek*)

MEINUNGSÄUSSERUNGEN

I. Gobbi: Änderungen des Schwerfeldes an der Erdoberfläche während einer Sonnenfinsternis und bei Neumond

EREIGNISSE, BÜCHER

П. Домокош: Лазерное охлаждение и захват нейтральных атомов

А. Анош, К. Калы-Куллаи, Т. Фаркас: Спектр излучения Солнца и спектральная чувствительность человеческого глаза

Л. Гранашы, Т. Пустай, Т. Бержён: Симуляция поликристаллического затвердения методами теории полей

НА ПАМЯТЬ

Бéла Макранци, 1912–2004 (*П. Раич, Т. Хагхази*)

Торжественное заседание: Столетие со дня рождения академика Г. Сигети (*Г. Гергель*)

ОБУЧЕНИЕ ФИЗИКЕ

К. Богдан-Эрлих, М. Дэдэ, А. Демень: Определение и обработка данных по движению с помощью вектор-скопа и компьютера

НАУЧНЫЕ ОБЗОРЫ ДЛЯ ШКОЛ

Фракталы (*Т. Вичек*)

ЛИЧНЫЕ МНЕНИЯ

И. Гобби: Обнаружение изменения гравитационного поля на поверхности Земли при солнечном затемлении

ПРОИСХОДЯЩИЕ СОБЫТИЯ, КНИГИ

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@mtesz.hu

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

Kéziratokat nem őrzünk 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 Társulatnál vagy postautalványon a 10200830-32310274-00000000 számú egyzámlán.

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

HU ISSN 0015–3257

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

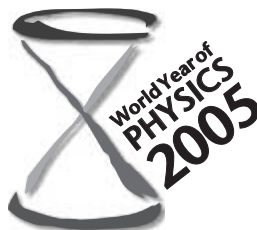
A Fizikai Szemle az Akadémia által 1862-ben elindított Matematikai és Természettudományi Értesítő és az 1891-ben Eötvös Loránd által alapított Matematikai és Physikai Lapok utóda és folytatása

LV. évfolyam

6. szám

2005. június

NEM ÉLHETÜNK



FIZIKA NÉLKÜL



SEMLEGES ATOMOK LÉZERES HŰTÉSE ÉS CSAPDÁZÁSA

Domokos Péter
MTA SZFKI

Semleges atomok lézeres hűtésének és csapdázásának fizikájáról szeretnék ízelítőt adni néhány alapvető jelenség bevezető szintű ismertetésével. Bemutatok továbbá egy izgalmas fejlődési irányt, amely a standard, 2000 előtti módszerek korlátainak felszámolását ígéri, és amelyen munkatársaimmal együtt az MTA SZFKI-ban mi is dolgozunk.

A fény–anyag kölcsönhatás elemi folyamata során egy atom fotont nyel el az elektromágneses mezőből, és az elektronfelhője gerjesztett állapotba kerül. Létezik a fordított folyamat is: egy gerjesztett atom az alapállapotába visszaugorva fotont sugároz ki. Az energiamegmaradás elve szerint az alap és a gerjesztett elektronállapot energiakülönbségének meg kell egyeznie a foton energiájával, azaz $\hbar\omega$ -val, ahol \hbar a Planck-állandó, ω a foton körfrekvenciája. Egy másik megmaradási elvnek, a perdületének, szintén jól ismert spektroszkópiai következményei vannak, mivel kényszerfeltételeket ró ki a lehetséges gerjesztett állapotra: ezek a kiválasztási szabályok. Egyszerű esetekben az elektronfelhő perdülete \hbar -sal különbözik az alapállapotétól (hiperfinom kölcsönhatást figyelembe véve vagy molekulák esetében kicsit bonyolultabbak a kiválasztási szabályok).

Mi a következménye a lendületmegmaradás törvényének?

A 2004. évi ELFT Vándorgyűlésen elhangzott előadás kibővített, írott változata.

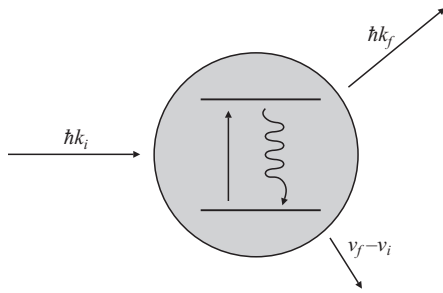
Haladó elektromágneses síkhullámban a fotonok lendülete $\hbar\mathbf{k}$, ahol \mathbf{k} a hullámvektor. A lendületmegmaradással csak úgy tudunk elszámolni, ha figyelembe vesszük a fény mechanikai hatását is az atomra. A foton nemcsak az elektronfelhővel lép kölcsönhatásba (az atom belső szabadsági fokai), hanem a tömegközépponti mozgásával is (külső szabadsági fokok), azaz „meglökli” az atomot.

A lézer mint kicsiny sávzélességű és nyalábdivergenciájú fényforrás lehetővé teszi, hogy jól meghatározott frekvenciájú és hullámvektorú fotonokkal a fény–anyag kölcsönhatás mechanikailag is nagymértékben szabályozhatóvá vált. A spektroszkópiában, atomoptikában és más alkalmazott területeken felmerült az igény, hogy a kontrollált kölcsönhatást valamiképpen az atomok tömegközépponti mozgásának hűtésére használjuk.

Lézeres hűtés

Naivan azt várnánk, hogy egy lézerrel vagy akármilyen fényforrással besugárzott atomos gáz, amely fotonokat nyel el a térből, felmelegszik. Hogyan lehet fényel hőt elvonni a gázból?

Vizsgáljuk meg az abszorpció folyamatát (1. ábra)! A beeső fotont az atom elnyeli és gerjesztődik, ahonnan spontán emisszióval kerül vissza az alapállapotába, miközben a spontán kibocsátott foton egy véletlenszerű irányban jelenik meg. A gerjesztett állapot élettartamánál (tipikusan



1. ábra. Az abszorpció mint szórási folyamat.

10–100 ns) hosszabb időskálán ez egy olyan foton szórási folyamat, amelyben a kezdeti $\hbar \mathbf{k}_i$ impulzus átmege a végállapot $\hbar \mathbf{k}_f$ impulzusba, és ennek megfelelően az atom visszalökődik. A szórás rugalmatlan, azaz a bejövő és kimenő foton energiájának különbsége fedezi a visszalökődés miatt megváltozott mozgási energiát. Az energia- és impulzusmérleget a következő egyenletekbe foglalhatjuk:

$$\hbar \omega_i + \frac{1}{2} m v_i^2 = \hbar \omega_f + \frac{1}{2} m v_f^2, \quad (1)$$

$$\hbar \mathbf{k}_i + m \mathbf{v}_i = \hbar \mathbf{k}_f + m \mathbf{v}_f,$$

ahol m az atom tömege. Ebből kifejezve a mozgási energia megváltozását,

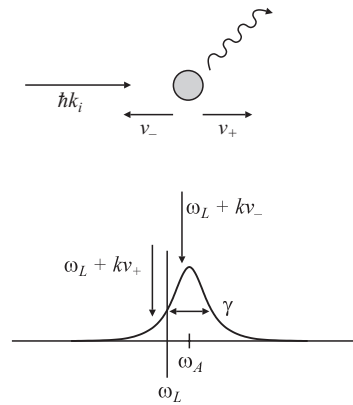
$$\Delta E_{\text{kin}} = \frac{\hbar^2 (\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f)^2}{2m} + \hbar (\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f) \mathbf{v}_i. \quad (2)$$

Az első tag mindig pozitív, tehát növeli az atom mozgási energiáját. Ez a „visszalökődési” járuléka felelős azért a „naív” sejtésünkért, hogy a fény fűti az atomos gázt, ami például termikus fényforrás esetében valóban így van. A második tag ugyanakkor lehet negatív is. Tipikusan az abszorpciós ciklus gyakran ismétlődik, ezért ennek a tagnak a várható értéke számít. Nullától különböző várható érték azt fejezi ki, hogy a foton szórás és az atom kezdeti sebessége között valamilyen korreláció van. Ilyen korreláció – amelyet *Hänsch* és *Schawlow* ismert fel 1975-ben [1] – származhat például a Doppler-effektusból.

Tegyük fel, hogy az atomok sebessége nulla átlag körül fluktuál. A megvilágító lézernyalábbal \mathbf{v}_- sebességgel szemben haladó atom a foton frekvenciáját $\omega_L + k_i v_-$ Doppler-eltoltnak érzékeli, míg a nyalábbal egy irányban, \mathbf{v}_+ sebességgel mozgó atom számára a tényleges frekvencia $\omega_L - k_i v_+$. Ha a lézer frekvenciáját, ω_L -t az atomi átmenet rezonanciafrekvenciája alá hangoljuk („vörös elhangolás”, 2. ábra), akkor a lézerrel szemben haladó atom közelebb kerül a rezonanciához, és nagyobb valószínűséggel nyel el fotont, mint a lézer irányában mozgó atom. Tehát \mathbf{k}_i és \mathbf{v}_i a megvalósuló szórásokban nem függetlenek, és várható értékben

$$\langle \mathbf{k}_i \mathbf{v}_i \rangle \sim \langle k_i (v_- - v_+) \rangle < 0. \quad (3)$$

A kibocsátott foton lendülete és a kezdeti sebesség között nem lép fel korreláció, $\langle \mathbf{k}_f \mathbf{v}_i \rangle = 0$, ezért a (2) egyenletben a második tag negatív, sőt dominálhatja a visszalökődési tagot. A Doppler-hűtés sémáját úgy kapjuk, hogy mindkét irányból megvilágítjuk az atomfelhőt. Ezzel az atomfelhő



2. ábra. Atomi rezonanciagörbe és a v_- , illetve v_+ sebességekhez tartozó Doppler-eltolt frekvenciák.

átlagsebessége nulla marad, és a fenti mechanizmusnak köszönhetően a fluktuációk mértéke csökken. Jegyezzük meg, hogy a (1) energiamérleg szerint az emittált foton frekvenciája átlagosan nagyobb az abszorbeálténál!

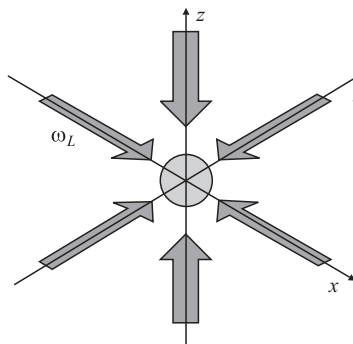
Más megfogalmazásban a Doppler-hűtés azzal ekvivalens, hogy az atomokra (sok abszorpció–emisszió ciklust kiátlagolva) egy sebességfüggő erő hat, amely kis sebességeknél attól lineárisan függ, és ellentétes a sebesség irányával:

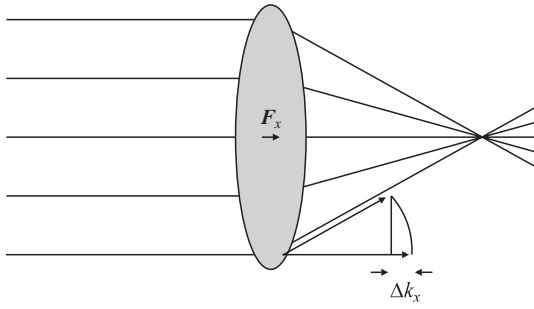
$$\mathbf{F}_{\text{Doppler}} = -\beta \mathbf{v}. \quad (4)$$

Háromdimenziós mozgás esetén a tér hat irányából megvilágítva az atomokat az „optikai melasz” rendszerét kapjuk (3. ábra), amelyet többek között az MTA RMKIBan is sikerült előállítani egy magnetooptikai csapdában [2]. Az elnevezés arra utal, hogy az atomok bármely irányban elmozdulva egy nagyon erős közegellenállást éreznek. A fluktuáció–disszipáció tételével összhangban a sűrűlő mozgást diffúzió kíséri, aminek oka a spontán kibocsátott fotonokat követő visszalökődés véletlenszerűsége. Az atomok bolyongása a melaszban Brown-mozgást valósít meg, amelyet egy egyensúlyi hőmérséklettel jellemezhetünk. A számítást elvégezve azt kapjuk, hogy a hőmérsékletnek az atomi paraméterektől való függése kétállapotú atomot feltételezve

$$T_{\text{Doppler}} = \frac{\hbar \gamma}{2} \left(\frac{|\Delta|}{\gamma} + \frac{\gamma}{|\Delta|} \right) > \hbar \gamma, \quad (5)$$

3. ábra. A lézernyalábok kereszteződésében jön létre az optikai melasz. Az atomok csak lassú diffúzióval tudnak ebből a térrészből kiszabadulni.





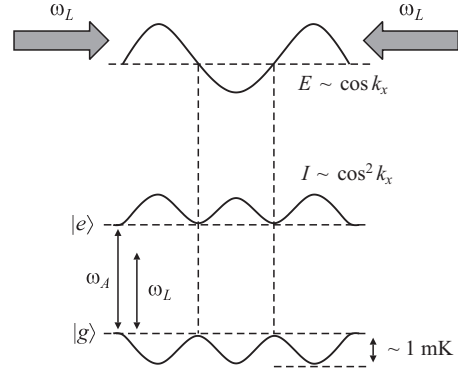
4. ábra. Fókuszálás lendületmérlege.

ahol $\Delta = \omega_L - \omega_A$ az elhangolás. Nátriumatom esetén például a minimumhőmérséklet $240 \mu\text{K}$, amelyet az optimális $\Delta = -\gamma$ vörös elhangolásnál kapunk.

Amikor 1985-ben megvalósították az első optikai melaszt [3], a kiszökési idő méréséből $T_{\text{mért}} = 185 \mu\text{K}$ hőmérsékletre következtek. Kezdetben az elméleti határtól való eltérést a mérés pontatlanságának tulajdonították azt feltételezve, hogy a melasz kezdeti feltöltése után túl sok atom helyezkedett el a tartomány szélén. Egy 1987-ben elvégzett kísérletben azt találták [4], hogy a kiszökési idő maximuma a $\Delta \approx -3\gamma$ hangolásnál van, ami már egyértelműen ellentmondott a fenti (5) kifejezésnek. 1988–89 során pontos repülési-idő-mérésekkel megerősítették, hogy a tényleges hőmérséklet alacsonyabb az elméletileg várt értéknél, $T_{\text{mért}} \approx 40 \mu\text{K} \approx T_{\text{Doppler}}/6$. Ritka esemény a fizikatörténetben, amikor a kísérlet jobb eredményt ad a vártnál... Ugyanebben az évben sikerült megmagyarázni a jelenséget, és azt egy újfajta hűtési mechanizmusnak, a polarizáció-gradiens hűtésnek tulajdonítani, amelynek háttérben a lézertér-polarizációjának térbeli modulációja miatt az atom Zeeman-alnívóin bekövetkező lassú dinamika áll [5]. Ennek ismertetésére most nem térek ki.

A pontos elméletek szerint az elérhető legalacsonyabb hőmérséklet $k_B T_{\text{rec}} = (\hbar k)^2 / 2m$, ami atomtípustól függően $200\text{--}500 \text{ nK}$. A kifejezés fizikailag úgy értelmezhető, hogy a hőmérséklet annak a kinetikusenergia-bizonytalanságnak felel meg, amelyet az utolsó spontán emittált foton kibocsátása okoz, a korábbi abszorpciós ciklusok hatása törölődik (innen az elnevezés: *recoil*, azaz visszalökődési hőmérséklet). Az egyenlőséget átrendezve azt kapjuk, hogy $\lambda_{\text{de Broglie}} = \lambda_{\text{opt}}$, tehát az atom termikus de Broglie-hullámhossza éppen megegyezik az optikai hullámhosszal. Az atom ilyenkor már nem tekinthető pontszerűnek, hiszen a koherens hullámcsomagja egy majdnem mikronnyi területet „letapogat”. Megjelennek az anyag hullámtermészetének sajátosságai, és ezzel elérkeztünk a lézeres hűtés egyik fő céljának teljesítéséhez: az elektron- és neutron-hullámkísérletek kiterjesztéseként egy nagyobb tömegű, összetett rendszerrel végezhető anyaghullám-kísérletekhez.

A fejezet zárásaként megemlítem, hogy az optikai módszerekkel elért eddigi legalacsonyabb hőmérséklet [6], amely az imént említett visszalökődési limitnek is csak a nyolcszázada, a sebességszelektív populáció csapdázódáson alapszik (*velocity-selective optical population trapping*, VSCPT). $T_{\text{VSCPT}} \sim 1 \text{ nK}$ hőmérsékletet mértek 1997-ben. A 80-as és 90-es években bekövetkezett hatalmas fejlődés elismeréseképpen, ami forradalmasította az



5. ábra. Állóhullámú lézertérben az atom alap- és gerjesztett állapota, $|g\rangle$ és $|e\rangle$ az intenzitással arányosan, de ellentétes előjellel eltölődnek. Az $\omega_A - \omega_L$ elhangolás sokkal nagyobb, mint a γ vonalszélesség.

atom- és molekulafizika valamint optika eszköztrendszerét, a Nobel-bizottság *Steve Chu* (Stanford), *Claude Cohen-Tannoudji* (ENS, Párizs) és *William Phillips* (NIST) kutatóknak ítélte az 1997. évi díjat.

Lézeres csapdázás

Az előző fejezetben áttekintettük a lézeres hűtés fejlődésének néhány mérföldkövét. A kutatás megindításának egyik motivációja az volt, hogy nagyon pontos spektroszkópai mérésekhez a szabadon mozgó atomok helyett egy jól meghatározott, kis térrészben csapdázott, kevésbé mozgó atomokra van szükség. Semleges atomok csapdázását éppen optikai módszerekkel, tehát lézertérrel lehet elvégezni, amit először *Letokhov* javasolt 1968-ban. A hűtésnél tárgyalt disszipatív (4) szórási erő helyett a csapdázáshoz egy konzervatív, potenciális erőre van szükség.

Az elektromágneses sugárzás elnyelés nélkül is fejt ki erőt az anyagra. Gondoljunk például a fókuszálás jelenségére! Ideális lencsét feltételezve, a fény elnyelés nélkül halad át az üvegen. Egyszerű geometriai optikai képben a fókuszáláskor az egyes sugármenetek eltérülnek (4. ábra). Mivel a hullámvektor hossza nem változik, mert frekvenciakonverzió a lencsében (passzív elem) nem történhet, a tengelyirányú vetülete szükségképpen lecsökken, $\Delta k_x < 0$. A lendületmegmaradás megköveteli, hogy a lencse maga felvegye a hiányzó momentumot a tengely irányában, tehát a gyűjtőlencsére a fókuszpont irányába mutató konzervatív erő hat. Ha a lencse nincs rögzítve, akkor elmozdul, amit *A. Ashkin* igazolt kísérletileg 1970-ben: vízben lebegő $10 \mu\text{m}$ átmérőjű üveggömböket gyűjtött össze egy intenzív lézertér fókuszában.¹ Ez a dipólerő makroszkopikus megnyilvánulása.

Az atomi fizika szintjén lehet megérteni a dipólerő eredetét. Helyezzünk egy atomot állóhullámú lézertérbe, ahol az intenzitás térben modulált! Tegyük fel továbbá, hogy a lézer frekvenciája nagyon el van hangolva az

¹ Az olvasó elgondolkozhat azon, hogy ha a foton nem visz el energiát (nincs frekvenciaváltozás), miközben a lencse megmozdul, akkor az energiamegmaradás hogyan teljesül?

atom átmeneti frekvenciájához képest, ezért az atom végig a $|g\rangle$ alapállapotában marad (és nincs fényelnyelés). Ugyanakkor képes virtuális foton szórást végezni, mégpedig együttes abszorpció és stimulált emisszió formájában (másodrendű folyamat). Ez a virtuális folyamat az atomi energiaszinteknek a lokális intenzitással arányos mértékű eltolódásához vezet. Egy lassan mozgó, alapállapotú atomnak az intenzitás térbeli változásának megfelelően változik a belső energiája. A belsőenergia-változáshoz szükséges energiát csak a tömegközéppont mozgási energiájából fedezheti, vagy megfordítva: a belsőenergia-moduláció egy potenciálként jelenik meg a tömegközépponti mozgás számára. Egy atom számára a hozzá képest „vöröselhangolt” lézertérben a duzzadóhelyeken potenciálmínimum van, ezek a csapdahelyek.

Kicsit technikaibb megfogalmazásban: a dipól kölcsönhatás $\mathcal{H}_{\text{int}} = -dE$ Hamilton-operátorából kiindulva, az atomi belső dinamikához tartozó dipól operátor eliminálásával a másodrendű perturbációszámítás rendjéig ekvivalens $\mathcal{H}_{\text{int}} \approx \frac{1}{2}\alpha E^2(R_{\text{tkp}})$ kifejezést kapjuk (α az atomi polarizálhatóság), amely a tömegközépponti koordináta R_{tkp} függvényében a térerősség négyzetével (intenzitással) arányos potenciált jelent.

A potenciálmélység intenzív teret használva is tipikusan legfeljebb a millikelvin nagyságrendbe eshet. Ugyanakkor a szokásos szuperszonikus atomnyaláb-forrásokból kijövő atomok hőmérséklete legalább 1 kelvin nagyságrendű. Nyilvánvaló, hogy az optikai csapdázáshoz tovább kellett hűteni az atomokat, amint azt az előző fejezetben tárgyaltuk.

A megfelelően alacsony hőmérsékletű atomok előállításával és azok optikai csapdázásával nagyon érdekes rendszer, az úgynevezett „optikai rács” állt elő. Egy állóhullámú mezőben mint periodikus potenciálban mozgó semleges atomok a szilárdtestfizika egy „játékmodelljét” valósítják meg. Ráadásul a „szintetikus” rendszernek számos előnye van, miszerint i) nincs kristályhiba, ii) egzaktul ismert a potenciál, és iii) változtatható a potenciál és a rácsszerkezet.

Optikai rácsban a szilárdtestfizika sok jelenségét reprodukálni lehet. Ilyen például a Mössbauer-effektus, amelyet 1990-ben figyeltek meg [7]: a potenciálvölgyekben erősen kötött atomok visszalökődésmentesen szórják a fényt, ezért a rácsba töltött gáz Doppler-kiszéle-

sedett spektrumában egy keskeny vonal jelenik meg. Ismét jegyezzük meg, hogy a spektroszkópia éppen ezért motíválta a lézeres hűtési módszerek kifejlesztését. Még alacsonyabb hőmérsékleten a Mössbauer-vonalon belül is megjelenik egy szerkezet, mégpedig a vibrációs oldalsávok vonalai [8].

Az optikai rácsok alkalmazásában a mostani fő irány, hogy Bose-kondenzátumot töltenek bele, és olyan soktest-problémákat vizsgálnak, amelyeket például a Bose-Hubbard-modell ír le. Ennek első állomása, hogy 2002-ben sikerült a szuperfolyékonyság és a Mott-szigetelő közötti fázisátalakulást megfigyelni [9]. További érdekes kutatási irány, hogy Fermi-gázban (például Li-atomok) a Cooper-párokat vagy kevert Bose- és Fermi-gáz kölcsönhatását figyeljük meg.

Kvantumelektrodinamika rezonátorban

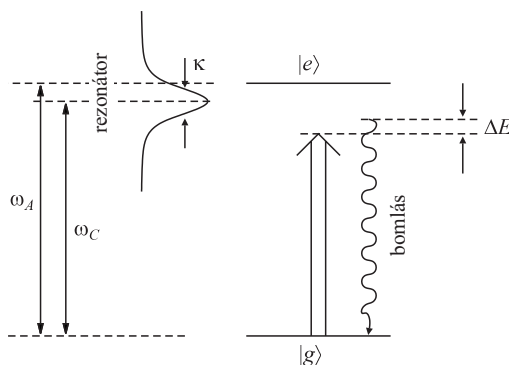
A spontán emisszió alapvető szerepet játszik a fény-anyag kölcsönhatás mechanikai hatásában, különösen a lézeres hűtésben, amelyhez az irreverzibilis disszipációs csatornát a spontán emisszió biztosítja.

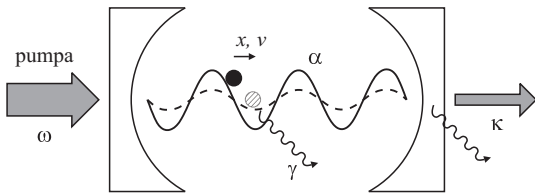
A spontán emisszió nem az atom kizárólagos tulajdonsága: valójában az atom és az azt övező elektromágneses mező szerkezetének együttes tulajdonságai jelennek meg benne. A spontán emissziós ráta függ az elektromágneses vákuumnak az atomi rezonanciafrekvencián vett energiasűrűségétől, amely egy rezonáns objektumnak az atom közelébe helyezésevel módosítható [10]. Ennek speciális esete, amikor az atom egy optikai Fabry-Perot-rezonátorban van. A rezonátor sajátfrekvenciájának és az atomi átmenet frekvenciájának viszonya szerint az állapotsűrűség nőhet vagy csökkenhet. Mikrohullámú tartományban az atomi gerjesztett elektronállapotok élettartamának jelentős növekedését, illetve csökkenését figyelték meg kísérletekben [11].

Adott határfeltételekkel rendelkező, véges térfogatba zárt atomok sugárzási tulajdonságaival egy speciális terület foglalkozik, ez a kvantumelektrodinamika üregrezonátorban. A kvantummechanikai alapkísérletektől [12] az egyatomos lézertől [13] a kísérletek az érdekes fizikai rendszerek széles spektrumát ölelik fel. Ezek áttekintése helyett arra az egy jelenségre fókuszálunk, hogy a spontán emisszió szabályozásának milyen következményei lehetnek a lézeres hűtésben.

Vizsgáljuk ismét meg az abszorpció ciklust, ezúttal egy rezonátorban lévő atom esetén! Tegyük fel, hogy a rezonátor sajátfrekvenciája a gerjesztő lézer frekvenciájánál magasabb. A 6. ábrán a rezonanciagörbe az elektromágneses mező módussűrűségének növekedését reprezentálja. Ennek megfelelően a spontán emisszió gyakorisága megnövekszik ebben a frekvenciatartományban, ami az atom részéről egy rugalmatlan szórást igényel: a gerjesztő és a spontán emittált foton energiakülönbségét a saját mozgási energiájából kénytelen fedezni, azaz a szórási ciklus ismétlődésével az atom mozgása csillapodik. Vegyük észre, hogy semmilyen geometriai megfontolást nem kellett tennünk, ráadásul a gerjesztő tér és az atom frekvenciájának viszonya is tetszőleges, ami ennek

6. ábra. Az ω_c frekvencia körüli, κ szélességű rezonancia megváltoztatja a módussűrűséget, és megnöveli a rugalmatlan szórási valószínűségeket ezen a frekvencián.





7. ábra. A mozgó atom megváltoztatja a rezonátorban kialakuló teret (intenzitását és fázisát), ami az atomi hely- és sebességváltozók (x, v) és a tér amplitúdója (α) között bonyolult dinamikát hoz létre.

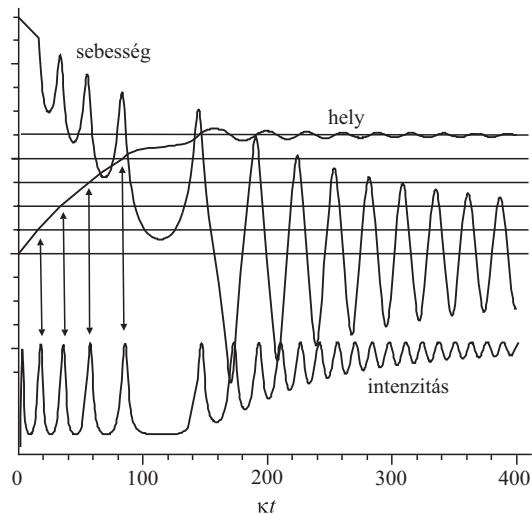
a hűtési módszernek az általános alkalmazhatóságára utal. Ugyanakkor a hatékonysága (pl. hűtési idő) nem túl jó, ezért vált érdekessé egy ebben a tekintetben is kiváló módszer, amelynek fejlesztésén jelenleg is dolgozunk munkatársaimmal.

Hűtés az erős csatolás tartományában

Atomok és egy rezonátorban lévő elektromágneses sugárzási mező kölcsönhatásának van egy nagyon érdekes tartománya, amelyet a 1990-es évek közepe óta számos laboratóriumban vizsgálnak. Ez az erős csatolás, amikor a spontán atomi bomlás vagy a fotonkiszökés időskálájánál rövidebb idő alatt cserél gerjesztést az atom és a mező egy módusa. Ez utóbbi a Rabi-frekvencia inverze, amelynek az egyfotonos intenzitás mellett vett értékével jellemezzük a csatolást (jelölje g). Erős csatolásnál, azaz $g > \gamma, \kappa$ esetben, a mozgó atomok és a tér csatolt dinamikája minőségileg különbözik egy lézertér és egy atom kölcsönhatásától. Tipikus paraméterértékeket például a garchingi Max Planck Intézet Rb-atomon végzett kísérleteiből vehetünk, ahol az időskálát az atomi vonalszélesség $\gamma = 3$ MHz rögzíti, ehhez képest $\kappa = 1,5$ MHz és $g = 20$ MHz.

A különbség eredete, hogy az atom nem elhanyagolható módon visszahat a térre, amely ugyanakkor a mechanikai hatásán keresztül őt mozgatja. A visszahatást klasszikusan is érthetjük, amennyiben az atomot egy komplex törésmutatójú, mikroszkopikus dielektrikumként modellezzük. Tegyük fel, hogy a rezonátort kívülről folyamatosan „pumpáljuk” egy monokromatikus gerjesztő térrel, illetve a tükrök véges reflektivitása miatt fotonok távozhatnak 2κ rátával. A két folyamat egyensúlyában egy stacionárius tér épül fel a rezonátorban. Ha a térben egy dielektrikum van, akkor a törésmutató valós része miatt a rezonátor körülfutási ideje (optikai úthossza) megváltozik, és a rezonanciafrekvencia ω_c eltolódik. Ha közelebb kerül a gerjesztő ω frekvenciához, akkor növekszik, ha távolabb, akkor csökken a tér intenzitása a rezonátorban. Másrészt a törésmutató képzetes része miatt abszorpció van, ami annak felel meg, hogy az atom fotonokat képes „oldalirányban” kiszórni a rezonátorból. Mindkét fent leírt folyamat az atom helyzetének függvénye, a tér megváltozását a duzzadóhelyek közelében tudja előidézni az atom.

Az erősen csatolt dinamikában a résztvevők osztoznak minden elérhető disszipációs csatornán. Megfelelő hangolásokkal elérhető, hogy az atom mozgási energiáját a rezonátor veszteségi csatornáján keresztül vonjuk ki a

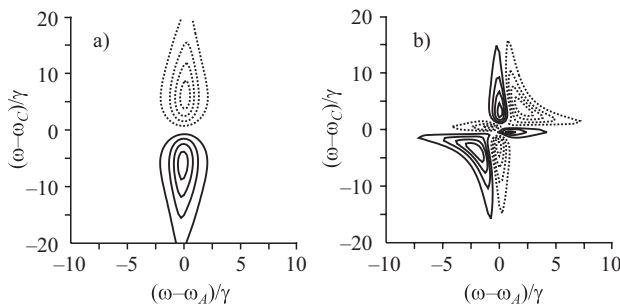


8. ábra. Az atom helyének, sebességének és a tér fotonszámának időfejlődése (tetszőleges egységben). Vízszintes vonalak jelzik a duzzadóhelyeket.

rendszerből. Ez a rezonátoros hűtés kiemelkedően fontos és előnyös tulajdonsága: elvileg nincs szükség a spontán emisszióra a mozgási energia irreverzibilis elvonásához. Ennek következményeként

1. tetszőleges polarizálható részecskére alkalmazható, nincs szükség zárt optikai ciklusra, amelynek hiánya miatt például molekulákat nem lehetett optikailag hűteni;
2. a végső hőmérséklet határa nem a spontán emissziós rátával skálázódik, hanem a rezonátormódus vonalszélességével, ezért a Doppler-hőmérséklet alá lehet menni egy lényegében kétnívós rendszerrel is.

A hűtés mechanizmusát (részletes elméletet ld. a [14], kísérleti igazolást ld. a [15] munkában) egy egyszerű egydimenziós példán szemléltethetjük. Tegyük fel, hogy a rezonátor jelentősen el van hangolva a pumpától, és gyakorlatilag nincs foton benne. Legyenek a paraméterek olyanok, hogy amikor az atom a duzzadóhelyen van és maximálisan csatolódik a módushoz, azt rezonanciába „húzza”, és fotonok áramlanak a rezonátorba. A 8. ábrán látható egy kezdetben mozgó atom időfejlődése, amint a sebessége lecsökken és végül egy duzzadóhely közelében oszcillál. A sebesség számottevő oszcillálása mutatja, ahogy az atom potenciálhegyeken és -völgyeken (csomópontoknál, illetve duzzadóhelyeknél a vizsgált vöröselhangelés esetén) halad át. Amikor az atom közelít egy duzzadóhelyhez (vízszintes vonalak), a fotonszám emelkedik. A rezonátor véges válaszideje ($\sim 1/\kappa$) miatt azonban a fotonszám csak idő-késéssel reagál az atom változó helyzetére. A fotonszám akkor is növekszik még, amikor az atom már távolodva a duzzadóhelytől egy potenciálhegyre mászik fel, ezért a lecsökkent fotonszám átlagosan jobban érvényesül, amikor az atom lefelé jön a potenciálhegyről. Mivel „magasabb hegyre mászik, mint amelyikről legurul”, a helyzeti energia veszteségét a mozgási energiájából pótolja. Egy idő után már nem tud felkapaszkodni a csúcsra, és csapdázódik az adott duzzadóhely környezetében. Ilyenkor a fotonszám nagy, mert a duzzadóhely közelében lévő atom miatt a módus rezonáns a pumpával. Természetesen ez a korrelált dinamika erősen függ



9. ábra. A lineáris sűrűlási együttható topologikus ábrázolása az elhangolások függvényében. Folytonos szintvonalak jelzik a hűtési, a szaggatottak a fűtési tartományokat. Az a) ábrán a csatolási állandó $g = \gamma/2$, $\kappa = 10\gamma$, ahol a hűtésnek a 6. ábrán bemutatott mechanizmusa dominál. A b) ábra már az erős csatolás tartományában megjelenő dinamikai sűrűlási adja meg, $g = 3\gamma$, $\kappa = \gamma$.

a paramétereiktől. A 9. ábrán azt láthatjuk, hogy a frekvenciák milyen beállításával mellett kapunk hűtést, és hogy milyen jelentősen módosul ez a függés a csatolási paraméter növekedése esetén.

A hűtés a mező és az atom dinamikájában megjelenő korreláción alapszik. Ezért azt gondolhatnánk, hogy ha több atom van egyszerre a rezonátorban, akkor egy kiszemelt atom hűtését a többi atom zajos mozgása elrontja. Valóban, az egyik atom elmozdulása által okozott változást a rezonátor terében egy másik, távoli atom megérzi. Ily módon az atomok között indirekt kölcsönhatás lép fel, és a dinamika lényegileg soktest-problémára vezet. Kiderült, hogy ha az atomokat külső lézerek gerjesztjük a rezonátor tengelyére merőleges irányból, és ezáltal a rezonátorban az atomok által szórt sugárzás interferenciájából épül fel a tér, akkor az atomok önszerveződést mutatnak, melynek során ráadásul a hűtés hatékonysága nő az atomszámmal [16]. Az önszerveződést először az erős csatolás tartományán kívül, egy nagyméretű rezonátorban figyelték meg 10^6 db atommal [17]. A kollektív viselkedésnek köszönhetően ugyanis nagyobb atomszámmal kompenzálni lehet egy esetleges gyengébb g csatolási konstans. Ez az első kollektív, sokatomos dinamikán alapuló lézerek hűtési séma.

Eddigiekben azt tárgyaltuk, hogy egy rezonátor miképpen segíthet a lézerek hűtését még megoldatlan problémáinak felszámolásában, mint amilyen például a tetszőleges atomra, molekulára történő általánosítás volt. Befejezőképpen a fordított irányú hatásra térek ki, vagyis hogy a lézerek hűtés vizsgálata hogyan járult hozzá a kvantumelektrodinamika üregrezonátorban téma problémakörében egy régóta áhított cél megvalósításához egy nemrégiben feltárt nagyon hatékony hűtési mechanizmusnak köszönhetően. A fő törekvés az, hogy két, a környezet határaitól jól elszigetelt kvantumrendszer, az atom és sugárzási módus kölcsönhatását minél hosszabb ideig lehessen kontrollált módon „futtatni”. Ebben a korlátozó tényező az atom mozgása, sőt rövid idő alatt bekövetkező kiszökése a rezonátorból (tipikusan néhány száz $10 \mu\text{s}$). Évekkel ezelőtt ezért több helyen tettek erőfeszítéseket egy ioncsapda és egy rezonátor összeépítésére. Ehelyett sokkal egyszerűbben, az atomot a rezonátor tengelyére merőleges irányból állóhullámú lézertérrel megvilágítva az atom olyan alacsony hőmérsékletre hűthető, hogy akár

másodperc hosszú ideig (az atomfizikában ez „végtelennek” számít) egy hullámhosszok nagyságú térfogóban csapdázódik [18] (ezt azóta Garchingban megfigyelték). Az atomi polarizációt gerjesztő tér a direkt, oldalról megvilágító tér és a rezonátorba szórt tér interferenciájaként áll elő. Az interferenciának köszönhetően a polarizáció sebességfüggése $(g/\kappa)^2$ mértékben felerősödik, és ez a tényező a sűrűlási együttható növekedésében is megjelenik. Mivel itt csapdázott atomról van szó, a hőmérséklet helyett a hűtés hatékonyságának jellemzésére mérhető mennyiség az, hogy az atom lényegében a csapdázási alapállapotba csillapodik, ahol a kinetikus energiáját az alapállapotú rezgés dominálja.

Köszönetnyilvánítás

Köszönöm az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 2004. évi Vándorgyűlését megszervezőknek (Németh Judit, Nagy Dénes Lajos, Horváth Ákos, Kovács László, Osvay Károly), hogy meghívott előadónak kértek fel, ezáltal nagy részben ők sarkalltak ennek az anyagnak az elkészítésére. A szerzőnek az ismertetett témában folytatott kutatásait az OTKA támogatja (T 043079).

Irodalom

1. T.W. HÄNSCH, A.L. SCHAWLOW – Opt. Commun. 13 (1975) 68
2. SZIGETI J., BAKOS J., DJOTYÁN G., IGNÁCZ P., KEDVES M., SÖRLEI ZS., TÓTH Z. – Fizikai Szemle 54/3 (2004) 85
3. S. CHU, L. HOLLBERG, J. BJORKHOLM, A. CABLE, A. ASHKIN – Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 48
4. P.D. LETT, W.D. PHILLIPS, S.L. ROLSTON, C.E. TANNER, R.N. WATTS, C.I. WESTBROOK – J. Opt. Soc. Am. B6 (1987) 2084
5. J. DALIBARD, C. COHEN-TANNOUDJI – J. Opt. Soc. Am. B6 (1987) 2023
6. B. SAUBEMA, T.W. HIJMANS, S. KULIN, E. RASEL, E. PEIK, M. LEDUC, C. COHEN-TANNOUDJI – Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 3146
7. C.I. WESTBROOK, R.N. WATTS, C.E. TANNER, S.L. ROLSTON, W.D. PHILLIPS, P.D. LETT, P.L. GOULD – Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 33
8. P.J. JESSEN et al. – Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 49
9. M. GREINERT, O. MANDEL, T. ESSLINGER, T. HÄNSCH, I. BLOCH – Nature 415 (2002) 39
10. E.M. PURCELL – Phys. Rev. 69 (1946) 681
11. P. GOY, J.M. RAIMOND, M. GROSS, S. HAROCHE – Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 1903
12. J.M. RAIMOND, M. BRUNE, S. HAROCHE – Rev. Mod. Phys. 73 (2001) 565
13. J. MCKEEVER, A. BOCA, A.D. BOOZER, J.R. BUCK, H.J. KIMBLE – Nature (London) 425 (2003) 268
14. P. DOMOKOS, H. RITSCH – J. Opt. Soc. Am. B20 (2003) 1089
15. P. MAUNZ, T. PUPPE, I. SCHÜSTER, N. SYASSEN, P.W.H. PINKSE, G. REMPE – Nature 428 (2004) 50–52
16. P. DOMOKOS, H. RITSCH – Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 253003
17. A.T. BLACK, H.W. CHAN, V. VULETIC – Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 203001
18. P. DOMOKOS, A. VUKICS, H. RITSCH – Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 103601

A címkéről

A címlapon egy mikroszkopikus Fabry–Perot-rezonátor állóhullámú terén áthaladó céziumatom pályája látható. A $11 \mu\text{m}$ távolságú tükrök között a fotonok egymilliószor körbefutnak és „ütköznek” az atommal. A tükrön áteresztett fotonok intenzitásából a pálya $10 \mu\text{s}$ időbeli és $2 \mu\text{m}$ térbeli felbontással rekonstruálható. (© J. Kimble (Caltech), részletek a Science 287 (2000) 1447 cikkben.)

A NAPSUGÁRZÁS SPEKTRUMA ÉS AZ EMBERI SZEM ÉRZÉKENYSÉGE

Antal Ákos

BME, Finommechanikai, Optikai Tanszék

Kály-Kullai Kristóf, Farkas Henrik

BME Kémiai Fizika Tanszék

Aki tanulta fizikából a fekete test sugárzását, annak bizonyára ismerősnek tűnnek a következő mondatok: „A napfelszín hőmérsékletének (kb. 6000 K) megfelelő fekete sugárzás spektrális eloszlásának a maximuma körülbelül 550 nm. Ugyanitt van a maximuma a szem érzékenységi görbéjének is.” Ez a két állítás együtt azt sugallja, hogy nem véletlenről van ám szó, a szem érzékenysége nyilván igazodott a Nap sugárzásához, arra optimalizálódott.

Egyik legjellemzőbb példaként idézzünk egy magyar fordításban is megjelent tankönyvet [1]: „A Nap fekete-test-görbéje (15–2a. ábra) azt mutatja, hogy a kisugárzott energia 40%-a a látható tartományra jut, a fennmaradó energia legnagyobb része pedig a közeli infravörösbe... Az emissziós csúcs figyelemreméltóan közel van az emberi szem érzékenységi maximumához (15–2b. ábra). A két görbe csúcsai elhelyezkedésének hasonlósága több véletlen egybeesésnél. Az ember fejlődése során azok az egyedek kerültek kedvezőbb helyzetbe a természetes kiválasztódás folyamán, akiknek a szeme abban a színképtartományban volt a legérzékenyebb, amelyikben a legtöbb fény is volt. Így a fejlődés folyamán általában az állati populációk válaszgörbéjének a csúcsa a Nap fekete-test-görbéje csúcsának irányába toldott el.” Az idézett 15–2. ábra aláírása: „a) A Nap felületéről kisugárzott fény spektrális eloszlása; b) a szem válaszáinak spektrális eloszlása. A két függvény maximuma 550 nm környékén van.” Megjegyezzük, hogy mindkét ábrán a hullámhossz van feltüntetve a vízszintes tengelyen.

Másik példaként idézzünk egy, a közelmúltban megjelent, ugyancsak alapos optika tankönyvet [2]: „A nappali látás $V(\lambda)$ függvényének maximuma 555 nm-en van; ez megegyezik a Nap (központi égítüstünk) spektrális sugárzási teljesítményének maximumhelyével! Ugyanakkor az esti látás $V'(\lambda)$ függvényének maximuma 507 nm-nél található, és ez az éjszakai hold- és csillagfények kékebb teljesítményeloszlásának felel meg (21.7. ábra).”

Az interneten lévő friss anyagok között is található igen markáns megfogalmazásokat [3], a Wien-törvényt ismertető résznél szerepel (magyar fordításban): „a Nap sugárzásának maximuma a zöld színnél van (a szemünk erre a színre a legérzékenyebb).”

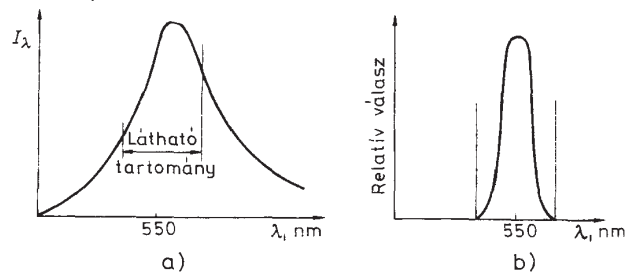
Az egyik legérdekesebb idézet e témával kapcsolatban a clevelandi Case Western Reserve University honlapján [4] található (magyar fordításban): „A Nap sugárzására a maximum 501,4 nm-nél van, ami a látható spektrum zöld részébe esik. Ha azonban ránézünk (amit persze sohasem tegyünk, mert a szem károsodhat!), a Nap inkább sárgának látszik. Eddig senkinek sem sikerült megmagyaráznia, hogy miért tűnik a Nap sárgának ahelyett, hogy zöld lenne. Azonban érdekes tény, hogy szemünk körülbelül ilyen hullámhosszú zöld fényt lát a legjobban.”

Más tankönyvek ennél sokkal árnyaltabban fogalmazzanak. Megtartják ugyan a Nap szemre gyakorolt hatásának legalábbis hallgatólagos feltételezését, de nem a két spektrum maximumhelyének azonosságát hangsúlyozzák, hanem gyakran megelégednek lazább megfogalmazással, például, hogy a spektrum maximuma a látható tartomány közepére esik. Egy ilyen árnyaltabb megfogalmazásra példa a következő [5]: „...a szem ezen érzékenységi görbéje összefüggésbe hozható érzékelő szerveink hosszan tartó alkalmazkodásával a bolygónkon uralkodó körülményekhez, ahol is a legfényesebb fényforrás mindig is a Nap volt.”

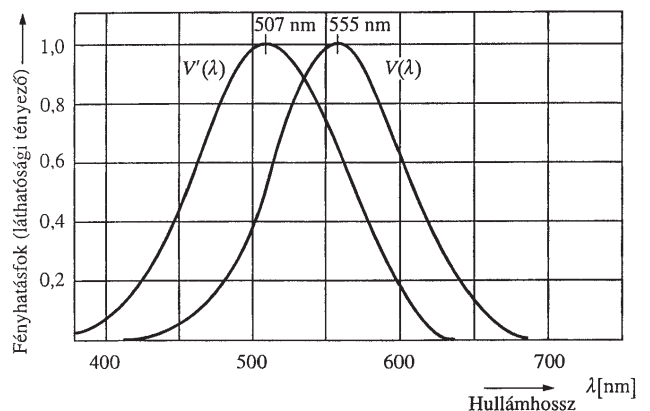
A tankönyvek, oktatási anyagok, szakirodalmak döntő többsége abban viszont közös, hogy a spektrumokat hullámhossz szerinti felbontásban ábrázolják. Az, hogy az evolúció során a Nap sugárzásának befolyása volt az emberi szem érzékenységének alakulására, kézenfekvő, racionális gondolat. Az viszont, hogy mindezt a hullámhossz szerinti spektrum maximumának helyéből olvassák ki, már erősen kifogásolható.

A továbbiakban kimutatjuk, hogy a hagyományos megfogalmazás, nevezetesen a spektrum maximumának és a szem érzékenységre jellemző láthatósági görbe (más néven érzékenységi spektrum) maximumának egybeesése – mivel az a hullámhosszhoz tartozó spektrum

A. NUSSBAUM, R.A. PHILLIPS: *Modern optika mérnököknek és kutatóknak* című könyvéből idézett 15–2. ábra



F. JENKINS ET AL.: *Optika* című könyvében szereplő 21.7 ábra



jellemzője – erősen vitatható, bizonytalan megalapozottságú érv. Kísérletet teszünk a napsugárzás spektruma és az emberi szem érzékenységi görbéje között egy egyértelműbb kapcsolatot megállapítására.

Spektrális eloszlás: mi a független változó?

A spektrumokkal kapcsolatos irodalomban, még a modern irodalomban is, a hullámhossz szerinti felbontás előfordulási gyakorisága magasán megelőzi a frekvencia szerinti felbontását. Ez nyilván csak tradicionális okok miatt van így, hiszen a frekvencia fizikailag sokkal alapvetőbb jellemzője az elektromágneses hullámoknak, mint a hullámhossz: a frekvencia megmarad, a hullámhossz pedig változik a közeghatáron való áthaladásnál vagy inhomogén közegben történő terjedésnél.

Legyen $E_\nu(\nu)$ egy elektromágneses sugárzás spektrális sűrűségfüggvénye, ahol ν a frekvencia. Ez azt jelenti, hogy a sugárzás intenzitása, az egységnyi felületre vonatkoztatott sugárzási teljesítmény

$$E = \int_0^\infty E_\nu(\nu) d\nu. \quad (1)$$

Bontsuk most föl ezt a sugárzást a frekvencia valamilyen függvénye szerint, azaz legyen adva egy kölcsönösen egyértelmű $z = z(\nu)$ függvény, és adjuk meg a sugárzás E_z spektrumát a z független változó szerint:

$$E = \int_0^\infty E_\nu(\nu) d\nu = \pm \int_{z(0)}^{z(\infty)} E_z(z) dz, \quad (2)$$

ahol

$$E_z = \begin{cases} +E_\nu(\nu) dv/dz \\ -E_\nu(\nu) dv/dz \end{cases}; \quad dv/dz \begin{cases} > 0 \\ \leq 0 \end{cases}. \quad (3)$$

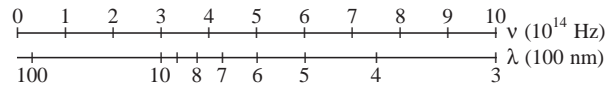
Tehát amiatt, hogy a ν skálája nem egyezik meg a z skálájával, a két spektrális sűrűségfüggvény eltér: bejön egy dv/dz nem állandó szorzófaktor. Ezért az E_z , illetve E_ν spektrális eloszlások alakja eltér egymástól, emiatt a spektrum maximuma sem invariáns erre a transzformációra, a z szerinti eloszlás maximuma eltér a ν szerinti eloszlás maximumától, más a maximum értéke és máshol van a maximum helye is! Nézzük például a frekvencia és a hullámhossz közti transzformációt, azaz legyen $z = \lambda = c/\nu$! A sugárzás intenzitása a hullámhossz szerinti spektrális eloszlásból

$$E = \int_0^\infty E_\lambda d\lambda, \quad (4)$$

ahol a spektrális eloszlás sűrűségfüggvénye

$$E_\lambda = E_\nu \frac{c}{\lambda^2}. \quad (5)$$

Az 1. ábrából leolvasható, hogy növekvő frekvenciatartományokban az „egységnyi” hullámhossztartomány a



1. ábra. A frekvencia és a hullámhossz skálája elektromágneses sugárzásnál vákuumban

spektrum egyre nagyobb részét fedi le. Az (5) formulából következik, hogy az E_λ a magasabb frekvenciáknál nagyobb faktorialis tér el E_ν -től, tehát a hullámhossz szerinti maximumnak nagyobb frekvencia felel meg, mint a frekvencia szerinti maximumnak. Ha a maximum a látható tartományban van, akkor a hullámhossz szerinti maximum az ibolya felé tolódik el a frekvencia szerinti maximumhoz képest.

A fekete test sugárzásának spektruma

A fekete test sugárzásának spektrális intenzitása, azaz az egységnyi felületre, egységnyi időre, egységnyi frekvenciatartományra és 2π térszögre jutó kisugárzott spektrális energia, a spektrális emisszió (a sugárzás spektrális intenzitása):

$$E_\nu = \frac{2\pi b}{c^2} \frac{\nu^3}{e^{b\nu/kT} - 1}. \quad (6)$$

Ez Planck sugárzási törvénye [6, 7]. (Meggjegyezzük, hogy a különböző tankönyvekben a fenti alak helyett olyanok is előfordulnak, amelyekben a 2π állandó helyett más szerepel. Az eltérés egyik oka lehet, hogy a vonatkoztatási térszög nem 2π , hanem 1 , π , vagy 4π . Másik ok lehet, hogy néha a $h = b/2\pi$ jelölést használják b helyett. Mindez nem érinti a sugárzási görbe alakját.)

Ha a szélsőérték helyére vagyunk kíváncsiak, akkor elegendő vizsgálnunk az

$$E_x(x) = K \frac{x^3}{e^x - 1} \quad (7)$$

függvényt, ahol K állandó. E függvénynek x_1 -nél maximuma van, ahol x_1 az

$$x_1 + 3e^{-x_1} = 3 \quad (8)$$

nem algebrai (transzcendens) egyenlet gyöke, körülbelül 2,82. Áttérve az $y = 1/x$ változóra, a spektrális eloszlásfüggvény

$$E_y = \frac{K}{y^5} \frac{1}{e^{1/y} - 1}. \quad (9)$$

Ennek viszont y_2 -nél van maximuma, ahol y_2 az

$$\frac{1}{y_2} + 5e^{-1/y_2} = 5 \quad (10)$$

egyenlet gyöke. A megfelelő $x_2 = 1/y_2$ értéke: $x_2 = 4,96$. A két maximumhely tehát jelentősen eltér egymástól, a frekvencia szerinti maximum a közeli infravörös, a hullámhossz szerinti maximum pedig a kék tartományba

A különböző spektrális maximumok és láthatósági tartományok összevetése a tapasztalati értékekkel (1 THz = 10¹² Hz).

	A	B	C	D	E
ν_a (THz)	241	425	336	327	384
λ_a (nm)	1241	706	894	915	780
ν_m (THz)	341	601	474	463	540
λ_m (nm)	878	499	632	647	555
színe	infravörös	(világos)kék	vörös	vörös	sárgászöld
ν_b (THz)	483	850	671	655	789
λ_b (nm)	621	353	447	457	380

A) A frekvencia szerinti spektrális eloszlás maximumából számolt adatok.

B) A hullámhossz szerinti spektrum maximumából számolt adatok.

C) A logaritmikus skálából számolt adatok.

D) Az energiahasznosítás optimumából számolt adatok.

E) A fotometriában nemzetközileg elfogadott láthatósági görbéből [11] vett adatok.

Az indexek jelentése a ν frekvenciáknál és a λ hullámhosszaknál: a : a tartomány vörös felé eső határa, b : a tartomány ibolya felé eső határa, m : a tartomány határainak geometriai közepe, tehát az alsó határ 2^{1/2}-szerese, kivéve az E oszlopot, ahol ez a láthatósági görbe maximumhelye.

esik, annak is a nagyobb hullámhosszú részére, amit [8] világoskéknek (*light blue*) nevez, tehát a *világos* előtag nem a telítettség, hanem a frekvenciára utal. A gyakorlatban gyakran célszerű logaritmikus skálát használni. Bevezetve a $w = \ln x$ új skálát, az E_w spektrális eloszlása

$$E_w = x E_x = K \frac{x^4}{e^x - 1} \quad (11)$$

E függvény maximuma x_w -nél van, ahol x_w az

$$x_w + 4 e^{-x_w} = 4 \quad (12)$$

egyenlet gyöke, $x_w = 3,92$. A spektrum maximumának helyére alapozott érvelés tehát nem egyértelmű: nagyban függ a használt skálától. Nézzünk meg ezért most egy más típusú gondolatmenetet!

Először is felhívjuk a figyelmet arra, hogy az emberi szemnél a spektrum látható tartománya mind a világosban, mind a sötétben való látás esetén körülbelül egy oktáv, a két végpont frekvenciájának aránya közel 2. Hasonló a helyzet a legtöbb állatnál, még akkor is, ha előfordul látás az ultraibolya, illetve az infravörös tartományban is. Az embernél az eltérő spektrális típusú fotoreceptorok száma három, az állatoknál ez a szám ettől különböző lehet (emlősöknél 2, lepkéknél 5, a sáskaráknál 10–12) [9].

A látás során több különböző folyamat, mechanizmus, illetve többféle sejt játszik szerepet (a fény abszorbeálása, elektromos jellé, ingerületté alakítása, továbbítása, feldolgozása: ezeket végzik a fotoreceptorok, csapok, pálcikák, idegsejtek). Nem tisztáztott, és ennek tisztázására mi sem vállalkozunk, hogy mi a pontos magyarázata e komplex folyamatban annak a tapasztalati ténynek, hogy az embernél és az állatok többségénél a látható tartomány körülbelül egy oktáv szélességű. Itt csak egy elképzelést, analóg példákat hozunk a fizikából ennek a ténynek egyik lehetséges magyarázatára.

A lineáris oszcillátor gerjesztett rezgéseinek a rezonancia a sajátfrekvencia közelében fordul elő. Nemlineáris oszcillátorok gerjesztésénél viszont előfordulhat

szuper-, sőt szubharmonikus rezonancia is, a sajátfrekvencia n -szeresénél, illetve n -ed-résznél is, ahol n egész szám [10]. Különböző hangforrások által keltett hanghullámoknál, például húrok és sípok esetén, már lineáris esetben is megjelennek felhangok. Infravörös abszorpciós spektrumokban egy csúcs mellett gyakran megfigyelhető egy gyengébb csúcs („felharmonikus sáv”) is.

Mindezek alapján elképzelhető, hogy a látásban szerepet játszó tényezőknél is előfordulhat, hogy ha egy adott frekvenciára érzékeny egy bizonyos érzékelő, akkor ugyanaz a kétszeres frekvenciájú fényt is érzékeli. Ha a láthatósági tartomány oktávnál nagyobb lenne, akkor előfordulhatna, hogy a szem nem tudná megkülönböztetni a kétszeres frekvenciájú jelet, tehát egyfajta szintévesztés fordulhatna elő.

Valóban, szubjektív színérzetünk szerint a vöröstől távolodva a spektrumban, a színt a kékig távolodni érezzük, de az ibolyában mintha megint közelebb kerülnénk a vöröshöz, ugyanis az ibolyát a kék és vörös színekből lehet kikeverni. A színmérésben használt papucsdiagram is tükrözi a spektrum két szélének viszonylagos közelségét [2].

Ezért kézenfekvő tekintenünk a következő optimalizációs problémát. Hol helyezünk el egy oktáv szélességű ablakot a spektrumban (ez felelne meg a látható tartománynak) úgy, hogy ez az ablak a kisugárzott energia legnagyobb részét fedje le? Keressük tehát az

$$\int_{\nu_{3a}}^{2\nu_{3a}} E_\nu d\nu = \text{maximum}, \quad (13)$$

vagyis az azzal egyenértékű

$$\int_{x_{3a}}^{2x_{3a}} \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \text{maximum} \quad (14)$$

szélsőérték-probléma megoldását. A szélsőérték szükséges feltétele

$$\frac{2(2x_{3a})^3}{e^{2x_{3a}} - 1} = \frac{x_{3a}^3}{e^{x_{3a}} - 1},$$

melyből egyszerűsítéssel adódik

$$e^{x_{3a}} = 15, \quad (15)$$

azaz $x_{3a} = \ln 15 = 2,71$. A megfelelő optimális tartomány határai tehát x_{3a} , $x_{3b} = 2x_{3a}$. A tartomány „közepének” tekinthetjük a logaritmikus skálához igazodó geometriai közepet, azaz $x_3 = 2^{1/2}x_{3a}$, ekkor teljesül, hogy $x_{3b}/x_3 = x_3/x_{3a}$. Ez a választás van összhangban azzal a megfigyeléssel, hogy egyes érzékszerveink skálája jó közelítéssel logaritmikus. A logaritmikus skála jelentőségét húzza alá a Weber–Fechner-féle pszichofizikai törvény: az ember érzetei (látás, hallás, tapintás) az ingerek logaritmusával arányosak. (Itt azonban ez csak analógia, mert itt nem az intenzitásról, hanem a frekvenciáról van szó.)

2. táblázat					
A sugárzás intenzitásának százalékos eloszlása a láthatósági ablakon belül és kívül 5800 K hőmérsékletű feketetest-sugárzás esetén					
	A	B	C	D	E
a)	18,0	50,2	34,3	32,9	43,1
m)	41,5	42,4	47,5	47,5	46,7
b)	40,5	7,4	18,2	19,6	10,2

A, B, C, D, E jelentése ugyanaz, mint az 1. táblázatban.

a) Az ablakon kívüli, kisfrekvenciás sugárzás.

m) Az ablakon belüli sugárzás.

b) Az ablakon kívüli, nagyfrekvenciás sugárzás.

Mindhárom adat az összintenzitás százalékában értendő.

3. táblázat					
A mért spektrummal végzett optimumszámítások adatai					
	A	B	C	D	E
ν_a (THz)	212	428	317	335	384
λ_a (nm)	1416	700	946	896	780
ν_m (THz)	299	606	448	473	540
λ_m (nm)	1001	495	669	634	555
színe	infravörös	(világos)kék	vörös	vörös	sárgászöld
ν_b (THz)	424	857	634	669	789
λ_b (nm)	708	350	473	448	380

A jelölések magyarázata megtalálható az 1. táblázatnál.

4. táblázat					
Százalékos intenzitáseloszlások a mért spektrummal számolva					
	A	B	C	D	E
a)	10,9	52,4	29,1	31,9	43,4
m)	40,5	46,2	56,5	57,6	53,4
b)	48,6	1,4	14,4	10,5	3,2

A jelölések magyarázata megtalálható az 1. és 2. táblázatnál.

A frekvencia és a hullámhossz szerinti maximumokhoz is hozzárendelhetünk egy megfelelő, oktáv szélességű „látható” tartományt oly módon, hogy a maximum helye az oktáv szélességű tartomány geometriai közepén legyen. Az így számolt látható tartományok egymással és a tényleges láthatósági adatokkal való összehasonlítását az 1. táblázat tartalmazza.

A 2. táblázat azt mutatja, hogy a sugárzás intenzitása hogyan oszlik el a spektrumnak a láthatósági ablakon belüli és az azon kívüli részei között, 5800 K hőmérsékletű feketetest-sugárzásra.

A mért napsugárzás és az emberi szem érzékenységeinek kapcsolata a spektrumok alapján

Az irodalomban hozzáférhető napspektrumok nagy része csak a látható tartományra terjed ki, továbbá megkülönböztetik a direkt napsugárzásból, valamint a szórt, vagyis az égboltról jövő sugárzásból eredő spektrumokat. A számításokhoz az adatokat [12] a *Renewable Resource Data Center* honlapjáról vettük, és a *global tilt* oszlopot használtuk, amely az USA-ban tipikus besugár-

zásnak felel meg. A napsugárzás folytonos spektrumát a 2. ábra mutatja.

A 3. táblázat összehasonlítja a háromféle optimumszámítás adatait.

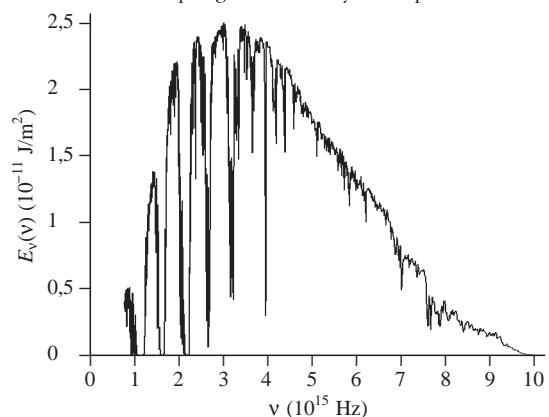
Elemzés

A biofizikai irodalomban sok cikk foglalkozik azzal a kérdéssel, hogy az élőlények a napsugárzás elektromágneses spektrumának melyik részét hasznosítják, és miért éppen azt (lásd pl. [13, 14]). Egyik ismert jelenség, amely a láthatósági ablakkal kapcsolatos, a polarizációlátás UV-paradoxona: egyes rovarok a polarizált égboltfényt UV-tartományát látják [15].

Nyilvánvalóan összefüggés van a földi élőlények fényérzékelése, így az emberi szem érzékenységi spektruma, és a napsugárzás között. Az az érvelés viszont nem meggyőző, amely ezt az összefüggést a hullámhossz szerinti spektrális maximumhelyek közelségére alapozza. A hullámhossz szerinti spektrum használatát csak tradicionális okok magyarázzák. Az általunk javasolt követelmény, nevezetesen, hogy az oktáv szélességű láthatósági tartományt a hasznosított energia maximuma jelölje ki, független a skálától, hullámhossz, frekvencia vagy bármely más skálán is ugyanazt az eredményt kapjuk.

Arra, hogy a hullámhossz szerinti spektrum és a frekvencia szerinti spektrum maximuma jelentősen eltér egymástól, már régebben rámutattak, például *Overduin* [16]. Mint láttuk, a frekvencia szerinti maximum az infravörös tartomány felé tér el a láthatósági görbe maximumától. *Overduin* felvet egy másik lehetséges megközelítést, melyben a szemnek mint fotonedetektornak az optimalizálását javasolja (a látásban hasznosított fotonok száma legyen maximális). Ha azt követelnénk meg, hogy a napsugárzásból hasznosított fotonok száma legyen maximális, akkor az $E_\nu(\nu)$ függvényt, illetve ennek egy ablakban való integrálját kellene maximalizálni, az azonban még inkább a rossz irányba – még kisebb frekvenciák felé – tolná el.

2. ábra. A Nap sugárzásának folytonos spektruma



Overduin is láthatósági ablak bevezetésével, az ezen ablakra vett integrál maximalizálásával véli felfedezni a helyes leírást, a napsugárzás és a szem érzékenysége közti kapcsolat magyarázatát. Ám okoskodása lényegében ugyanazt a hibát tartalmazza, ami a kifogás volt: ő is kitünteti a hullámhosszat a frekvenciához képest. A másik eltérés az itt közölt optimalizációs elképzeléstől az, hogy ő az ablak abszolút szélességét veszi adottnak, mi pedig nem az intervallumot, hanem a végpontok arányát vesszük adottnak.

Az 1. és a 3. táblázat összevetésével láthatjuk, hogy a különböző optimalizálási követelményekből levonható következtetések közel azonosak mind az 5800 K-es feketetest-sugárzásra, mind a számításainkhoz felhasznált mért napsugárzásra. Tehát a napsugárzás esetünkben is közelíthető 5800 K-es feketetest-sugárzással, ami régóta közhírt.

Arra, hogy a hullámhossz szerinti maximumokra alapozott érvelés jól illeszkedik a tényleges láthatósági görbéhez, sőt jobban, mint akár a frekvenciára, akár az energiaoptimumra alapozott érvelés, két magyarázat képzelhető el:

1. Az evolúció során a látásra nem a fekete sugárzás, még csak nem is – vagy pontosabban nemcsak – a napspektrum gyakorolható döntő befolyást, hanem más tényezők, például a konkrét környezetben lévő – a létért való küzdelemben fontos – másodlagos fényforrások által visszavert és szórt napfény, amelynek spektrális eloszlását legfeljebb becsülni lehetne.

2. A másik elképzelhető, de általunk valószínűtlennek tartott magyarázat szerint létezik valami olyan feltáratlan tényező a látás mechanizmusában, amely a hullámhossz szerinti eloszlást kitüntetetté teszi például a frekvencia szerinti eloszláshoz képest is.

Köszönetnyilvánítás

A munkát részben az OTKA T-42708 számú pályázata támogatta. A szerzők köszönetet mondanak *Chbris A. Gueymard*nak, a Solar Consulting Services kutatóintézet (Edgewater, Florida, USA) kutatójának, *Wenzel Klára* egyetemi magántanárnak (BME, Mechatronika, Optika és Műszertechnika Tanszék) és *Verbás József* egyetemi tanárnak (BME, Kémiai Fizika Tanszék) értékes segítségükért.

Irodalom

1. A. NUSSBAUM, R.A. PHILLIPS: *Modern optika mérnököknek és kutatóknak* – Műszaki Könyvkiadó 1982. 367. o., A mű eredeti címe: *Contemporary Optics for Scientists and Engineers* – Prentice Hall Inc.
2. F. JENKINS ET AL.: *Optika* (szerk. *Ábrahám György*) – Panem Kft., 1997, 473. o.
3. University of New Hampshire, Astronomy, *Course Review*, part 7. <http://www-ssg.sr.unh.edu/406/Review/rev7.html>
4. http://home.cwru.edu/~sjr16/advanced/sun_ourstar.html – Case Western Reserve University honlapja
5. N.I. KALITYEVSKIJ: *Vólnovaja optika* – Izdatyelsztvo Nauka, Moszkva 1971, 13. o. (orosz nyelven)
6. CSEREPES L., PETROVAI K.: *Kozmikus fizika* – Egyetemi jegyzet, ELTE, 2. kiadás, Budapest, 2002.
7. NAGY K.: *Termodinamika és statisztikus mechanika* – Tankönyvkiadó, Budapest, 1991.
8. C.A. GUEYMARD, H.D. KAMBEZIDIS: *Solar Spectral Radiation* – in: *T. Muneer et al.: Solar Radiation & Daylight Models* – 2nd ed., Elsevier, 2004, Ch 5, 221–301
9. MOLNÁR G., BLAHA B., HORVÁTH G.: *Látás az ibolyán túl* – Természet Világa, 1997. április, 155–159
10. BUDÓ Á.: *Mechanika* – Tankönyvkiadó, Budapest, 1988.
11. *MSZ 9620, Fénytechnikai terminológia*
12. Renewable Resource Data Center honlapja: <http://rredc.nrel.gov/solar/spectra/am1.5/ASTMG173/ASTMG173.xls>
13. D.M. GATES *Biophysical Ecology* – Springer-Verlag, Heidelberg–Berlin–New York, 1980.
14. G. HORVÁTH, J. GÁL, T. LABHART, R. WEHNER: *Does reflection polarization by plants influence colour perception in insects?* The Journal of Experimental Biology 205/21 (2002) 3281–3298
15. BARTA A., MIZERA F., HORVÁTH G.: *Miért érdemes az égboltfény polarizációját az ultraibolyában érzékelni?* – Fizikai Szemle, 54(2004) 401–408
16. J.M. OVERDUIN: *Eyesight and the solar Wien peak* – Am. J. Phys. 71/3 (March 2003) 216–219

A POLIKRISTÁLYOS MEGSZILÁRDULÁS TÉRELMELETI MODELLEZÉSE

Gránásy László, Pusztai Tamás, Börzsönyi Tamás
MTA SZFKI, Budapest

Legtöbb szerkezeti anyagunk polikristályos szerkezetű, azaz nagyszámú kristályszemcsekből épül fel, amelyeknek méret, összetétel, alak stb. szerinti eloszlása, a *mikroszerkezet* határozza meg az adott anyag fizikai és korróziós tulajdonságait. A fémekkel kapcsolatos több ezer éves gyakorlat és a több mint száz évre visszatekintő tudományos vizsgálatok ellenére a polikristályos anyagok képződésének részletei csak kevéssé ismertek. A polikristályos anyagokat formálisan az alábbi két csoportba sorolhatjuk be:

a) Anyagok, melyeket a nukleálódó és egymással ütköző egykristályok kölcsönhatása során létrejövő „habszerű” *szemcsehatár-hálózat* jellemez. Ez a mikroszerkezet a legtöbb anyagtudós jó ismerőse, minthogy gyakori jelenség az öntéssel létrehozott kristályos anyagokban.

b) *Polikristályos növekedési alakzatok*, melyeknél új, eltérő kristálytani orientációjú szemcsék képződnek a megszilárdulási fronton.

Az 1. ábra a polikristályos szerzetek morfológiai gazdagságát illusztrálja. Az egymással versengő nukleációval és növekedéssel létrejövő habszerű szemcsehatár-hálózat az 1.a ábrán látható. Polikristályos dendrites mintázat figyelhető meg az 1.b ábrán, mely elegendően hosszú idő után az 1.a ábrán látható alakzathoz hasonlóvá válhat. Polikristályos növekedési formák láthatók az 1.c–1.i ábrákon. A közelmúltban végzett kísérletek szerint kristályos szemcsék hozzáadásával az egykristály dendrites megszilárdulási forma polikristályos „szédelgő” dendrité alakítható (1.c ábra). Jellegzetes polikristályos növekedési mintázat a műanyag bevásárlószatyrok anyagában is megtalálható *szferolit* (1.d ábra). Ez az alakzat az anyagok meglehetősen széles körében figyelhető meg, többek között elemi szelénben (Se), noduláris öntöttvasban és különféle ásványokban is. Egyes esetekben a szferolitok képződése a két végén szétterülő *kristálykévék* (1.e

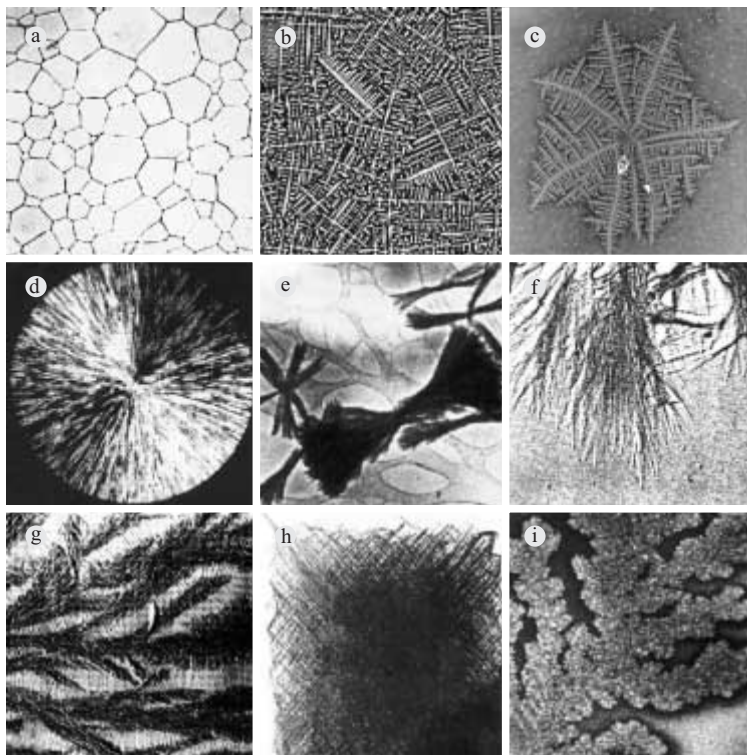
ábra) létrejöttével kezdődik, melyek aztán kevésbé térkitöltő, virágszerű mintázatokká fejlődhetnek (lásd *1.f és 1.g ábrák*). Közel merőleges elágazás esetén úgynevezett *kvadritok* jönnek létre (*1.h ábra*). A rendezetlen polikristályos növekedés gyakran *fraktálszerű*, ágas-bogas szerkezetekre vezet (*1.i ábra*). Bár az *1. ábrán* látható bonyolult alakzatokat létrehozó mikrofolyamatok általában kevésbé ismertek, a kristálycsíra-képződés (*kristálynukleáció*), a diffúziós instabilitások, a kristályszimmetriák és az idegen részecskék várhatóan fontos szerepet játszanak létrejöttükben.

A polikristályos megszilárdulás leírásához tehát olyan elméletre van szükség, amely alkalmas mind a *kristálycsíra-képződés*, mind a *kristálynövekedés* leírására. A modern statisztikus fizikai módszerek és a rohamosan növekvő számítástechnikai kapacitás kombinációjával korábban megoldhatatlannak tűnő problémákra találhatunk megoldást. Az elmúlt évtized tapasztalatai alapján a fázismező-elmélet (*phase field theory*) a számítógépes anyagtudomány egyik leghatékonyabb módszerének bizonyult [1, 2]. Ebben az egyszerű, klasszikus térrelméleti modellben a kristály–folyadék átmenetet a lokális fázisállapotot jellemző ϕ fázismező írja le, melynek időfejlődése más, lassan változó mezők (pl. összetétel, hőmérséklet, orientáció) időfejlődéséhez csatolódik.

A továbbiakban azt vizsgáljuk, hogy ez a modell alkalmas-e a kristálycsíra-képződés, illetve polikristályos megszilárdulás leírására. Ennek kapcsán összefoglaljuk a kristálynukleáció és polikristályos megszilárdulás térrelméleti modellezése területén elért legújabb eredményeinket [3–7]. Olyan bonyolult jelenségeket tárgyalunk, mint az eltérő kristálytani orientációjú kristályszemcsék képződése és egymással versengő növekedése, illetve komplex polikristályos megszilárdulási mintázatok képződése. Ez utóbbi keretében a rendezetlen („szédelő”) dendritok, szferolitok és fraktálszerű polikristályos aggregátumok kialakulását vizsgáljuk. Végül olyan idegen anyag („fal”) jelenlétében zajló folyamatokat modellezünk, mint a heterogén nukleáció, idegen részecskék és a kristályosodási front kölcsönhatása, illetve korlátozott térben (csatornáknak, ill. porózus közegekben) végbeménő fagyás. Mielőtt a fázismező-elméleti eredmények ismertetését megkezdénénk, felidézünk néhány, a polikristályos megszilárdulás alapvető folyamataival, a nukleációval és kristálynövekedéssel kapcsolatos eredményt.

Kristálycsíra-képződés

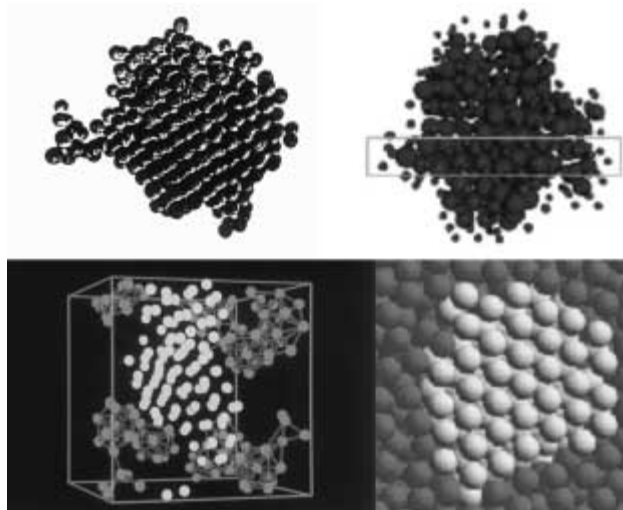
Az olvadáspontjuk alá hűtött homogén folyadékok fagyása *heterofázisú* fluktuációk véletlen kialakulásával kezdődik, melyek belsejében a kristályoshoz hasonló atomi rend figyelhető meg (*2. ábra*) [8–11]. A heterofázisú fluktuációk szabadenergiája durván két részre bontható, egy negatív térfogati és egy pozitív felületi tagra. Kis méreteknél az

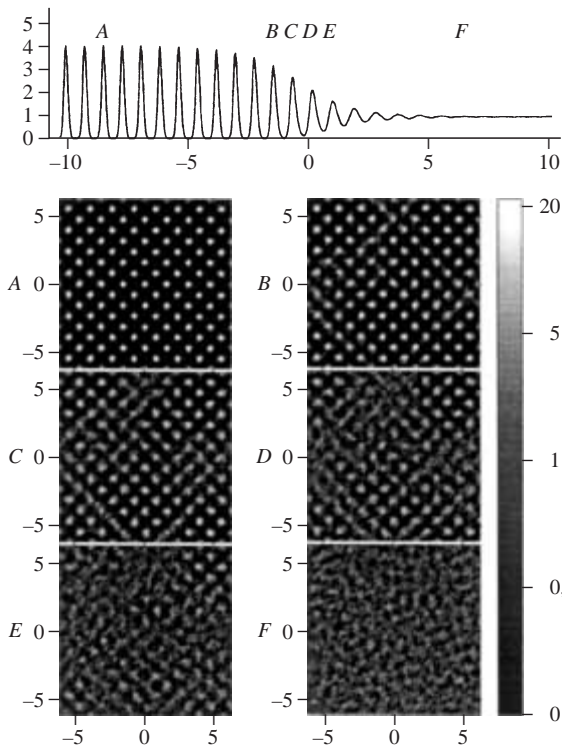


1. ábra. Polikristályos mikroszerkezetek. (a) Versengő nukleáció és növekedés során létrejövő habszerű mikroszerkezet. (b) Polikristályos dendrites szerkezet, melyet versengő nukleáció és növekedés hozott létre a $(\text{ZnO})_{61,4}(\text{B}_2\text{O}_3)_{38,6}(\text{ZnO})_{28}$ oxidüveg kristályosodása során. (c) Agyaggal adalékolt polimer keverékben kialakuló „szédelő” dendrit. (d) Szferolit tiszta szeléniumban. (e) Kristálykévek polimer rétegben. (f) Növényyszerű növekedési forma poliglicinben. (g) Polietilén szferolit részlete n-paraffin jelenlétében zajló kristályosodás során. (h) Közel derékszögű elágazással képződő kvadrit izotaktikus polipropilénben. (i) Réz elektródpozíciója során kialakuló fraktálszerű polikristályos aggregátum.

utóbbi dominál, így a heterofázisú fluktuációk szabadenergiája maximumot mutat a méret függvényében. A maximumnak a kritikus fluktuáció vagy *nukleusz* felel meg, melynek képződési szabadenergiája W^* . Azok a fluktuáci-

2. ábra. Kristályos heterofázisú fluktuációk nemegyensúlyi folyadékban. Balra fenn: Lennard–Jones-folyadékban (szimuláció, [8]), jobbra fenn: kolloid szuszpenzió (kísérlet [9]); balra lenn: Lennard–Jones-üvegben (szimuláció [10]), jobbra lenn: keménygömb-folyadékban (szimuláció [11]). Vegyük észre, hogy a fluktuációk közepe kristályszerű atomi elrendeződést mutat.



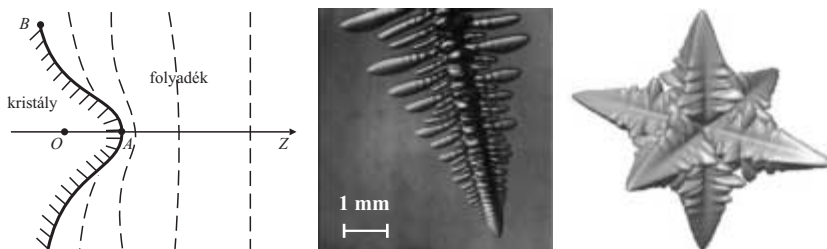


3. ábra. Kristály–folyadék határréteg a keménygömb rendszerben (molekuláris dinamika szimulációja [12]). A távolságok molekulaátmérő egységben mérve láthatók. Alul az A, B, ..., F pozíciókhoz tartozó idő-átlagolt részecskesűrűségek láthatók.

ők, melyek nagyobbak ennél a kritikus méretnél, jó eséllyel tovább növekednek, míg a kisebbek nagy valószínűséggel elbomlanak. Másképp fogalmazva, a kristályos fázis megjelenéséhez a rendszernek véletlen fluktuációkkal át kell jutnia egy termodinamikai gáton. Ez a folyamat a kristálycsíra-képződés, vagy más néven kristálynukleáció. Az emberi időskálán zajló kristályosodási folyamatok esetén a kritikus fluktuációk néhányszor tíz – néhányszor száz molekulát tartalmaznak. Minthogy a kristály–folyadék határréteg vastagsága néhány molekulaátmérő (3. ábra) [12], a kritikus fluktuációk lényegében csak határrétegből állnak. A nukleáció sebessége (egységnyi idő alatt, egységnyi térfogatban képződő kritikus fluktuációk száma) a kritikus fluktuáció szabadenergiájával hozható kapcsolatba:

$$J = J_0 \exp\left(-\frac{W^*}{kT}\right), \quad (1)$$

4. ábra. Balra: a növekedési front instabilitása a lokális kitüremkedések képződésével szemben (Mullins–Sekerka-instabilitás), a szaggatott vonalak az azonos hőmérsékletű helyeket jelölik, a legalacsonyabb hőmérséklet jobbra található. Középen: növekedésben levő dendrites szukcinonitril kristály. Jobbra: Dendrites nikkell egykristály alakzat a fázismező-elméletben [2].



ahol a J_0 nukleációs prefaktor a molekuláris mozgékony-sággal arányos, míg k és T a Boltzmann-állandó és a hőmérséklet. Látható, hogy a nukleációs sebesség igen érzékeny a kritikus fluktuáció szabadenergiájára, így tehát olyan módszerre van szükség, amely lehetővé teszi a több molekularétegre kiterjedő diffúz határréteg kezelését. Mint látni fogjuk, a fázismező elmélet alkalmas erre [3, 5].

Kristálynövekedés

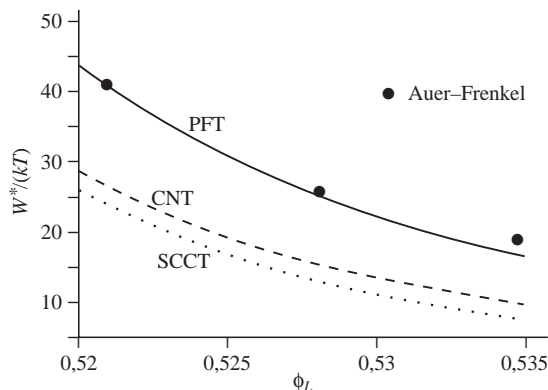
A nukleációt követően a kristályszemcse növekedésnek indul. Amennyiben a növekedést termikus vagy kémiai diffúzió kontrollálja, a növekedés fokozatosan lassul a megszilárdulási front előtt felhalmozódó hő vagy a folyadékfázisban feldúsuló komponens miatt. Ez az állapot azonban instabil a felületi fluktuációkkal szemben (Mullins–Sekerka-instabilitás): egy kidudorodás például nagyobb térszögben adja le a hőt (4. ábra), így gyorsabb növekedésre van módja. Ennek megfelelően diffúzió-kontrollált ujjasodás lép fel – amely a felületi szabadenergia és/vagy a molekulák szilárd fázishoz való csatlakozását leíró kinetikus együttható anizotrópiája miatt jól meghatározott kristálytani irányokban történik – és ez dendrites szerkezet kialakulására vezet (4. ábra). A fázismező-elmélet egyik látványos sikere ezen bonyolult szerkezet kialakulásának pontos leírása [2] (4. ábra).

A fázismező-elmélet

Anélkül, hogy teljességre törekednénk, a továbbiakban röviden körvonalazzuk a fázismező-elmélet néhány alapvető vonását. Az érdeklődők részletesebb képet kaphatnak az [1, 2] irodalmi összefoglalókból. A fázismező-moddell olyan fenomenologikus térelméleti leírás, melyben az anyag lokális állapotát több *rendparaméter* segítségével jellemezzük. Ezek olyan lokálisan átlagolt fizikai tulajdonságok, melyek lényegesen eltérnek a két fázisban, és segítségével a szabadenergia kifejezhető. A kristály–folyadék átmenetet a ϕ fázismező írja le, melynek értéke egy és nulla között folyamatosan változik a kristály–folyadék határfelületen keresztül. ϕ olyan, a kristályban jelen levő szerkezeti tulajdonság lehet, amely eltűnik a folyadékban. További jellemző a lokális kémiai összetélt meghatározó koncentráció, c . Fontos lokális jellemző lehet a T hőmérséklet is. Többnyire azonban a termikus kiegyenlítődés gyorsan végbemegy, így jogos az állandó hőmérsékletű, izoterm közelítés használata. Az inhomogén kristályosodó folyadék szabadenergiáját több tag összegeként írhatjuk fel. Az egyik a fázismező térbeli változásához rendelhető többlet szabadenergia (ebből ered a felületi energia), míg a második tag a lokális fázismező, illetve összetétel értékekhez tartozó szabadenergia. Ez utóbbi legalább két minimummal rendelkezik, melyek a makroszkopikusan megvaló-

suló stabil és metastabil állapotoknak felelnek meg. A túlűtött folyadék kristályosodása esetén például a rendszer a túlűtött (metastabil) folyadékot jellemző lokális minimumból a stabil kristályos fázist jellemző abszolút minimumba kerül át, mely folyamat során át kell jutnia a két minimum közt található szabadenergia-gáton. A rendszer időbeli fejlődése a szabadenergia-felület alakjától (a gát magasságától) és az atomi mozgékonyaságtól függ. A folyamatot leíró mozgásegyenletek erősen nemlineárisak, meglehetősen bonyolultak, és megoldásukra csak a számítástechnika utóbbi évtizedben tapasztalt látványos fejlődése ad lehetőséget.

A fenti probléma tovább bonyolódik, ha több kristály egymással versengő növekedésének leírására van szükség, ekkor ugyanis meg kell különböztetnünk a különféle kristálytani orientációkat, azaz azt is meg kell adnunk, hogy az egyes kristályszemcsék esetén a gyors növekedés iránya milyen irányba mutat. Két dimenzióban ezt a *Kobayashi, Warren és Carter* [13] által bevezetett újabb, úgynevezett *orientációs rendparaméter* teszi lehetővé, amely azt adja meg, hogy milyen irányban állnak a szerkezetet jellemző kristálysíkok. Két eltérő orientációjú kristályszemcse között kialakuló szemcsehatáron az orientációs rendparaméter értéke élesen változik, amelyhez a javasolt szabadenergia kifejezés extra energiát (a szemcsehatár-energia) rendel. Kobayashi és munkatársai [13] csak a kristályban értelmezték az orientációs rendparamétert. Valójában azonban a kristályos rend és ennek részeként a kristályorientáció is fokozatosan alakul ki a kristály-folyadék határretegben. A folyadék felé haladva „fellazul” a kristályos rend és ennek részeként az orientációs rendezettség. A folyadékbeli atomi mozgások számítógépes szimulációja szerint, elsősorban geometriai megszorítások miatt, a lokális atomi környezet (elsősomszéd-környezet) még egyszerű folyadékokban sem teljesen rendezetlen, hanem többé-kevésbé hasonlít a kristályos elsősomszéd-környezetre. Így, ha megkeressük azt az irányt, melynél a tökéletes kristályos környezet a legjobban hasonlít a vizsgált folyadékatom elsősomszéd-környezetére (a szögkorrelációt vizsgáljuk), minden egyes folyadékatomhoz hozzárendelhetünk egy pillanatnyi orientációt. Ez az orientáció időben és térben ingadozik. Ugyanez az eljárás a kristályos tartományokhoz jól meghatározott orientációt rendel. A kristályosodási fronton áthaladva pedig a folyadékbeli véletlenül ingadozó lokális orientáció fokozatosan beáll az adott kristályszemcsére jellemző rögzített irányba. Ha alacsony szimmetriájú (kevésbé szimmetrikus) molekulájú folyadékkal van dolgunk, az orientációs rendparaméter a molekulák pillanatnyi lokális irányultságát adja meg. A szabadenergia kifejezés harmadik összetevőjeként fellépő orientációs szabadenergiát úgy választottuk meg, hogy az hűen reprodukálja ezeket a jelenségeket. Az ebből a tagból eredő orientációs mozgásegyenlet csak azokban a tartományokban vezet rendeződésre, ahol a fázismező eltér a folyadékra jellemző értéktől [3]. Az orientációs rend kialakulásához időt az orientációs mozgékonyaság határozza meg. Ha ez a mozgékonyaság alacsony, akkor gyors megszilárdulás esetén nincs idő a tökéletes orientációs rend kialakítására, s így orientációs hibák, szemcsehatárok képződnek.



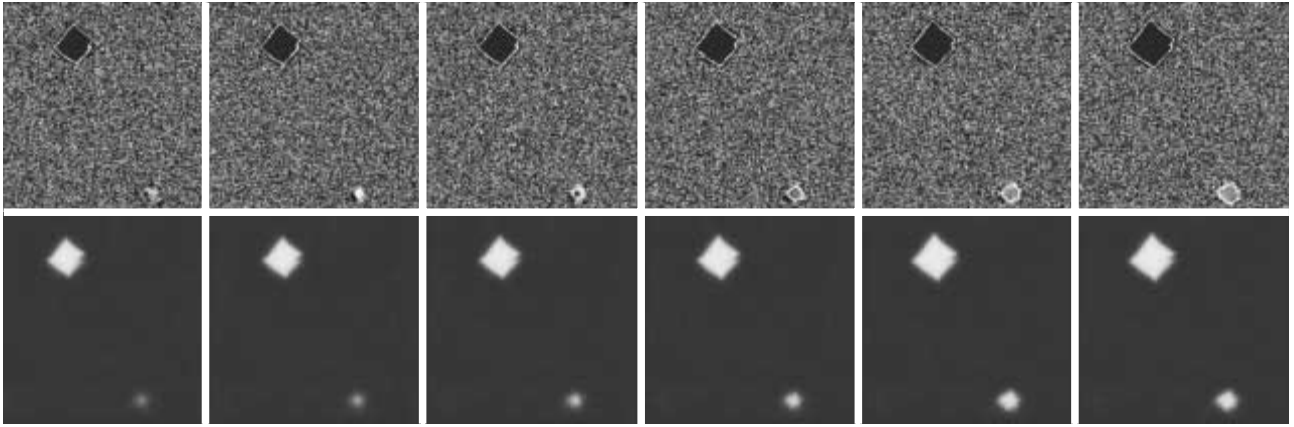
5. ábra. Kristálynukleáció a keménygömb-rendszerben. A nukleációs gát magassága a túlűtött folyadék térkitöltése függvényében. PFT – fázismező-elmélet, CNT – klasszikus nukleációs elmélet, SCCT – önkonzisztens klasszikus nukleációs elmélet. Összehasonlítás céljából az atomisztikus szimulációk (Monte Carlo [11]) eredményét is feltüntettük (körök).

Itt jegyezzük meg, hogy az orientációs mobilitás az orientációs egyensúly kialakulásának időskáláját meghatározó rotációs diffúziós állandóval arányos. Ezzel szemben a növekedési sebességet meghatározó fázismező-mobilitás a translációs diffúziós állandóval arányos. Komplex folyadékokban alacsony hőmérsékleten a rotációs diffúziós állandó jelentősen lecsökken a translációs diffúziós állandóhoz képest. Ennek tulajdonítható a polikristályos növekedési mintázatok megjelenése nagy túlűtéseknel.

A fent említett a folyamatokban alapvető szerepet játszanak a véletlen atomi mozgások. A nemegyensúlyi statisztikus fizika elvei szerint az átlagos viselkedésre származtatott mozgásegyenleteink determinisztikusak. A folyamatok statisztikus jellegének figyelembevételéhez alkalmas „zajt” (megfelelő eloszlású és amplitúdójú véletlen számokat) adunk a mozgásegyenletekhez. Ez a zaj hozzá létre véletlen helyen, időben és orientációval a kritikus méretű kristályszemcséket, melyek aztán a felületi energia anizotrópiája és az anyag-, illetve energiátranszport instabilitásainak megfelelően fejlődnek tovább. Az eltérő orientációjú kristályszemcsék létrejöttének beépítésével egy új világ tárul ki előttünk. Olyan bonyolult polikristályos mintázatok leírása válik lehetővé, melyek modellezése korábban elképzelhetetlennek tűnt [3–7].

Kristálycsíra-képződés a fázismező-elméletben

A komplex megszilárdulási morfológiák tárgyalása előtt érdemes megvizsgálni, milyen pontosság várható ettől a lényegében fenomenologikus leírástól. Minthogy a nukleációs sebesség igen érzékeny az alkalmazott közelítésekre, így a fázismező-elméletet a kritikus fluktuáció tulajdonságainak közvetlen számításával teszteljük. A kritikus fluktuáció instabil egyensúlyi állapotban van a környezetével, ennek megfelelően a szabadenergia szélsőértékének felel meg [3, 5], melyet az alábbi határfeltételek mellett keressük. A távotérben az olvadáspontja alá hűtött, kiinduló folyadék található, míg a fluktuáció közepén, szimmetriamegfontolások alapján, a térgradiensek zéró értéket vesznek fel. Az egykomponensű határeset-



6. ábra. Zajindukált kristálynukleáció a fázismező-modellben a felületi szabadenergia négyfokúsú szimmetriája mellett. Felső sor: orientációs térkép; alsó sor: fázismező-térkép.

ben a szabadenergia-funkcionál mindössze két paramétert tartalmaz. Amennyiben a felületi szabadenergia és a határréteg vastagsága stabil egyensúlyban (ti. az olvadásponton) ismert, akkor ez a két paraméter rögzíthető, és a nemegyensúlyi állapothoz tartozó kritikus fluktuáció tulajdonságai, beleértve a fluktuáció W^* szabadenergiáját is, *illesztő paraméter nélkül* határozhatók meg. Amennyiben ezen a bemenő adatok mellett a nukleációs gát magassága is ismert, az elmélet pontosságának közvetlen ellenőrzésére nyílik mód. Az egyszerű folyadékokéhoz hasonló viselkedést mutató keménygömb-rendszer esetén ez a helyzet. A számítógépes szimulációk alapján a határréteg tulajdonságai (vastagsága [12], ill. szabadenergiája [14]) és a nukleációs gát magassága [11] egyaránt nagy pontossággal ismertek.

Eredményeink arra utalnak, hogy a fázismező-elmélet – illesztő paraméter nélkül – igen jól közelíti a számítógépes szimulációkból adódó W^* értékeket (5. ábra) [5]. Ezzel szemben az anyagtudományban széles körben alkalmazott klasszikus nukleációs elméletben használt *cseppmodell*, amely éles határ és makroszkopikus termodinamikai tulajdonságok feltételezésén alapul, lényegesen alulbecsüli a nukleációs gát W^* magasságát. Ennek oka elsősorban az, hogy a határréteg vastagsága összemérhető a kritikus fluktuáció méretével, s így makroszkopikus kristálytulajdonságok sehol sem figyelhetők meg a kritikus fluktuáció belsejében [5].

A mozgásegyenletekhez adott (termikus fluktuációkat reprezentáló) numerikus zaj segítségével a fázismező-elmélet a nukleáció *szimulálására* is alkalmazható. A 6. ábrán látható pillanatfelvétel-sorozat anizotróp rendszerben történő kristálynukleációt mutat be. Amint véletlen fluktuációval létrejön egy szilárd tartomány a folyadékban, azonnal megindul az orientációs rendeződés. A végső kristálytani orientáció akkor rögzül, amikor a kristályszemcse elegendően nagyvá válik ahhoz, hogy a makroszkopikus kristály-

tulajdonságok kialakuljanak. Ez az automatizmus lehetővé teszi az 1.a és 1.b ábrán látható polikristályos megszilárdulási morfológiák modellezését.

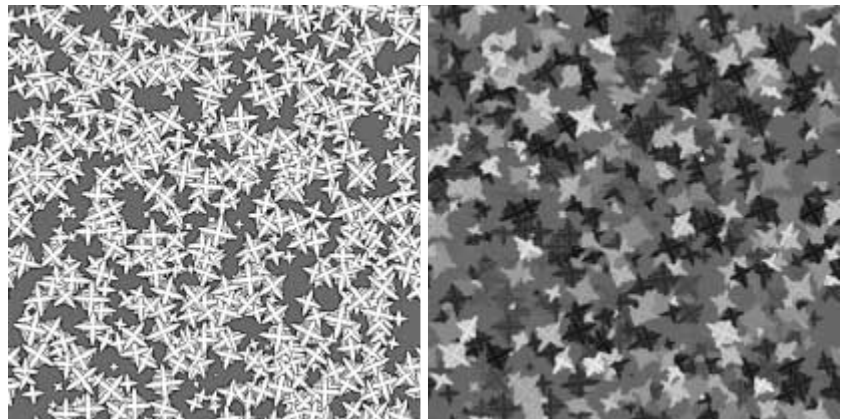
Polikristályos megszilárdulás: versengő nukleáció és szemcsenövekedés

Az állandó nukleációs és növekedési sebesség esetén az X kristályos hányad időfüggése a Johnson–Mehl–Avrami–Kolmogorov-skálázást követi:

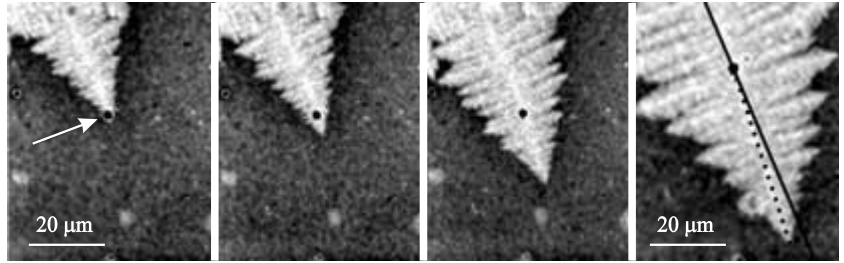
$$X(t) = 1 - \exp\left[-\left(\frac{t}{t_0}\right)^p\right], \quad (2)$$

ahol t_0 a nukleációs és növekedési sebességekkel kifejezhető időállandó, míg $p = 1 + d$ a Kolmogorov-exponens, d pedig a dimenziószám. Az egymással versengő nukleáció és növekedés során képződött mintázatok láthatók a 7. ábrán. A diffúziós instabilitás és a kristályanizotrópia kölcsönhatásával dendrites alakzatok jöttek létre. Mint ahogy a nukleációs sebesség állandó, továbbá a közel paraboloid alakú dendritcsúcs a diffúziós egyenlet állandó

7. ábra. Versengő nukleáció és dendrites növekedés a fázismező-elméletben. Ni-Cu ötvözet 1574 K-en való kristályosítása során készült pillanatfelvételek melyek az összetétel- (balra) és orientációs térképeket (jobbra) ábrázolják. A megszilárdulás végére körülbelül 700 dendrites kristály képződik. A számolás 7000×7000-es rácson (92,1×92,1 μm) történt a felületi szabadenergia 5%-os anizotrópiája mellett.



sebességgel haladó megoldása, a kristályos hányad időfejlődését meghatározó Kolmogorov-exponens értéke két dimenzióban $p = 3$ kell legyen, mellyel egyező értéket kaptunk a fázismező-szimulációk alapján [3]. A diffúziós terükön keresztül kölcsönható kompakt kristályszemcsék „lágy felütközése” esetén – a kísérletekkel összhangban – időfüggő Kolmogorov-exponenst figyeltünk meg, mely az idő előrehaladtával csökkent [3].



8. ábra. A dendritcsúcs szennyező szemcse által okozott eltérítése a kísérletekben (J.F. Douglas és V. Ferreira szívességéből). Vegyük észre a dendrit gerincének és oldalágainak irányváltását, ami új orientáció megjelenésére utal.

Polikristályos növekedési formák

A továbbiakban olyan növekedési formákat vizsgálunk, melyeknél a kristályban levő eltérő orientációjú szemcsék száma növekedés során nő. Az ilyen polikristályos alakzatok létrehozásának egyik módja idegen részecskék (nukleációs ágensek) hozzáadása a folyadékhoz. A polimer rétegeken végzett közelmúltbeli kísérletek arra utalnak, hogy ilyen módon a rendezett szimmetrikus dendritek rendtelenné tehetők [4]. Kanyargó, illetve látszólag nem megfelelő kristálytani irányba növekvő ágak jelennek meg. Ezeket a jelenségeket igen jól reprodukálja modellünk, amennyiben az idegen kristályos részecskéket úgynevezett orientáció-*pinning* centrumok (olyan tartományok a folyadéktérben, ahol a lokális orientáció véletlen, rögzített érték) segítségével reprezentáljuk. A rendezetlen alakzat az idegen részecskék hatására létrejövő *dendritcsúcs-eltérítéssel* jön létre mind a kísérletekben, mind a fázismező-szimulációkban (8. ábra) [4]. Amikor a dendritcsúcs körülöleli az idegen részecskét, szükségképpen nagy energiájú határfelületek is létrejönnek. Ezt a kristály úgy kerüli el, hogy szemcsehatárt hoz létre, és az idegen szemcséhez jobban illeszkedő irányban nő tovább, aminek eredményeképpen polikristályos mintázat jön létre (8. ábra).

Vizsgálataink szerint a dendritcsúcs csak akkor térül el, ha pontosan eltalálja az idegen szemcsét, illetve ha az idegen szemcse nagyobb, mint egy, a dendritcsúcs sugarával összemérhető kritikus méret [4]. A kísérleti és fázismező-szimulációs alakzatokat a 9. ábrán hasonlítjuk össze. A kísérletek agyaggal adalékolt polimer rétegeken történtek a National Institute of Standards and Technology intézet Polimer Osztályán (Gaithersburg, Maryland, USA). A szimulációkat nominálisan azonos körülmények között, de különböző véletlen számokkal végeztük (az MTA SZFKI-ban). A véletlen számok amplitúdója és szórása azonos volt, csak a véletlenszám-generátor inicializálásában tértek el. A bemutatott alakzatokat harminc szimuláció közül a kísérleti mintázatokhoz való hasonlóság alapján választottuk ki. Minthogy ezek az alakzatok a természetben sem ismétlődnek meg, csak statisztikus hasonlóság várható el kísérlet és elmélet között.

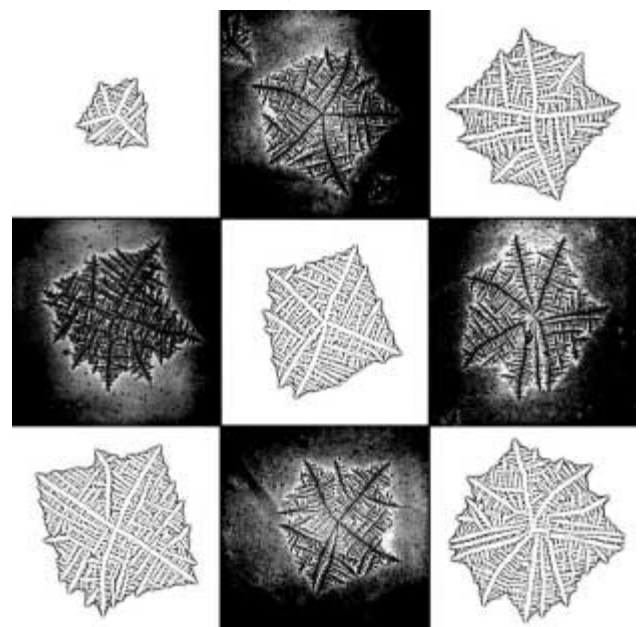
Az idegen részecskék számának növelésével egyre rendezetlenebb alakzatok jönnek létre, és fokozatos átmenet figyelhető meg a szabályos dendrites forma, a „szédelgő” dendritek és a „moszatszerű” (*seaweed*) morfológia között (10. ábra). Ez utóbbi általában az elhanya-

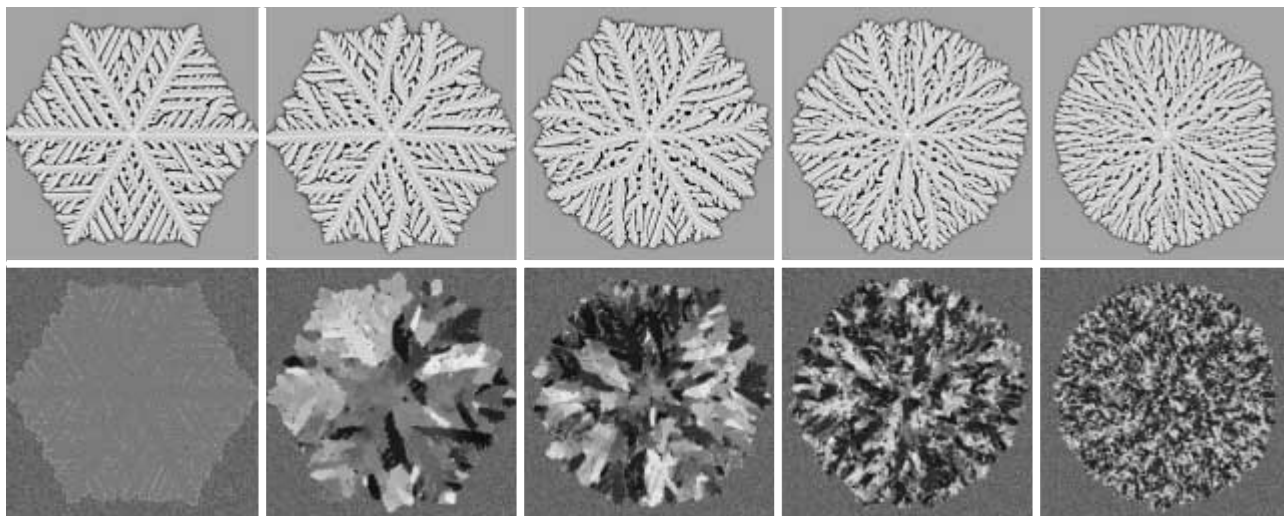
golható kristályanizotrópiával rendelkező rendszerekben figyelhető meg. A dendrites megszilárdulásra képes, anizotróp rendszerekben csak amiatt valósulhat meg, mivel a nagyszámú, kisméretű szemcse anizotrópiájának hatása kiátlagolódik a megszilárdulási front mentén [6].

Érdekes módon hasonló morfológiai átmenet megy végbe akkor is, ha a rotációs diffúziós állandóval arányos *orientációs mobilitást csökkentjük* (11. ábra). Ha az orientációs mobilitás elég kicsi a fázismező mobilitásához képest, akkor a rendszer nem képes egyazon orientációt kialakítani a megszilárdulási front mentén, csupán lokális rendeződés lehetséges, s így részleges orientációs rend fagy be a kristályba (különböző lokális orientációk és a köztük kialakuló szemcsehatárok). Ebben az esetben is a csökkenő szemcseméret okozta kiátlagolódás felelős a globálisan izotróp viselkedés megjelenéséért [6]. A sztatikus (idegen szennyezők) és a dinamikus heterogenitások (befagyott orientációs rendezetlenség) ezen dualitása általános jelenségnek tűnik.

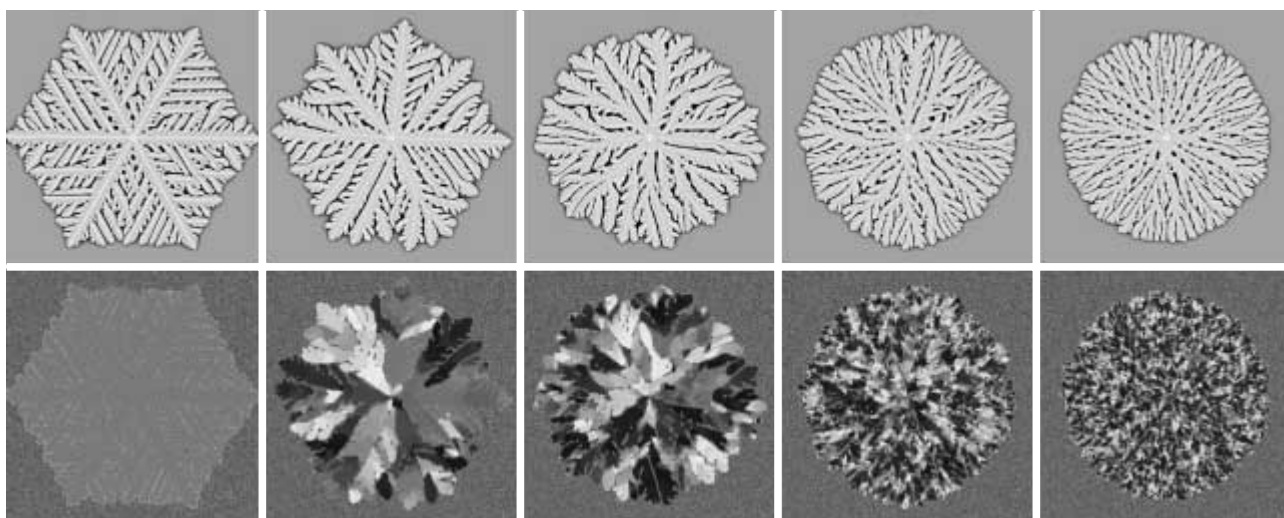
Hasonló okok felelősek az anizotrópia látszólagos elvesztéséért a gyakorlatban használt anyagokban sűrűn előforduló *szferolitos növekedési forma* esetén is (1.d

9. ábra. Rendezetlen („szédelgő”) dendritek a polimer rétegeken végzett kísérletekben (sötét panelek, J.F. Douglas és V. Ferreira szívességéből) és a fázismező-szimulációkban (világos panelek, MTA SZFKI). A szimulációkat 3000×3000-es rácson (39,4×39,4 μm), és 18000 egypixel-es orientáció-*pinning* centrum jelenlétében végeztük.





10. ábra. Morfológiai átmenet az idegen részecskék koncentrációjának növekedésével. Balról jobbra az idegen részecskék száma 0, 10 000, 20 000, 50 000 és 100 000. A szimulációk 1000×1000 rácson ($13,2 \times 13,2 \mu\text{m}$) történtek, a felületi szabadenergia hatfokúsú szimmetriája 2,5%-os anizotrópiája mellett. Felül: összetétel térkép, alul: orientációs térkép.

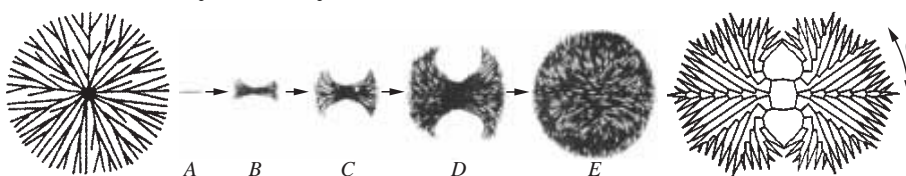


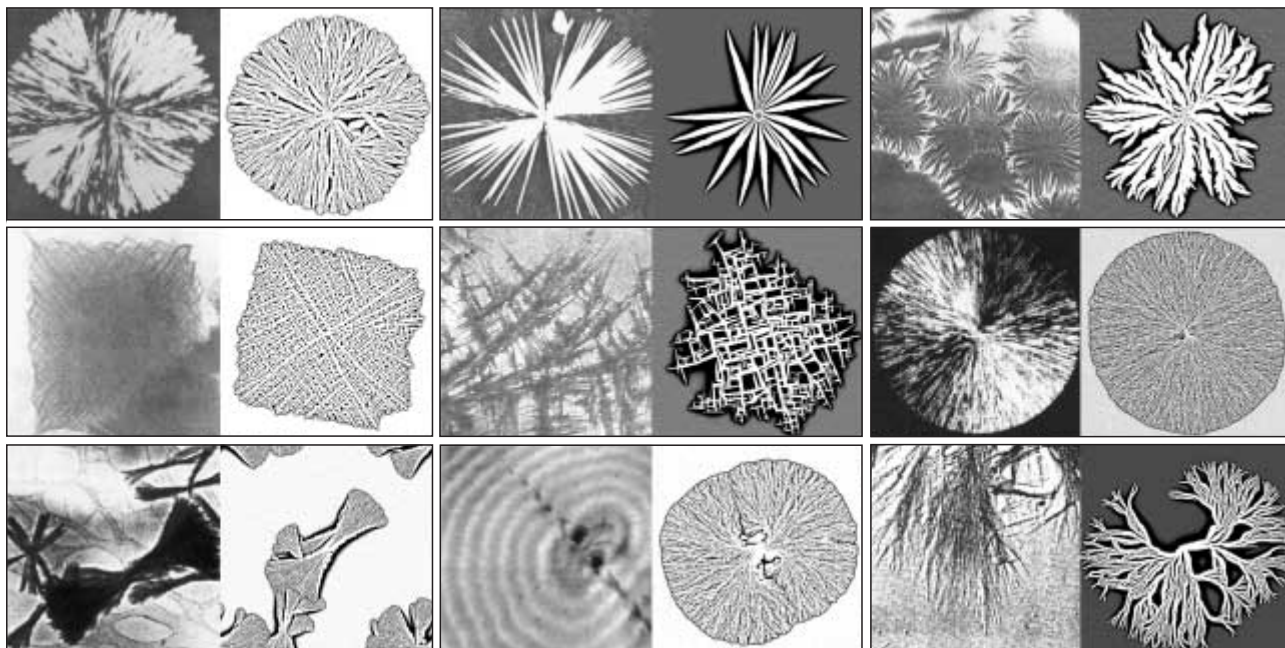
11. ábra. Morfológiai átmenet az orientációs mobilitás csökkenésével. Balról jobbra az orientációs mobilitást 1, 0,089, 0,08, 0,067 és 0,05-ös faktoral csökkentettük. Az egyéb feltételek azonosak a 10. ábrán látható szimulációk során alkalmazott feltételekkel.

ábra). Érdeemes megjegyezni, hogy sferolitnak nemcsak a ténylegesen gömb alakú polikristályos alakzatokat szokás nevezni, hanem azokat is, melyek lazább térkitöltésűek, de az alakzat külső burkoló felülete gömbszerű. A sferolitokat két csoportba osztják (12. ábra): Az 1. kategóriájú sferolitok radiálisan megnyúlt formájú kristályszemcsékből állnak össze, és fejlődésük minden fokozatában gömbszerűek. Ezzel szemben a 2. kategóriájú sferolitok kialakulásakor, egyetlen *tűkristály* végeinek fokozatos, többszöri elágazásával először legyezőszerűen szétterülő végű *kristálykéve* alakul ki, majd további elága-

zással gömbszerű (2 dimenzióban körszerű) alakzat jön létre, melyben a kiinduló tűkristály körül gyakran egy nem kristályos, gyűrű alakú csatorna (2 dimenzióban a kezdeti tűkristály két oldalán nem kristályos „szemek”) figyelhető meg (12. ábra). Mindkét alakzattípus kialakulásában alapvető szerepet játszik a tűkristályok *krisztallográfiai elágazása*, melynek során az új ág meghatározott krisztallográfiai irányban történő orientációváltással és szemcsehatár kialakulásával jön létre (12. ábra). Ennek a mechanizmusnak a modellezésére olyan orientációs szabadenergia-tagot vezetünk be, amelynél az állandó orientációjú növekedés mellett egy második, metastabil minimum is jelen van egy előre meghatározott eltérülési szögben. Így a kristályoknak módjuk nyílik adott szögben történő, véletlen elágazásra. A metastabil minimum mélysége és iránya, valamint a felületi szabad-

12. ábra. 1. és 2. kategóriájú sferolitok sematikus rajza (balra és jobbra), valamint a 2. kategóriájú sferolit kialakulása (A–E panelek közepén).





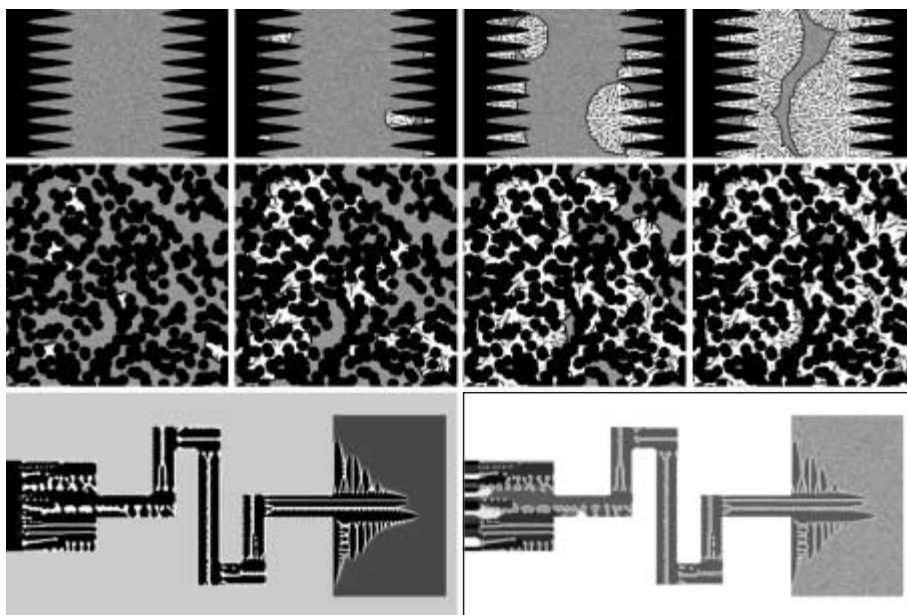
13. ábra. Polikristályos növekedési morfológiák a természetben és a fázismező-modellben. Az egymáshoz tartozó kísérleti és szimulációs alakzatokat párokba rendeztük. Balra a kísérlet látható, jobbra a szimuláció.

energia és a fázismező-mobilitás anizotrópiájának variálásával változatos, a kísérletekben is megvalósuló megszilárdulási morfológiák modellezhetők (13. ábra).

Megszilárdulás fal jelenlétében

Amennyiben a falnál áramlásmentes („no-flux”) határfeltételt írunk elő a fázismezőre (azaz, amikor a fázismező gradienseinek falra merőleges komponense eltűnik),

14. ábra. Megszilárdulás fal jelenlétében. Felső sor: heterogén nukleáció durva (szinuszos) felületen. Középen: megszilárdulás porózus közegben. (Fekete – fal, szürke – folyadék, fehér – megszilárdult anyag.) Alsó sor: megszilárdulás derékszögű csatornában. (Balra: fekete – szolidusz-összetétel, fehér – likvidusz-összetétel, sötét szürke – kezdeti folyadék, világos szürke – fal. Jobbra: a különböző szürke tónusok különféle kristálytani orientációkat jelölnek.)



olyan egyszerű, éles határfelületű falat definiálhatunk [15], melynél a kristály–folyadék határra vonatkoztatott kontaktszög 90° (vagyis a kristály–folyadék határ derékszöget zár be a fallal). Ezt az ötletet a kétalkotós, orientációs mezővel kiegészített modellünkre adaptálva, olyan kémiaileg inert falat kapunk, melynek kristálytani orientációját változtathatjuk. Az így definiált „falak” bevezetésével az idegen részecskéken, durva felületeken történő heterogén kristálynukleációt, illetve a korlátozott térrészekben (porózus anyagban, csatornában) végbemenő fagyási folyamatokat vizsgálhatjuk (14. ábra).

Számítástechnikai igény

Végül megjegyezzük, hogy a fázismező-elméleti szimulációk meglehetősen számításgigényesek. A megfelelő számítástechnikai kapacitás biztosítására az MTA SZFKI-ban felépítettünk egy 76 PC-ből álló számítógépklasztert, melynek további bővítése folyamatban van. A 6., 7., 9–11., 13. és 14. ábrán látható szimulációk mindegyike ezen a klaszteren készült.

Összefoglalás

A fázismező-elmélet általunk kifejlesztett változata lehetőséget nyújt a bonyolult polikristályos megszilárdulási alakzatok leírá-

sára. A modell háromdimenziós kiterjesztése termodinamikai adatbázisokkal, illetve hidrodinamikával összekombinálva a számítógépes anyagtervezés egyik hatékony eszközévé válhat. Ez azonban további komoly erőfeszítéseket igényel.

Köszönetnyilvánítás

Köszönetet mondunk J.F. Douglasnak és V. Ferreironak a 8. és 9. ábrán látható kísérleti felvételekért. Köszönet illeti amerikai társszerzőinket, J.A. Warrent és J.F. Douglast a értékes diskuszióikért. A fenti vizsgálatok az OTKA (T037323), valamint az ESA Prodex (14613/00/NL/SFe, 90109) és ESA PECS (98005) programok támogatásával történtek. Pusztai Tamás megköszöni a Bolyai János-ösztöndíj által nyújtott támogatást.

Irodalom

1. W.J. BOETTINGER, J.A. WARREN, C. BECKERMANN, A. KARMA: *Phase fields simulation of solidification* – Annual Review of Materials Research 32 (2002) 163–194
2. J.J. HOYT, M. ASTA, A. KARMA: *Atomistic and continuum modeling of dendritic solidification* – Materials Science and Engineering R 41 (2003) 121–163
3. L. GRÁNÁSY, T. BÖRZSÖNYI, T. PUSZTAI: *Nucleation and bulk crystallization in binary phase field theory* – Physical Review Letters 88 (2002) 206105-1-4
4. L. GRÁNÁSY, T. PUSZTAI, J.A. WARREN, J.F. DOUGLAS, T. BÖRZSÖNYI, V. FERREIRO: *Growth of "dizzy dendrites" in a random field of foreign particles* – Nature Materials 2 (2003) 92–96
5. L. GRÁNÁSY, T. PUSZTAI, G. TÓTH, Z. JUREK, M. CONTI, B. KVAMME: *Phase field theory of crystal nucleation in hard sphere liquid* – Journal of Chemical Physics 119 (2003) 10376–10382
6. L. GRÁNÁSY, T. PUSZTAI, T. BÖRZSÖNYI, J.A. WARREN, J.F. DOUGLAS: *A general mechanism of polycrystalline growth* – Nature Materials, in print; Advanced Online Publication 8 Aug. 2004, DOI: 10.1038/nm1190.
7. L. GRÁNÁSY, T. PUSZTAI, J.A. WARREN: *Modelling polycrystalline solidification using phase field theory* – Journal of Physics: Condensed Matter, Topical Review, in print
8. L.A. BÁEZ, P. CLANCY: *The kinetics of crystal growth and dissolution from the melt in Lennard-Jones systems* – Journal of Chemical Physics 102 (1995) 8138–8148
9. U. GASSER, E.R. WEEKS, A. SCHOFIELD, P.N. PUSEY, D.A. WEITZ: *Real-space imaging of nucleation and growth in colloidal crystallization* – Science 292 (2001) 258–262
10. F. YONEZAWA: *Glass transition and relaxation of disordered structures* – Solid State Physics 45 (1991) 179–254
11. S. AUER, D. FRENKEL: *Prediction of absolute crystal-nucleation rate in hard-sphere colloids* – Nature 409 (2001) 1020–1023
12. R.L. DAVIDCHACK, B.B. LAIRD: *Simulation of the hard-sphere crystal-melt interface*. – Journal of Chemical Physics 108 (1998) 9452–9462
13. R. KOBAYASHI, J.A. WARREN, W.C. CARTER: *Vector-valued phase field model for crystallization and grain boundary formation* – Physica D 119 (1998) 415–423
14. R.L. DAVIDCHACK, B.B. LAIRD: *Direct calculation of the hard-sphere crystal-melt interfacial free energy* – Physical Review Letters 85 (2000) 4751–4754
15. M. CASTRO: *Phase field approach to heterogeneous nucleation* – Physical Review B 67 (2003) 035412-1-8

MEGEMLÉKEZÉSEK

MAKRANCZY BÉLA 1912–2004

Makranczy Béla ny. főiskolai tanárt, tanszékvezetőt, a Debreceni Köztemetőben 2004. december 10-én helyezték örök nyugalomra.

Jól tanuló, nehéz sorsú diákként végzte el a gimnáziumot szülővárosában, Nyíregyházán. 1935-ben szerzett matematika-fizika szakos középiskolai tanári diplomát a debreceni gróf Tisza István Tudományegyetemen. A III–IV. éven díjtalan gyakornokként az egyetem Fizikai Intézetében dolgozott. Diplomásként meghívott óraadó lett korábbi középiskolájában. A gyermekkorában a műszaki tudományokról álmódzó – és a 20-as években már rádiót építő – fiatalt 1939–1942 között a híres Standard Villamossági Rt. alkalmazta mérnöki, fizikusi feladatok megoldására. Repülőgépek és harckocsik rádiótechnikai berendezéseit tervezte, gyártását vezette. Ezután a debreceni Állami Felsőipariskolában tanított,



majd 1944-ben behívták katonának. Tüzérfőhadnagyként 1945–1947 között megjárta a szovjet hadifogságot is. Hazatérve folytatta tanári tevékenységét. Közben akadémiai ösztöndíjasként kutatómunkáját a debreceni Kísérleti Fizikai Intézetben végezte, 1950-ben doktorált, majd ugyanide nyert adjunktusi kinevezést 1953-ban.

Az alapozó kísérleti fizikai kollégium Elektromosság tan stúdióját oktatta évenként át, laboratóriumi méréseket állított be, gyakorlatokat vezetett. Kutatómunkája során a radioaktív sugárzások vizsgálatával, majd gázkiszülési (trigger) csövek fejlesztésével foglalkozott. Az eredményekről több cikkben adott számot. Vértel kísérletezőként a szükséges műszer-technikai háttérrel önmaga teremtette meg. Közben igazgatóhelyettesként tevékenykedett, és az új intézet tervezésével is foglalkozott. Érdemi része volt a tanszéki épü-

let továbbfejlesztésében, különösen az elavult villamos-hálózat áttervezésében.

Rövid gyakorlóiskolai „kitérő” után ismét a felsőoktatáshoz tért vissza, amikor 1967-ben a nyíregyházi Besenyey György Tanárképző Főiskola ekkor alakuló Fizika Tanszékének vezetője lett. Szívós munkával fejlesztette a tanszékét, amelyen csakhamar kilenc tanár oktatott színvonalas kísérleti háttér segítségével. Vezetésével megindult a tudományos munka, a hallgatók Tudományos Diákköri tevékenysége. Munkásságát 1974-es nyugdíjba vonulása alkalmából a Munka Érdemrend ezüst fokozatával ismerték el.

Kutatás, műszaki tudományok, tanítás – ennek egységében telt élete. Mindegyik hangsúlyos a maga idejében, egyik sem megy a többi rovására. Oktatómunkájában különösen fontosnak tartotta az elméleti megalapozást, a gyakorlati képzést. Az önálló munka, az egész életre szóló is-

meretszerzés igénye elvárás volt tanítványaival szemben. A fizika tanítása, a leendő tanárok felkészítése egyetemi, majd gyakorlóiskolai és főiskolai tevékenységében kiemelt szerepet játszott. Több bizottságban, részben azok vezetőjeként küzdött a tanárképzés színvonalának emeléséért.

Szemléletformáló volt életfelfogása: a hivatás nem napi nyolc órára szól. A fizikusi és a tanári lét mindig és mindenhol vállalható/vállalendő érték, létforma, gondolkodási mód, erkölcsi tartás. Az értelmes, lelkesedéssel végzett munka és család harmonikus egységét valósította meg. Mindehhez derű, jó humor, életszeretet párosult.

Hosszú, küzdelmeivel együtt boldog és hasznos életet élt. Emlékét kegyelettel megőrizzük.

Raics Péter

Debreceni Egyetem, Kísérleti Fizikai Tanszék

Hadbázy Tibor

Nyíregyházi Főiskola, Fizika Tanszék

EMLÉKÜLÉS SZIGETI GYÖRGY AKADÉMIKUS SZÜLETÉSÉNEK 100. ÉVFORDULÓJA ALKALMÁBÓL

2005. január 26-án az MTA Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Kutatóintézete és az Eötvös Loránd Fizikai Társulat együttes rendezésében, az MTA II. emeleti Nagytermében került sor az emlékülésre nagyszámú hallgatóság részvételével.

Kroó Norbert akadémikus megnyitója után *Bartha László* tartott előadást *Szigeti György, az intézetalapító* címmel. Ezt követően került sor a *Szigeti Györgyről* és munkatársairól az 1967–1974 között készített 8 mm-es amatőr mozifilmjeim vetítésére. A CD-t az OMIKK közreműködésével *Huszár János* készítette.

A vetítést 15 perces megemlékezések követték Szigeti György életművéről. *Vámos Zoltán*, a GE Consumer and Industrial cég technológiai igazgatója tartott előadást *Szigeti akadémikus szerepe a Tungstram fényforrásfejlesztésében* címmel. Előadásában kiemelte Szigeti György és *Bay Zoltán* 1939-es történelmi szabadalmát, az első elektrolumineszcens fényforrást, majd méltatta Szigeti akadémikus meghatározó szerepét a fénycsövek kifejlesztésénél.

A következő 9 előadást a Szigeti-iskola munkatársai tartották, akiket Szigeti György vett fel igazgatóként a Tungstram területén, a Bródy Imre Laboratóriumban működő, időközben változó nevű intézetekbe. *Bay Zoltán* utódként Szigeti György vezette 1949-ig a Tungstram Kutatólaboratóriumát, 1950–1953 között a Távközlési Kutatóintézet 2. sz. laboratóriumát irányította, majd 1953–1958 között az általa alapított Híradástechnikai Ipari Kutatóintézet igazgatója volt, az MTA Műszaki Fizikai Kutatóintézet megalakulásáig. Az utóbbi intézetet 1975-ig, nyugalomba vonulásáig irányította. Az előadások azokkal a témákkal foglalkoztak, melyeket Szigeti György indított és igazgatóként is vezetett, illetőleg amelyek az ő hatékony támogatásával indultak. A témák jelenleg is folyta-

tódnak, természetesen mai feladatokkal. Az emlékülés nem foglalkozott a volfrámkutatásokkal, melyeket Szigeti György maximálisan támogatott, de irányítását *Millner Tivadar* akadémikusra bízta.

Barna Árpád Elektronmikroszkópiai módszerek a vékonyréteg- és felületfizika számára címen tartott előadásában ismertette az általa kifejlesztett in situ transzmissziós elektronmikroszkópiai kísérleti vizsgálati módszereket, majd szólt a legújabb vékonyítási, ionmarásos módszerekről és nagyértékű eszközökről. Az utóbbiakat a Technoorg-Linda Kft. gyártja és a világ számos országába exportálja.

Barna Péter előadásában beszélt arról, hogy *Pócza Jenő* (elhunyt 1975-ben) javasolta egy elektronmikroszkóp beszerzését és a vékonyréteg-kutatások indítását annak felismerésével, hogy a vékonyrétegek alapelemei lehetnek új technológiáknak és eszközöknek. A nagyberuházást Szigeti György valósította meg 1963-ban egy korszerű, 100 kV-os JEOL elektronmikroszkóp beszerzésével. Az MFKI jogutódja az MFA jelenleg egy 300 keV-es mikroszkóppal, 1,7 Å feloldással dolgozik. *Pócza Jenő* és munkatársai 1965 és 1977 között megjelent közleményeit a Science Citation Index még 2004-ben is idézi.

Beleznay Ferenc Félvezetőfizika című előadásában áttekintette az MFKI–MFA főbb eredményeit. A téma az MFKI alapításával indult. Kiemelkedő eredmény volt az első hazai tranzisztor, melyért Szigeti György *Bodó Zalán*nal (elhunyt 1988-ban) és *Szép Ivánnal* (elhunyt 2002-ben) megosztva 1959-ben Kossuth-díjat kaptak. A később Széchenyi-díjas *Ferenczi Györgyöt* (elhunyt 1993-ban) Szigeti akadémikus vette fel az MFKI-ba. A találmányainak gyártására alakult Semilab Kft. ma is nagyértékű műszereket exportál.

Lumineszcencia című előadásomban Szigeti György saját, fő témájáról szóltam. Szigeti György teljes publikációs (63) és szabadalmi (53) listáját az [1] irodalom tartalmazza. Ennek túlnyomó része lumineszcencia és fényforrások témában született. Én 1948 óta voltam Szigeti György munkatársa elhunytáig, 1978-ig. Doktorandusznak vett fel Bay Zoltán [2] és irányított Szigeti György osztályára. Szigeti akadémikus és munkatársainak rendkívül nagyszámú publikációját igen sok hivatkozás ismeri el. A már említett 1939-es SiC szabadalom után Szigeti György 1954-től irányította az elektrolumineszcencia-kutatásokat 1970-ig. Fő eredménye a fénycsövek hazai kifejlesztése, beleértve az 1947-ben legkorszerűbb fényport, bevonatot, katódot, gázkiszűrést és azok gyártásba adását. Ezek főként szabadalmakban jelentek meg 1958-ig. A sikeres fejlesztés nagymértékben támaszkodott az alap kutatásokra. Csupán Bodó Zalán 1951-es *Acta Physica Hungarica* cikkére utalok, mely a kvantitatív diffúz optika megalapítását eredményezte, és melyre még 2003-ban is található hivatkozás a Science Citation Indexben. A ZnS elektrolumineszcencia téma 1970-ben kifutott. Szigeti György a III–V félvezető heteroátmenetekre tért át. Ezek fotolumineszcencia-vizsgálatait ma is folytatja az MFA.

A szünet után az ELFT *Szigeti György és az Eötvös Loránd Fizikai Társulat* című megemlékezésére került sor, melyet Kovács Ádám főtitkárhelyettes távollétében Bartha László olvasott fel.

Menyhárd Miklós Felületfizika című előadásában beszámolt arról, hogy hazánkban a felületfizikai kutatásokat Szigeti György indította el 1968-ban. Javaslatunkra nagyértékű LEED-UHV berendezést vásárolt az MFKI, melyet már 1973-ban Auger-spektrométerre fejlesztettünk Szigeti akadémikus támogatásával. Az Auger-spektrometria (AES) ma is élő kutatási téma, számos sikeres alkalmazott kutatásra került sor (W, vékonyrétegek, acélok stb.). Az MFA jelenlegi kutatásaival világszinten kiemelkedő eredményeket ért el a mélységi elemzés feloldása terén Barna Árpád ionágyújával. MFKI–MFA alap kutatási eredmény a rugalmas elektronszórás spektrometria (EPES), mely az elektronok szabad úthosszának mérését eredményezte.

Mojzes Imre Mikrobullámú félvezetők című előadásában számolt be a Gunn-dióda sikeres kifejlesztéséről, melyet még Szigeti György kezdeményezett. A Gunn-dióda számos, MFKI fejlesztésű mikrohullámú berendezésben nyert alkalmazást.

Rónainé Pfeifer Judit Félvezető heteroátmenetek című előadásában az 1970 óta eredményesen folytatott heteroátmenet-kutatások főbb eredményeit ismertette, melyek a félvezető lézerhez vezettek.

Schanda János Világítástechnika című előadásában a Nemzetközi Világítástechnikai Bizottság (CIE) hazai történetéről szólt, melynek Szigeti György is tagja volt. Az MFKI világítástechnikai kutatásai a fényforrás kutatás-fejlesztését szolgálták.

Serényi Miklós a III–V félvezető diódák (LED) és lézerek kifejlesztését tekintette át, szólt az infravörös spektrometriában alkalmazott, a teljes spektrumot átfogó lézerekről.

A tudományos előadások után *Stubnya György*, OMIKK főigazgató-helyettes az OMIKK-ban Szigeti Györgyről munkásságáról jelenleg készített CD-t ismertette, mely tartalmazni fogja az emlékülés elején bemutatott filmet is.

Az emlékülés *Bársony István*nak, az MFA igazgatójának zárszavával ért véget, melyet távollétében *Pécz Béla* igazgatóhelyettes olvasott fel.

Az ismertetett kilenc téma Szigeti akadémikus elhunytá után is sikeresen folytatódott. Ezt igazolja a nagyszámú irodalmi hivatkozás. A munkák idézése még 30–50 év után is azok értékállóságát bizonyítja. Sajnálatos, hogy az ELFT 1991-ben megjelent *Fejezetek a magyar fizika elmúlt 100 esztendejéből (1891–1991)* című kiadványának *Fizika Újpesten* című fejezetében nem adott helyet Szigeti Györgynek és iskolájának.

Gergely György

Irodalom

1. NAGY E., KÓNYA A.: *Szigeti György* – Fizikai Szemle 29/1 (1979) 25
2. GERGELY GY.: *Szigeti György öröksége. Szigeti György és Bay Zoltán. Megemlékezés Szigeti György balálának 25. évfordulójáról* – Fizikai Szemle 44/1 (2004) 25

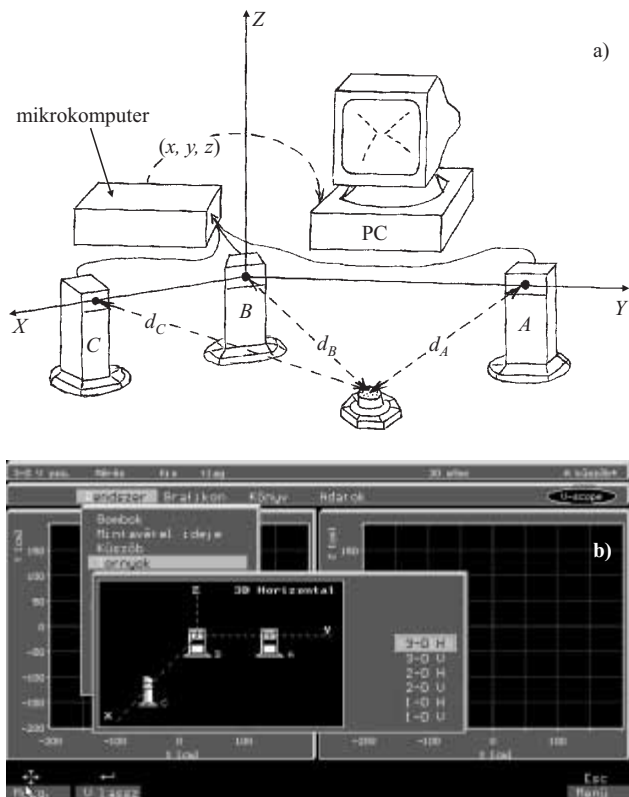
A FIZIKA TANÍTÁSA

HELY- ÉS IDŐMÉRÉS, ADATFELDOLGOZÁS V-SCOPE ÉS SZÁMÍTÓGÉP ALKALMAZÁSÁVAL

Erlicsné Bogdán Katalin, Nyíregyházi Főiskola
Dede Miklós[†], Darai Judit, Demény András, Debreceni Egyetem

A fizika tanítása ma már nem képzelhető el mérőkísérletek nélkül. Az évszázadok alatt feltárt fizikai törvényeket nem egyszerű kinyilatkoztatásként tárjuk a tanulók elé, hanem végigjárjuk velük azt az utat, amit a nagy elődök

már megtettek. De mivel tudjuk, hogy hol vannak kátyúk és göröngyök, azokat kikerültetjük tanulóinkkal. Mérési eszközeink és módszereink is mások már, de a felfedezés öröme még így is megadatik nekik, ha szemlélőként vagy



1. ábra. a) A V-Scope rendszer. b) 3-D horizontális rendszer.

öntevékenyen maguk is részesévé válnak a törvényfeltárás folyamatának. Ehhez olyan eszközöket és módszereket kell találnunk, amelyek felkeltik és ébren tartják érdeklődésüket a téma iránt, ugyanakkor elegendően pontos adatokhoz jutunk általuk. A mai diákok a videotechnika és a számítógép világában nőnek fel, számukra csak érdekesség lehet a kis tartályból egyenlő időközönként lecseppenő víz, vagy a homokóra, de hosszabb ideig nemigen lenne türelmük időmérő eszközként használni ezeket. A zsúfolt tananyag, a tanulók napirendje és a mérésekkel szemben támasztott követelmények is gyorsabb, pontosabb mérőeszközöket kívánnak. Különösen fontos a megfelelő mérőeszköz a mechanika törvényeinek feltárása, illetve a mozgásállapot-változást eredményező kölcsönhatások vizsgálata, bemutatása során. Ilyenkor olyan adathalmazzal kell rendelkezünk, amelyből megtudhatjuk, hogy a mozgó test mikor hol tartózkodott. Nem túl gyors, hosszú ideig tartó mozgásoknál a *metronómütésre* húzott krétajel, vagy az *ecsetes inga* által a mozgó testre rögzített papírcsíkra festett vonalak is elegendő pontosságúak lehetnek, de rövid ideig tartó, gyors változásoknál, mozgásoknál legtöbbször nem szolgáltatnak elegendő számú és elég pontos adatokat a kiértékeléshez. Ehhez olyan eszközöket kell használnunk, amelyek egyidejűleg alkalmasak idő- és nyomjelzésre. Ilyenek például az ötven herzes váltakozó áram segítségével előállított *jód- vagy kénporcsíkok*, amelyek 0,02 másodpercenként nyújtanak információt a (legtöbbször kijelölt pálya mentén mozgó) testek helyzetéről [1, 3]. Sokkal kényelmesebb adatfelvételi lehetőséget nyújtanak az utóbbi néhány évtizedben széles körben elterjedt *stroboszkópos felvételek*, ahol a síkban mozgó testeknek már nem kell magukkal

vonszolniuk az írószerkezetet. A nyomképet a nyitott blendével, egyenlő időközönként készült felvételek szolgáltatják [2–4]. Tanári és tanulói kiértékelésre egyaránt alkalmas módszer. A nyomképről vonalzó vagy mérőszalag segítségével szerzünk távolságadatokat, miközben időegységnek a vaku két felvillanása közötti időintervallumot tekintjük. A félvezető-technika megjelenése és elterjedése lehetővé tette az úgynevezett *fénykapus méréseket*, amelyek kezdetben elektromos stopper, majd a számítógép segítségével szolgáltatott adatokat a kiértékeléshez [3, 5]. A német iskolákban használt úgynevezett *Glasfabrbahn* mechanikai jeleket alakító elektromos jeleké a kiskocsiba épített, piezoelektromos tulajdonságot mutató nyomásérzékelő bélyeg segítségével, majd az adatokat személyi számítógéppel dolgozzák fel [6].

Az előbb felsorolt eszközök hátránya, hogy csak síkbeli mozgások kiértékelését teszik lehetővé, továbbá vagy az időre, vagy a helyre vonatkozó adatunk, esetleg mindkettő pontatlan. A fenti hátrányokat igyekszik kiküszöbölni a térbeli mozgások vizsgálatára is alkalmas az Izraelben több mint húsz éve kifejlesztett, s tanszékünkön közel tíz éve használt demonstrációs és mérőeszköz, a *Vektorscope* (V-Scope) [7]. A továbbiakban ennek az eszköznek egyik felhasználási lehetőségét szeretnénk ismertetni.¹

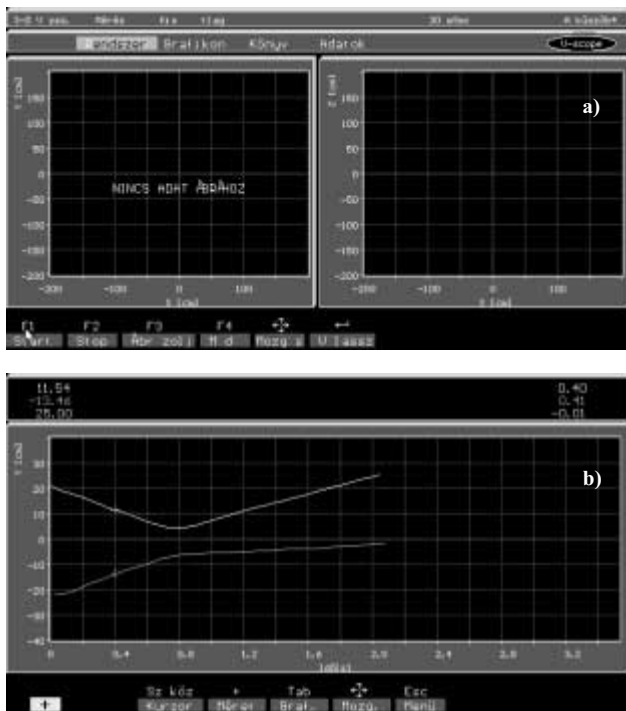
A V-Scope rendszer felépítése és működési elve²

A *V-Scope rendszer* központi eleme a V-Scope mikroszámítógép, amelyhez három torony csatlakozik. A mozgó testek helyzetét a rájuk rögzített gombok segítségével tudjuk megállapítani (1. ábra). Az eszközhöz mellékelt derékszögű sablon, állványok és egyéb apró tartozékok segítik, hogy pontos mérési adatokhoz jussunk. Térbeli mozgások vizsgálatánál a tornyokat egy Descartes-féle derékszögű koordináta-rendszer origójában, illetve annak két tengelyén helyezük el (3-D horizontális rendszer, 1.b ábra). Síkbeli vagy egyenes vonalú mozgásoknál elegendő két, illetve egy tornyot használni. A rendszer működtetéséhez szükség van még egy IBM-, vagy ezzel kompatibilis személyi számítógépre, ebben legalább 640 KB memóriára és egy színes monitorra.

A *tornyok és a gombok* tulajdonképpen adó-vevő készülékek. A tornyok infravörös adókészüléket és ultrahangvevőt tartalmaznak, a mozgó testhez rögzített gombokban pedig infravörös vevőkészüléket és ultrahangadót helyeztek el. A tornyok néhány milliszekundumonként infrasugarakat bocsátanak ki, ezeket a gombok ér-

¹ Olyan kísérlet leírásával mutatjuk be a V-Scope-pal végezhető mérés és adatfeldolgozás folyamatát, amely körülményeiben hasonlít a *Fizikai Szemle* 1973/6. számában megjelent, stroboszkópos kiértékelésre épülő *Newton törvényei fényképeken* című dolgozatban ismertetett kísérletekhez [2]. Ezzel egykori tanárunkra és kollégánkra, *Dede Miklósra* szeretnénk emlékezni, aki 1997-ben bekövetkezett halála előtt néhány hónappal részt vett a V-Scope-pal végzett kísérletekben, és tanácsaival segítette munkánkat.

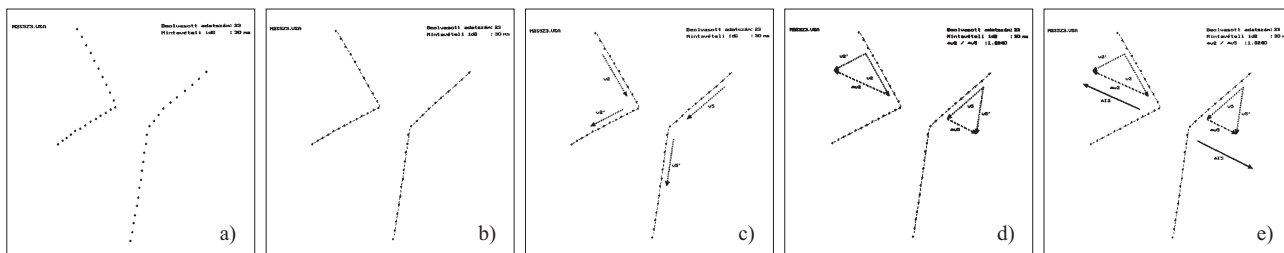
² A rendszer működési elvéről a *Fizikai Szemle* 1995/11. és 2004/10. számában már olvashattunk ismertetést [8, 12], így mi csak általános bemutatásra és kiegészítésekre szorítkozunk e téren.



2. ábra. Információs ablakok a monitoron. a) „Mérés” üzemmód. b) „Nézd újra!” üzemmód.

zékellik, és nyomban ultrahangot sugároznak, amelyet a toronyok érzékelnek. A *mikroszámítógép* „Mérés” üzemmódban (2.a ábra) ellenőrzi és irányítja a toronyok működését, elindítja a kimenő jeleket, fogadja és feldolgozza a beérkezőket. Az infravörös sugár kibocsátása és az ultrahang beérkezése között eltelt idő alapján tizedmilliméter pontossággal meghatározza a torony–gomb távolságokat (d_A , d_B , d_C), és a háromszögmódszer segítségével kiszámolja a gombok térbeli helyzetét (x , y , z) a Descartes-féle derékszögű koordináta-rendszerben. A három gomb helyzetét a rendszer ciklikusan, egyenlő időközönként állapítja meg. Az adatokat elküldi a személyi számítógéphez. A *személyi számítógép* tárolja a mintavételi időt és mindhárom gomb (x , y , z) koordinátáját egy, a V-Scope által használt *.vsd kiterjesztésű állományban. Ezekből az adatokból a kísérlet befejezése után a számítógép megfelelő matematikai eljárással kiszámítja az $\mathbf{r}(t)$, $\mathbf{v}(t)$, $\mathbf{a}(t)$ vektorokat. A tárolt adatok birtokában a mérési adatokat, a mozgás nyomképét, a helykoordináták, a sebességkomponensek, gyorsuláskomponensek időfüggését ábrázoló grafikonokat bármikor megtekinthetjük a kísérlet újbóli elvégzése nélkül. Ehhez a „Nézd újra!” üzemmódot kell használnunk (2.b ábra)

3. ábra. A 2. sz. és 5. sz. korongok ütközése: a) az ütköző korongok nyomképe, b) az ütköző korongok pályája, c) az ütköző korongok sebessége, d) az ütköző korongok sebességváltozása és e) az ütköző korongok impulzusváltozása.



A V-Scope rendszer lehetőséget ad arra is, hogy az adatokat *ASCII-kódban* mentjük el. Ekkor egy *.vsa kiterjesztésű állományt kapunk, amelyet felhasználhatunk *egyéni igények szerinti feldolgozás* céljából. A Turbopascal vagy a MAPLE programozási nyelv segítségével kibővíthetjük a V-Scope kínálatát.

A V-Scope az órai demonstrációban és a tanulók önálló munkájában

Órai demonstráció során a kísérlet elvégzése után azonnal elemezhetjük a kísérletet tetszőleges szempontok szerint. Ebben sokat segít, hogy a képernyőn a gombok színének megfelelő színnel jelennek meg a nyomképek és a grafikonok. A „Nézd újra!” menüpontban a *kurzorral* a kívánt helyre állhatunk, és az információs ablakban leolvashatjuk a test helyzetét, illetve mozgását jellemző fizikai mennyiségek *koordinátáit*, valamint a pillanatnyi *időértékeket* (2.b ábra). Kiválaszthatjuk, hogy az adatok melyik tartománya alkalmas további feldolgozásra, illetve eldönthetjük, hogy meg kell-e ismételnünk a kísérletet.

Ha van *multimédiához* alkalmas hardverrendszerünk, a monitoron látható nyomképeket, grafikonokat vetítővászonon is megjeleníthetjük, vagy videoszalagra, CD-re, DVD-re rögzíthetjük. Az eredeti élő kísérletekről készült videofelvételek, valamint a V-Scope és a számítógép által előállított ábraanyag felhasználásával oktatófilmet vagy távoktatásban használható multimédiás tananyagot is szerkeszthetünk. Tehát a V-Scope olyan körülmények között is felhasználható az oktatásban, ahol nem állnak rendelkezésünkre a kísérleti eszközök, vagy a didaktikai feladat nem indokolja a kísérlet elvégzését. Ha a számítógéphez nyomtatóval csatlakozunk, kinyomtathatjuk és a tanulók kezébe adhatjuk a V-Scope segítségével vagy a számítógéppel készített egyéb feldolgozások eredményeként megjelenő ábrákat, grafikonokat is. A tanulók önálló (otthoni vagy iskolai) munkáját azzal is segíthetjük, hogy a V-Scope programot számítógépükre telepítjük és a mérési adatokat tartalmazó állományokat rendelkezésükre bocsátjuk. Így feladatul adhatjuk a V-Scope által készített grafikonok elemzését, a kiértékelésre alkalmas adatintervallum meghatározását és a 3. ábrán bemutatott nyomképek, vektorok szerkesztését.

Mivel a V-Scope a testek térbeli helyzetéről tizedmilliméter pontosságú adatokat szolgáltat, nagyon alkalmasnak látszik a mechanika törvényeinek feltárására hivatott kísérletsorozat adatainak felvételére és feldolgozására.

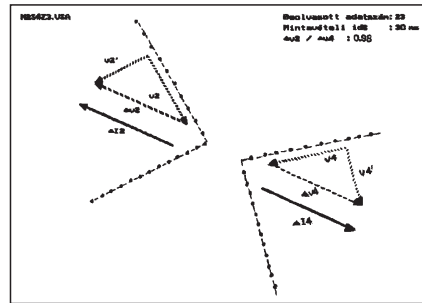
A tömeg és az impulzus fogalmának kialakítása V-Scope segítségével

A *tömeg fogalmát* már sokan és sokféleképpen próbálták bevezetni: vagy a köznapi jelentésnek megfelelő anyagsűrűségre utaló tömegfogalom, vagy a szintén köznapi jelentéssel bíró, a testek tehetetlenségére utaló tömegfogalom kialakítása történik a fizikatanítás során. Az utóbbi elgondolás sok elméleti szakember (kutató) és fizikatanár felfogásával egyezik: a tömeget mint a testek tehetetlenségének mértékét definiálják [2, 8–10]. A V-Scope ehhez, vagyis a *kölcsönhatás során bekövetkező mozgásállapot-változásra* építő fogalomalkotáshoz ad segítséget. A kísérletsorozat ugyanakkor a *lendületmegmaradás törvényéhez* is elvezet.

Legegyszerűbb az egy síkban mozgó, egymással ütköző testek mozgásállapot-változását vizsgálni. Az adatfelvételt, az adatrögzítést és a mérési adatok feldolgozásának jelentős részét elvégzi a V-Scope rendszer. Nekünk az a feladatunk, hogy biztosítsuk az elegendően pontos adatfelvételt, és az adatok kiértékeléséhez olyan eszközökkel és módszerekkel járuljunk hozzá, amelyek a célul tűzött fogalmak és törvények kialakításához vezetnek. Elsőként biztosítanunk kell, hogy a kísérletek során vizsgált testek zárt mechanikai rendszert alkossanak, vagyis a Föld és az alátámasztás, valamint a környező közeg együttes hatása elhanyagolható legyen. Ezért *kísérleteinket vízszintes, légpárnás asztalon végezzük* [2]. A kísérletek során 6 mm vastagságú, $4 \cdot 4 \cdot 2^{1/2}$, $4 \cdot 3^{1/2}$, illetve 8 cm sugarú plexikorongok *páronkénti ütközését* vizsgáljuk a legkülönbözőbb kezdeti feltételek mellett. Hogy a testek helyzetéről pontos információt szerezhessünk, az adóvevő gombokat a korongok közepére illesztjük. A rendszert úgy állítjuk be, hogy a légpárnás asztal síkja az (X, Y) sík legyen. Így, ha a korongok az asztal (X, Y) síkjában mozognak, a mérési adatok között a korongok tömegközéppontjainak (K_x, K_y) koordinátái is szerepelnek. Ha a továbbiakban a korongok helyzetéről beszélünk, akkor a tömegközéppontjaik (X, Y) síkbeli koordinátáira gondolunk. A mintavételi idő 30 ms.

A korongok pályájának megjelenítésére a V-Scope rendszer fel van készítve. A nyomkép megjelenése a képernyőn hitelessen teszi a kísérletet és a későbbi számításokat, de a kvantitatív kiértékeléshez ez kevés. Ezért a V-Scope által szolgáltatott adatokat *.vsa állományba mentjük el, s innen hívjuk elő a számítógépes feldolgozáshoz. Ennek során egy Turbopascal programozási nyelven megírt program segítségével megjelenítjük a képernyőn a tömeg fogalmának kialakításához szükséges mérési adatokat, a belőlük kiszámolt és megszerkesztett fizikai mennyiségeket. A *vektormennyiségek* jelölésére *félkövér, dőlt betűket* (\mathbf{a} , \mathbf{b} , ... stb.) használunk.

A 3. ábrán a mintegy száz elvégzett ütközési kísérlet egyikének megjelenítési fázisai láthatók. A 3.a ábra az ütköző korongok nyomképét mutatja. A 3.b ábrán azok az egyenesek láthatók, amelyeket a nyomképre – a legkisebb négyzetek módszerével – illesztettünk. A 3.c ábrán a korongok ütközés előtti \mathbf{v} és ütközés utáni \mathbf{v}' sebességei láthatók. A 3.d ábra az ütköző korongok $\Delta\mathbf{v}$ sebességváltozását mutatja. A képernyő jobb felső sarkában a



4. ábra. A 2. sz. és 4. sz. korongok sebesség- és impulzusváltozása.

kölcsönható partnerek sebességváltozásainak hányadosa olvasható. Példánkban a 2. sz. és az 5. sz. korong ütközött, az ábrákon erre utalnak az indexek. Jól látható, hogy a két test sebességváltozása párhuzamos és ellentétes irányú. Az ábrából leolvasható, hogy a két test sebességváltozásának aránya:

$$\frac{|\Delta\mathbf{v}_2|}{|\Delta\mathbf{v}_5|} = 1,824.$$

A kísérletet több korongpárral többször is elvégezve, a 3.d ábrához hasonló eredményre jutunk. A mérések, számítások és szerkesztések alapján a következő megállapításokat tehetjük a párkölcsönhatásban résztvevő testekre vonatkozóan:

1. A kölcsönhatásban résztvevő két (A és B) test *sebességváltozása ellentétes irányú*:

$$\Delta\mathbf{v}_A \uparrow \downarrow \Delta\mathbf{v}_B;$$

2. A kölcsönható partnerek *sebességváltozásainak hányadosa a testpárra jellemző állandó*, nem függ a kölcsönhatás módjától:

$$\frac{|\Delta\mathbf{v}_A|}{|\Delta\mathbf{v}_B|} = \text{konst.}$$

3. A testpárokra jellemző állandók nem függetlenek egymástól. Ha az A és B test kölcsönhatásában bekövetkező sebességváltozások nagyságának aránya n , és a B és C testek kölcsönhatásában bekövetkező sebességváltozások nagyságának aránya k , akkor az A és C testek kölcsönhatásában fellépő sebességváltozások nagyságának aránya nk . Azaz,

$$\text{ha } \frac{|\Delta\mathbf{v}_A|}{|\Delta\mathbf{v}_B|} = n, \text{ és } \frac{|\Delta\mathbf{v}_B|}{|\Delta\mathbf{v}_C|} = k, \text{ akkor } \frac{|\Delta\mathbf{v}_A|}{|\Delta\mathbf{v}_C|} = nk.$$

Azt a testet, amelynek a párkölcsönhatásban kisebb a sebességváltozása, köznapi kifejezéssel élve tehetetlenebbnek nevezzük. A tehetetlenség a testek tulajdonsága, a jellemzésére szolgáló fizikai mennyiség a tömeg. *A tömeg a test tehetetlenségének mértéke, jele: m* . Ezek alapján kijelenthetjük, hogy annak a testnek nagyobb a tömege, amelynek a párkölcsönhatás során kisebb a sebességváltozása. Kiválaszthatunk egy testet (*tömegetalon*), amelynek a tömegét egységnyinek tekintjük: $m_0 = 1$ te. Ez kísérletünkben lehet például a 2. sz. korong: $m_2 = 1$ te. A többi test tömegéhez az

$$m_i = \frac{|\Delta \mathbf{v}_2|}{|\Delta \mathbf{v}_i|} \cdot 1 \text{ te.}$$

Példaként idézett kísérletünkben a 2. sz. és az 5. sz. test ütközött. A sebességváltozások nagyságának hányadosa 1,824, vagyis az 5. sz. test tömege 1,824 te. A 2. sz. és a 4. sz. test ütközése esetén (4. ábra) a sebességváltozások nagyságának hányadosa 0,98, a hibahatáron belül 1-nek vehető. Így azt mondhatjuk, hogy a 2. sz. és a 4. sz. korong egyformán tehetetlen, vagyis tömegük (közel) egyenlő. Nemzetközi megállapodás szerint a *tömegetalon* 1 kg tömegű ($m_0 = 1 \text{ kg}$). Ütközési kísérletek alapján a többi test tömegét az

$$m_i = \frac{|\Delta \mathbf{v}_0|}{|\Delta \mathbf{v}_i|} \cdot 1 \text{ kg}$$

összefüggés szerint kapjuk.

A 3. tapasztalat biztosítja, hogy ha két testnek meghatároztuk a tömegét a tömegetalonnal való ütközések révén, akkor az így meghatározott tömegek hányadosa helyesen adja az egymással ütköző testek sebességváltozásának arányát:

$$\frac{|\Delta \mathbf{v}_2|}{|\Delta \mathbf{v}_5|} = \frac{m_5}{m_2}.$$

Megadhatjuk a tömeg definícióját a tömegetalonnal való hivatkozás nélkül is: az A test tömege n -szerese a B test tömegének, ha ütközésük során a B test sebességváltozásának nagysága n -szerese az A test sebességváltozásának, azaz

$$\frac{m_A}{m_B} = n, \text{ ha } \frac{|\Delta \mathbf{v}_B|}{|\Delta \mathbf{v}_A|} = n.$$

Az empiriához folyamodva, digitális mérleggel is megmértük a 2. és 5. sz. korong és a rájuk rögzített adó-vevő gombok együttes tömegét és kiszámítottuk hányadosukat:

$$\frac{m_5}{m_2} = 1,816$$

érték adódott, ami alig fél százalékos eltérést mutat az ütközés során bekövetkezett sebességváltozások nagyságának hányadosától:

$$\frac{|\Delta \mathbf{v}_2|}{|\Delta \mathbf{v}_5|} = 1,824.$$

Tehát a mérleggel történt tömegmérés eredményét elfogadhatjuk.

Most visszatérhetünk a kísérletek grafikus feldolgozásához, és megtekinthetjük a 3.e ábrát. Ezen az látható, hogy a párkölcsönhatásban résztvevő korongok sebességváltozásának és tömegének szorzata két egyenlő nagyságú, ellentétes irányú vektor: $m_2 \Delta \mathbf{v}_2 = -m_5 \Delta \mathbf{v}_5$. Ez az eredmény adódik a többi testpárra is. Általában igaz:

$$m_A \Delta \mathbf{v}_A = -m_B \Delta \mathbf{v}_B.$$

Ha a sebességváltozásokat a kölcsönhatás előtti \mathbf{v} és kölcsönhatás utáni \mathbf{v}' sebességekkel fejezzük ki, az

$$m_A(\mathbf{v}'_A - \mathbf{v}_A) = -m_B(\mathbf{v}'_B - \mathbf{v}_B),$$

illetve átrendezés után az

$$m_A \mathbf{v}'_A + m_B \mathbf{v}'_B = m_A \mathbf{v}_A + m_B \mathbf{v}_B$$

egyenlethez jutunk.

Az itt szereplő $m\mathbf{v}$ vektormennyiséget az m tömegű, \mathbf{v} sebességű tömegpont *impulzusának* (lendületének) nevezzük és \mathbf{I} -vel jelöljük. Ezek után kísérleti tapasztalatainkat az alábbiak szerint összegezhettük:

1. párkölcsönhatásban mindkét korong impulzusa megváltozik.

2. Az impulzusváltozások egyenlő nagyságúak és ellentétes irányúak:

$$\Delta \mathbf{I}_A = -\Delta \mathbf{I}_B.$$

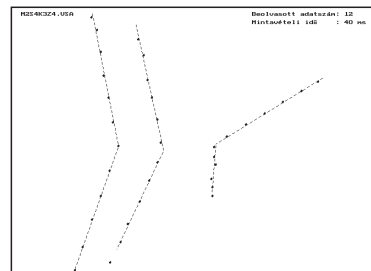
3. A két korongból álló rendszer összes impulzusa nem változik:

$$\mathbf{I}_A + \mathbf{I}_B = \mathbf{I}'_A + \mathbf{I}'_B.$$

Így eljutottunk a *párlölcsönhatásra vonatkozó impulzusmegmaradás törvényéhez*.

Jelen kísérleti körülmények között (a rendszer három helyzetjelző gombbal rendelkezik) legfeljebb három testre vonatkozóan tudunk megállapításokat tenni. Az 5. ábrán olyan ütközési kísérlet nyomvonalai láthatók, amelyben három kölcsönható partner vett részt (két egymáshoz rögzített és egy magányos korong ütközött). Ekkor az összeillesztett korongok tömegközéppontjának „nyomvonalát” kell megszerkesztenünk, és a sebesség- és impulzusváltozás-vektorokat is ehhez kell rendelnünk. Természetesen nemcsak haladó mozgást, hanem forgó- vagy rezgőmozgást, illetve tetszőleges – az érzékelő gombok sérüléséhez nem vezető – mozgást végző testekre vonatkozóan is végezhetünk méréseket. Feltárhatunk különböző (gravitációs kölcsönhatásra, rugalmas kölcsönhatásra, közegeellenállásra, súrlódásra vonatkozó) erőtvényeket. Mivel a V-Scope rendszer néhány milliszekundumonként tízedmmilliméter pontosságú adatokat szolgáltat a testek helyéről, a segítségével feltárt és igazolt törvényeket a newtoni mechanika leírására elfogadhatjuk.

5. ábra. Három ütköző korong nyomvonala.



Irodalom

1. Demonstrációs alapkészlet az általános iskola 6–8. osztályos fizika tanításához – TANÉRT, Budapest, 1983.
2. DEDE M., DEMÉNY A., JUHÁSZ S.: *Newton törvényei fényképeken* – Fizikai Szemle 23/6 (1973) 44
3. *Fizikai kísérletek gyűjteménye* (szerk.: Jubász A.) – Tankönyvkiadó – TypoTEX, Budapest, 1992.
4. R. WODINSKI, H. WIESNER: *Einführung in die Mechanik über die Dynamik* – Physik in der Schule (Berlin) 32/4,5,6 (1994)
5. W. OEHME, G. SCHNELLENBERG: *Annäherung der Durchschnittsgeschwindigkeit an die Augenblicksgeschwindigkeit – ein experimentelles Problem?* – Physik in der Schule (Berlin) 31/11 (1993) 389
6. H.-D. KOLWIG, V. RICHTER: *Computerunterstützte Experimente in der Mechanik mit der Glasfabrban* – Physik in der Schule (Berlin) 31/2 (1993) 61
7. Lipman Electronic Engineering Ltd.: *Owner's Guide VS-100* – Ramat-Hahayal, Israel, 1995.
8. M. RONEN, A. LIPMAN: *A vektorszóköp* – Fizikai Szemle 54/11 (1995) 395
9. G. SHORTLEY, D. WILLIAMS: *Principles of College Physics* – Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, New Jersey, 1967, pp. 52–55
10. DEDE M.: *Mechanika I.* – Tankönyvkiadó, Budapest, 1991.
11. P. WOLFRAM: *Bemerkungen zum Begriff „Masse“ in der Schulphysik* – Physik in der Schule (Berlin) 33/2 (1995) 51
12. FARKAS ZS.: *A vektorszóköprendszer alkalmazása a kinematikában* – Fizikai Szemle 54/11 (2004) 345

MINDENTUDÁS AZ ISKOLÁBAN

FRAKTÁLOK

Ha körülnézünk a szobánkban, elsőre csupa ismerős, szabályos, „euklideszi” formát látunk: az asztal lábai hasáb vagy henger alakúak, a teteje egy négyzet, vagy téglalap, a kicsit komplikáltabb tárgyak, mint például egy telefon vagy számítógép is néhány egyszerű forma kombinációjából áll. Persze ha szemünk rátéved a falon függő tájképre, már változik a helyzet, hiszen azon általában mindenféle kusza, cizellált formák is előfordulnak: a felhők pereme többnyire nagyon kacskaringós, és a bokrok, fák, hegygerincek ábrázolásai is gazdag, szabálytalan részleteket tartalmaznak.

Tehát az ember egyszerű, szabályos alakú tárgyakat készít, de az élő és élettelen természetben tipikusan nem szabályos, egyszerű formák fordulnak elő, hanem sokkal jellemzőbb rájuk a sok kis részlet, az adott szabályszerűség szerint ismétlődő mintázat. A komplikált alakzatok geometriájának ugyanis megvannak a saját törvényei. Döntő többségük *önbasonló*, ami azt jelenti, hogy egy kis részletük közelről nézve olyan, mint az egész objektum.

Képzelnünk el egy tipikus, nagyméretű fakoronát, ahogy az télen kinéz: nagyon bonyolult, hiszen sok ezer kisebb-nagyobb ágat tartalmaz. Ha most képzeletben kiragadjuk a fa valamelyik ágát, és éppen annyival nézzük közelebből, mint ahányszor kisebb, mint az eredeti fa, akkor nagyjából (úgy mondjuk: statisztikai értelemben véve) ugyanazt látjuk, mintha az eredeti fát néznénk. Ezt a tulajdonságot hívjuk *önbasonlóságnak*, és a tipikus *fraktálok önbasonlóak*. Ha ugyanezt valamilyen egyszerűbb alakzattal próbáljuk megcsinálni, nagyon mást tapasztalunk. Vegyünk például egy számot, a 8-at. „Középtávolságról” egy értelmes jelet, magát a számot látjuk. Ha kivágjuk egy részét, akkor vagy egy kis x-szerűséget, vagy valamiféle görbe vonaldarabot kapunk. Aztán meg, minél közelebből nézzük (minél kisebb darabját vágjuk ki), annál inkább kezd hasonlítani az, amit látunk, egy egyenes vonaldarabkára. Ezeket azután hiába nagyítjuk fel az eredeti 8-as méretére, az alakjuk teljesen más lesz.

A mellékelt képet ennek a cikknek az írása közben készítettem (lementem az utcára és kerestem egy a célnak megfelelő fát, majd egy képszerkesztővel kivágtam és felnagyítottam belőle részeket), ezzel is próbálván demonstrálni, hogy mennyire spontán módon kerülhetünk kapcsolatba fraktálokkal, és győződhetünk meg geometriájuk önhasonlóságáról.

Ha most a hagyományos eszközeinkkel jellemezni akarnánk a fa geometriáját, és a burkolójára koncentrálnánk, gömbszerűnek neveznénk, míg ha az ágacskákat tartanánk jellemzőbbnek, akkor inkább a vonal fogalmát használnánk, bár nyilvánvaló, hogy a valódi szerkezet valahol a kettő között van. A gömb háromdimenziós, a vonal egydimenziós, de hány dimenziós a fa koronája? Képzelnünk most el, hogy az alakzataink kis egységekből állnak. Ha most összehasonlítjuk, hogy egy kétszer akkora lineáris kiterjedésű vonalban hányszor több részecske van, azt találjuk, hogy kétszer annyi. Egy kétszer akkora kiterjedésű (átmérőjű) gömbben pedig nyolcszor annyi részecske van, mert a közönséges objektumokban levő részecskék száma $N(L)$ (tömegük, térfogatuk) a kiterjedésük (L) egész számú hatványával nő:

$$N(L) \sim L^d \quad (d = 1, 2 \text{ vagy } 3),$$

ahol \sim az arányosság jele. Ha azonban most elképzelnünk, hogy a fa koronájának egyre nagyobb kiterjedésű részeiben határozzuk meg a „részecskék” számát (az ágakat úgy tekinthetjük, mintha egységnyi térfogatú kis részekből áll-



nának), azt tapasztaljuk, hogy az így mért részecskeszámra (tömegre, térfogatra) az alábbi összefüggés áll fent:

$$N(L) \sim L^D,$$

ahol D egy tört szám valahol 1 és 3 között. Ez a szám tört (latinul *fractio*), és az alakzat tömegének mérésére használt formulánkban ott szerepel, ahol euklideszi alakzatokra a közönséges dimenzió, ezért D -t *fraktáldimenzió*nak nevezzük. Egy fa jellegű, nagyon komplikált, önhasonló alakzat dimenziója tehát tört szám. Ezt nehéz elképzelni, de ugyanakkor ésszerűnek is tűnik. Az eredmény, amit a dimenzióra kapunk, ugyanis valahol a vonalra jellemző 1 és a gömbre vonatkozó 3 között van, és valóban, ez igaz arra a benyomásra, amit a fa koronája kelt bennünk.

Ha csak a fák és a felhők volnának fraktálszerkezetűek, valószínűleg nem volna az érdeklődés olyan nagy az ilyen fajta geometria iránt. Azonban számos olyan fizikai és élővilágbeli folyamat van, amelyek fraktáltulajdonságai meghatározóak a hétköznapjaink szempontjából is. Az áramlásokkal és az általuk nagyban befolyásolt időjárás-sal kapcsolatos jelenségek számos törtdimenziójú struktúrát generálnak. Elég a turbulens folyadékok által kirajzolt komplex örvénymintázatokra vagy a rövid, de középtávon is véletlenszerűen fluktuáló, rendkívül részletgazdag hőmérsékleti grafikonokra gondolnunk. De a tőzsei árfolyamok ingadozása is fraktálgörbét rajzol ki.

De a fraktálok jelentőségét leginkább talán azzal lehet érzékeltetni, hogy számba vesszük, hányféle fraktálalakzat létezik mindannyiunk testében. A fák szerkezetéhez hasonlít érhálózatunk, és sokszorosan elágazó nyúlványokkal rendelkező idegsejtjeink is. A fraktáltulajdonság az időben is megjelenik. Egy adott idegsejt pillanatszerű elektromos impulzusokat produkál, úgy mondják, tüzel. Megfigyelték, hogy ezeket az impulzusokat időben (tehát egy vízszintes tengely mentén) ábrázolva fraktál ponthalmazzal rajzolnak ki.

Egy nemrég felfedezett biológiai példával zárom a természetben előforduló fraktálokra vonatkozó illusztrációk sorát. Bizonyára sokan gondolják, hogy a gekkók azért tudnak a falakon vagy függőleges üvegfelületen is szaladni, mert a lábuk végén valamiféle szívókorongok vannak. Valójában azonban másról van szó. A gekkók lábujjainak végén amolyan mikroszkopikus fastruktúráként több szinten át elágazó, a végső lépcsőben már nanométeres tartományig vékonyuló bolyhok (ágacsok) vannak, és ezek a mikroágacsok illeszkednek bele azokba a mikroszkopikus hasadékokba, amelyek minden felületre jellemzőek, hiszen – miért is lenne épp ez másképp – megmutatható, hogy nagyon közelről nézve szinte minden felület fraktálgometriájú.

Vicsék Tamás

ELTE, Biológiai Fizika Tanszék

VÉLEMÉNYEK

A FÖLD FELSZÍNÉN MÉRT GRAVITÁCIÓS ERŐTÉRVÁLTOZÁS NAPFOGYATKOZÁS ÉS ÚJHOLD ALKALMÁVAL

Gobbi István
Budapest, rpke@inf.elte.hu

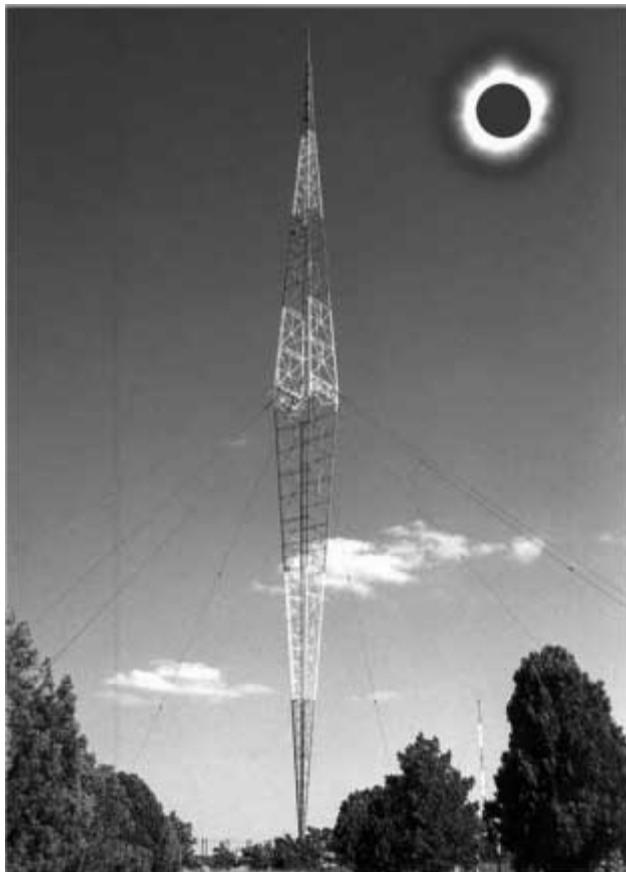
A „Magyari-effektus”

Még az 1961. évi napfogyatkozás idején a hazai műsor-szóró rádiózás kiváló úttörője, *Magyari Endre* (az első magyar villamosmérnök-doktor) saját elgondolását követve megfigyelte, hogy az akkor, február 15-én reggel bekövetkezett napfogyatkozás mintegy két és fél órányi tartama alatt a budapest-lakihegyi rádióadó 314 m magas antennatornya, mutatóként követte a Nap előtt elvonuló Holdat körülbelül 30 cm-es kilengéssel. Ismételt megfi-

gyelést már csak Magyari halálát követően, az 1999. évi eklipszis alkalmával végezhetünk el az önként, *ad hoc* összeállt munkatársakkal, többek között ugyanannál az adótoronynál. Így készült az *1. ábrán* látható fotomontázs. Már önmagában ezen kontrollmegfigyelések pozitív eredménye is indokoltá teszi, hogy ezt a napfogyatkozások idején megfigyelhető jelenséget „Magyari-effektus” néven említsük, és tegyük közismertté. Annál is inkább, mert – téves nézetek mellett – többen is tagadták a jelenség létezését, és sokan nem is tudtak róla.

Magyari azonban még az 1961. évi észlelését követő beszámolójában elkövette azt az ismeretelméleti hibát, hogy a jelenség, észlelés, megfigyelés és tézis sorrendje helyett előrebocsátotta a teóriát. Ezt azonban még a hatvanas évek elején, előadását követően olyan tudományos tekintély, mint a relativitáselméletet is eredményesen művelő *Novobátsky Károly* professzor, valamint az akkor még fiatal *Marx György* hozzászólásukban megcáfolták.

A *Fizikai Szemle* Szerkesztő Bizottsága az 1972-ben meghirdetett *Vélemények* sorozatát az olvasók kérésére tovább folytatja ez évben is. A Szerkesztő Bizottság állásfoglalása alapján „a Fizikai Szemle feladatául vállalja, hogy teret nyit a fizikai kutatásra és a fizika oktatására vonatkozó véleményeknek, ha azok értékes gondolatokat tartalmaznak és építő szándékúak, függetlenül attól, hogy egyeznek-e a lap szerkesztőinek nézetével, vagy sem”. Ennek szellemében várjuk továbbra is olvasóinknak, várjuk a magyar fizikusoknak leveleit.

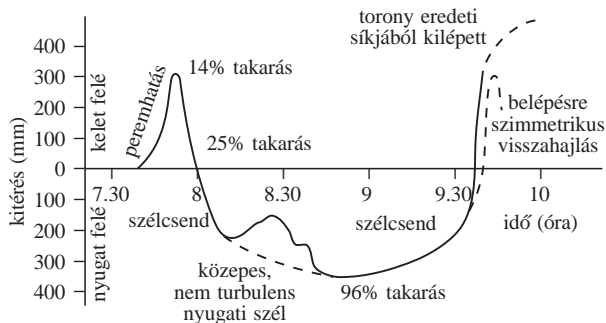
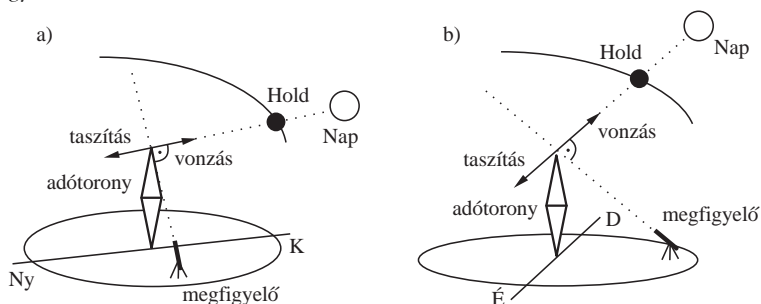


1. ábra. Napfogyatkozás a lakihegyi adótoronynál (fotomontázs).

Magyari e helytálló bírálatok ellenére azonban – mint azt a továbbiakban látni fogjuk – szerencsénkre mégis publikálta elméletét, s ha nem is fizikai jellegű folyóiratban, de kiváló mérnökként, méltán megérdemelt műszaki tekintélyének köszönhetően technikai, illetve angol nyelvű kereskedelmi kiadványokban tehette közzé gondolatait [1, 2]. Az idézett magyar nyelvű cikke végén, Magyari mintegy „függelék” gyanánt közli az általa végzett mérések tapasztalati előzményeit, melyek bennünket cikke jóval későbbi elolvasása után készítettek kontrollvizsgálatra.

A 2. ábrán Magyari és munkatársai által az 1961. évi napfogyatkozás alkalmával megmért torony mozgásának lefolyását láthatjuk. Ezt a mérést még az 1999. évi napfogyatkozás idején munkatársainkkal mi is reprodukáltuk, bár kritikusával egyetértésben Magyari teóriáját mi sem fogadjuk el.

3. ábra. A Hold és a Nap vázlatos helyzete, a) az 1961-es és b) az 1999. évi megfigyelésekkor.



2. ábra. Magyariék 1961. évi mérése.

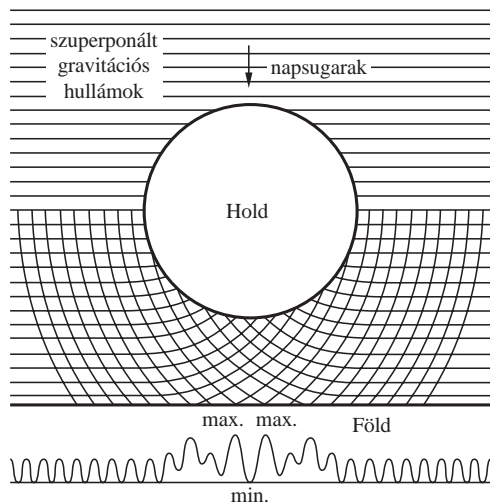
Újabb feltevés a „Magyari-effektus” értelmezésére

A 2. ábrán bemutatott diagram e sorok írójában *intuitíve* azt a benyomást keltette, hogy a közölt görbe valamiféle *interferencia*, illetve ennek komplementer párja, a *hullámdiffrakció* jelenségének *csonka* képe csupán. (Az interferenciát a hullám útjában álló keskeny rés, a diffrakció jelenségét, pedig az ugyancsak hullámelhajlást előidéző akadály hozza létre.) Feltételezhetjük tehát, hogy a mérés eredménye valamiféle hullámjelenséget tár fel, és egy újabb méréssel meg kell találnunk a csonka diagram két szélének folytatásait is, melyet a Nap és a Föld közé belépő Hold idéz elő a hullámelhajlás által. A 3.a és 3.b ábrán az adótorony, a Hold és a Nap helyzete látható vázlatosan az 1961. és az 1999. évi megfigyelések idején.

A 4. ábrán munkatársammal, *Gyulai Márton Árpáddal* vázlatosan szemléltettük a napsugarak irányában haladó hullámfront elhajlását a Hold peremén. Alatta a hullám intenzitáseloszlását ábrázoltuk, feltéve, hogy a hullámhossz jóval rövidebb, mint a Hold átmérője. Kísérletileg ez azt jelentette, hogy e megállapítást követő legközelebbi napfogyatkozás alkalmával jóval hosszabb időtartamú mérést végezzünk Magyari méréseihez képest, s így több minimum- és maximumhelyet találhasunk. Amennyiben ez méréssel kimutatható, valóban hullámjelenséggel állunk szemben. A 3. ábrán az 1961. és 1999. évi Föld–Hold–Nap helyzetek láthatóak a mérések időpontjában.

Iménti gondolatunk bizonyítékát az jelentette, hogy az akkoriban fellépő legközelebbi napfogyatkozás idején, azaz 1999. *augusztus 11-én* nem csupán a lakihegyi nagy adótoronynál, hanem kontrollvizsgálatként az ország más adóállomásainál is végeztünk méréseket. Így a *szombathely-gyöngyöshermáni* és a *siófok-balatonszabadi* adótoronyok megdőlését is mértük a napfogyatkozás alkalmával a székesfehérvári Geodéziai Főiskola által készíttéssel rendelkezésünkre bocsátott teodolitokkal, valamint az *Antenna Hungária* mint tulajdonos szíves jóváhagyásával.

Szombathely *Kámon* városnegyedében *Molnár László* saját javaslata alapján az ottani gyárkémény dőlését figyelte meg napfogyatkozás közben. Ily módon a Dunántúlon is nyomon követhettük az egész Európán



4. ábra. A napsugarak irányában haladó hullámfront elhajlása a Hold peremén. Alul a hullám intenzitáseloszlása.

áthaladó eklipszis vándorlását, illetve annak a tornyokra gyakorolt hatását (5. ábra). Ebben az volt a meglepő, hogy az építészetileg homogénebb alkotás is reagált az égi hatásra.

Asztrális hullámdiffrakció kimutatása az 1999. évi napfogyatkozás alkalmával

Az említett mérőállomások tapasztalatai igazolják ugyan a naptakarás idején megfigyelhető hullámdiffrakció jelenségét, de ezt az effektust legkiemelkedőbben a budapest-lakihegyi adótorony indikálta az 1999. évi napfogyatkozás idején. A lakihegyi torony mint indikátor érzékenységét azzal magyarázhatjuk, hogy a 314 méter magas torony talpóján nincs rögzítve, hanem két, egymással szemben álló félgömb alakú porcelánszigetelőkre támaszkodik (6. ábra, a kísérleteket megtekintő diákok az antennához kristálydetektort kapcsolva hallgatják a 314 méter magas torony által felfogott adóállomásokat).

A torony stabilitását ennek középmagasságában rögzített, nyolc kifeszített acélsodrony biztosítja (1. ábra). A lakihegyinél alacsonyabb tornyok csúcspontjuknál ter-

6. ábra. A 314 m magas torony talpóját két, egymással szemben álló félgömb alakú porcelánszigetelőkre támaszkodik.



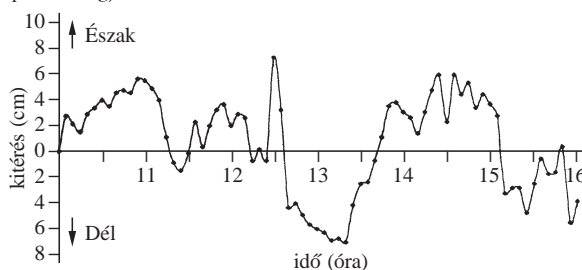
5. ábra. Az egész Európán áthaladó, 1999. augusztus 11-i eklipszis vándorlása.

mészetenesen kisebb kilengést végeznek, sőt a szombat-bely-gyöngyöshermáni 60 m magas, négy lábánál Eiffel-toronyyszerűen rögzített adótorony mozgása Varga Ádám és Geosits Zita igen pontos mérései által sem volt kimutatható. Mégis, a tornyok indikációra alkalmas voltát négyből három építmény bizonyította.

Az 1999. augusztus 11-i napfogyatkozás alkalmával a teljes naptakarás a nyári időszámítás (NyISz) szerint valamivel 13 óra után következett be. Ahhoz, hogy a torony elhajlását megmérhessük, már órákkal a teljes naptakarás előtt, majd után is el kellett végezzük a torony megdőléseinek mérését. Ez a megfigyelés a székesfehérvári Geodéziai Főiskola jóvoltából kölcsönzött teodolitokkal történt, augusztus 11-én 10 és 16 óra között. A pontos mérések eredménye a 7. ábrán látható Szabó János Zoltán, Bugyik József, Kovács Sándor és id. Neuberger Béla mérései alapján. Ez a diagram hasonló a Magyariféléhez azzal a különbséggel, hogy esetünkben a fő hullámvölgytől jobbra és balra a diffrakcióra jellemző kisebb púpok is megjelentek, feltevésünknek megfelelően. Nyomon követhető volt tehát, ahogy a Hold megközelítette a Nap peremét, majd eltakarta a Napot, és ismét túllépett a Nap korongján.

Megjegyezzük, hogy a 7. ábrán vázolt görbére szuperonált kisebb amplitúdójú, de egész számú többszörös-ként megjelenő hullámok az eklipszis elvonulásával is fennmaradnak. Ezt a jelenséget már korábban, mint önálló vibrációt Saxl és Allen is megfigyelte [3].

7. ábra. Az 1999. augusztus 11-én 10 és 16 óra közötti mérés eredménye. A fő hullámvölgytől jobbra és balra a diffrakcióra jellemző kisebb púpok is megjelentek.



A „Magyari-effektus” hullámtermészetére vonatkozó mérések

Év – megfigyelt jelenség	Mérő személyek	Kiértékelt hullámhossz ² (m)	Százalékos eltérés
1961 – napfogyatkozás	Magyari–Kulin ¹	22 425	-2,1
1999 – napfogyatkozás	Szabó Z., Bugyik J., Kovács S., id. Neuberger B.	23 400	+2,1
2002 – újhold	Nagy G., ifj. Neuberger B.	21 273	-7,7

¹ A mérőállomást *Kulin György* csillagász állította be, de a mérés idejére Bulgáriába ment, ahol az eklipszis megfigyelése csillagászatilag kedvezőbb volt. (id. *Neuberger Béla* közlése, aki a mérésnél mint a lakihegyi rádióadó egykori főmérnöke nyújtott segítséget.)

² Az 1–2. mérés hullámhosszátlaga $\lambda = 22912,5$ m.

A hullámhossz mérése

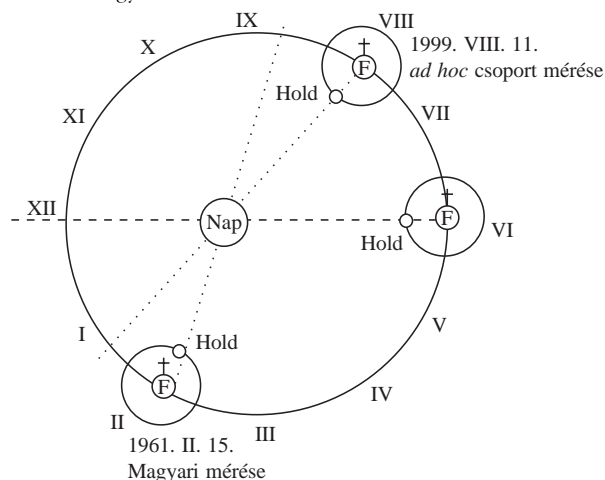
A jelenség hullámtermészetének felismerését követően viszonylag könnyen meghatározhatjuk magát a hullámhosszúságot is a

$$\frac{\lambda}{D_H} = \frac{\Delta s}{R_H}$$

aránypárból (ennek részletes levezetését lásd [4]). Imént közölt képletünkben D_H a Hold Földünk felől nézett átmérője, Δs a két elsőrendű minimum helyének távolsága a Földön, R_H a Hold és a Föld felszínének távolsága, λ pedig a hullámhosszúság ugyancsak méterben mérve. Ez utóbbi általunk mért adatokból számított értéke az 1. táblázatból olvasható ki. A táblázatban hitelesség okából a mérést végző személyek nevét ugyancsak feltüntettük.

Megfigyeléssel és méréssel ellenőriztük, hogy a lakihegyi adótorony szabályos mozgását sem a szél, sem a hőmérséklet változása nem idézte elő. A *toronyelhajlás tebát* – szerintünk – a Nap és Hold együttállásának, valamint a hullámjelenség, azaz *diffrakció következményének tekinthető*.

8. ábra. A hullámok haladási irányvonalai – bizonyos hibával – a Napban metszik egymást.



Az 1. táblázatban az 1–2. és a 3. mérési eredmények eltérése a Hold megváltozott helyzetéből adódott.

Mérés újhold alkalmával

Mivel a holdpálya síkja az eklipszis és az újhold idején egymástól nem tér el lényegesen, *feltételeztük, hogy újhold alkalmával hasonló batást mutatbatunk ki, mint napfogyatkozás esetén*. Elgondolásunkat a későbbi idők folyamán nem is egy alkalommal igazolhattuk újholdak időpontjában. Ezek egyikét mérték korszerű, automatikus teodolittal *Nagy Géza* és *ifj. Neuberger Béla*

munkatársaink, mint ahogy eredményeik az 1. táblázat harmadik sorában is láthatóak.

A most utóbb említett mérés alkalmával Magyarországon nem volt napfogyatkozás, vagyis a mérés eredménye valóban az újhold által előidézett diffrakció lehet.

A hullámforrás naprendszerünkben maga a Nap

Megállapítható, hogy a hullámfrontra merőleges irány a Nap irányvonalával esik egybe. Ennek alapján vázoltuk fel a 8. ábrát. Ehhez természetesen figyelembe vettük a csillagászati időszámítást. Eredményül azt kaptuk, hogy bizonyos hibával a hullámok haladási irányvonalai a Napban metszik egymást, vagyis *az általunk mért sugárzás forrása a Nap*. Ugyanakkor feltételezhetjük a toronyelhajlások alapján, hogy a sugárzás hullám formájában terjed, és a tárgyban, melybe ütközik, villamos eltolási áramokat hoz létre.

Feltevésünket szelektív mérővevővel kísérletképpen ellenőriztük is, és meglepően kis frekvenciát, átlagban körülbelül 13 kHz értéket mértünk. Ezt az értéket az 1. táblázatban is megadott 22912,5 m hullámhossz értékével szorozva $2,9786 \cdot 10^8$ m/s-ot kapunk, azaz a fénysebességet.

Következtetések

A fentebb összefoglaltak alapján korántsem tekinthetjük véglegesen tisztázottnak az általunk vizsgált effektust. Jelen írásunkban a méréssel megállapított tényeket kívántuk elsősorban közölni. Óhatatlan volt azonban, hogy néhány konzekvenciát közre ne adjunk, bár ezeket még nem tekinthetjük végérvényesnek.

Többek között mintegy konklúzióként, megkockáztatjuk azt a feltevést, hogy az általunk megfigyelt mechanikai hatás hullámnyomás következménye, tehát a kimutatott effektust *gravitációs hullám* idézte elő. Kimondhatjuk továbbá, hogy az égitest tömegétől és egyéb fizikai tulajdonságoktól függő, különböző hosszúságú hullámok létezhetnek mint gravitációs hullámok. Így például *Hulse* és *Taylor* által még 1990 előtt kimutatott sugárzás [5], melynek forrása a Pulsar 1913+161 [6].

Valószínűnek tartjuk tehát, hogy minden égitest az egyéb sugárzásai mellett gravitációs hullámforrás is, melyek frekvenciája – mint említettük – az égitest egyéb fizikai jellemzőitől függ.

Közreműködők és köszönetnyilvánítás

Nap rádiófrekvenciás sugárzását mérő és az adatokat feldolgozó önkéntes munkatársak 1999-től: *Aranyos Gábor, Bardócz László, Bugyik József, Felkai Dénes, Franyó Borbála, Geosits Zita, Gyulai Márton Árpád, Kovács Sándor, Lőrincz András, Mátbé Donát, Mátbé Péter, Molnár László, id. Neuberger Béla¹, ifj. Neuberger Béla, Réthely P. Tamás, Szabó János Zoltán, Tenkes Attila, Varga Ádám, Váradi Gergely és Váradi Zsuzsi.*

¹ *Id. Neuberger Béla*, a lakihegyi rádióállomás egykori főmérnöke méréseink kezdetétől önkéntes munkatársunk lett, és jelentősen hozzájárult adatgyűjtéseinkhez. 2004 késő őszén, 78. életévében váratlanul eltávozott közülünk. Emlékének köszönettel áldozunk.

Itt is megjegyezzük, hogy önkéntes munkatársaink többsége mérnök, tanár és diák. Konzulenseinknek pedig külön is köszönjük részvételüket, akik: *Barlai Katalin, Ponori Theurewik Aurél* továbbá *Kiss Károly* professzor.

Munkánkat lehetővé tévő közületeknek ezúton köszönjük önzetlen segítségét így a következőknek: *Antenna Hungária Rt., Soproni Egyetem Székesfehérvári Főiskolai Kar, Aranytíz Ifjúsági Centrum, Budapest.*

Köszöntjük továbbá azokat a tanárokat és diákjaikat is, akik az előzőekben leírt vizsgálatokat reményeink szerint folytatni fogják.

Irodalom

1. ENDRE MAGYARI: *Broadcasting Tower used as Gravitational Laboratory* – Hungarian Exporter, Budapest, 1961. aug.
2. MAGYARI ENDRE: *Új kutatási szemlélet* – Finommechanika II. évf., Budapest, 1963. febr.
3. E.J. SAXL, ALLEN – Phys. Rev. D 3 (1971) 823–825
4. GOBBI ISTVÁN – *Híradástechnika* 2000/12, Budapest
5. R.A. HULSE, J.H. TAYLOR: *Discovery of a pulsar in a binary system* – *Astrophysical Journal* 195 (1975) L51–L53 – E felfedezésükért 1993-ban Nobel-díjban részesültek.
6. <http://astrosun2.astro.cornell.edu/academics/courses//astro201/psr1913.htm>

HÍREK–ESEMÉNYEK

A NuPECC TÁVLATI TERVE

Az Európai Magfizikai Együttműködési Bizottság (NuPECC) az Európai Tudományos Alapítvány egyik szakértői bizottsága. Azért van rá szükség, mert a magfizikai kutatás nagy költségei és a hozzá szükséges szellemi erőfeszítés széles körű együttműködéseket kíván. A magfizika így ma már kontinentális léptékű együttműködések révén araszol előre. A NuPECC-ben képviselteti magát Ausztria, Belgium, Csehország, Dánia, az Egyesült Királyság (2 taggal), Finnország, Franciaország (3 taggal), Hollandia (2 taggal), Lengyelország, Magyarország (2003 óta), Németország (3 taggal), Norvégia, Olaszország (2 taggal), Portugália, Spanyolország, Svájc, Svédország és a trentói Európai Elméleti Magfizikai Központ. Hazánkat *Krasznaborkay Attila* (ATOMKI) képviseli.

A NuPECC néhány évente áttekinti az európai magfizikai kutatás helyzetét és távlatait, és megállapításait vasos füzetekben teszi közzé. Ezeknek az összegzéseknek kettős jelentőségük van:

– Összefoglalót adnak a tudományág legfontosabb új eredményeiről, számba veszik a nyitott kérdéseket, és a válaszadás lehetséges módjait. Így az olvasó az európai magfizika hangadó egyéniségeinek véleményét ismerheti meg arról, hogy hol áll a tudományunk, és merre visz az út előre.

– Ugyanakkor egy-egy ilyen összeállítás egyben óhajgyűjtemény, kívánságműsor is. Elmondja, mire van most és a következő évtizedben égetően szüksége a magfizikusoknak, és körvonalazza a belátható időn belül időszerrév váló terveket. A nagy kísérleti berendezésekre vonatkozó tervek természetesen egész Európára szólnak, és

igen költségesek. A költségek zömét a nemzeti tudománytámogató szervezetek fedezik. E terveket nem valamiféle központi akarat hozza létre, hanem a fizikusközösség befolyással és szakmai tekintéllyel bíró csoportjai öntevékenyen dolgozzák ki. Ezek a csoportok egy-egy nagy ország kutatóközössége körül kialakuló nemzetközi csapatban körvonalazódtak, és részben megvan már rájuk a pénzügyi fedezet is. Hogy azonban minden tagállam kutatástámogatóit mozgósíthassák arra, hogy kutatóik igényeivel arányosan hozzájáruljanak a programok költségeihez, szükség van az egész európai magfizikusközösség áldását élvező összehangolt koncepcióra. Ezt a szerepet is betölti a távlati terv.

A legújabb terven mintegy 110 szakértő dolgozott majdnem két évig. Szerkesztői *Muhsin Harakeb* (a NuPECC elnöke), *Daniel Guerreau*, *Walter Henning*, *Mark Huyse*, *Helmut Leeb*, *Karsten Riisager*, *Gerard van der Steenhoven* és *Gabriele-Elisabeth Körner* (a NuPECC titkára). Az előmunkálatok után 2003 telén „népgyűlést” (*town meeting*) tartottak Darmstadtban, amelyen minden érdeklődő megjelenhetett. Az ottani vita alapján véglegesítették a szöveget. A füzet vagy inkább kötet terjedelme 181 A/4-es méretű oldal. A gondosan megfogalmazott szöveg a szép és egyszerű illusztrációk miatt is évekig tárháza lesz a mai magfizikai kutatásokat érintő legfontosabb ismereteknek.

Az új „távlati terv” még csak internetes változatában [1] létezett, amikor az MTA Magfizikai Bizottsága 2004. június 28-án „minikonferencia” formájában áttekintette. (Azóta megjelent kötet formájában is [2].) Minden témakör előadása után röviden együtt vettük számba a magyarok

várható szerepét a tervek megvalósításában. A kötet felépítését követve egy nagyberendezéseket érintő kiselőadással kezdtük, majd hat szakterületi előadás következett, végül egy nagyon rövid zárszóval fejeződött be a konferencia. A műsor tehát a következő volt:

1. *Krasznaborkay Attila*: Egymást kiegészítő nagyberendezések európai hálózata
2. *Papp Gábor*: Kvantumkromodinamika (QCD; *Korpa Csaba* kiegészítéssel)
3. *Lévai Péter*: A maganyag fázisai
4. *Angeli István*: A mag szerkezete (*Cseh József* kiegészítéssel)
5. *Németh Judit*: Atommagok a Világegyetemben (*Somorjai Endre* kiegészítéssel)
6. *Sailer Kornél*: Alapvető kölcsönhatások
7. *Belgya Tamás*: A magtudomány alkalmazásai
8. *Lovas Rezső*: Zárszó

A kötetből az rajzolódik ki, hogy a magfizikai kutatás a fizika alapjait vizsgálja. A nukleáris rendszerekben minden alapvető kölcsönhatás jelen van. E kölcsönhatások tanulmányozhatók a magfizikai jelenségeken keresztül, és a kölcsönhatások révén adatokat szerezhetünk a vizsgált rendszerek szerkezetére. Nem könnyű azonban megmondani, mi választja el a magfizikát a részecskefizikától. Úgy tűnik, a mai gyakorlat szerint a perturbatív QCD inkább a részecskefizikusokat érdekli, a nemperturbatív tartomány jelenségei viszont a magfizikusokat. Ennek kísérleti oldalaként az új részecskék a részecskefizikusok vadászterületéhez tartoznak, az új állapotok, a részecske-spektroszkópia viszont a magfizikusokéhoz.

A magfizika határai másutt is alig húzhatók meg. Nukleáris rendszerek a világmindenségben majdnem mindenütt jelen vannak, majdnem mindig jelen voltak, és gazdag strukturális változatosságban terjedtek el. A világmindenség történetét és a Föld korai történetét nagyrészt a magfizika nyelvén írták, és az emberi társadalom is rengeteg megfejtendő nukleáris nyomot hagyott és hagy a földi környezetben. Az ember leigázta a nukleáris erőket. Lehet, hogy eközben a gyeplő a nyaka köré tekeredett, de a kibontakozás is a magtudományon keresztül vezet.

A tanulmány ontja az új fejleményekről szóló ismereteket és a továbblépés útjairól szóló terveket. Fontos része a szövegnek a jövőt illető javaslatok összefoglalása, amely kijelöli a jövőbe vezető utat. E cikk hátralevő részében ebből idézem fel a legfontosabbakat.

Minél jobban ki kell használni a meglévő kísérleti apparatúrát. Ezt én nem lapos közhelynek értelmezem, hanem arra vonatkozó biztatásnak, hogy az új, a még nagyobb hajszolása közben el ne hanyagoljuk a meglévőt (mint ahogy sok helyen tették és teszik), mert megkeserüljük. A régi gyorsítók is kellenek az újonnan felmerülő kutatási feladatok megoldásához, az alkalmazásokhoz és az egyetemi tanításhoz. A kis intézetek nélkülözhetetlenek a nagy projektumok előkészítésében és végrehajtásában is. A tanulmány sürgeti a sok helyen elhanyagolt elméleti magfizika, a helyi elméleti csoportok fejlesztését. Hangsúlyt helyez a magtudományt művelők utánpótlásának, az utánpótlás-nevelésnek a fontosságára. A magtudomány mint tudományos kultúra és mint a köztudat része különösen erősítendő.

– A NuPECC kiemelten fontosnak tartja a részecskefizikusokkal közös CERN-beli Nagy Hadronütköztető (LHC) mielőbbi csatasorba állítását és a kvark–gluon plazma vizsgálatát.

– A NuPECC a hatókörébe tartozó tervek közül a darmstadti GSI-ben megvalósítandó új FAIR (*Facility for Antiproton and Ion Research*) programot teszi első helyre. A FAIR egyebek között másodlagos (radioaktív) nyalábok széles körét fogja szolgáltatni repülés közbeni fragmentálással.¹ A radioaktív nyalábok tárológyűrűbe vihetők, és egy másik tárológyűrű elektronnyalábjával ütköztethetők lesznek. Ezzel végre meg lehet mérni az egzotikus magok töltéseloszlását. A FAIR egy másik célja viszonylag hideg, de igen erősen összenyomott barionanyag előállítás és hadronspektroszkópai vizsgálatok.

– A NuPECC következő óriásprogramját EURISOL-nak nevezték el, és e betűszóban a *European Radioactive Ion facility with Isotope Separation On-Line* ismerhető fel. Ez a gyorsítókomplexum tehát „azonmód” izotópszeparálással fog előállítani másodlagos bombázó nyalábokat. Megvalósítását 2010 után tartják reálisnak, de helyszínét még nem jelölték ki.

– Közben közepes méretű fejlesztési programokat is terveznek, és a NuPECC ezekre áldását adta. Ilyen a SPIRAL2 (GANIL, Caen), a SPES (LNL, Legnaro), a REX-ISOLDE fejlesztése (CERN, Genf) és a MAFF program (Müncheni Egyetem).

– A távlati tervek közé tartozik egy nagy (sok MW) teljesítményű lineáris proton/deuterongyorsító tervezése neutrínó-, antiproton- és müongyártásra. Ezen a ponton megemlítem az anyagtudományi célú spallációs neutronforrás tervezésével együtt kihasználható szinergia lehetőségét. (A spallációs neutronforrás helyszínékként Magyarország is szóba került.)

– A NuPECC igen kívánatosnak tartana a nukleáris asztrofizika számára egy 5 MV-os gyorsítót, amelyet a Gran Sasso-i föld alatti laboratóriumban építenének meg.

– Az egész világ együttműködésére volna szükség egy sok GeV-es leptongyorsító távlati európai megépítésére hardonszerkezeti kutatások céljából.

– A tervezett magfizikai detektorrendszerek közül a NuPECC az AGATA-t említi mint legfontosabbat. Ez egy erősen szegmentált germániumdetektorokból álló gömb lesz, γ -spektroszkópai célokra.

Túlzás nélkül állíthatjuk, hogy a magyarok mindezekben a programokban érdekelve vannak, és bizton jósolhatjuk, hogy a *Fizikai Szemle*ben sokat olvashatunk majd a magyarok részvételéről, amelynek áttekintése nem volt ennek a rövid ismertetésnek a célja. A kutatásban való részvételünk keretei azonban eléggé homályo-

¹ A magtérkép teljes megismeréséhez és az asztrofizika számára fontos magfolyamatok kiméréséhez olyan bombázó nyalábokra van szükség, amelyek magreakciók végtermékeként születő bomlékony atommagokból állnak. Ezeket sokszor „radioaktív nyalábok” néven emlegetik. A repülés közbeni fragmentálás során a másodlagos nyalábot úgy nyerik, hogy az első reakció végtermékét le sem fékezik, hanem csupán megsűrűrik és fókuszálják. Az „azonmód” izotópszeparálásnak (*isotope separation on-line*) nevezett másik módszer szerint a terméket a céltárgyban lefékezik, és kémiai elválasztás után újra gyorsítják.

sak. Az egyes programok gazdái a saját költségvetésük-ből áldoznak arra, hogy részvételünk-ből hasznot húzzanak, és a 6. európai keretprogram áldásaiban is részesülünk (pl. részt veszünk az egyetlen magyszerkezeti európai projektumban, a EURONS-ban, amelyben majdnem minden itt felsorolt program szerepel). Csupán a magyarországi forrás hiányzik egyelőre.

A NuPECC azóta két további kiadványát is összeállította. A *NuPECC Roadmap 2005* [3] a közös európai használatra szánt és tervezés, építés vagy továbbfejlesztés fázisában levő nagyszabású gyorsítóterveket tekinti át röviden. A *NuPECC Handbook 2004* (ez a jelen beszámoló írása-

kor még nem jelent meg a weben sem) pedig az európai jelentőségű magfizikai gyorsítókat tekinti át. Ennek újdonsága, hogy a debreceni ciklotron is szerepel benne.

Lovas Rezső
ATOMKI, Debrecen

Irodalom

1. NuPECC Long Range Plan 2004, <http://www.nupecc.org/pub/>
2. NuPECC Long Range Plan 2004: Perspectives for Nuclear Physics Research in Europe in the Coming Decade and Beyond, szerk. M. Harakeb et al. (NuPECC, 2004)
3. NuPECC Roadmap for Construction of Nuclear Physics Research Infrastructures in Europe, <http://www.nupecc.org/pub/>

MAGYAR RÉSZVÉTEL A ROSETTA–PHILAE ŪRMISZIÓBAN

Bő egy évvel ezelőtt, 2004. március 2-án indították el az ESA Európai Ūrügynökség *Rosetta–Philae* ūrszondapárosát a Csurjumov–Geraszimenko-üstökös felé. A szonda 2014-ben találkozik majd az üstökössel. Közelébe érve két részre válik szét, egyik egysége (Orbiter) az üstökös körüli pályára áll, a másik, Philae nevet viselő egység pedig leereszkedik az üstökös felszínére. Az üstökösök a Naprendszer ősi anyagát hordozzák, ennek helyszíni tanulmányozása a Naprendszer őstörténetének feltárásához fog hozzásegíteni. A Rosetta segíthet annak az alapvető kérdésnek a megválaszolásában is, hogy volt-e szerepe az üstökösöknek a földi élet megszületésében.

A szondát 15 ország félszáz kutatóintézete, cége építette, köztük több magyar: KFKI Részecske- és Magfizikai Kutatóintézet (RMKI), KFKI Atomenergia Kutatóintézet (AEKI) és a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem Szélessávú Hírközlő Rendszerek Tanszéke (BME). A munkába a hazai vállalkozói szféra is bekapcsolódott, az ESA és külföldi intézetek megbízásából az SGF Kft. végzett hardver- és szoftverfejlesztést.

A magyar tevékenység döntő hányada a leszállóegységhez kapcsolódik, a Philae fedélzetén a műszerek meghatározó része magyar munka. A legnagyobb feladat a leszállóegység központi számítógépének kifejlesztése volt, a hibatoleráns fedélzeti vezérlő és adatgyűjtő számítógépet az RMKI-ban hozták létre. A nagy távolság miatt a számítógép

teljesen magára hagyatva irányítja majd a leszállást, önállóan szervezi a mérőműszerek adatgyűjtését az üstökös felszínén. Az ehhez kifejlesztett program minimális földi beavatkozás segítségével lehetőséget nyújt váratlan körülmények között is a feladatok optimális végrehajtására.

A fellövés és a célbaérkezés közti évtizedben sem pihenhetnek az ūreszköz fejlesztői, építői. Különösen az első év kritikus, ekkor dől el, hogy az eszközökben nem tett-e kárt a fellövés, képesek-e a műszerek rendeltetészerűen működni. A Rosetta szonda pályára állása után az első bekapcsoláskor a telemetria a fedélzeti berendezések normális, működőképes állapotáról adott információt. A magyar kutatók részt vettek az üzembehelyezési tesztekben, számítógépük a leszállóegység minden műszerének ellenőrzését megfelelően kezelte. A projekt vezetése részéről definiált új hibaállapotok kezelésére új szoftverváltozatot készítettek, és azt sikeresen „fellőtték” az egyre távolodó ūrszondán levő leszállóegység központi számítógépébe. Az új szoftverváltozatot már tesztelték, és a kapott eredmények alapján megállapítható, hogy az is sikeresen működik.

Az ESA oklevéllel ismerte el a Rosetta misszióban részt vevő fizikusok, mérnökök kiváló munkáját, köztük a *Szegő Károly* vezette fizikuscsoport és a *Szalai Sándor* vezette mérnök-kollektíva eredményes tevékenységét.

Jéki László

ÁTADTÁK A TALENTUM AKADÉMIAI DÍJAKAT

2005. február 15-én harmadik alkalommal nyújtották át tehetséges magyar kutatóknak a *Talentum Akadémiai Díjakat*. Az elismerést évenként adják át három szekcióban olyan fiatal tudósoknak, akik kutatásaikkal tudományos sikereket értek itthon és külföldön. 2005-ben egy fizikusnak, egy biológusnak és egy közgazdásznak ítélték oda a húszezer euróval járó díjat. A február 14-i átadónapságra a Magyar Tudományos Akadémián gyűltek össze az ala-

pítók, a díjazottak, valamint az érdeklődők. A természettudományi szekcióban KATZ SÁNDOR részecskefizikus kapta az elismerést, aki a magyar elméleti fizika utóbbi években feltűnt egyik legnagyobb tehetsége. Kutatómunkája elsősorban az erős kölcsönhatások tulajdonságainak feltárására irányul. Jelenleg a wuppertali egyetemen vesz részt posztdoktori képzésen, mindeközben az Eötvös Loránd Tudományegyetemen oktat. (MTA – Hírek)

Bíró Béla: VÉGES VÉGTELEN

Fríg Kiadó, Budapest, 2002, 415 o.

Helyes-e, ha egy filozófiai könyvről, egy ismert esszéíró és publicista művéről egy fizikus ír véleményt? Általában lehet, hogy helyteleníthető, de ebben az esetben, amikor a mű alcíme *a körkörösség fizikája és „metafizikája”*, továbbá amikor az egész tárgyalás át meg át van szöve hivatkozásokkal a modern fizika, a terjedelmes függelék (*Fantasztikus természet*) pedig tele van képletekkel és számításokkal, bizonyára meg lehet indokolni egy ilyen „kísérletet”.

A könyv hat fejezete közül az első a *Modernitás dilemmái* címet viseli, majd sorban következnek a *Forma és konvenció*, *Az idő konvenciói*, *Az idő „füzisz”-e*, *Az idő geometriája*, *Idő és elbeszélés* és végül az említett *Függelék*.

Az első benyomás a könyv olvasása során a szinte hihetetlenül gazdag irodalmi tájékozottság, ami a megfelelő irodalmat illeti, kezdve a filozófusoktól (és ezek között éppen úgy jelen vannak az ókoriak, mint a posztmodernek) a szépirodalom és a természettudomány képviselőiig.

Mindenesetre nagy várakozással kezd hozzá az ember az olvasáshoz, és valóban, „a modernitás dilemmáiról” nem egy elgondolkotató megállapítást talál az olvasó. Ilyeneket például: *„A modernitás legmeghökkenőbb paradoxona, hogy a modern ember, aki minden energiáját önmaga megfigyelésére, másokhoz és önmagához való viszonyának, érzéseinek és érzelmeinek (szinte már rögeszmés) vizsgálatába öli, mind kevésbé képes tisztába jönni önmagával.”* (19. o.) Bár már ebben a fejezetben is olvashatunk tévedéseket – vagy legalább is a természettudományos szemlélet félreértését. Ezt írja például a 33. oldalon: *„Az, ahogyan az úgynevezett egzakt tudományok hívei saját – tapasztalat által úgymond igazolt – pillanatnyi tudásukat abszolút érvényességűnek, fogalmaikat a valóság teljes értékű és örökre szóló leírásának vélik, ellentmond annak a józanságnak és kételynek, melyre tudásunkat – deklaráltan – alapozzák.”* Ezzel szemben – jól ismeretes – a természettudományos valóságmegközelítés nem ismer abszolút igazságokat, állandóan korrigálja önmagát, és nyílt az új felé. Ezt mutatja egész története is. Tovább olvasva a könyvet, az ember igazán nem tud mit kezdeni a következő és ehhez hasonló állításokkal: *„A modern fizika – egyelőre a fizikusok által is csak félig vagy félig se értett – felismeréseiben mintha a történelem előtti ember meghökkenítő mélységéig hatolt mitikus kultúrája köszönné vissza.”* (106. o.)

Ahogy haladunk előre a könyv olvasásával, az egyre érthetlenebbé és – bocsánat a kifejezésért – zavarosabbá válik. *„Nem lehetetlen, hogy Világunk az expanzió csúcspontján egybecsúszik az ellenkező irányban expandáló Antivilággal, s a (feltehetőleg galaxiscentrumokban bekövetkező) »kollózió« folyamatában megsemmisül.”* (186. o.) *„Az elektromágnességet ... antivilági, a gravitációt evilági jelenségnek érzékeljük. Ennek megfelelően az elektromág-*

neses hullám mindig kifelé terjed és kifelé hat, a gravitációs vonzás mindig befelé.” (192. o.) *„Mert, ha a gravitációs hullámok az elektromágneses hullámok antihullámai (márpedig e feltevés – a reciprokl világok elméletének helyessége esetén – megkerülhetetlen), azoknak – a múltból érkező elektromágneses hullámokkal ellentétben – tényleg a jövőből kell érkezniük.”* (195. o.)

A fentebb már említett, meglehetősen terjedelmes Függelék (közel 100 oldal) azután valósággal „feje tetejére állított” Sokal-kísérletnek tekinthető. A könyvnek ez a része ugyanis tele van képletekkel, számokkal és számításokkal. A szerző végzi a számtani műveleteket, osztja és szorozza a mennyiségeket – amelyeknek semmi közük egymáshoz –, és hozza ki a legképtelenebb következtetéseket. *„A részecskék nemcsak a teljes Univerzumot zárják magukba, de lényegileg azonosak is a teljes Univerzummal.”* (279. o.) *„A töltések a négydimenziós (egészében antivilági tömegektől eltérően ötdimenziós (részben evilági, részben antivilági) entitások, reciprokl módosulásaik ezért (ötdimenziós értelemben) kompenzálják egymást. (Az egységnyi töltések maguk is ellentétes előjelű $2/3$ -os és $1/3$ -os törtöltések összegei gyanánt jöttek létre.) Az elektron és a proton töltése is azért azonos, mert világunkból »nézve« a dominánsan antivilági komponensekre épülő (s a dominánsan evilági proton reciproklaként értelmezendő) elektron módosulásai reciproklban érvényesülnek, s így a protonéval válnak azonosná (kettős tagadás!).”* (340. o.) *„A teljes c kerek értéke (c_r) pedig, mint fentebb láttuk, valóban $1 \cdot 10^{10}$, ennek alapján: $c_r = 1 \cdot 10^{40}$.”* *„Ez az érték mint az Univerzum sugarának (10^{25} m) és a proton úgynevezett Compton-hullámhosszának (10^{-15} m), illetve az Univerzum életkorának (10^{17} s) és az instabil részecskék élettartamának (10^{-23} s) aránya, azaz a fizikai világban elképzelhető legnagyobb és legkisebb kiterjedés, illetve a legrövidebb és leghosszabb időtartam hányadosa, a fizikusok előtt eddig is közsímet volt. S az is evidens, hogy mindkét arány a mértékegység definícióktól független dimenzió nélküli szám.”* (350. o.)

Elismerve a szerző széles körű tájékozottságát, nem mindennapi olvasottságát nemcsak a filozófiai, de a modern természettudományi irodalomban is, mégis azt kell megállapítanunk, hogy ez a Sokal-kísérlethez hasonlítható kísérlet nem sikerült. A Sokal nevű elméleti fizikus ugyanis elsajátítva a „posztmodern társadalomtudomány” terminológiáját, ezt használva tulajdonképpen egy zagyaságot írt össze és ezt a „tanulmányt” a modern társadalomtudósok közössége elfogadta. A jelen szerző a modern természettudomány számos képletét, fogalmát használva számításokat produkált, nem valószínű azonban, hogy mindez a természettudósok közül akárcsak egyet is megtéveszthetne.

Berényi Dénes