

Amióta az optikai mikroszkópot feltalálták, állandó probléma volt, hogyan lehet láthatóvá tenni a vízben lebegő olyan piciny mikroorganizmusok és sejtpopulációk szerkezetét, amelyek átlátszóak, mint a víz, csupán a törésmutatójuk tér el attól.

A megoldást a fáziskontraszt-mikroszkóp jelentette, amelynek segítségével az átlátszó, de eltérő törésmutatójú objektumok láthatóvá tehetőek. A működési elv alapgondolata az, hogy az ilyen objektumokon áthatoló fény fázisa eltérő a tiszta vízhez képest és megfelelő optikai elrendezéssel a fáziseltérés fényintenzitás-eltéréssé alakítható át.

A fáziskontraszt-mikroszkópot *Frits Zernike* (1888–1966) holland fizikus találta fel 1934-ben, s ezért 1953-ban Nobel-díjat kapott [1]. Érdemes megemlíteni, hogy a tudomány történetében viszonylag ritkán fordul elő, hogy egy műszaki találmányért – a szabadalmi oltalom megszerzése mellett – a feltaláló ilyen magas tudományos kitüntetést is kapjon.

Ami a műszaki megoldás lényegét illeti, ez voltaképpen a térbeli Fourier-transzformáció elvének koherens optikai alkalmazása évtizedekkel a lézerek feltalálása előtt. Előremutató jellegére jellemző, hogy a megoldás elméleti alapjául szolgáló térbeli Fourier-transzformáció matematikai módszereit ma is számos helyen alkalmazzák, többek között a *Gábor Dénes* által felfedezett holográfiában, továbbá a tanuló alakfelismerésben, a szoftveres képfeldolgozásban, valamint a katonai célú céltárgykövetésben is.

Az 1. ábra szerinti vázlat nem Zernike eredeti mikroszkópjának felépítését mutatja, hanem csupán azt az elvet szemlélteti, ahogyan egy úgynevezett fázistárgyról intenzitásmódulált képet lehet leképezni [2, 3].

Az 1. ábrán az *FF* fényforrás λ hullámhosszúságú párhuzamos fénynyalábot bocsát ki, amely megvilágítja az *FT* fázistárgyat. Ez utóbbit azért nevezik így, mert az áthaladó fényből elvileg nem nyel el semmit, csupán pont-ról-pontra változó törésmutatójának megfelelően módosítja, vagyis az úgynevezett képtartalommal modulálja a fény fázisát.

A fény Helmholtz-féle hullámegyenletéből levezethető, hogy a párhuzamos fénynyalábbal így megvilágított *FT* fázistárgy minden egyes pontja úgy viselkedik, mint egy-egy önálló, pontszerű fényforrás [4–6], amelyek mindegyikéből eltérő fázisú és egymással interferáló gömbhullámok indulnak útnak az *f* fókusz távolságú *L1* gyűjtőlencse felé, s ezek az *SZ* szűrőn és az ugyancsak *f* fókusz távolságú *L2* gyűjtőlencsén keresztül a *K* képernyőre jutnak.

A geometriai optika klasszikus leképezési szabályai alapján egyszerűen belátható, hogy ha nem szerepelne a rendszerben az *SZ* szűrő, akkor a *K* képernyőn az *FT* tárgy fordított helyzetű képe jelenne meg [6].

A fáziskontraszton alapuló módszernél az *SZ* szűrő olyan optikai elem, melynek közepén piciny kerek folt

található, amely a rajta áthatoló fény fázisát $\lambda/4$ mértékben eltolja („lambdanegyedes” szűrő), míg a szűrő többi része a fényt változtatás nélkül átengedi [3, 5].

Zernike felismerése az volt, hogy ezzel az egyszerű trükkal a fázistárgy fekete-fehér képként láthatóvá tehető. A trükk azonban bármennyire is pofonegyszerűnek látszik, mögötte mély fizikai és matematikai megfontolások húzódnak. Számos műszaki találmányra egyébként is jellemző, hogy utólag – amikor már feltalálták a megoldást – szinte magától értetődően egyszerűnek tűnik.

Vizsgáljuk meg, hogyan is működik az 1. ábra szerinti optikai elrendezés! Az *FT* tárgyat, amely általános esetben a megvilágító fénynyalábot fázisában és amplitúdójában egyaránt modulálja, úgynevezett világosságfüggvénnyel lehet jellemezni, amelynek formája:

$$g = g(\mathbf{r}), \quad (1)$$

ahol \mathbf{r} síkbeli helyvektort jelent, amelynek komponensei:

$$\mathbf{r} = (x, y). \quad (2)$$

Az \mathbf{r} helyvektor abszolút értéke:

$$r = |\mathbf{r}| = \sqrt{x^2 + y^2}. \quad (3)$$

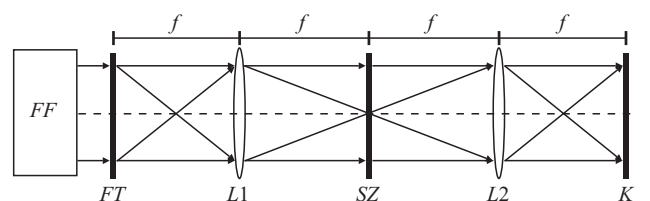
A világosságfüggvény értelmezési tartománya elvileg a teljes x - y sík, azonban a tárgy határain kívül az értéke mindenütt zérus. A tárgy határain belül a g értéke általában esetben komplex szám, azaz:

$$g = |g| e^{j\varphi}, \quad (4)$$

ahol a világosságfüggvény $g(\mathbf{r})$ abszolút értéke 0 és 1 között lehet, és megmutatja, hogy a kép \mathbf{r} helyvektorú pontjában a bejövő fény (mint elektromágneses hullám) amplitúdója milyen arányban változik, a $\varphi(\mathbf{r})$ fázisszög pedig megmutatja, hogy a fázisa mekkora eltolódást szenved.

Az 1. ábrán vázolt optikai elrendezés úgynevezett lineáris optikai rendszer, vagyis definiálható hozzá egy $w(\mathbf{r})$ súlyfüggvény, amelynek hatására a $g(\mathbf{r})$ bemeneti világosságfüggvényből a *K* képsíkban $b(\mathbf{r})$ kimeneti világosságfüggvény képződik [4, 7].

1. ábra. A fáziskontraszt kép – fázistárgyról intenzitásmódulált kép – készítésének elve.



A lineáris rendszer $w(\mathbf{r})$ súlyfüggvényével azonos $b(\mathbf{r})$ kimeneti kép a K képsíkban elvileg akkor jöhetne létre, ha az FT tárgy világosságfüggvénye az origóban elhelyezkedő térbeli Dirac-impulzus lenne, amely az alábbi határátmenettel definiálható:

$$\delta(\mathbf{r}) = \delta(x, y) = \lim_{N \rightarrow \infty} N^2 \exp[-N^2 \pi (x^2 + y^2)]. \quad (5)$$

Általános esetben a K képsíkban megjelenő $b(\mathbf{r})$ kimeneti kép a bemeneti $g(\mathbf{r})$ világosságfüggvény, valamint a $w(\mathbf{r})$ súlyfüggvény konvolúciós integrálja:

$$b(\mathbf{r}) = g(\mathbf{r}) * w(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(\mathbf{u}) w(\mathbf{r} - \mathbf{u}) du_x du_y, \quad (6)$$

ahol az integrálban szereplő \mathbf{u} helyvektor komponensei:

$$\mathbf{u} = (u_x, u_y). \quad (7)$$

A $w(\mathbf{r})$ súlyfüggvény általában komplex függvény, vagyis

$$w = |w| e^{j\psi} \quad (8)$$

alakban fejezhető ki, ahol a w és ψ változók természetesen a helyvektor függvényei.

A már hivatkozott Helmholtz-féle hullámegyenletről viszonylag egyszerűen levezethető, hogy az *1. ábra* szerinti elrendezés esetén az SZ szűrő síkjába jutó fénynyaláb modulációja a $g(\mathbf{r})$ világosságfüggvény térbeli Fourier-transzformáltja [4, 8], amely egy további komplexváltozós függvény, nevezetesen:

$$G(\mathbf{k}) = F[g(\mathbf{r})] = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(\mathbf{r}) \exp(-2\pi j \mathbf{r} \mathbf{k}) dx dy, \quad (9)$$

ahol az SZ szűrő síkjában a \mathbf{k} térfrekvencia (hullámszám) vektor komponensei:

$$\mathbf{k} = (k_x, k_y), \quad (10)$$

és a térfrekvencia skálázása olyan, hogy a \mathbf{k} térfrekvencia-vektort az SZ szűrő síkjában egy olyan \mathbf{p} helyvektor ábrázolja, amelyre igaz, hogy

$$\mathbf{p} = \mathbf{k} f \lambda, \quad (11)$$

ahol f az *1. ábra* szerinti gyűjtőlencsék fókusztávolsága, λ pedig az FF fényforrásból kilépő fény hullámhossza [4].

A \mathbf{k} térfrekvencia-vektor

$$k = |\mathbf{k}| \quad (12)$$

abszolút értéke megadja a térbeli frekvenciát (hullámszámot), a \mathbf{k} vektor iránya pedig megadja az SZ síkban a térbeli hullámfront haladási irányát, vagyis \mathbf{k} merőleges a hullámfrontra, s párhuzamos annak gradiensével, a (9) szerinti G függvényérték pedig megadja, hogy a képen az illető térfrekvenciájú Fourier-komponenshez mekkora amplitúdó és fázisszög tartozik.

Valamely előírt $w(\mathbf{r})$ súlyfüggvény az *1. ábra* szerinti elrendezésben úgy valósítható meg, hogy elhelyezzük az SZ szűrő síkjában a súlyfüggvény térbeli Fourier-transzformáltjának képét, amely a következő:

$$W(\mathbf{k}) = F[w(\mathbf{r})] = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} w(\mathbf{r}) \exp(-2\pi j \mathbf{r} \mathbf{k}) dx dy. \quad (13)$$

Ekkor a K képsíkban kimeneti képként a bemeneti függvény és a súlyfüggvény 180 fokkal elfordított konvolúciós integrálja jelenik meg, ugyanis az $L2$ lencse e két függvény Fourier-transzformáltjaink szorzatát a K képsíkba 180 fokkal elforgatva visszatranszformálja:

$$b(-\mathbf{r}) = F^{-1}[G(\mathbf{k}) W(\mathbf{k})] = g(\mathbf{r}) * w(\mathbf{r}). \quad (14)$$

Az inverz Fourier-transzformáció definíciója:

$$b(\mathbf{r}) = F^{-1}[H(\mathbf{k})] = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} H(\mathbf{r}) \exp(2\pi j \mathbf{r} \mathbf{k}) dk_x dk_y. \quad (15)$$

Vegyük észre, hogy ez formailag megegyezik a Fourier-transzformáció (9) képletével, a különbség csak annyi, hogy az exponensben – helyett + jel szerepel, ami úgy is felfogható, hogy a helyvektor előjele megváltozik.

Az SZ szűrő átviteli együtthatója mindenütt egységnyi, kivéve az origót és annak szűk környezetét, ahol az átviteli együttható j , vagyis a képzetes egység, mivel ez jelenti a 90 fokos fázistolást.

Az *1. ábra* szerinti elrendezésből látszik, hogy ha az FT tárgysíkban nem lenne fázismoduláció, akkor az SZ szűrő síkjában a teljes fényenergia az origón és annak szűk környezetén haladna keresztül. Fázistárgy esetén is az origó környezetében halad át a fény túlnyomó része, ezért az origót és annak szűk környezetét közelítően egy térbeli Dirac-impulzusfüggvénnyel lehetne helyettesíteni, illetve, ha ott $\lambda/4$ mértékű fázistolás is van, akkor ennek j -szerepével.

Ebben az esetben tehát a $w(\mathbf{r})$ súlyfüggvény Fourier-transzformáltja a következő lesz:

$$W(\mathbf{k}) = F[w(\mathbf{r})] = 1 + j\delta(\mathbf{k}). \quad (16)$$

Maga a súlyfüggvény pedig ennek inverz Fourier-transzformáltja:

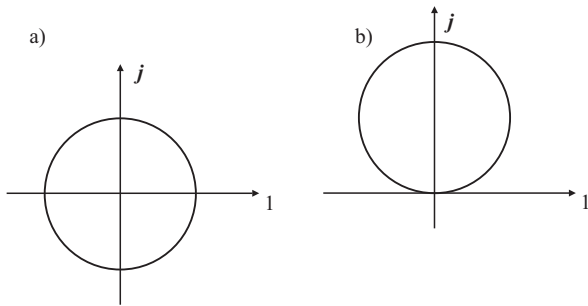
$$w(\mathbf{r}) = F^{-1}[W(\mathbf{k})] = \delta(\mathbf{r}) + j. \quad (17)$$

Legyen az FT tárgysíkban egy elvileg tökéletes fázistárgy, amelynek világosságfüggvénye:

$$g(\mathbf{r}) = e^{j\phi}, \quad (18)$$

vagyis csak fázismodulációja van, intenzitásmodulációja nincs. Ha egy ilyen fázistárgy lehetséges képpontjainak g -értékeiből képezhető halmazzal a komplex számsíkon ábrázoljuk, akkor egység sugarú kört kapunk, középpontjában az origóval (*2.a ábra*).

Ha képezzük egy ilyen bemeneti világosságfüggvény konvolúciós szorzatát a (17) szerinti súlyfüggvénnyel,



2. ábra. Tökéletes fázistárgy világosságfüggvénye (a) és annak kép-függvénye (b).

akkor a képfüggvény értékeinek halmaza a komplex számsíkon $+j$ értékkel eltolódik (2.b ábra).

A bemeneti tárgyon a 2.a ábra szerint minden egyes tárgyponthoz tartozó amplitúdó éppen egységnyi volt, míg a kimeneti kép pontjainál a 2.b ábra szerint az amplitúdó 0 és 2 között változik. Mivel a fényesség (intenzitás) az amplitúdó négyzetével arányos, ezért ennek értéke 0–4 között lesz.

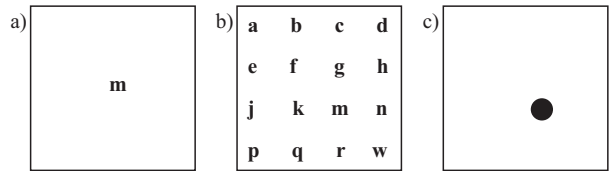
Érdeemes megemlíteni, hogy a fáziskontraszt-effektus a sokféle hullámhosszúságú komponensekből álló fehér megvilágító fényvel is működik, csak a kontraszthatás mérsékeltebb, ugyanis mindegyik hullámhossznál jelentkezik bizonyos mértékű fáziseltolás, még ha az nem is pontosan 90 fokos.

Zernike mikroszkópjának felépítése eltér attól, amit az 1. ábrán bemutatunk, hiszen nemcsak láthatóvá kellett tenni a fázistárgyat, hanem azt jelentősen fel is kellett nagyítani. Ennek megfelelően a tényleges fáziskontraszt-mikroszkópok különféle változatainál általában eltérő fókusz távolságú lencsék alkalmaznak, és az 1. ábra szerinti elrendezés a kép nagyítása céljából még egy további úgynevezett szemlencsével (okulárral) egészül ki. Létezik olyan megoldás is, ahol az SZ szűrő síkjának közepén a lambdanegyed szűrő helyett az origón áthaladó középső fényutat egyszerűen eltakarják, így a Fourier-transzformált zérus térfrekvenciához tartozó tagja kivonódik a képből, miáltal a 2.a ábra szerinti kör középpontja most is eltolódik – habár kisebb mértékben –, és így módon is fellép bizonyos mértékű fényességi kontraszthatás [5].

Az 1. ábra szerinti optikai elrendezésben rejltő műszaki lehetőségek ezzel még nem merültek ki, hiszen hasonló elrendezés alkalmazható képek összehasonlításánál is. Ha ugyanis az SZ síkban egy másik kép Fourier-transzformáltját helyezzük el szűrőként, akkor a kimeneti kép a bemeneti tárgy és a szűrőkép térbeli keresztkorrelációs függvénye lesz.

Legyen a bemeneti világosságfüggvény most is $g(\mathbf{r})$, a kimeneti kép $b(\mathbf{r})$, az összehasonlításul szolgáló mintakép $m(\mathbf{r})$. Fourier-transzformáltjaik rendre: $G(\mathbf{k})$, $H(\mathbf{k})$ és $M(\mathbf{k})$. Legyen az SZ síkban elhelyezve a minta $M(\mathbf{k})$ Fourier-transzformáltja, de 180 fokkal elforgatva. A kimeneti kép ebben az esetben:

$$b(\mathbf{r}) = g(\mathbf{r}) * m(-\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(\mathbf{u}) m(\mathbf{u} - \mathbf{r}) du_x du_y. \quad (19)$$



3. ábra. Alakfelismerés folyamata: felismerendő tárgy (most betű) $g(\mathbf{r})$ világosságfüggvénye (a), $m(\mathbf{r})$ minta képek (b) és $b(\mathbf{r})$ kimeneti kép (c).

(6) képlettel a (19) szerinti keresztkorrelációs integrált összevetve ugyanis belátható, hogy a térbeli keresztkorrelációs integrál csak a helyvektor előjelében tér el a térbeli konvolúciós integráltól.

Legyen a feladat például egy betű felismerése. A 3.a ábra szemlélteti a felismerendő betű $g(\mathbf{r})$ függvényét, a 3.b ábra az $m(\mathbf{r})$ minta képet, a 3.c ábra pedig a $b(\mathbf{r})$ kimeneti képet. A 3.c ábrán fekete pöttyel jelöltük azt a helyet, ahol a kimeneti képen világos folt mutatkozik annak jelöl, hogy ezen a helyen található a minta képen az az ábra, amely a bemeneti tárggyal a legnagyobb korrelációt mutatja [3].

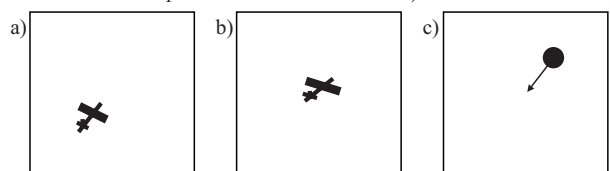
Alakfelismerési technikákat alkalmaznak például a katonai célú célkövetésben is. Itt azonban gyakran az a probléma merül fel, hogy a követendő céltárgy, például repülőgép vagy harckocsi síkbeli képe folyamatosan változik, annak megfelelően, ahogyan a céltárgy mozog, elfordul, illetve különféle manővereket végez.

Az ilyen probléma egyik lehetséges megoldása az, hogy a céltárgyról rendszeres időközönként, például tízedmásodpercenként pillanatfelvételt készítünk, majd ennek Fourier-transzformáltját helyezzük az SZ síkba, majd a következő mintavételi képet ehhez hasonlítjuk. A keresztkorreláció maximumhelye ilyenkor megmutatja, hogy a céltárgy milyen irányba mozdult el, s a célkövető berendezés irányát ennek megfelelően kell módosítani.

Legyen a feladat például az, hogy egy rakétával követni kell egy mozgó céltárgyat, például egy repülőgépet. A 4.a ábra mutatja, hogy mit lát pillanatnyilag a célkövető távcső, a 4.b ábra pedig azt, hogy mit látott egy mintavétellel korábban. A 4.c ábra mutatja a két kép keresztkorrelációját. Mivel a korrelációs maximum a 4.c ábrán jobbra felfelé mozdult el, ez azt jelenti, hogy a 4.a ábrán a cél nem a kép közepén van, hanem ahhoz képest balra és lefelé mozdult el.

Ennek alapján a célkövető távcsövet el kell mozdítani a 4.c ábrán feltüntetett nyílnak megfelelő irányban és mértékben azért, hogy a céltárgy ismét a távcső látóterének centrumába kerüljön, majd újabb pillanatfelvételt kell készíteni a céltárgy megváltozott képéről és ennek Fourier-transzformáltját el kell helyezni az SZ síkban.

4. ábra. A célkövetés folyamata: pillanatnyi kép (a), a korábbi mintavétellel származott kép (b) és e két kép keresztkorrelációja (c). E folyamat alapján kell igazítani a célratartás irányán és elkészíteni a követendő cél módosult képének Fourier-transzformáltját.



Ezzel egyidejűleg a célkövető rakéta pályáját és hossztengetyének irányát is úgy kell módosítani, hogy az párhuzamossá váljon a távcső hossztengetyével.

Egy ilyen berendezés tehát úgy működik, hogy igyekszik a *4.c ábra* szerinti fényes foltot a kimeneti képmező közepén tartani, s a rakétát ennek megfelelően vezérelni. Ehhez azonban az SZ síkban olyan eszközt kell elhelyezni, amely tárolni képes egy kép Fourier-transzformáltját, s ez nagy gyakorisággal elektronikus vagy optikai úton nagyon rövid idő alatt módosítható. Ilyen optikai eszközök jelenleg is léteznek, illetve kísérletezés és fejlesztés alatt állnak, egyrészt a folyadék-kristályos (LCD) technológia, másfelől pedig szerves molekulákra épülő úgynevezett bioinformatikai eszközök alkalmazásával. Ez utóbbiak képesek arra, hogy egy Fourier-kép fényességi és fázisinformációját közvetlen optikai elven nagyon rövid idő alatt, felülírható módon tárolják [9, 10].

Az ilyen és ehhez hasonló megoldások lehetőségének alapgondolata voltaképpen már benne volt Zernike találmányában. Nem tudhatjuk, hogy Zernike úgy dolgozta-e ki a találmányát, hogy a fentebbihez hasonló Fourier-analízist végzett, vagy pedig hosszadalmas kísérletek során alakult-e ki a megoldás, amely természetesen a fentebbi elemzéshez képest még számtalan műszaki részletkérdés megoldását is igényelte, az azonban bizonyos, hogy a találmánya korszakalkotó volt a hullámoptika gy-

akorlati alkalmazásában. Könnyen elképzelhető, hogy ez a találmány hatással volt Gábor Dénes fantáziájára is a holográfia elméletének kidolgozásakor, és ötleteket adott a képi alakfelismerésben jelenleg alkalmazott módszerek kifejlesztéséhez, beleértve az olyan megoldásokat is, amelyeknél a képfeldolgozás optikai berendezések nélkül, pusztán a Fourier-optikai és holográfiai effektusokat szimuláló szoftverek segítségével történik.

Irodalom

1. VÉSZITS FERENCNÉ: *A Nobel-díjasok kislexikona* – Gondolat, Budapest, 1974
2. HÉJJAS ISTVÁN: *Analóg optikai processzorok* – Mérés és Automatika, 1985/4
3. HÉJJAS ISTVÁN: *Az optikai információfeldolgozás módszerei és eszközei* – Műszeripari Kutatóintézet Közleményei, 1982/21
4. J.W. GOODMAN: *Introduction to Fourier Optics* – McGraw-Hill, 1968
5. L. LEVI: *Applied Optics, Volume 1* – John Wiley & Sons, New York, 1968
6. HORVÁTH JÁNOS: *Optika, elektromágneses fényelmélet* – Tankönyvkiadó, Budapest, 1966
7. T.S. HUANG: *Picture Processing and Digital Filtering* – Springer, New York, 1979
8. FODOR GYÖRGY: *Lineáris rendszerek analízise* – Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1967
9. R.R. BIRGE: *Protein-Based Computers* – Scientific American, March 1995
10. R. THOMA, N. HAMPP: *Real-time holographic correlation of two video signals by using bacteriorhodopsin films* – Optics Letters, 17/1992

MEGEMLÉKEZÉSEK

TISZTELGÉS A SIMONYI-FÉLE GYORSÍTÓÉPÍTŐ ISKOLÁNAK

Klopfér Ervin

Magyar Természettudományi Társulat

Mottó:

„dolgozni csak pontosan, szépen,
ahogy a csillag megy az égen,
úgy érdemes.”

József Attila: Ne légy szeles

A magyar szaksajtóban 2001–2004 között több cikk és megemlékezés látott napvilágot *Simonyi Károly* professzor életútjáról, úttörő munkásságáról a magyar részecskegyorsító berendezések tervezése és építése terén [1–11]. Ezek az írások részletesen felsorolják a *Simonyi gyorsító iskola* által megépített berendezéseket, ezek történetét, technikai paramétereit, de nem vagy alig tesznek említést azokról a személyekről, magyar iparvállalatokról, gyárról, üzemekről és intézetekről, akik/amelyek aktív közreműködésével ezek a berendezések megszülettek.

Jelen cikk mulasztást szeretne pótolni: a *soproni és budapesti* gyorsítókat létrehozó személyeknek, közösségeknek kíván köszönetet mondani és emléket állítani. Simonyi Károly professzor 2001 őszén hunyt el. Munka-

társai, iskolájának tagjai, munkájának folytatói közül számosan ma már nincsenek közöttünk. A berendezések között van, amelyik ma már kiállítási tárgy, tudománytörténeti emlék [3, 4, 7–10], van, amelyik ma is működik itthon vagy külföldön, és van, amelyik máig a magyar kísérleti fizikai kutatások magas kihasználtságú, kulcsfontosságú berendezése, mint a EG-2R jelű 5 MV-os Van de Graaff iongyorsító, az NIK jelű 450 kV-os nehézion-gyorsító, az SAFI jelű 150 kV-os ion-implanter, az NA-jelű 120 kV-os mobil neutrongenerátor (*1. ábra*) stb.

Simonyi Károly professzor humanista tudós és rendkívüli ember volt. Egyike volt az utolsó magyar *polibisztoroknak*, aki maradandót alkotott mind a természettudomány, mind a humán kultúra területén; életével és munkájával