7 1879

híradástechnika

VOLUME LVII.

2002/4

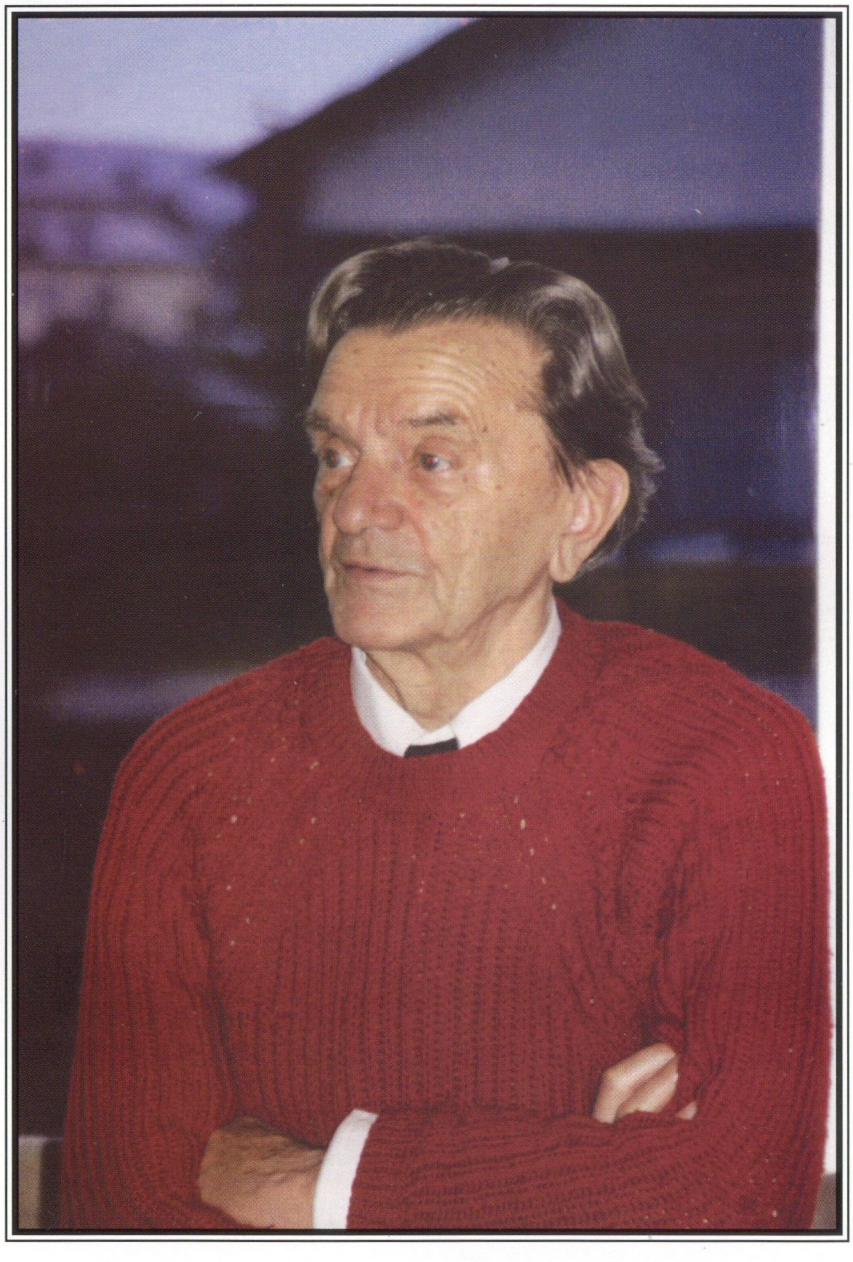
Április

E 870 FF
8-000001 366206

In memoriam prof. Simonyi Károly

A Hírközlési és Informatikai Tudományos Egyesület folyóirata

A számot Simonyi Károly professzor emlékének szenteltük. Cikkeink nagy részét a prof. közvetlen munkatársai és tanítványai írták. Bár valamennyi közlemény szakmai jellegű, a szomorú alkalom természetesen számtalan egyéni emléket hozott felszínre. A szám jellegéhez méltatlannak tartottuk volna ezeket a személyes jellegű részleteket szerkeszteni. Ezek tehát a szerző által adott formában, változatlanul jelennek meg.



A fotót készítette: Keszthelyi-Landosi Sára

Tartalom

BUDAPESTI MŰSZAKI ÉS GAZDASÁGTUDOMÁNYI EGYETEM Műszaki Információs Központ és Könyvtár Országos 2001

Előszó az áprilisi számhoz 2

Dr. Csurgayné Ildikó
Simonyi Károly professzor emeritus, akadémikus 1916–2001 3

(összeállította dr. Csurgayné Ildikó)
Simonyi Károly tankönyvtrilógiája a példatárral kiegészítve 9

(összeállította dr. Csurgayné Ildikó)
Kis „színesek" 13

dr. Fodor György
Az átviteli karakterisztika értelmezéséről 15

Kostka Pál
Részecskegyorsítók Sopronban és Budapesten 23

Csurgay Árpád
Kvantumprocesszorok az információtechnikában 29

Veszely Gyula
A távvezeték modell néhány alkalmazása 37

Roska Tamás
Analogikai hullámszámítógépek számítási komplextásáról 41

Ferencz Csaba
A hullámterjedés alapkérdése inhomogén közegekben 49

Zombory László
Egy „elfelejtett" emberöltő – Az elektrodinamika fejlődése Faradaytől Maxwellig 59

Sipos László
2002. évi hannoveri CeBIT újdonságai 65

A címlapfotót készítette: Philip János

Főszerkesztő
ZOMBORY LÁSZLÓ

Szerkesztőbizottság
Elnök: LAJTHA GYÖRGY

BARTOLITS ISTVÁN
BOTTKA SÁNDOR
CSAPODI CSABA
DIBUZ SAROLTA
DROZDY GYŐZŐ
GORDOS GÉZA
GÖDÖR ÉVA
HUSZTY GÁBOR
JAMBRIK MIHÁLY
KAZI KÁROLY
MARADI ISTVÁN
MEGYESI CSABA
PAP LÁSZLÓ
SALLAI GYULA
TARNAY KATALIN
TORMÁSI GYÖRGY

Előszó az áprilisi számhoz

BUDAPESTI MŰSZAKI ÉS GAZDASÁGTUDOMÁNYI EGYETEM Műszaki Információs Központ és Könyvtár Olvasóterem 2001

Tavaly ősszel, Simonyi professzor temetésén megjelent barátai, tisztelői és tanítványai úgy vélték, hogy célszerű lenne a Híradástechnikában megemlékezni mesterünkről. Nem méltatni akarjuk, mert érdemeit már sokan elmondták. Az sem lehet cél, hogy munkásságát áttekintsük, hiszen tankönyveit és A fizika kultúrtörténetét könyvszekrényünk legszebb helyén őrizzük. Célunk inkább annak bemutatása, hogy ki milyen módon tudta hasznosítani a tőle tanultakat.

A különböző szakterületeken dolgozó szerzők saját munkájukról, eredményeikről írnak, melyekre hatással volt az a szemlélet, ami tőle származik. Nemcsak könyveire és előadásaira gondolunk, hanem azokra az apró megjegyzéseire, baráti tanácsaira is, melyek sokszor rövidségük ellenére nagy hatással voltak ránk. Ezek az útmutatások jól használhatók voltak, bármely munkaterületen dolgoztunk, vagy tanítottunk. Sokszor eszünkbe jutottak tanácsai egy-egy cikk vagy tanulmány megírása kapcsán is. Ezek közül számos olyan volt, ami nem kötődött egyik szakterületéhez sem, hanem emberi vagy tudományos nézeteit tükrözte.

Több mint 50 év távlatából a magam részéről két olyan tanácsára emlékszem vissza, amely rendkívül sokszor segített. Az első a dimenziókkal kapcsolatos. Az 50-es évek elején a középiskolákban még általában cgs mértékrendszer alapján tanítottak. Az ő előadásain ismerkedtünk meg az azóta általánosan használt SI rendszerrel. Amikor tanította, felhívta figyelmünket arra, hogy egy jó mértékrendszer sok területen segíthet. Ha egy új szabályt vagy összefüggést ellenőrizni akarunk, először nézzük meg, hogy dimenzió szempontjából helyes-e. Persze, ha helyes, az nem jelenti azt, hogy az új eredmény minden szempontból igaz és helytálló. Viszont, ha nem egyezik a jobb és bal oldal dimenziója, akkor biztosan baj van. Számtalan tanulmány átnézése során ez az elv sokszor segített, sok időt és munkát takarított meg. Újdonságnak hitt nagyszerű eredményeket gyorsan lehetett ilyen módon ellenőrizni, majd a szerzőnek visszaadni, mondván, hogy gondolkozzon el még egy kicsit új elméletén, mert a végeredmény biztosan hibás. Ez a rövid visszautasítás alátámasztható volt a dimenziók alapján végzett ellenőrzéssel.

A másik, sokszor felhasznált szemlélet a következőképpen hangzott: ha valaki bemutat egy gyufásdoboz nagyságú kondenzátort, és azt állítja, hogy ennek kapacitása 1000 mF, továbbá, hogy átütési szilárdsága 1000 V, akkor kérdezzük meg, milyen dielektrikumot, szigetelőanyagot használt. Ha valamilyen általunk ismert anyagot említ, akkor nyugodtan visszaadhatjuk, hogy a két érték valamelyike bizonyára téves. Ha valamilyen új anyag nevét halljuk, akkor érdemes gondolkodni azon, vajon ennek az anyagnak lehet-e a relatív dielektromos állandója több száz vagy ezer, és elképzelhető-e, hogy emellett több mint 1000 V az átütési szilárdsága. Ha ez utóbbi értékeket a bemutató személy igazolja, akkor gratulálhatunk az új anyag feltalálásához. Ez a szemlélet is sok esetben meggyorsította az újdonságok elbírálását és a fantasztikus találmányok kritizálását.

A fenti példák jellegzetes Simonyi-tanácsok. Más szakterületeken, más feladatoknál biztosan további számtalan ilyen gondolat jut tanítványai eszébe. Ebből látható, hogy nincsenek szelektív zsenik. Ha valaki kiemelkedőt tud alkotni egy szakterületen, az értelmesen alkot véleményt más műszaki területen és értékesek nézetei egyéb emberi vonatkozásokban is. A Prof. esetében nem merülhet fel az a kérdés, hogy ő kiváló specialista volt-e, vagy széles látókörű filozófus. Ilyen adottságok mellett ez nem két egymást kizáró, hanem egymást erősítő lehetőségek.

Ezzel kívántuk indokolni, hogy e számunk szerzői különböző szakterületeken dolgozva úgy értek el kiemelkedő eredményeket, hogy a Prof. nézeteit elsajátították, és gondolatait, irányelveit követni tudták.

A beérkezett cikkeket úgy raktuk sorba, ahogy a szerzők kapcsolatba kerültek Simonyi Károly professzorral. Igyekeztünk az első közös munkájuk időpontja szerint összeállítani ezt a számot. Ha véletlenül hibát követtünk el, elnézést kérünk. Az utolsó lapokon egy aktuális cikk jelenik meg, melyek nem kapcsolódnak az emlékszám többi részéhez.

Lajtha György

Simonyi Károly professzor emeritus, akadémikus 1916–2001*

DR. CSURGAYNÉ ILDIKÓ

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem (BME)
Híradástechnikai Tanszék

Életútja a Sopron vármegyei Egyházasfaluból indult. 1916. október 18-án szegényparaszti földműves családba született hetedik gyerekként. Édesapja fiatalon, utolsó gyermeke, Károly születése előtt meghalt. Édesanyja csodálatos második házasságából további három gyermek született.

Akkoriban Moson és Sopron megyében nem volt nyomorgó ember, és nem volt analfabéta. A tanköteles gyerekek 95%-a járt a Római Katolikus Népiskolába. Az iskola felügyeletét az egyház látta el. A helyi plébános figyelt fel a jó eszű Károly gyerekre, s kutatta fel az ágas-bogas családfa egy távoli hajtását: Simonyi-Semadam Sándort. Őt az egyházasfalui család addig nem ismerte, pedig 1920 márciusában kormányt alakított, miniszterelnök lett, bár csak egész rövid ideig töltötte be ezt a hivatalt. Az öreg kegyelmes úr, aki két generációval hamarabb indult el az értelmiségi pályán, vállalta a kis parasztfiú továbbtaníttatásának költségeit a budapesti Árpád Reálgimnáziumban. Idővel Simonyi-Semadam Sándor gyermektelen leánya és férje, a Ganz gyár mérnöke, Kandó Kálmán munkatársa vették magukhoz nevelőszülőként.

Kitűnő nevelésben részesült. Nyelveket tanult, nemcsak az angolt, németet, latint, hanem a környező országok nyelvei közül a szerb-horvátot és oroszt is. A Középiskolai Matematikai Lapok rendszeres feladatmegoldója volt. Nyugat-Európában nyári egyetemen vett részt, hazafelé jövet a szülőfalujában beállt aratni a testvéreivel.

Serdülőkoráig szerzetes pap, később matematika-fizika szakos tanár akart lenni. Nevelőapja, Mayer Miksa beszélte le erről a szándékáról: „Ne jegyezd el magad a szegénységgel. Mérnökként amúgy is akármi lehetsz, akár tanár is" – mondta.

A Magyar Királyi József Nádor Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem Gépész- és Vegyészmérnöki Kar elektrotechnikai tagozatának, és egyidejűleg a Magyar Királyi Erzsébet Tudományegyetem jog- és államtudományi karának volt Pécsett a hallgatója.

A Műegyetemen az Egyetemi Tanács 1929. július 31-i ülésén határozta el, hogy a gépészmérnökképzés keretén belül szervezendő három tagozat közül a 6. félévben különváló „B" az elektrotechnikai lesz. Az ekkor kialakított tanterv, eltekintve jelentéktelen óraszámeltérésektől, a második világháború végéig lényegében változatlan volt. Az órarend szerint villamos mérések az 5–7., elméleti villamosságtan, gyakorlati villamosságtan, távíró és távbeszélő technika tantárgy a 6. félévben voltak. Az előadók közül Szentmártony Tibort, Pogány Bélát, Verebélyi Lászlót, Pattantyús Ábrahám Gézát, Bay Zoltánt hallgatta.

Egyetemi évei alatt önként vállalt sorsközösséget zsidó származású évfolyamtársaival. Nem lépett be a Hungarista Bajtársi Egyesületbe, így a zsidó századhoz került a honvédelmi gyakorlati foglalkozásokon. Munkaszolgálatra is elvitték.

1940-től a Műegyetemen a Pöschl Imre vezette Villamos Gépek és Mérések Tanszéken kezdett tanársegédként villamos méréseket oktatni, villamos rajzokat ellenőrizni. De vonzalma az atomfizika iránt már a 30-as évek végén felébredt, amikor Bay Zoltán előadásainak lett rendszeres látogatója. Ezért idővel (1942-ben) átment a működését 1938-ban megkezdett Atomfizika Tanszékre, amit külön Bay Zoltán számára létesített Aschner Lipót, az Egyesült Izzó (Tungsram) Rt. vezérigazgatója. 1948-ig volt – a háborús közjátéktól eltekintve – a tanszék alkalmazásában.

Bay egyidejűleg vezetője volt az Egyesült Izzó kutatólaboratóriumának is, amit a Honvédelmi Minisztérium a második világháború alatt katonai radar titokban folyó kifejlesztésére jelölt ki. Simonyi a tanszéken elektromágneses hullámok korszerű kérdéseivel foglalkozott. A gyári Bay-csoportban a mikrohullámú kísérletek nélkülözhetetlen elméleti számításait végezte, amíg a katonai felmentését a Honvédelmi Minisztériumból biztosítani tudták.

A háború végén (1944 kora őszén) azonban elvitték katonának. 1945 májusában Csehszlovákiában amerikai fogságba került, majd átadták a szovjeteknek. 1946 legelején a 41 kilóra fogyott fiatal Simonyit a „halni készülőkkel" együtt engedik haza. Rövidesen ismét az Izzó laboratóriumában dolgozik (egészen 1948-ig), amit Bay

* A szerző a cikket Simonyi Károly professzor emlékének ajánlja.

kedvéért annak ellenére hagytak meg, hogy magát a gyárat az oroszok leszerelték, elvitték a berendezéseit.

Ez idő tájt született a gondolat, hogy mikrohullámú jelet ne csak a Dunán haladó uszályokra és a Naszály-hegyre küldjenek a gyár tornyából, hanem próbálják „megradarozni" a Holdat is. A felvetés elsiklott Bay füle mellett, de néhány nap múlva maga vetette fel az ötletet. És a magyar Hold-radar kísérlet, amelyet egy amerikai csapattal egy időben végeztek el a romba dőlt Magyarországon, nemzetközi hírű lett.

Bay Zoltán 1947-ben véglegesen elhagyta az országot. Egy külföldi konferenciáról nem tért vissza. Simonyi, mint később, 1956-ban is, a feltétlen itthon maradás híve volt, bár csábító volt a Bayhoz csatlakozás ajánlata.

Az előadó nélkül maradt Atomfizika Tanszéken Simonyi folytatta Bay elméleti villamosságtan óráit, közben 1948-tól a Műegyetemhez tartozó, soproni bánya-, kohó- és erdőmérnöki kar Elektrotechnikai Tanszékére is kinevezték tanszékvezetőnek, a méltatlanul elfeledett Boleman Géza utódaként. A bányamérnöki tagozat III. évfolyamán, a bánya-kutatómérnöki tagozat II. évfolyamán, a kohómérnöki tagozat II. évfolyamán és az erdőmérnöki osztály II. évfolyamán az elektrotechnika tárgyat oktatta. Kollégái nemzetközi hírű tanárok voltak Sopronban: Tárczy-Hornoch Antal, Verő József, Esztó Péter, Szádeczky-Kardoss Elemér, Papp Simon.

Sopronban építette meg a nagyfeszültségű gyorsító berendezést, a 700 kV-os Van de Graaff típusú szalaggenerátort, aminek segítségével Magyarországon először hajtottak végre részecskegyorsítást 1951. december 22-én, abban az évben, amelyben Cockroft és Walton megkapta a Nobel-díjat a majd húsz évvel korábbi atommag-átalakításért (amit ők kaszkádgenerátorral gyorsított részecskékkel értek el). Sopronban a saját építésű gyorsítóban protonnal bombáztak lítium atommagot, ami két héliummaggá hasadt, közben egy erősen gerjesztett berillium keletkezett.

A harmincas években Debrecenben már folytak eredményes magfizikai kutatások Szalay Sándor vezetésével. Mivel Szalay Rutherford mellett dolgozott megelőzően, így a klasszikus módszert követve természetes radioaktív anyagok által kibocsátott részecskéket használtak nagy energiájú lövedékként. A Műegyetemen pedig, Bay Atomfizika Tanszékén már 1938-ban tervbe vették egy gyorsító készülék megépítését. A generátort 1943-ig szinte teljesen el is készítette egy röntgenkészülékeket gyártó vállalkozó (Varga Géza). A háborús események miatt azonban a munka abbamaradt. A tervrajzok legnagyobb része megsemmisült, sőt, a kondenzátorelemek a háború befejeztével újraindult Műegyetem feldúlt központi kertjében „lépőkövekként" szolgáltak a sártengerben. A generátor nagy fémgömbje tele volt golyó ütötte lyukakkal. Kis húzós kocsira szedte össze Simonyi a fellelhető alkatrészeket, miközben Zsuzsa asszony kezében égő gyertyával mutatta az utat. Még a generátor tervezését is újra kellett kezdeni, de legalább ekkor már részben kedvezőbb alkatrész-beszerzési lehetőségek mellett.

1952-ben Simonyi Kossuth-díjat kapott, júniusban pedig megkapta a fizikai tudományok kandidátusa fokozatot, oklevelének száma: 46. A rövidített eljárás indoklásban az elméleti elektrotechnika terén kifejtett munkássága és a gyorsító berendezés megépítése is szerepelt.

Újra Budapestre költözött. Nem kellett már ingáznia a 220 km távolságra lévő Sopron és Budapest között.

Az 1949-ben megalakuló második műszaki egyetemre, a Miskolcon létrehozott Nehézipari Műszaki Egyetemre fokozatosan áttelepítették a soproni bánya- és kohómérnöki kart, az erdőmérnöki oktatás továbbra is a Műegyetemhez tartozott, sőt, itt földmérő-mérnökképzés is indult. Így a Műegyetem soproni kara az erdő- és földmérő-mérnöki kar nevet viselte ezután. Ugyanebben az évben, 1949-ben megjelent a Népköztársaság Elnöki Tanácsának 15. számú törvény erejű rendelete, amelynek 2. §-a szerint az 1949/50. tanévtől kezdve a Műegyetem korábbi osztályait önálló karokká szervezték át. A Műegyetem szervezetének tisztázása során az egyetem új neve Budapesti Műszaki Egyetem lett, a gépészmérnöki kar elektrotechnikai tagozata pedig önálló villamosmérnöki karrá alakult, így a továbbiakban önálló karon belül folyhatott a villamosmérnökképzés Magyarországon. A villamosmérnök-képzés azonban a szervezeti létesítés előtt egy évvel már megindult oly módon, hogy az 1948/49-es tanévben III. évfolyamra iratkozó gépészmérnök hallgatók közül több mint százan már a villamosmérnöki tanterv szerint folytatták tanulmányaikat. Így az első villamosmérnökök 1950-ben végeztek 110-en. Ekkor a gyengeáramú szak kialakításához még csak két új tanszék létesült: a Vezeték Nélküli Híradástechnika Tanszék (rádiótechnikát oktattak), valamint a Vezetékes Híradástechnika Tanszék (távbeszélő- és átviteltechnikát tanítottak). Az alaptárgyakat ekkor még a gépészmérnöki kar tanszékei oktatták, majd 1949-től a Fizika Tanszéket és az Atomfizika Tanszéket (ahová ekkor még az elméleti villamosságtan tantárgy tartozott) már a villamosmérnöki karhoz csatolták.

Az Elméleti Villamosságtan Tanszéket a Műegyetemen 1951-ben alapították meg az öt új villamosmérnöki tanszék egyikeként. Első vezetője a tárgyat Bay utódjaként eddig is oktató Simonyi Károly lett. Az Elméleti Villamosságtan Tanszék kezdettől fogva tanította az elektromágneses térelméletet a kar mindegyik szakán és ágazatán, valamint az elektronfizikát a híradástechnika szakon és átmenetileg más szakokon is. A Simonyi vezette tanszék történelme során foglalkozott neutronfizika, reaktortechnika, kísérleti magfizika tanításával is. Választható tárgyak voltak a relativisztikus elektrodinamika, az antennák és tápvonalak, a nemlineáris áramkörök, a kvantumelektrodinamika témákban.

1952-től teljes állásban tanszékvezetőként a Műegyetemen, félállásban a KFKI atomfizika osztályának vezetőjeként dolgozott. A KFKI minden szegletét ismerte ekkor. Az előző években a Csillebércen uralkodó szélirány-bemérési eredménye alapján ő jelölte ki a tájolását a felhúzandó kétszintes épületeknek, amelyek-

be az esetlegesen sugárzás-veszélyes berendezéseket tervezték.

A KFKI 1950. szeptember 1-jén kezdte meg hivatalos, költségvetési működését. Induláskor az intézet két osztályból (spektroszkópiai osztály – vezetője: Kovács István, és kozmikus sugárzási osztály – vezetője: Jánossy Lajos) állt. De már augusztus végén megalakult az Atomfizikai és Radiológiai Intézet felállításával kapcsolatos tudományos, tervezési és személyi kérdések tanulmányozására egy bizottság, melynek a párton kívüli Simonyi is tagja lett. Szeptember 14-én Imre Lajos (a Kossuth Lajos Tudományegyetem Fizikai-kémiai Tanszékének vezetője) és Simonyi előterjesztette javaslatát egy kétszintes épület felépítésére: a földszinten az Atomfizika Intézet, az emeleten a Radiológiai Intézet, lent az erős, fent gyenge aktivitású laboratóriumok számára.

Az atomfizika osztály a KFKI ötödik tudományos osztályaként, Simonyi Károly vezetésével, 1951 nyarán kezdte meg de facto a működését Sopronban. A hivatalos megalakulás 1952 januárjában történt, Simonyit hivatalosan 1952. szeptember 1-jén nevezték ki osztályvezetővé.

A Sopronból felhozott munkatársak segítségével, teljes intenzitással megkezdődött a gyorsító berendezés újjáépítése (az eredeti gyorsítót a KFKI-ba költözésükkor leszerelték, és más feladatok ellátására átalakítva állították fel), ami 1953-ban már működött is, '54-ben pedig már radioaktív izotópokat állítottak elő vele.

Feltűnő volt az ötvenes évek elején a millió V alatti kaszkádgenerátorok szerepe. Jelentőségüket elsősorban az adta, hogy neutronforrásként voltak működtethetők. Akinek pedig (sok) neutronja volt, annak számára a kutatási terület szinte kimeríthetetlennek bizonyult. A legnagyobb szerepe azonban a nyomás alatti Van de Graaff-készüléknek volt az 1–6 MeV energiatartományban. A kutatás irányvonala adott volt. A súlypontot át kellett helyezni a kisfeszültségű kaszkádgenerátorok és a nyomás alatti szalaggenerátorok építésére. Ez utóbbiakat főszerepkörükre utalva (a pontos szabályozhatóság miatt) úgy is hívták: a magfizika precíziós műszere. A nyomásgenerátor 1958-ra tervezett elkészülte túl optimistának bizonyult. Ténylegesen – azonban már Simonyi nélkül – csak 1961-ben kezdte meg működését.

Az MTA III. osztály vezetésének javaslatára 1954-ben az MTA elnöksége két tudományos igazgatóhelyettesi beosztást létesített, amelyre Simonyi Károlyt és Jánossy Lajost nevezték ki. Simonyi ezt a posztot az 1958-as év kezdetéig töltötte be.

1955-ben a Szovjetunió felajánlotta több szocialista ország közt Magyarországnak is, hogy tudományos és műszaki segítséget nyújt a magfizikai kutatások fejlesztéséhez és az atomenergia békés felhasználását szolgáló kísérleti eszközök építéséhez. A Minisztertanács döntése szerint az MTA Központi Fizikai Kutató Intézetet bízták meg a reaktor megtervezésével, és közvetlenül a Minisztertanácsnak alárendelt 7 tagú kormánybizottságot hoztak létre Kísérleti Reaktor Bizottság elnevezéssel, amelynek tagja lett Simonyi Károly is. A kormányközi tárgyalások kapcsán atomdiplomataként a Szovjetunióban, majd az atomenergia békés felhasználásával Genfben foglalkozó első nemzetközi ENSZ-konferencia résztvevőjeként 1955-ben Genfben járt. Simonyi a szovjetunióbeli látogatásból a Joliot-Curie egy munkatársával tért vissza, aki megjegyezte: „Amit a Szovjetunióban láttam, az csodálatos, de arra számítottam. Arra viszont nem, hogy a KFKI-ban nemzetközi súlyú kísérleteket végeznek, és ilyen berendezéseik vannak." Az 1955 decemberében létrehozott Országos Atomenergia Bizottság (ezzel egyidejűleg megszűnt a Kísérleti Reaktor Bizottság) KFKI-s tagjai közt volt Simonyi Károly is.

Tudományos munkájának az '56-os forradalomban betöltött szerepe gyakorlatilag véget vetett. Október 23. után a KFKI-ban óriási többséggel megválasztották a Forradalmi Bizottság elnökének. Tekintélyével és tudásával igyekezett megvédeni az intézetet minden kilengéssel szemben. Ennek ellenére 1957-ben olyan légkör alakult ki, amelyben képtelen volt tovább dolgozni, a körülötte formálódó iskolát (aspiránsai voltak: Erő János 1951–53., Berkes István 1955–57., Schmidt György 1952–55., Siegler Ágnes 1955–57.) tovább vezetni. Így 1957. december 31-én nemcsak becsukta maga mögött a KFKI ajtaját, de élete végéig nem is járt többé az intézetben. A káderlapját, mint mások, ő is megkapta: „Munkatársai és hallgatói szeretik és becsülik, annak ellenére, hogy munkájában nagyon szigorú és erős kezű vezető."

Az olasz Energia Nucleare című lap 1958. áprilisi számában Ugo Facchini professzor (aki az olasz delegáció vezetője volt az 1957 decemberében Mátraházán rendezett fizikai konferencián) beszámolóját közli a keleteurópai állapotokról. A szinte dokumentumértékű cikk igyekszik objektív és viszonylag teljes képet adni a magyar fizikáról. Ez a Mátraházán tartott szimpózium egyben Simonyi búcsúja volt a magyar magfizikától is, amit akkor még senki sem sejtett.

A Műegyetem Elméleti Villamosságtan Tanszékét biztos háttérnek érezte, amikor – az ő szavai szerint –„leköltözött a hegyről a Duna szintjére". Legendás hírű előadásokat tartott, ragyogó tankönyveket írt. Az általa/vezetésével előadott tárgyak sora: tápvonalak és üregrezonátorok, atomfizika, elektrotechnika, elektronfizika, villamosságtan, elméleti villamosságtan, fúziós reaktorok, klasszikus statisztikák, magnetohidrodinamikus generátorok, a mechanika elvei, variációs módszerek műszaki alkalmazásai, a mikrohullámú áramkörökkel és antennákkal kapcsolatos elektromágneses térelméleti problémák.

A reaktorfizika és reaktortechnika alapjai című, a Mérnöki Továbbképző Intézetben tartott előadás-sorozatát feldolgozó könyve még 1956-ban megjelent, de Az atomfizika és atomtechnika című munkájára szóló magyarországi szerződését politikai okokból felbontották. Moszkvában érdeklődtek ezen munkája után, kiadták volna, de a kiadói főigazgatóság megfenyegette: „Akkor a maga nyakát kitörjük!", így meghiúsult

a szovjet kiadás is. Bár 1963-tól tagja a TMB Híradástechnikai Szakbizottságának, 1965-től a Művelődésügyi Minisztérium Tankönyvbizottságának, 1967-től elnöke a Műegyetem Fizika Felvételi Feladatokat Kidolgozó Bizottságának, mégis, mindezek ellenére a Műegyetemen egyre több támadás érte. „Aki nem találtatott alkalmasnak egy kutatóintézet vezetésére, alkalmas-e politikailag a jövő értelmiségét, mérnökeit nevelni?" – kérdezték a rosszindulatúak. Az egyre fogyatkozó jégtáblán vívott harc oda vezetett, hogy 54 évesen, 1970. december 31-én lecsavarozta névtábláját tanszékvezetői szobája ajtajáról, ezúttal az általa alapított tanszék vezetéséről is lemondva.

1971 januárjától Polinszky Károly (akkor oktatási miniszterhelyettes) áthelyezte Simonyit a Műszaki Egyetem Híradástechnikai Intézetébe ideiglenes jelleggel.

Rövid kitérőként egy fél évet Gödöllőn, a Mezőgazdasági Egyetem Mechanika Tanszékén tanított. 1971–72 telén a Carolo-Wilhelmina Technische Universitäten az Institut für Hochfrequenztechnikben tartott előadásait hallgatva a diákok tüntettek Braunschweigben, hogy német professzoraik miért nem tartanak olyan remek előadásokat, mint a vasfüggöny mögöttről jött Simonyi. Itt az elektromágneses hullámok elmélete és a távvezetékek elmélete című tárgyakat adta elő.

Amikor a legmélyebb megaláztatásban volt része az 1970-es évek elején, mérnök tanítványai összefogásával sikerült - tudta nélkül - a Tudományos Akadémia Tudományos Minősítő Bizottságánál elindítani az eljárást a műszaki tudományok akadémiai doktora cím megítéléséért. A TMB-ben dolgozott Szebeni Ödön, aki lelkes másoddiplomás hallgató volt előzően a villamosmérnöki karon. Az összes előkészítő munkát ebben a folyamatban egy másik mérnök hallgatója végezte. Polinszky Károly művelődésügyi miniszter 1972. február 10-i levelében egyetértett Meisel János TMB-titkár 1971. szeptember 29-én kelt átiratában foglaltakkal, vagyis azzal, hogy nyilvános vita elhagyásával kapja meg Simonyi a műszaki tudományok doktori címet. Jánossy Lajos, az MTA alelnöke elé is jóváhagyó aláírásra került a javaslat, melynek indoklásában szerepelt: „... mind a felsőoktatásban, mind pedig az elektronikát alkotóan művelő kutatók körében nemzetközileg is elismert tudományos iskolát teremtett." A Bognár Géza vezette MTA műszaki tudományok osztálya is egyetértett az elektrotechnikai szakcsoport vezetőjének, Benedikt Ottónak a levelében megfogalmazottakkal: „Simonyi Károly munkásságát kiemelkedőnek és közismertnek tartjuk." Végül Perényi Imre, a BME rektora 1972. április 19-én jelzi, hogy a pártszervezet is egyetért, így Tóth Béla, a TMB-titkárság vezetője megszervezi a fokozat odaítélését. Simonyi munkásságáról az egykori diákja által összeállított beadványt Marx György, Szendy Károly és Tarján Rezső bírálták el.

Az első „simogatás" volt az akkori „gödör" mélyére került Simonyi számára, hogy a Magyar Tudományos Akadémia végül 1972-ben határozattal ítélte meg neki a műszaki tudományok doktori címet az 1970. évi 9. számú tvr. 3. § 3) pontja alapján.

1972 nyarára véglegessé vált a Híradástechnikai Intézetbe való kinevezése. Ott Barta István akadémikus feszített fölé védőhálót. Békés évek következtek. Egyetlen munkatársa volt ettől kezdve, akivel meg kellett osztania dolgozószobáját. A politikai hullámveréseket kezdetben sikerült távol tartani, később le is csengtek.

1973-ban az akadémiai közgyűlés keretében megtartott tudományos ülésszakon A plazma, mint energiahordozó címmel előadást tartott. Ezen évtől az országos felvételi bizottság fizika írásbeli feladatait elkészítő bizottság elnökének nevezte ki az oktatási miniszter, ebben a munkában is munkatársa segítette a bizottság titkáraként.

A tágas, napsütött St. 216-os tanszéki helyiségre szűkült élettérben pedagógiai munka folyt. Beosztott egyetemi tanárként kezdetben csak az elektronfizika előadásait tartotta meg 3+1 órában az A-típusú képzésben, híradástechnikusok számára. Rövidesen a híradástechnikusok számára az elméleti villamosságtan órákat is visszakapta, ugyancsak 3+1 órában. A tantermi gyakorlatokat munkatársa vezette, gyakran helyettesítette az előadásokon is. A B-típusú képzésben 2×2 órában elektronfizikát tanított a műszaki fizika szakos tankörnek, idővel ezt átadta munkatársának, aki a levelező tagozaton is tanította az elektronfizika tárgyat.

Az 1973–74. tanév I. félévében a IV. és V. éves fizikus és fizikatanár szakos hallgatók számára az Eötvös Loránd Tudományegyetemen az Elméleti Fizika Tanszékének keretében előadásokat tartott Elektromágneses hullámok címmel, dr. Nagy Károly tanszékvezető egyetemi tanár meghívására. A műegyetemi III. és IV. éves villamosmérnök hallgatók fakultatívan ugyancsak hallgathatták az előadásokat az ELTE-n.

Simonyi Károly legfőképpen „könyves" ember volt. Igazi világa a könyvekkel zsúfolt könyvespolcok közt volt. Szerette a szép könyveket. Olvasott szép könyveket. Gyűjtött szép könyveket.

Írt szép könyvet. A misekönyv pirosára emlékeztet A fizika kultúrtörténete című könyv némely kiadásában az idézetek piros színű szedése a széles margón.

Írt hasznos könyveket is. A villamosmérnökök időtálló szakmai ismereteit foglalta össze figyelemre méltó ívű tankönyvtrilógiájában. Már 1952-ben megjelent az Elméleti villamosságtan első kiadása, 1954-ben és '57-ben két kötetben a Villamosságtan című könyve. 1964-től a Szovjetunióban, '66-tól Németországban tankönyvként használták oroszra, németre fordított munkáit. 1965-ben megjelent „trilógiájának" harmadik tagja: az Elektronfizika. 1967-től a példatárkötet egészítette ki a villamosmérnöki tanulmányok megalapozását jelentő könyveit.

A Villamosságtan című könyve induktív úton jut el a Maxwell-egyenletekig. Az elektromágneses tér mennyiségeinek és egységeinek definiálása, majd ezen mennyiségek gyakorlati nagyságrendjének szemléltetése, valamint – legalább elvi – mérési módja alkotja a könyv lényegi mondanivalóját.

Az Elméleti villamosságtan deduktív úton tárgyalja az elektromágneses tér különféle fejezeteit a nagyfe-

szültségű technikától az optikáig. A villamosmérnök hallgatók „világát" úgy tartották hátukon a Maxwell-egyenletek, mint az ősi hindu világképben a mindenséget a négy, égtájak felé néző elefánt.

Az Elektronfizika pedig rámutat, hogy a Maxwell-egyenleteket új meg új tartalommal megtöltő különböző anyagok mikroszkopikus felépítése miként magyarázza meg az előzőleg megismert makroszkopikus jelenségeket. Itt kapcsolódik a természettudományok egésze a villamosmérnöki gyakorlattal.

Természetesen, egy tudományos könyv nem úgy él kiadatása után írójától függetlenül, mint egy szépirodalmi mű. Szinte minden egyes újabb kiadás jelentős átdolgozáson ment keresztül. Simonyi mindig ügyelt arra, hogy a szakmai aktualitások soha ne menjenek a szakmai invariánsok rovására. Így tudtak a villamosmérnöki szakma általa írt alapozó könyvei mintegy konnektorként szolgálni a szigorúan vett szakmai tárgyakhoz.

A széles körű fizikai és technikai ismeretek fejlődését mindvégig lankadatlan érdeklődéssel figyelte, de fogyatkozó energiájával gazdálkodnia kellett.

Nyolcvanéves volt, amikor hozzájárult, hogy Elektronfizika című könyve – társszerzővel – átdolgozva kibővüljön az információtechnika fizikai megalapozásának követelményei szerint.

– Ez a kötet nemcsak méltó születésnapi ajándék az ünnepelt szenior szerzőnek, hanem hasznos szerszám a holnap információtechnikája magyar szakemberei számára – írja a recenzens.

– Híd a fizika és az információtechnika között. Itt nyílik a jövő alkalmazásainak a kapuja, legyen szó nanoelektronikai (akár egyetlen elektronnal működő) eszközről, vagy kvantum-számítógépekről. ... Csodának tekinthető, hogy ez az új tankönyv építeni tud ... Simonyi Károly idézett tankönyveire. Miközben a társszerzőnek nem kellett Simonyi Károly koncepcióján változtatnia. Simonyi „klasszikus tankönyveinek" érvelése, szelleme összeférte az újdonságokkal! Ezt azért tekintjük e tankönyv – és a Simonyi-féle triász – nagy érdemének, mert a tankönyvirodalom tanúsága szerint igencsak nehéz klasszikus fejezeteket úgy tanítani, hogy azok lényege a modern fejezetek elérésekor érvényes maradjon, az új ismeretek által kijelölt tartományokban.

Az Elméleti villamosságtan is átdolgozva, társszerzővel a címlapján jelent meg Simonyi 84. évében.

Ezeket a nagyszerű szakmai könyveket idehaza, Magyarországon kivették a hallgatók kezéből, az általa kidolgozott remek ívű tantárgyak nevét is megváltoztatták.

1973 nagycsütörtökjén szeretett villamosmérnök hallgatóinak meghívására a várbeli kollégiumban tartott egy nagy sikerű előadást a számára oly kedves XVII. század, a géniuszok századának fizikájáról. A tapasztalt hihetetlen érdeklődés után eldöntötte, hogy megvalósítja, amit 1963-ban már Németh Lászlóval elkezdtek, de akkor tervük meghiúsult. Kidolgozta egy két féléves tantárgy tematikáját, A fizika kultúrtörténete címmel. 1975-ben az ELTE központi kollégiumainak keretében tartotta meg először az előadásokat, párhuzamosan készült az azonos című könyv első kiadása is. 1995-ben a Fővárosi Szabó Ervin Könyvtárban már a rongyossá olvasott könyvek kiállításán szerepelt Arisztotelész, Plutarkhosz, Schiller művei közt. Idehaza négy kiadásban 70000, Németországban a három kiadás 30000 példányban jelent meg. A könyv ismét elfogyott. Az Akadémiai Kiadó Rt. készíti a következő magyar nyelvű utánnyomást.

Bizony, eleinte, úgy 5–6 évvel ezelőtt, Simonyi még féltette könyves világát a számítógépek egyre növekvő uralmától.

Felidézte a középkor idegenkedését a nyomtatott könyvtől. Az első könyvek – mint a Gutenberg nyomtatta Biblia is – megjelenésükben még igyekeztek utánozni a kódexeket. (Igaz, ennek persze gazdasági oka is volt: lehetőleg ugyanolyan drágán árulták ezeket a nyomtatott könyveket. Gazdagok is lettek a nyomdászok. Mentségükre szóljon, hogy komolyan támogatták koruk egyetemeit, gyakran maguk lettek egyes egyetemek vezetői.)

Végül elfogadta, hogy napjaink ifjúsága nem csak hogy jobbára a képernyőről kapirgálja le az információt, de ugyanúgy vonzódik számítógépéhez és egeréhez, mint elődei a szép könyvekhez, amelyeket lapozgatni, simogatni is lehet.

Így hát beleegyezett – nehezen –, hogy CD-ROM-ra átdolgozva jelenjen meg A fizika kultúrtörténete. Hogy ehhez hozzájárult, azt erősen motiválták a következők.

Az iskolák számítógépekkel való ellátásának akkoriban kiteljesedő országos programja volt az egyik. Elképzelte, amint egy szabolcsi iskola cigány tanulója, miközben örömét leli abban, hogy az évezredet felvarázsló tudás mentén klikkelget, elindul talán a felemelkedés útján.

A másik, hogy szemében a legszebb krisztusi cselekedet a bénákat járóvá, a süketeket hallóvá tenni. S ilyen segítséget nyújtó Krisztus-emberek közt akadtak, akik tervbe vették, hogy ha meglesz a CD-verzió, azt nem látók számára is hozzáférhetővé teszik egy szoftver segítségével.

És mire a CD-ROM elkészült, szinte le sem csukta Charles fiától kapott laptopját. Örömöt szerző munkaeszköze lett.

Utolsó két művét már nem vehette kézbe. Az utolsó simításokat még elvégezte a halála óta már megjelent átdolgozott, harmadik kiadású, német nyelvű Kultur-geschichte der Physik című könyvén, A magyarországi fizika kultúrtörténete című könyve (bár 2001 karácsonyára ígérte a kiadó) még mindig nem jelent meg.

A fizika kultúrtörténete enciklopédikus, nagyobb műben a világ szemével nézi a magyar tudósok eredményeit. Az ehhez a műhöz szinte függelékként csatlakozó, A magyarországi fizika kultúrtörténetében a szívével. Megadva a méltó helyet a magyar természettudósoknak, amint azt vizsgálja, hogy rajtuk keresztül mit

adott hozzá a világ tudománya országunk fejlődéséhez, fennmaradásához.

A légkör lassan enyhült körülötte. A Budapesti Műszaki Egyetem 1991-ben Teller Edével együtt avatta díszdoktorrá. A Magyar Tudományos Akadémia rendes tagjává választotta 1993-ban, az Academia Scientiarum et Artium Europaea és az Institute of Electrical Engineers (London) tiszteleti tagja lett. A Jedlik Ányos Társaság tiszteletbeli elnöke, az MTA Tudomány- és Technikatörténeti Komplex Bizottsága tagja volt.

A Kossuth-díj (1952), a Munka Érdemrend (1955, 1982), a Prométheusz-érem (1980), az Állami Díj (1985), a Magyar Köztársaság Zászlórendje, a Magyar Köztársasági Érdemrend Középkeresztje (1997), a Magyar Örökség Díj (1998) és az MTA Aranyérem (2000) kitüntetettje. Nevét 1996 óta, mint Az Év Tudósa, egy csillag őrzi az Andromeda csillagképben.

72 évesen, 1989-ben ment nyugdíjba. Attól kezdve a Budapesti Műszaki Egyetem professzor emeritusaként odahaza dolgozott.

Irodalom

Jéki László, KFKI
Arteria Studio, 2001

Nagy Ferenc, Bay Zoltán pályája és példája
Better – OMIKK – Püski, 1993

Staar Gyula, De mi az igazság ... Beszélgetések Simonyi Károllyal
Közlöny- és Lapkiadó, 1996

40 ÉVES A VILLAMOSMÉRNÖKI KAR 1949–1989
BME Villamosmérnöki Kar – BME Sokszorosító Üzem

A Budapesti Műszaki Egyetem 200 éve, 1782–1982
Periodica Polytechnica – BME, 1982

Simonyi-bölcsességek, -legendák, -történetek

A Hírek rovat helyén most komolyról vidámra fordítjuk a szót és felidézünk néhány pillanatot a Simonyi-előadások hangulatából. Ez persze egy lehetetlen feladat, hiszen az elhangzottakat időtől, helytől, hallgatóságtól nem lehet elvonatkoztatni. Az Olvasónak meg kell próbálnia elképzelni a környezetet, amelyben az események lejátszódtak. Már a címadással is gondjaink voltak. Ez nem Simonyi sztori, nem óraközi viccmesélés, nem kétértelmű szexuális utalás. Talán lehetne Simonyiádának nevezni, mert egyedülálló volt, csak Őrá volt jellemző. Végül a sokszínűséget jellemző fenti címet választottuk: Simonyi-bölcsességek, -legendák, -történetek.

A műszaki egyetemen különleges szerepet játszott a Vicinális Dugóhúzó és a kari szerkesztésben megjelenő ballagóújság. A Villamosmérnöki Karon ennek a neve Utolsó Villamos volt, melynek UV rövidítése az utolsó vizsga közismert elnevezése volt. Ezeket átlapozva és saját emlékekkel kiegészítve adjuk közre a gyűjteményt, jó szórakozást kívánva minden Olvasónak.

*Géher Károly**

* A kötetben szereplő legendák részben személyes emlékek, történetek, melyeket a prof. mesélt, és vannak a régi Vicinális Dugóhúzóból vagy az Utolsó villamosból átvett anekdoták.

❖ ❖ ❖

– Mi a vezetékes híradástechnika? Egy dakszli, melynek Pesten húzzák a farkát és Bécsben ugat. És mi a vezeték nélküli híradástechnika? Ugyanez dakszli nélkül.

G. K.

Simonyi Károly tankönyvtrilógiája a példatárral kiegészítve

(ÖSSZEÁLLÍTOTTA DR. CSURGAYNÉ ILDIKÓ)

Villamosságtan
Akadémiai Kiadó, Budapest
Az 1. kiadás két kötetben jelent meg, az első 1954-ben, a második 1957-ben,
az 5. kiadás 1983-ban jelent meg.

Elméleti villamosságtan
Tankönyvkiadó, Budapest
Az 1. kiadás 1952-ben jelent meg.
A 11. átdolgozott kiadás 1991-ben jelent meg.
A 12. átdolgozott kiadás 2000-ben Zombory László társszerzőségével jelent meg.

Elektronfizika
Tankönyvkiadó, Budapest
Az 1. kiadás 1965-ben jelent meg.
Az 5. javított kiadás 1987-ben jelent meg.
Az információtechnika fizikai alapjai – elektronfizika
Csurgay Árpád társszerzőségével jelent meg.
Mérnöktovábbképző Intézet, Budapest, 1997

Elméleti villamosságtan példatár
Fodor György és Vágó István társszerzőségével
Tankönyvkiadó, Budapest
Az 1. kiadás 1967-ben jelent meg.
A 4., javított kiadás 1989-ben jelent meg.

További magyar nyelvű könyvei

Simonyi Károly, Ér nélküli kábelek. Üregrezonátorok
Mérnöki Továbbképző Intézet, 1945

Kinetikus gázelmélet, Klasszikus statisztika
Mérnöki Továbbképző Intézet, Budapest, 1949

Magyar–kínai elektrotechnikai szótár
Tankönyvkiadó, 1962

A fizika kultúrtörténete
Gondolat Kiadó, Budapest – 3 kiadásban: 1978, 1981, 1986
Akadémiai Kiadó, Budapest – 4., átdolgozott kiadás
Előkészületben az Akadémiai Kiadónál az 5. kiadás, Budapest

A fizika kultúrtörténete – a kezdetektől a XX. század végéig (CD-ROM)
Teletrió Kft. – BioDigit Kft., Budapest, 2000.

A magyarországi fizika kultúrtörténete (Vázlat)
A Természet Világa különszáma, 2001. évi I. különszáma.

A magyarországi fizika kultúrtörténete
A Tudományos Ismeretterjesztő Társulat kiadásában, 2002-ben.

SIMONYI KÁROLY idegen nyelven megjelent könyvei

Grundgezetze des Elektromagnetischen Feldes
VEB Deutsches Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1963

Physikalische Elektronik
B. G. Teubner Verlag, Stuttgart, 1972

Teoretische Elektrotechnik
1.-9. Aufl., VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1966
10. Aufl., Verlag Johann Ambrosius Barth, 1993

Foundation of Electrical Engineering
Pergamon Press, Oxford, 1964

Kulturgeschichte der Physik
Akadémiai Kiadó, Budapest – Urania Verlag, Leipzig 1990

Kulturgeschichte der Physik, Von den Anfngen bis 1990
2., durchges. und erg. Aufl. Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main – Akadémiai Kiadó, Budapest, 1995
3., durchges. Aufl. Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main, 2001

Физическая Електроника
Изд. Енергия, Москва,1977

Теоретическая Електротехника
Изд. Мир, Москва, 1963

Elektrotehnica Teoretică
Editura Tehnică, Bucureşti, 1974

Simonyi Károly publikációi

(Összeállította Dr. Csurgayné Ildikó)

Simonyi Károly, Bay Z., Papp Gy., Sólyi Gy., *Elméleti meggondolások a legjobb „radar"-módszerről*
1946

Simonyi Károly, *Parabolaantennák iránykarakterisztikái*
1946

Simonyi Károly, Bay Z., Papp Gy., *Mikrohullámú antennatervezés, Mikrohullámú radar oldal- és magasságmérése*
Elektrotechnika, 1946

Simonyi Károly, Bay Z., Papp Gy., Istvánffy E., *A Holdról visszavert rádióhullámok vételi lehetőségeinek elméleti kiszámítása*
Publ. of the Tungsram Res. Lab.,1946

Simonyi Károly, Bay Z., Papp Gy., *A Napból jövő rádióhullámok észlelése 250 cm hullámhosszon*
Jelentés az MTA-nak, 1946

Simonyi Károly, *Az emberi szem, mint mérőműszer*
Természettudomány, 1947

Simonyi Károly, *Planck kvantumelmélete mai szemmel*
Elektrotechnika, 1947

Károly Simonyi, *Bemerkungen zur allgemeinem Theorie der elektrischen Hohlraumresonatoren*
Műegyetemi Közlemények, 2., 1947

Károly Simonyi, *Ein neues Gerät für Impulsuszahluntersetzung*
Műegyetemi Közlemények, 3., 1948

Károly Simonyi, *Über die spektrale Verteilung der spontanen Spannungsschwankungen zwischen den Endpunkten eines elektrischen Wiederstandes*
Műegyetemi Közlemények, XVII. 1948–49, Sopron

Simonyi Károly, *A reaktorfizika és reaktortechnika alapjai*
Műegyetemi Közlemények, XVII. 1948–49, Sopron

Simonyi Károly, *Mértékrendszerek. Mérőműszerek.*
Áll. Műsz. Főiskola, 1949

Károly Simonyi, *Wärmestrahlunge-Empfengmittele Radioantennen*
Műegyetemi Közlemények, 1949

Károly Simonyi, *Die elektrische Grundschwingung eines von zylindrisch-parabolischen Flächen begrenzten Hohlraumes*
Műegyetemi Közlemények, 1., 1949

Károly Simonyi, *Die Berechnung von Spannungs- und Deformationswellen in langen Stäben mit einer in der elektrischen Nachrichtentechnik üblichen Methode*
Acta Technica, 1951

Simonyi Károly, *Magfizikai gyorsítóberendezések tervezésének és kivitelezésének problémái*
MTA III. Osztály Közleményei, 5. 1955

Simonyi Károly, *Az atomenergia hasznosításának lehetősége*
KFKI Közl. 4, No. 1, 83, 1956

Károly Simonyi, *Über die Möglichkeit der Nutzbarmachung der Atomenergie ohne Kettenreaktion*
Acta Phys. Hung. VI, 1, 1956

Károly Simonyi, *Über die zweckmässigstenTypen von kernphysikalischen Beschleunigungsanlagen im Energiebereich von 0-4 MeV*
Acta Techn. Hung. XV, 1-2, 1956

Károly Simonyi, *Ein 4 MV Van de Graaff-Generator mit Pressgasisolierung*
Acta Techn. Hung. XV, 1-2, 1956

Károly Simonyi, *Einige Probleme der Konstruktion und des Baues von kernphysikalischen Beschleunigungsanlagen für einige MeV Teilchenenergie*
Nuovo Cimento, N. 3, Serie X, 1956

Simonyi Károly, Uzsoki Miklós, *Az izobár DT csillag méretének meghatározása*
KFKI Közl. 5, 1957

Károly Simonyi, M., Uzsoki, *Possibilities of a Star-Like Fusion Reactor*
Nuclear Physics Symposium, Mátraháza, december 3–7. 1957

Károly Simonyi, M., Uzsoki, *About the Star-Like Fusion Reactor*
Periodica Polytechnica, I., 3, Budapest, 1957

Károly Simonyi, M., Uzsoki, *A csillaghoz hasonló fúziós reaktor problémája*
Energia és Atomtechnika, XI–XII. Budapest

Károly Simonyi, G. Kálmán, L. Pócs, Gy. Schmidt, *On the Possibility of Controlled Power Production Using Themonuclear Fusion*
Periodica Polytechnica, I., 3, Budapest, 1957

Károly Simonyi, *The Fifth Anniversary of the Department of Atomic Physics of the KFKI*
Mátraháza, december 3–7. 1957

Simonyi Károly, *Egy fúziós reaktor vázlata*
KFKI Közl. 5. 1., 1957

Simonyi Károly – Pócs L., *A szabályozható fúziós energiatermelés megvalósíthatóságának lehetőségéről*
Fizikai Szemle, 1957

Károly Simonyi, A. Neszményi, *Some Problems of Application and practical Design of Neutron Amplifiers*
Periodica Politechnica, Vol. 1, No. 1, 1957

Simonyi Károly, *Újabb lépések a fúziós reaktorok megvalósítása felé*
Energia és Atomtechnika, XI. No. 6, Budapest, 1958

Károly Simonyi, *A Fast Neutron Time-of-Flight Spectrometer*
Periodica Politechnica, Budapest, 1958

Károly Simonyi, *Eine Beschleunigungsanlage mit einem Kaskadengenerator vob 800 kV*
Acta Techn. XIX. Budapest, 1958

Simonyi Károly, *Hangtan. Fénytan. Villamosságtan. Elektronfizika. Relativitáselmélet. Atomfizika*
Gépész és Villamosmérnökök Kézikönyve (tud. szerk. Pattantyus), 1961

Simonyi Károly, *Különböző energiafajták közvetlen átalakítása villamos energiává I.*
Elektrotechnika, Budapest, 1966

Simonyi Károly, *Különböző energiafajták közvetlen átalakítása villamos energiává II.*
Elektrotechnika, Budapest, 1967

Károly Simonyi, *Über Eine Experimentelle Entscheidungsmöglichkeit der Kontoroversen über die Deutung des Poyntingschen Vektors*
Periodica Polytechnica, Vol.13, No. 3. Budapest, 1969

Simonyi Károly, *A félvezetők elmélete*
Központi Pedagógus Továbbképző Intézet

Simonyi Károly, *A plazma mint energiahordozó*
Műszaki Tudomány, 48, Budapest, 1974

Simonyi Károly, *Ti jobban féltek... (A kopernikuszi fordulat)*
Természet Világa, 126, 10. , Budapest, 1995

Simonyi Károly, *... én mégis egy könyvet írtam (Galilei, Kepler)*
Természet Világa, 126, 11. , Budapest, 1995

Simonyi Károly, *Az én módszerem jobb, mint a szokásos*
Természet Világa, 126, 12. , Budapest, 1995

Simonyi Károly, *...az egek és tengerek minden jelensége (Huygens, Newton)*
Természet Világa, 127, 1. , Budapest, 1996

Simonyi Károly, *Láttam egy üstököst visszatérni*
Természet Világa, 127, 3. , Budapest, 1996

Simonyi Károly, *Merj tudni! A Nagy Francia Enciklopédia*
Természet Világa, 127, 4. , Budapest, 1996

Simonyi Károly, *Emlékezés és töprengés*
Természet Világa, 127, 7. , Budapest, 1996

Simonyi Károly, *A fizika, a filozófia és a társadalom viszonya az ezredfordulón*
Természet Világa, 130, 6., Budapest, 1999

Simonyi Károly, *A magyarországi fizika kultúrtörténete, XIX. Század (Vázlat)*
Természet Világa különszáma, Budapest, 2001

Simonyi-bölcsességek, -legendák, -történetek

Bohr (a híres fizikus) ajtaja fölött patkó lógott. Egyszer egy látogatója megkérdezte:
– Hisz ön a lópatkóban?
– Nem, dehogy.
– Hát akkor miért van az ajtaja felett?
– Azt mondják – hangzott Bohr válasza –, azon is segít, aki nem hisz benne.

G. K.

❖ ❖ ❖

Fermat = Maupertuis
Huygens Schrödinger, ha ezt az egyenletet megoldjuk Schrödingerre...

G. K.

❖ ❖ ❖

És De Brooglie bátran átrendezte ezt az egyenletet: $p=h/\lambda$ ezzé: $\lambda=h/p$. Ezért Nobel-díjat kapott.

G. K.

❖ ❖ ❖

A Műegyetemmel párhuzamosan jogot is tanult a Pécsi Tudományegyetemen. Szakdolgozatot kellett írni a tanulmányok lezárásához. Az volt az elterjedt szokás, hogy a szakdolgozatot a tanársegédek írták és az altiszt árulta a végzős hallgatóknak. Simonyinak nem tetszett ez a megoldás és ezért saját maga készített egy értekezést a gazdasági élet periodikus változásáról. A felírt differenciálegyenlet megoldása szép szinusz- és koszinuszfüggvényeket adott. Az egész tanszék összedugta a fejét, hogy most mit csináljanak. Egy kukkot sem értettek az egészből, de végül is úgy határoztak, hogy elfogadják a szakdolgozatot és nem kérnek honoráriumot sem.

G. K.

❖ ❖ ❖

– Meg kellene változtatni a Bibliát, mely szerint: „Kezdetben teremté az Úr az eget és a földet." Ehelyett: „Kezdetben voltak a Maxwell-egyenletek és ezek szerint az Úr megteremté az eget és a földet."

G. K.

❖ ❖ ❖

Az elméleti villamosságtan könyv honoráriumából telket vásárolt a Balaton partján. A kerítésre az első Maxwell-egyenletet szerette volna felírni. El is kezdte: rot H, mikor megszólítja a szomszéd, mondván. „De furcsa ember maga, Róth úr, hogy a nagybetűt nem a név elejére, hanem a végére írja!"

G. K.

Kis „színesek"*

(ÖSSZEÁLLÍTOTTA DR. CSURGAYNÉ ILDIKÓ)

Az 1958-ban végzett évfolyam évzáró vacsorájára ALPÁR GYULA „befejezett" egy verset, amelyet egy '56-ban idegenbe szakadt társuk, SZÉKELY ANDRÁS kezdett még írni Egy furcsa álom címmel. A majd harminc versszakból a Simonyira vonatkozó:

Iniciálékat rajzol a táblára,
Absztrakt festmény nála minden egyes ábra:
Csőtápvonal hullámain bús Poynting-vektor,
Magas jegenyefán elektron-reflektor;
Hosszú hullám beszorítva rosszalkodó csőbe;
Elektron, mely legurul potenciál-völgybe.
Szeméből sugárzik lenyűgöző erő,
Elektronfizikát Simonyi ad elő.

A

$$\varphi(x,y,z;t)=\frac{1}{4\pi\varepsilon}\int_V \frac{\rho\left(\xi,\eta,\zeta;t-\frac{r}{c}\right)}{r}\,\mathrm{d}\xi\,\mathrm{d}\eta\,\mathrm{d}\zeta,$$

$$\mathbf{A}(x,y,z;t)=\frac{1}{4\pi}\int_V \frac{\mathbf{J}\left(\xi,\eta,\zeta;t-\frac{r}{c}\right)}{r}\,\mathrm{d}\xi\,\mathrm{d}\eta\,\mathrm{d}\zeta$$

retardált vagy késleltetett potenciált „szemléltette" Simonyi egy elektromágneses térelméleti előadáson az eredetileg angol verssel:

The dachshund

There was a dachshund once so long
He hadn't any notion
How long it took to notify
His tail of an emotion.

And so it was that though his eyes
Were filled with wipe and sadness
His tail went wagging on
Because of precious gladness.

(W. L. Eweritt and G. E. Anner, Communication Engineering, Mc Graw-Hill Book Comp., New York, 1956)

A versikét SZLÁVIK FERENC fordított magyarra:

A dakszli
Egy sok-sok rőfnyi dakszlinak
Sejtelme sem volt arról,
Farka mikorra tudja meg,
Hogy orra hol barangol.

S így, mikor riadt szemét
Már búbánat facsarta,
Tűnt örömét őrizte még
Libegő, kurta farka.

Simonyi Károly az 1971/72. tanévben vendégprofesszorként tanított Braunschweigben a műszaki egyetemen. Itt az egyik német professzor, dr. F. R. KEßLER felesége, HEDY ültette át németre a versikét.

Der langeDackel und die Wellenausbreitungsgeschwindigkeit

Vier meter lang ein Hund einst war,
Der braune Dackel Waldemar.
Das war sein Nachteil,
Nämlich weil
Der kleine Schwanz am Hinterteil
Durch seinen Rumpf, den überlangen,
Erst dann die Wellen konnt' empfangen,
Die ihm der Kopf vorn zugesendet,
Wenn sich das Blättchen schon gewendet.

So kam es, daß er nie gewußt,
Was reiner Schmerz, was echte Lust.
Das war sein Zwiespalt.
Der sehr bald
Ihn quälte ob der Mißgestalt.
Wenn vorne schon sein Herz beglücket,
Hat hinten noch der Schmerz gedrücket;
Doch ward ihm vorn das Herz dann schwer,
So ging der Schwanz noch hin und her.

* A szerző a cikket Simonyi Károly professzor emlékének ajánlja.

Idézet Géher Károlynak az akkor hatvanévesek nevében, 1989-ben írt Hanyas vagy? Huszonkilences. Akkor fél szavakból megértjük egymást című asszociációs játékából:

Én azt mondom: prof.
Te azt mondod: SIMONYI

A Híradástechnika 2001/8. számában megjelent nekrológjában ugyancsak Géher Károly írja:

Számunkra – sokan közülünk hosszú ideje maguk is egyetemi tanárok, ismert tudósok – a PROF. tulajdonnév volt, nagybetűvel, egyetlen személy jelentett: Simonyi Károlyt.

Simonyi-bölcsességek, -legendák, -történetek

A Maxwell-egyenletek felírása közben megállt:
– Sokféle kérdés felmerült már ezekkel az egyenletekkel kapcsolatban, például, hogy melyik a legkönnyebben hímezhető. Egy háziasszony kérdezte tőlem, köténye hímezve melyik mutat a legjobban. A villamosmérnök férjének hátha könnyebben megy úgy a mosogatás.
Folytatta az írást a táblára és csak úgy a válla fölött hátraszólt:
– Egyébként a rossz nyelvek szerint ez a háziasszony az én feleségem.

G. K.

❖ ❖ ❖

Mikor Budapestről Sopronba járt le tanítani, kezdetben albérletben lakott. A kedves háziasszony a késő esti vonattal érkező vendégnek mindig bekészített egy kancsó finom soproni kékfrankos bort. Simonyi ezt jóízűen elfogyasztotta, és így már nem volt kedve a másnapi órára készülni. Mit lehet tenni? Előadja azt, amit a legjobban tud, külön készülés nélkül, a Maxwell-egyenletet. Sopronban elterjedt a híre, hogy annyira emelkedett az elektrotechnika oktatásának színvonala a bányamérnöki karon, hogy most már a Maxwell-egyenletet is tanulják!

G. K.

❖ ❖ ❖

A Villamosságtan könyv első példányát az antikváriumban látta meg először. Ugyanis a kötelező tiszteletpéldányt a hivatalnok előbb kapta meg, mint ő, és hazafelé menet egyenesen az antikváriumba vitte és eladta.

G. K.

❖ ❖ ❖

– Fiatalkoromban szándékosan csináltam hibákat, hogy lássam, figyel-e a hallgatóság. Most már nem kell szándékosan csinálnom.

G. K.

❖ ❖ ❖

– A gyökből nem lehet baj, mert ahol nem lehet gyököt vonni, oda nem megy az elektron.

G. K.

❖ ❖ ❖

– 35-ből gyököt vonva, az nagyságrendileg 5,931.
(0,149-et tévedett!)

G. K.

Az átviteli karakterisztika értelmezéséről*

DR. FODOR GYÖRGY

professor emeritus

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem,

Elméleti Villamosságtan Tanszék

1. A feladat megfogalmazása

Tekintsünk egy objektumot (fizikai rendszert), amely modellezhető olyan lineáris, invariáns rendszerrel, amelynek egyetlen u gerjesztése és egyetlen y válasza van. Az általánosítás több gerjesztés és több válasz esetére nem jelent nehézséget. A továbbiakban folytonos idejű rendszerekkel foglalkozunk. A diszkrét idejű eset teljesen hasonlóan tárgyalható, ezért azt nem részletezzük. Célunk a rendszer $H(j\omega)$ átviteli karakterisztikájának értelmezése.

Ismertnek tekintjük a rendszer valamilyen absztrakt leírását, vagyis valamilyen explicit vagy implicit gerjesztés-válasz kapcsolatát. Ez lehet a rendszer impulzusválasza (súlyfüggvénye), állapotváltozós leírása, rendszeregyenlete, átviteli függvénye, hálózati reprezentációja. Foglalkozunk a rendszer által modellezett objektumon végezhető mérés elvi problémáival is.

Az átviteli karakterisztika a legegyszerűbb értelmezése szerint megadja a szinuszos gerjesztéshez tartozó szinuszos választ bármely rögzített ω körfrekvencián. Pontosabban megfogalmazva ez a következőket jelenti. Legyen a rendszer gerjesztése a $t=0$ időpontig nulla és onnan kezdve változzék szinuszosan ω körfrekvenciával. Ha ehhez a gerjesztéshez tartozó válasz kellő hosszú idő múlva szinuszos lesz ω körfrekvenciával, akkor ez az állandósult válasz kifejezhető az átviteli karakterisztika segítségével:

$$u(t)=\varepsilon(t)U\cos(\omega t+\rho)\equiv \mathrm{Re}\left\{\overline{U}\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}\right\}\Rightarrow$$
$$\Rightarrow y(t)\approx Y\cos(\omega t+\eta)=\mathrm{Re}\left\{H_\omega(\mathrm{j}\omega)\overline{U}\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}\right\},\quad t\gg\tau\,, \tag{1}$$

ahol τ a rendszerre jellemző idő (pl. a legnagyobb időállandó), $\overline{U}=U\mathrm{e}^{\mathrm{j}\rho}$ a gerjesztés, $\overline{Y}=Y\mathrm{e}^{\mathrm{j}\eta}$ a válasz fazorja (komplex amplitúdója), $\varepsilon(t)$ az egységugrás. Ez az értelmezés nyilván csak akkor használható, ha a válasz a megadott szinuszos jelalakhoz tart. Ekkor ez az összefüggés lehetővé teszi az átviteli karakterisztika pontonkénti meghatározását az objektumon végzett méréssel.

Az (1) tömörebb megfogalmazása: a (végtelenül régóta ható) szinuszos gerjesztés és a hozzá tartozó szinuszos válasz komplex amplitúdója közötti kapcsolat bármely rögzített ω körfrekvencián:

$$\overline{Y}=H_\omega(\mathrm{j}\omega)\overline{U}\,. \tag{2}$$

Ezt gyakran úgy értelmezik, hogy az átviteli karakterisztika megadja a szinuszos gerjesztés és a szinuszos válasz közötti kapcsolatot:

$$u(t)=U\cos(\omega t+\rho)\equiv Re\left\{U\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}\rho}\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}\right\}\Rightarrow$$
$$\Rightarrow y(t)=Y\cos(\omega t+\eta)=Re\left\{H_\omega(\mathrm{j}\omega)U\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}\rho}\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}\right\}. \tag{3}$$

Ez a formális értelmezés azt jelenti, hogy a (3) szerinti $u(t)$, $y(t)$ pár kielégíti a rendszert leíró egyenleteket a $H_\omega(\mathrm{j}\omega)$ alkalmas megválasztásával. A (3) nem képezheti mérés elvi alapját, hiszen a „végtelen régóta ható" gerjesztés és válasz méréstechnikailag nem kezelhető. A $H_\omega(\mathrm{j}\omega)$ egy formális átviteli karakterisztika.

A (2) általánosításának tekinthető a következő értelmezés. A $H_\omega(\mathrm{j}\omega)$ átviteli karakterisztika megadja a válasz Fourier-transzformáltját bármely gerjesztés Fourier-transzformáltjának ismeretében, ha utóbbi létezik:

$$F\{y(t)\}=H(\mathrm{j}\omega)\;F\{u(t)\}\;\Rightarrow\;H(\mathrm{j}\omega)=\frac{F\{y(t)\}}{F\{u(t)\}}\,. \tag{4}$$

A válasz időfüggvénye bármely Fourier-transzformálható gerjesztés esetén

$$y(t)=F^{-1}\{H(\mathrm{j}\omega)\;F\{u(t)\}\} \tag{5}$$

alakban fejezhető ki. Valamely $x(t)$ függvény vagy általánosított függvény (disztribúció) Fourier-transzformáltjának azt az $X(\mathrm{j}\omega)$ függvényt vagy általánosított függvényt nevezzük, amellyel $x(t)=F^{-1}\{X(\mathrm{j}\omega)\}$ előállítható

$$x(t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}X(\mathrm{j}\omega)\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}\,\mathrm{d}\omega\,;\quad X(\mathrm{j}\omega)=F\{x(t)\} \tag{6}$$

alakban. Ha $x(t)$ abszolút integrálható, akkor Fourier-transzformáltja

* A szerző a cikket Simonyi Károly professzor emlékének ajánlja.

$$X(\mathrm{j}\omega)=\int_{-\infty}^{\infty}x(t)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\omega t}\,\mathrm{d}t \Leftarrow \int_{-\infty}^{\infty}|x(t)|\mathrm{d}t<\infty \tag{7}$$

alakban integrálással számítható. A (6) és (7) integrálok numerikus számítására szolgáló FFT algoritmusok akkor használhatók, ha található olyan Ω, ill. T, hogy $X(\mathrm{j}\omega)$ elhanyagolható $|\omega|>\Omega$ és $x(t)$ elhanyagolható $|t|>T$ esetén. Ezek nem triviális követelmények, mert nincs olyan jel, amely sávkorlátozott is és időkorlátozott is, tehát az „elhanyagolható" nem helyettesíthető azzal, hogy „nullával egyenlő".

Az átviteli karakterisztikának a (4) szerinti $H(\mathrm{j}\omega)=F\{y(t)\}/F\{u(t)\}$ számításánál ügyelni kell arra, hogy egyetlen vagy néhány konkrét $u(t)$, $y(t)$ pár alapján nem jutunk feltétlenül olyan átviteli karakterisztikához, amely bármely Fourier-transzformálható $u(t)$ gerjesztés estén helyes $y(t)$ választ ad az (5) felhasználásával. Ennek következtében az objektumon végzett mérés alapján sem kapunk feltétlenül helyes átviteli karakterisztikát.

Az átviteli karakterisztika egy következő értelmezéséhez jelölje a rendszer impulzusválaszát $h(t)$, vagyis az $u(t)=\delta(t)$ Dirac-impulzus gerjesztéshez tartozó válasz $u(t)=h(t)$. Ekkor $F\{\delta(t)\}=1$ felhasználásával az átviteli karakterisztika kifejezése

$$H(\mathrm{j}\omega)=F\{h(t)\}\Rightarrow h(t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}H(\mathrm{j}\omega)\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}\,\mathrm{d}\omega\,. \tag{8}$$

E szerint az átviteli karakterisztika az impulzusválasz Fourier-transzformáltja. Ha $h(t)$ abszolút integrálható, akkor

$$H(\mathrm{j}\omega)=\int_{-\infty}^{\infty}h(t)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\omega t}\,\mathrm{d}t \Leftarrow \int_{-\infty}^{\infty}|h(t)|\mathrm{d}t<\infty\,. \tag{9}$$

Mivel az objektum impulzusválasza – legalábbis véges ideig – mérhető, ezért a (8) lehet mérési eljárás elvi alapja. A válasz az impulzusválasz ismeretében $y=h*u$ alakban konvolúcióval számítható, ha az értelmezett. A konvolúció Fourier-transzformáltja rendszerint (de nem feltétlenül) a Fourier-transzformáltak szorzata. Ha a tétel alkalmazható, akkor (4) a (8) következménye.

Kauzális rendszerekre szorítkozva egy további, formális értelmezés is használatos. Jelölje $H(s)$ a rendszer átviteli függvényét. Ennek két, egyenértékű definíciója

$$H(s)=\frac{L\{y(t)\}}{L\{u(t)\}};\quad u(t)=0,\ t<0 \Leftrightarrow H(s)=L\{h(t)\}, \tag{10}$$

ahol L az (egyoldalas) Laplace-transzformáció operátora, s ennek változója, más nevén a komplex frekvencia. Egy másik formális átviteli karakterisztika az átviteli függvényből $s=\mathrm{j}\omega$ helyettesítéssel adódik:

$$\hat{H}(\mathrm{j}\omega)=H(s)\big|_{s=\mathrm{j}\omega}\,. \tag{11}$$

Mivel az objektum átviteli függvénye nem mérhető, ezért ez az értelmezés közvetlenül nem használható az átviteli karakterisztika mérésére, noha minden objektum kauzális.

A következőkben azt vizsgáljuk, hogy az átviteli karakterisztikára megadott különféle értelmezések milyen feltételek mellett egyenértékűek.

2. Stabilitási fogalmak

Az átviteli karakterisztika értelmezését külön kell vizsgálni stabilis és nem stabilis rendszerekre. A továbbiakban kétféle stabilitási fogalmat használunk: a gerjesztés-válasz stabilitást (a továbbiakban: GV stabilitást) és az aszimptotikus stabilitást.

A lineáris rendszer akkor GV stabilis, ha bármely korlátos gerjesztéshez korlátos válasz tartozik. Ha ez nincs így, akkor a rendszer nem GV stabilis.

A rendszer GV stabilitásának szükséges és elegendő feltétele, hogy impulzusválasza abszolút integrálható legyen (aminek szükséges feltétele, hogy a végtelenben nullához tartson):

$$\text{GV stabilis} \Leftrightarrow \int_{-\infty}^{\infty}|h(t)|\mathrm{d}t<\infty \Rightarrow \lim_{|t|\to\infty}h(t)=0\,. \tag{12}$$

Kauzális rendszer esetén rendszer GV stabilitásának szükséges és elegendő feltétele racionális $H(s)$ átviteli függvény esetén, hogy annak minden p_i pólusa a bal félsíkon legyen:

$$\text{GV stabilis} \Leftrightarrow Re\,\{p_i\}<0\,. \tag{13}$$

Ez a kritérium meromorf átviteli függvény esetén is alkalmazható.

A rendszer GV stabilitására adható elegendő feltétel az átviteli karakterisztika ismeretében is. Ezek szerint a rendszer biztosan stabilis, ha mind az átviteli karakterisztika, mind annak deriváltja négyzetesen integrálható.

A nem GV stabilis rendszerek feloszthatók még a GV stabilitás határhelyzetében lévő rendszerekre és GV labilis rendszerekre. A GV stabilitás határhelyzetében lévő rendszer bármely korlátos és időkorlátozott, vagyis egy (t_1,t_2) intervallumon kívül nulla gerjesztéshez tartozó válasza korlátos. A GV stabilitás határhelyzetében lévő rendszer impulzusválasza nem abszolút integrálható, de korlátos, amikor $t\to\infty$. A GV stabilitás határhelyzetében lévő és kauzális rendszer racionális átviteli függvényének nincs pólusa a jobb félsíkon, a képzetes tengelyen lévő pólusai egyszeresek, az $s\to\infty$ helyen többszörös pólusa is lehet. A GV stabilitás határhelyzetében lévő rendszerre léteznek olyan korlátos gerjesztések, amelyekhez nem korlátos válasz tartozik. Egyszerű példa a GV stabilitás határhelyzetében lévő rendszerre az integrátor.

A GV stabilitás határhelyzetére más értelmezések is lehetségesek.

A lineáris, invariáns rendszer akkor aszimptotikusan stabilis, ha a gerjesztetlen rendszer minden $x_i(t)$ állapotváltozója, vagyis $x(t)$ állapotvektora nullához tart:

$$\text{aszimptotikusan stabilis} \Leftrightarrow u(t)=0,\ t>0 \Rightarrow \lim_{t\to\infty} x(t)=0. \tag{14}$$

Ha az állapotváltozók nullához tartanak, akkor a rendszer minden más változója, így a válasza is nullához tart. Ha a gerjesztetlen rendszer állapotvektora nem tart nullához, de korlátos marad, akkor a nem aszimptotikusan stabilis rendszer Ljapunov értelemben stabilis. Ha a gerjesztetlen rendszer állapotvektora nem korlátos, akkor a rendszer aszimptotikusan labilis.

Az aszimptotikusan stabilis rendszer biztosan GV stabilis, a GV stabilis rendszer nem feltétlenül aszimptotikusan stabilis. Ha egy rendszer GV stabilis (de nem aszimptotikusan stabilis), akkor alapos megfontolást igényel, hogy milyen következtetéseket lehet levonni a rendszer analízise alapján az általa modellezett objektumra. Ha lehetséges, célszerű a rendszer leírását úgy módosítani, hogy az vagy mindkét értelemben stabilis, vagy mindkét értelemben labilis legyen.

Egy objektumot bizonyos feltételek mellett kielégítően lehet modellezni kauzális, lineáris, invariáns és aszimptotikusan stabilis rendszerrel. Egy ilyen rendszer változói gyakran nem is az objektum változóit jelentik, hanem azok eltérését egy választott (rendszerint egyensúlyi) értéktől. Minden változó értékének egy meghatározott intervallumon belül kell maradnia ahhoz, hogy a lineáris rendszer az objektum elfogadható modellje legyen.

Ha egy objektumot kauzális, lineáris, invariáns és aszimptotikusan labilis rendszerrel modellezünk, akkor a modell csak azt írja le, hogy miként távolodnak el az objektum változói a kiválasztott értéktől. A változók egy bizonyos intervallumán kívül a modell már nem használható.

A kauzális, lineáris, invariáns és a GV stabilitás határhelyzetében lévő vagy csak Ljapunov értelemben stabilis rendszer elméleti határeset, amely vagy stabilis, vagy labilis objektumot modellez. Ilyen modell például akkor adódik, amikor az objektum Kirhhoff-típusú hálózati reprezentációja a forráson kívül csak passzív és veszteségmentes komponenseket tartalmaz (tömegpontok és rugók, kondenzátorok és tekercsek stb.).

Az aszimptotikusan labilis rendszer a paraméterek speciális értéke mellett lehet GV stabilis. Az ilyen rendszer többnyire nem modellezi megfelelően a labilis objektumot, mert a belső változók növekedése miatt a linearitás feltételezése nem jogos, ezért a modell alapján számított válasz (amely korlátos gerjesztés esetén korlátosnak adódik) nem felel meg az objektumon mérhető válasznak. Ennek legegyszerűbb megnyilvánulása az, hogy ha egy kauzális, lineáris, invariáns rendszer gerjesztése valamely időpontig (legyen ez t=0) nulla, akkor addig válasza is nulla. Ez azonban labilis objektum esetén nem igaz, mert az elkerülhetetlen ingadozások következtében a belső változók növekedni kezdenek és a t=0 időpontban („hosszú idő múlva") az objektum lineáris modellje többnyire már nem érvényes. Mellékesen megjegyezve: a paraméterek speciális értékét rendszerint nem lehet tökéletesen pontosan beállítani.

Mindebből az következik, hogy amikor egy objektumot kauzális, lineáris, invariáns és (a) GV stabilis, (b) a GV stabilitás határhelyzetében lévő, (c) GV labilis rendszerrel modellezzük, akkor a rendszeranalízis eredményeiből egyre alaposabb kritikával lehet csak az objektum viselkedésére következtetni.

3. Stabilis rendszer átviteli karakterisztikája

A kauzális és GV stabilis rendszer átviteli karakterisztikája az 1. szakaszban megadott mindhárom módon meghatározható. A számítás elvégezhető pontonként vagy függvényként. A számítási eredmények ugyanarra a $H_\omega(j\omega)$, $\hat{H}(j\omega)$ formális átviteli karakterisztikára, ill. $H(j\omega)$átviteli karakterisztikára, illetve annak pontjaira vezetnek. Ez azt is jelenti, hogy a formális átviteli karakterisztika megegyezik az átviteli karakterisztikával. Az objektumon végzett mérés eredményei aszimptotikusan stabilis rendszer esetén elvileg megegyeznek a számítási eredményekkel, amíg a lineáris közelítés jogos.

Ha azonban nem győződtünk meg valamilyen módon előzetesen a rendszer stabilitásáról, akkor a pontonként számított értékekből nem tudunk következtetni arra, hogy azok tekinthetők-e a (4) vagy a (9) szerint értelmezett átviteli karakterisztika pontjainak. A függvényként formálisan számított átviteli karakterisztika alapján a stabilitás akkor dönthető el egyszerűen, ha a rendszer kauzális és a számított átviteli karakterisztika racionális függvény. Ekkor ugyanis belőle $j\omega=s$ helyettesítéssel előállítható a racionális átviteli függvény, amelynek alapján a rendszer stabilitása eldönthető a pólusok helyzetének vizsgálatával.

Az objektumon végzett mérés során elvileg egyszerűen eldönthető, hogy a szinuszos gerjesztéshez tartozó válasz a gerjesztés frekvenciájával egyező frekvenciájú szinuszos jelhez tart-e. A véges ideig mért impulzusválasznál természetesen meg kell követelni azt, hogy az a mérési intervallum végére nullához tartson, de abból még nem következik bizonyossággal az, hogy a rendszer stabilis, vagyis hogy a numerikus Fourier-transzformációval számított értékek tekinthetők-e az átviteli karakterisztika pontjainak.

4. Nem stabilis rendszer átviteli karakterisztikája

Ha a vizsgált rendszer nem GV stabilis, akkor átviteli karakterisztikáját a nem abszolút integrálható impulzusválasz Fourier-transzformáltjaként értelmezzük. Eszerint olyan átviteli karakterisztikát keresünk, amelyből inverz Fourier-transzformációval előállítható az im-

pulzusválasz. Némileg ízlés kérdése, hogy mely jelekhez rendelünk Fourier-transzformáltat. Tipikus jelosztályok: a jel időkorlátozott, aszimptotikusan nullához tart, abszolút vagy négyzetesen integrálható, korlátos, diszkrét időpontoktól eltekintve korlátos, a végesben korlátos.

Alább bemutatunk néhány példát nem stabilis rendszer $h(t)$ impulzusválaszára, $H(s)$ átviteli függvényére, $H(j\omega)=F\{h(t)\}$ átviteli karakterisztikájára és az átviteli függvényből számított $\hat{H}(j\omega)=H(s)|_{s=j\omega}$ formális átviteli karakterisztikájára. Először a stabilitás határhelyzetében lévő, azután labilis rendszereket tárgyalunk. Nem térünk ki arra, hogy a különféle rendszer-leírások alapján milyen $H_\omega(j\omega)$ formális átvitel karakterisztika vagy karakterisztikák adódnak az egyes esetekben.

Integrátor (a GV stabilitás határhelyzetében lévő rendszer)

$$h(t)=\varepsilon(t),\quad H(s)=\frac{1}{s},$$

$$H(j\omega)=\pi\,\delta(\omega)+\frac{1}{j\omega},\quad \hat{H}(j\omega)=\frac{1}{j\omega}. \tag{15}$$

A formális átviteli karakterisztika csak az $\omega=0$ helyen különbözik az átviteli karakterisztikától, ahol mindkettő végtelen.

Differenciátor (a GV stabilitás határhelyzetében lévő rendszer)

$$h(t)=\delta'(t),\quad H(s)=s,\quad H(j\omega)=j\omega,\quad \hat{H}(j\omega)=j\omega. \tag{16}$$

A többszörös differenciátor jellemzői kézenfekvő általánosítással adódnak. A formális átviteli karakterisztika megegyezik az átviteli karakterisztikával.

Csillapítatlan oszcillátor (a GV stabilitás határhelyzetében lévő rendszer)

$$h(t)=\varepsilon(t)\cos\Omega t,\quad H(s)=\frac{s}{s^2+\Omega^2},$$

$$H(j\omega)=\frac{\pi}{2}\delta(\omega-\Omega)+\frac{\pi}{2}\delta(\omega+\Omega)+\frac{j\omega}{\Omega^2-\omega^2},$$

$$\hat{H}(j\omega)=\frac{j\omega}{\Omega^2-\omega^2}. \tag{17}$$

Más csillapítatlan oszcillátorokra hasonlók a jellemzők. A formális átviteli karakterisztika csak az $\omega=\Omega$ körfrekvencián különbözik az átviteli karakterisztikától, ahol mindkettő végtelen.

Integrált csillapítatlan oszcillátor (a GV stabilitás határhelyzetében lévő rendszer)

$$h(t)=\varepsilon(t)[1-\cos\Omega t],\quad H(s)=\frac{\Omega^2}{s(s^2+\Omega^2)},$$

$$H(j\omega)=\pi\delta(\omega)-\frac{\pi}{2}\delta(\omega-\Omega)-\frac{\pi}{2}\delta(\omega+\Omega)+$$

$$+\frac{\Omega^2}{j\omega(\Omega^2-\omega^2)},\quad \hat{H}(j\omega)=\frac{\Omega^2}{j\omega(\Omega^2-\omega^2)}. \tag{18}$$

A rendszer impulzusválasza az $\varepsilon(t)$ impulzusválaszú integrátor és az $\varepsilon(t)\Omega\sin\Omega t$ impulzusválaszú csillapítatlan oszcillátor impulzusválaszának konvolúciója, átviteli függvénye e két rendszer átviteli függvényének szorzata, átviteli karakterisztikája e két rendszer átviteli karakterisztikájának szorzata. Belátható, hogy $(j\omega)H(j\omega)$ megadja a (7)-ből differenciálással adódó $h_1=\Omega\varepsilon(t)\sin\Omega t$ impulzusválaszú oszcillátor átviteli karakterisztikáját. Más integrált csillapítatlan oszcillátorra hasonlók a jellemzők.

Lineáris fázisú ideális aluláteresztő (a GV stabilitás határhelyzetében lévő rendszer; $\Omega>T$, $T>0$)

$$h(t)=\frac{\Omega}{\pi}\frac{\sin\Omega(t-T)}{\Omega(t-T)},\quad H(j\omega)=$$

$$[\varepsilon(\omega+\Omega)-\varepsilon(\omega-\Omega)]e^{-j\omega T}. \tag{19}$$

A rendszer nem kauzális, átviteli függvénye és formális átviteli karakterisztikája nem értelmezett.

Elsőrendű rendszer (GV labilis rendszer, $\alpha>0$)

$$h(t)=\varepsilon(t)e^{\alpha t},\quad H(s)=\frac{1}{s-\alpha},$$

$$H(j\omega)=2\pi\,\delta(\omega+j\alpha)+\frac{1}{j\omega-\alpha},$$

$$\hat{H}(j\omega)=\frac{1}{j\omega-\alpha}. \tag{20}$$

A $\delta(\omega+j\alpha)$ tag fizikailag nem értelmezhető, mert képzetes frekvenciaértéknél válik végtelenné. A formális átviteli karakterisztika megegyezik az átviteli karakterisztika értelmezhető részével.

Másodrendű rendszer (labilis rendszer, $\alpha>\beta>0$)

$$h(t)=\frac{1}{\alpha-\beta}\varepsilon(t)[e^{\alpha t}-e^{\beta t}],\quad H(s)=\frac{1}{(s-\alpha)(s-\beta)},$$

$$H(j\omega)=\frac{2\pi}{\alpha-\beta}[\delta(\omega+j\alpha)-\delta(\omega+j\beta)]+\frac{1}{(j\omega-\alpha)(j\omega-\beta)},$$

$$\hat{H}(j\omega)=\frac{1}{(j\omega-\alpha)(j\omega-\beta)}. \tag{21}$$

E másodrendű rendszer impulzusválasza az előbb vizsgált két elsőrendű rendszer impulzusválaszának konvolúciója, átviteli függvénye az átviteli függvények szorzata, átviteli karakterisztikája a két átviteli karakterisztika szorzata. Ha azonban $\alpha=\beta$, akkor

$$h(t)=\varepsilon(t)te^{\alpha t},\quad H(s)=\frac{1}{(s-\alpha)^2},$$

$$H(j\omega)=j2\pi\,\delta'(\omega+j\alpha)+\frac{1}{(j\omega-\alpha)^2},$$

$$\hat{H}(j\omega)=\frac{1}{(j\omega-\alpha)^2}. \tag{22}$$

A $j\omega H(j\omega)$ formális átviteli karakterisztika az elsőrendű rendszer formális átviteli karakterisztikájának négyzete, a H átviteli karakterisztikára azonban ez igaz.

Integrált elsőrendű rendszer (GV labilis rendszer, $\alpha>0$)

$$h(t)=\frac{1}{\alpha}\varepsilon(t)\left[e^{\alpha t}-1\right],\quad H(s)=\frac{1}{s(s-\alpha)},$$

$$H(j\omega)=\frac{2\pi}{\alpha}\delta(\omega+j\alpha)-\frac{\pi}{\alpha}\delta(\omega)+\frac{1}{j\omega(j\omega-\alpha)},$$

$$\hat{H}(j\omega)=\frac{1}{j\omega(j\omega-\alpha)}. \tag{23}$$

A $j\omega H(j\omega)$ megadja az elsőrendű rendszer átviteli karakterisztikáját, továbbá $H(j\omega)$ megegyezik az integrátor és az elsőrendű rendszer átviteli karakterisztikájának szorzatával. Ezzel szemben az átviteli karakterisztika nem adódik a (21) szerinti átviteli karakterisztikából $\beta=0$ helyettesítéssel.

Kétszeres integrátor (GV labilis rendszer)

$$h(t)=\varepsilon(t)t,\quad H(s)=\frac{1}{s^2},\quad \hat{H}(j\omega)=\frac{1}{(j\omega)^2}. \tag{24}$$

A nem korlátos $h(t)$ Fourier-transzformáltja még a Dirac-impulzus bevezetésével sem értelmezhető, de létezik Fourier-transzformáltja disztribúció értelemben, amely azonban kivezetne eddigi kereteinkből, ezért nem tárgyaljuk.

Emlékeztetünk arra, hogy a nem GV stabilis rendszer vizsgálata alapján csak nagy gondossággal szabad következtetni az általa modellezett objektum viselkedésére.

5. Az átviteli karakterisztika alkalmazásai

Egy rendszer, illetve az általa modellezett objektum átviteli karakterisztikáját több célra használjuk.

5.1. A válasz előállítása

Az átviteli karakterisztika fogalmilag legfontosabb alkalmazása a következő. Bizonyos feltételek mellett az átviteli karakterisztika szorzata a gerjesztés Fourier-transzformáltjával megadja a válasz Fourier-transzformáltját, amelyből a válasz időfüggvénye inverz Fourier-transzformációval előállítható.

Ennek elvi alapja az, hogy a válasz (speciális esetektől eltekintve)

$$y(t)=h(t)*u(t) \tag{25}$$

alakban előállítható az impulzusválasz és a gerjesztés konvolúciójaként. Ha $h(t)$ és $u(t)$ egyaránt abszolút integrálható (a rendszer stabilis, a gerjesztés korlátos és időkorlátozott, vagy a végtelenben elég gyorsan nullához tart), akkor a konvolúció Fourier-transzformáltja egyenlő a Fourier-transzformáltak szorzatával, tehát a $H(j\omega)=F\{h(t)\}$szerinti átviteli karakterisztika használható és a (4) érvényes.

A Fourier-transzformáció azonban enyhébb feltételek mellett is átviszi a konvolúciót szorzásba, de a szükséges feltételek nem ismeretesek. A megadottnál enyhébb elegendő feltételek ritkán alkalmazhatók, megfogalmazásuk disztribúció-elméleti tárgyalást igényel.

Bemutattunk néhány példát arra, hogy $F\{h_1(t)*h_2(t)\}=H_1(j\omega)H_2(j\omega)$ akkor is teljesülhet, ha $h_1(t)$ és $h_2(t)$ egyike vagy akár egyike sem abszolút integrálható. Értelem szerint: az $Y(j\omega)=H(j\omega)U(j\omega)$ összefüggés akkor is érvényes lehet, ha a rendszer nem GV stabilis és a gerjesztés nem abszolút integrálható. Vizsgált példáink szerint ez a helyzet, ha a GV labilis elsőrendű rendszer belépő gerjesztése akár állandó, akár exponenciálisan növekvő, az integrátor belépő gerjesztése szinuszos vagy exponenciálisan növekvő, az oszcillátor belépő gerjesztése állandó. Ezek mintájára még sok további példa konstruálható.

A kétszeres integrátor alapján viszont arra következtethetünk, hogy ha az integrátor belépő gerjesztése állandó, akkor az eljárás nem ad helyes eredményt. Hasonló nehézségek lépnek fel az elsőrendű GV labilis rendszernél, ha belépő gerjesztése exponenciálisan növekvő és az impulzusválaszban, ill. a gerjesztésben ugyanaz az exponenciális függvény szerepel ($\alpha=\beta$), amint azt ugyancsak bemutattuk.

A példák alapján arra következtethetünk, hogy mindenképpen problematikus, amikor olyan $H(j\omega)$ és $U(j\omega)$ függvények vagy általánosított függvények szorzatát kell képezni, amelyek ugyanazon a frekvencián szingulárisak.

5.2. Eredő átviteli karakterisztika számítása

Tekintsünk egy rendszert, amely részrendszerek összekapcsolásából áll (vagy amelynek hálózati reprezentációja ismert). Mindegyik részrendszert (vagy hálózati komponenst) az átviteli karakterisztikájával jellemezzük. Célunk az összetett rendszer átviteli karakterisztikájának meghatározása.

Ha mindegyik részrendszer és az eredő rendszer is GV stabilis, akkor például kaszkád kapcsolás esetén $H(j\omega)=H_1(j\omega)H_2(j\omega)$ míg $H_1(j\omega)$ előrevezető és $H_2(j\omega)$ visszacsatoló részrendszer esetén $H(j\omega)=H_1(j\omega)/[1-H_1(j\omega)H_2(j\omega)]$

Ha az eredő rendszer GV stabilis, akkor ez a módszer abban az esetben is helyes eredményre vezet, ha a részrendszerek akár egyike sem GV stabilis. A részrendszerek ekkor formális átviteli karakterisztikájukkal is jellemezhetők. Ez azért igaz, mert az eljárás az átviteli függvényekre alkalmazható, az összetett GV stabilis rendszer átviteli függvényéből $s=j\omega$ helyettesítéssel adódik az átviteli karakterisztika – de ugyanez az átviteli karakterisztika adódódik akkor is, ha előbb végezzük el

az $s=j\omega$ helyettesítést, vagyis ha a formális átviteli karakterisztikával számolunk. Ez azzal magyarázható, hogy a rendszer GV stabilitása miatt a részrendszerek gerjesztése olyan jel, amelyre a Fourier-transzformáció a konvolúciót szorzásba viszi át.

Ezt az elvet alkalmazzuk például akkor, amikor a hálózatok számítása során a tárolót (pl. egy kondenzátort), vagyis az integrátort a $\hat{H}(j\omega)=1/j\omega K$ immittanciájával jellemzünk. Ha a hálózat a forrásokon kívül csak passzív komponenseket tartalmaz, akkor nincs is szükség stabilitásvizsgálatra, mert a hálózat által reprezentált rendszer vagy aszimptotikusan stabilis, vagy legalább Ljapunov értelemben stabilis, illetve vagy GV stabilis vagy legalább a GV stabilitás határhelyzetében van.

Ha azonban az eredő rendszer nem GV stabilis, akkor még arra sincs biztosíték, hogy a részrendszerek átviteli karakterisztikájából megkapjuk az összetett rendszer átviteli karakterisztikáját. Az előzőkben már láttuk, hogy két labilis részrendszer kaszkád kapcsolása esetén az átviteli karakterisztikák szorzata egyes esetekben megadja az eredő átviteli karakterisztikát – ellenpélda a két azonos átviteli karakterisztikájú rendszer kaszkád kapcsolása, ahol a szorzat hibás és nem értelmezhető eredményre vezet. Általánosabb kapcsolás esetén a helyzet még nehezebben áttekinthető. Tekintsünk például egy olyan visszacsatolt rendszert, amelyben az előrevezető részrendszer átviteli függvénye $H_1(s)=1/(s+\alpha)$, a visszavezető részrendszeré $H_2(s)=\beta$. Az eredő átviteli függvény $H(s)=1/(s+\gamma), \gamma\equiv a-\beta$. Ennek alapján a rendszer átviteli karakterisztikája

$$H(j\omega)=\frac{1}{j\omega+\gamma}, \qquad \gamma>0;$$

$$H(j\omega)=\pi\,\delta(\omega)+\frac{1}{j\omega}, \qquad \gamma=0;$$

$$H(j\omega)=2\pi\,\delta(\omega)+\frac{1}{j\omega+\gamma}, \qquad \gamma<0.$$

Az átviteli karakterisztikákkal vagy a formális átviteli karakterisztikákkal számolva $\hat{H}(j\omega)=1/(j\omega+\gamma)$ adódik a γ előjelétől függetlenül!

5.3. A frekvenciafüggés vizsgálata

Az átviteli karakterisztikával gyakran csak azt akarjuk leírni, hogy miként viselkedik a rendszer különböző frekvenciákon, vagyis hogy az adott amplitúdójú, kezdő fázisú és frekvenciájú szinuszos gerjesztéshez milyen amplitúdójú, kezdő fázisú és ugyanolyan frekvenciájú szinuszos válasz tartozik. GV stabilis rendszerre ez a szinuszos gerjesztéshez tartozó állandósult állapotot jelenti. A GV stabilitás határhelyzetében lévő rendszernél a szinuszos gerjesztés frekvenciájával egyező frekvenciájú szinuszos válasz akkor értelmezhető állandósult állapotként, ha a modellezett objektum stabilis, tehát a válasznak a saját frekvenciáknak megfelelő szinuszos összetevői a valóságban (illetve egy jobb modellben) nullához tartanak. Labilis rendszer esetén a szinuszos válasz csak matematikailag értelmezhető. A frekvenciafüggés szempontjából a formálisan számított átviteli karakterisztika ugyanazt az információt tartalmazza, mint az átviteli karakterisztika.

5.4. Az átviteli karakterisztika mérése

A stabilis objektumon végzett mérés alapján az átviteli karakterisztika mérhető. A mérés elvégezhető akár kellő számú frekvencia vizsgálatával, akár a gerjesztés és a hozzá tartozó válasz Fourier-transzformációjával. Az ismert gerjesztés Fourier-transzformáltja rendszerint adottnak tekinthető, a válasz Fourier-transzformáltját valamilyen numerikus módszerrel számítjuk (a numerikus eljárás korlátait figyelembe véve). A válasz természetesen csak véges ideig mérhető és a numerikus Fourier-transzformációs módszerek is csak véges hosszúságú függvények kezelésére alkalmasak. Nullához tartó (speciálisan: véges ideig ható) gerjesztés esetén a stabilis rendszer válasza nullához tart, így egy – a pontosság igényei által meghatározott – időpont után nullának tekinthető.

Labilis objektumon végzett mérés alapján nem lehet a $H(j\omega)=F(h(t))$ átviteli karakterisztikát meghatározni. A pontonkénti mérés nem végezhető el, mert a szinuszos gerjesztéshez tartozó válasz nem tart egy szinuszos állandósult állapothoz. Az impulzusválasz nem tart nullához, tehát a numerikus Fourier-transzformációs eljárások nem alkalmazhatók.

Elvileg találhatók olyan nullához tartó gerjesztések, amelyekhez tartozó válasz még nem stabilis rendszer esetén is nullához tart, így látszólag nincs elvi akadálya egy $F\{y(t)\}/F\{u(t)\}$ függvény képzésének. Ez könnyen belátható, ha az objektum racionális $H(s)$ átviteli függvénnyel jellemezhető, amelynek vannak pólusai a bal félsíkon kívül. Válasszunk olyan, nullához tartó $u(t)$ gerjesztést, amelynek $U(s)$ Laplace-transzformáltjának zérusai vannak ott, ahol az átviteli függvénynek a bal félsíkon kívüli pólusai vannak. Ekkor az $Y(s)=L\{y(t)\}$ függvénynek csak a bal félsíkon vannak pólusai, tehát a Fourier-transzformáltak képezhetők. Ekkor azonban az $Y(j\omega)/U(j\omega)$ hányados nem adja az átviteli karakterisztikát. Ennek alapvető oka az, hogy az alkalmas gerjesztés megválasztásával csak azt tudjuk biztosítani, hogy az objektum válasza nullához tartson, sőt a realizációs bizonytalanságok miatt még ez sem érhető el tökéletesen. Az objektum belső változói azonban még ilyen gerjesztés hatására is korlátlanul növekedni fognak, miáltal az objektum lineáris rendszerrel történő modellezése nem jogos, az átviteli függvény nem írja le helyesen a gerjesztés-válasz kapcsolatot, a mérési eredmény nem fog megfelelni elméleti várakozásainknak.

A Fourier-transzformáltak hányadosa egyébként elméletileg sem adja meg feltétlenül az átviteli karakterisztikát az ω minden értékére, ugyanis az $F\{y(t)\}/F\{u(t)\}$ hányados csak akkor eredményezi a rendszer $H(j\omega)$ átviteli karakterisztikáját, ha $F\{y(t)\}=H(j\omega)F\{u(t)\}$ minden (Fourier-transzformálható) gerjesztésre érvényes, nem elegendő, ha bizonyosakra teljesül.

A stabilitás határhelyzetében lévő objektumra elvileg lehetséges az átviteli karakterisztika mérése bizonyos frekvenciák környezetének kivételével. Mint azonban már korábban is említettük, a stabilitás határhelyzete absztrakt eset, amely egy olyan rendszerre értelmezhető, amely vagy stabilis, vagy labilis objektumot modellez.

Összefoglalás

A lineáris, invariáns rendszer frekvenciatartománybeli viselkedését leíró $H(j\omega)$ átviteli karakterisztika többféleképpen értelmezhető. Stabilis és kauzális rendszerre valamennyi értelmezés azonos eredményre vezet.

Nem stabilis rendszerre a $H(j\omega)$ az impulzusválasz Fourier-transzformáltjaként értelmezhető, míg a többi értelmezés vagy nem használható, vagy egy $\hat{H}(j\omega)$ formális átviteli karakterisztikára vezet. A $H(j\omega)$ és a $\hat{H}(j\omega)$ egyaránt alkalmas a rendszer frekvenciafüggésének leírására, az összetett stabilis rendszer részrendszereinek jellemzésére. A válasz Fourier-transzformáltjának jellemzésére a $\hat{H}(j\omega)$ csak kivételesen alkalmas, de még a $H(j\omega)$ sem használható minden gerjesztés esetén.

A lineáris, invariáns, kauzális és aszimptotikusan stabilis rendszerrel modellezhető objektum átviteli karakterisztikája méréssel meghatározható. A nem stabilis objektum átviteli karakterisztikája azonban nem mérhető, aminek alapvető oka az, hogy a nem stabilis objektum nem tekinthető lineárisnak.

A nem stabilis rendszer átviteli karakterisztikájával kapcsolatos nehézségek miatt kézenfekvő lehet arra az álláspontra helyezkedni, hogy az nem is értelmezett. Ez azonban nem célszerű megszorítás. Sok gyakorlati feladatnál (pl. szűrőtervezés) az átviteli karakterisztikát adottnak tekintjük. Ez a $H_0(j\omega)$ gyakran nem kauzális és nem GV stabilis. A tervezési feladat ennek a $H_0(j\omega)$ függvénynek a közelítése olyan $H(j\omega)$ függvénnyel, amely kauzális és stabilis rendszert ír le, rendszerint még további megszorításokat is teszünk (pl. hogy racionális legyen).

Az elmondottak abban foglalhatók össze, hogy nem stabilis rendszer frekvenciatartománybeli leírásánál kellő gondossággal kell eljárni, mert a formális számítás eredménye hibás vagy értelmezhetetlen lehet.

Köszönetnyilvánítás

Köszönöm dr. Magos András docensnek, hogy a kézirathoz sok fontos megjegyzést tett és kidolgozta a probléma disztribúcióelméleti tárgyalását, amire a dolgozatban többször utaltam.

Simonyi-bölcsességek, -legendák, -történetek

(Az E.I.B.-ben a motoros táblát szeretné elindítani, kevés sikerrel.)
– Az elektromosságnak sok rejtélye van...

G. K.

❖ ❖ ❖

(A kis és nagy energiájú gyorsítók kapcsán:)
– Ha vannak szuperszonikus repülőgépek, akkor minek a 9-es villamos?

G. K.

❖ ❖ ❖

Az elméleti villamosságtan tanszék a V1 épület V. emeletére költözik át. Simonyi aktívan részt vesz a cipekedésben. A III. emeleti lépcső fordulójában Veszely Gyula és Zombory László figyelmeztetik a Professzor Urat, nehogy beszoruljon. A IV. emeletről valamilyen fontos értekezletről lejövő szakemberek megjegyzik: milyen tréfásak ezek a szállítómunkások, hogy Professzor Úrnak szólítják itt az egyetemen egymást!

G. K.

❖ ❖ ❖

(Charles Simonyi meghívólevelet kapott Dániából, hogy vegyen részt a vállalat szoftverfejlesztésében. A kari tanácson a mellette ülő Kovács István professzornak mutatja a levelet. Kovács prof. azzal adja vissza, hogy ez egy nagyon jó ajánlat, okvetlenül fogadd el. Ekkor Simonyi megsúgja neki, hogy a levél nem neki szól, hanem középiskolás fiának!

G. K.

Hírek

A jövő technológiáját bemutató újdonságokkal jelentkezett az idén a Siemens az iparág legnagyobb seregszemléjén, a hannoveri CeBIT kiállításon. A kézírást is továbbító „tollofon", a hangszóró és a kijelző összeépítésével született, nyakban viselhető, hangvezérelt, mindössze 60 grammos „ékszerfon", a mobilba épített projektor és a JavaTM technológiát használó M50 is a technika és design egységesen magas színvonaláról tanúskodik.

❖ ❖ ❖

Két forradalmian új Bluetooth technológiával működő eszközt mutatott be ma a Sony Ericsson: a HBI-30 fülhallgatót és a HCB-30 jelű Bluetooth autós kihangosítót. A Bluetooth technológia a Sony Ericsson portfóliójában kiemelt szerepet foglal el, hiszen ajtót nyit a mobiltelefóniában az innovatív alkalmazások fejlesztése felé. A fülhallgató várhatóan 2002 második, míg az autós kihangosító a harmadik negyedévben kerül a piacra.

❖ ❖ ❖

A Sony Ericsson ma bejelentette, hogy a Java technológiára vonatkozó licencszerződést írt alá a Sun Microsystemsszel. A játékok és a szórakoztató szolgáltatások a Sony Ericsson termékstratégiájának alapvető fontosságú részét képezik. A Java kulcsfontosságú része a multimédiás kommunikációs alkalmazások fejlesztésének. A több évre szóló szerződést a Java Micro Edition (J2ME) technológia licencének megvásárlásáról, szolgáltatások átírásáról, valamint a Java jövőbeni fejlesztéseiről írták alá.
A Java által kínált nyílt környezet lehetővé teszi, hogy a külső fejlesztésű alkalmazások folyamatosan letölthetők legyenek a mobiltelefonra, újabb és újabb alkalmazások legyenek telepíthetők a mobiltelefon teljes élettartama során, nem csak a kezdeti vásárláskor. Ez számos alkalmazási területen új lehetőségeket kínál, és várhatóan a játékok fognak a legtöbbet profitálni a Java kínálta újdonságokból. Rendszeresen letölthetők lesznek például az új játékok, vagy a játékok új kiegészítői, új verziói.

❖ ❖ ❖

A Sony Ericsson globális, a mobil multimédiás tartalomra és alkalmazásokra vonatkozó megállapodást kötött a Sony Group tagjaival – jelentette be ma a cég. A Sony Ericsson és a Sony Pictures Enternainment Inc. (SPE), a Sony Music Enternainment Inc. (SME) és az európai Sony Style Imaging (SSI) között létrejött szerződések technológiai együttműködésről, piacépítésről és üzletfejlesztésről szólnak. A megállapodás bejelentése egybeesik a Sony Ericsson képfeldolgozási és üzenettovábbítási alkalmazásain alapuló termékportfólió piacra dobásával.

(1) Technológia – a tartalom optimális továbbítása a Sony Ericsson termékeire, a technológia szabványosítása, az adatjogok kezelése és stratégiai technológiaáttekintő fórumok szervezése.
(2) Marketing – közös marketing- és promóciós kezdeményezések az új mobil multimédiás világ népszerűsítése érdekében.
(3) Üzletfejlesztés – az mobil multimédiás üzletág bővítése és új lehetőségek feltárása.

❖ ❖ ❖

A Siemens TransXpress Infinityvel sikerült élő adatátviteli forgalmat bonyolítani egy közel 1000 km hosszúságú, jel-regenerálás nélküli 160-csatornás DWDM átviteli szakaszon. A szakasz a China Unicom nagy sebességű, 15 000 km kiterjedésű gerinchálózatának része. A fényvezetőn akár 20 millió ISDN-minőségű telefonbeszélgetést lehet egyidejűleg bonyolítani, és video- és szövegadatok átvitelét.

Részecskegyorsítók Sopronban és Budapesten*

KOSTKA PÁL

villamosmérnök

Részecske és Magfizikai Kutató Intézet

Simonyi Károly professzor egyik dédelgetett gondolata volt egy gyorsítóberendezéssel felszerelt korszerű magfizikai laboratórium felépítése. Ez nem halványult el a második világháború utáni években is, amikor szinte a semmiből kellett a munkát elkezdeni.

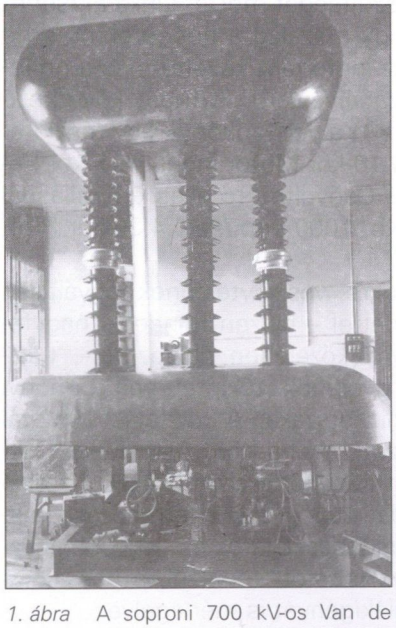
A gyorsítóberendezések az 1930-as évektől kezdve a magfizikai kutatásoknak nélkülözhetetlen eszközeivé váltak és alkalmazási körük azóta is egyre bővül. Hamar felismerték, hogy az atommagok tulajdonságainak megismerését célzó kutatások csak akkor lehetnek eredményesek, ha a bombázó részecskék energiáját széles határok között, finom lépésekben változtatni lehet és a részecskenyaláb lehetőleg azonos beesési iránnyal, beállítható intenzitással, kisméretű foltban érkezik a céltárgyra, a targetre. A gyorsítók azok a berendezések, amelyek a kutatásoknál ezt a kellő flexibilitást biztosítják.

Simonyi professzor úr álmait akkor kezdhette megvalósítani, amikor a BME Sopronban székelő Bánya és Kohómérnöki Kara Elektrotechnikai Tanszékének vezetője lett. A tanszék nyugodt légköre, lelkes munkatársai, kis műhelye közepette született az elhatározás, hogy nemcsak nagyfeszültségű berendezést hozzanak létre, amire szükségük volt, hanem gyorsítóberendezéssé is fejlesszék azt. Ahogy Simonyi Károly visszaemlékezéseiből tudjuk: [1] „...A nagyfeszültséggel már elköteleztem magam, a soproni egyetemen pedig szigetelőket vizsgáltunk az egyik gyár megbízásából. Majdhogynem törvényszerűen jött a gondolat: miért ne építsek a nagyfeszültségű berendezés mellé egy gyorsítót?..." És a gyorsító létrejött.

A megvalósításig persze hosszú út vezetett, az első lépések 1949-re vezetnek vissza. Az elsődleges cél akkor nagyfeszültséget előállító készülék megalkotása volt. Legegyszerűbb felépítésű berendezésként a Van de Graaff – más néven szalag – generátor kínálkozott, amely gyorsítóvá is fejleszthető, hiszen segítségével olyan kellően homogén energiájú részecskék gyorsíthatók nagy energiára, amelyekkel magtermek is kimérhetők. A készüléket hazai és hozzáférhető anyagokból lehetett megvalósítani, olcsón, az akkori szűkös műszaki feltételek mellett is.

1949 és 1951 között 3 szabadtéri (a laborhelyiségben szabad levegőn álló) és 1 nyomás alatti (túlnyomásos tartályba zárt) Van de Graaff generátor épült [2]. Az első kettő a megfelelő anyagok kikísérletezésére és az üzemi viszonyok megismerésére készült. Az elsővel 200 kV-ot, a másodikkal 750 kV-ot lehetett előállítani. Az első feszültséghatára mesterséges volt, ugyanis a készülék egyik szigetelőoszlopa egy 200 kV üzemi feszültségű kondenzátor volt, amelynek feszültséghatárát nem lehetett túllépni. Ezért az alig dupla magasságú második készülékkel 3,5-szeres feszültséget lehetett elérni. A töltésszállító szalag (varnish-vászon) kezelését, tölthetőségét, a töltő és töltésleszedő tűsorok viselkedését, a környezeti viszonyok, pl. a teremlevegő nedvességtartalmának befolyását ezeken a készülékeken tanulmányozták.

A harmadik berendezés a tapasztalatok alapján, de már gyorsítóberendezésnek készült, ugyancsak 750 kV-ra, nagyobb áramra (szélesebb szalaggal), szárazabb helyiségben [3]. A készülék (1. ábra) felépítése olyan, hogy 3 szigetelőoszlopon nyugszik a nagyfeszültségű elektród, a tartóoszlopok közti térben középen áll a gyorsítócső, mellette fut a töltőszalag. A földpotenciálon levő alsó elektród alatt, a nagyfeszültségtől árnyékoltan helyezkednek el a gyorsító további részei: az ionforrás és a vákuumrendszer. Az ionforrás, más gyorsítókkal ellentétben, földpotenciálon volt, hogy bonyolult kezelése,



1. ábra A soproni 700 kV-os Van de Graaff gyorsító

* A szerző a cikket Simonyi Károly professzor emlékének ajánlja.

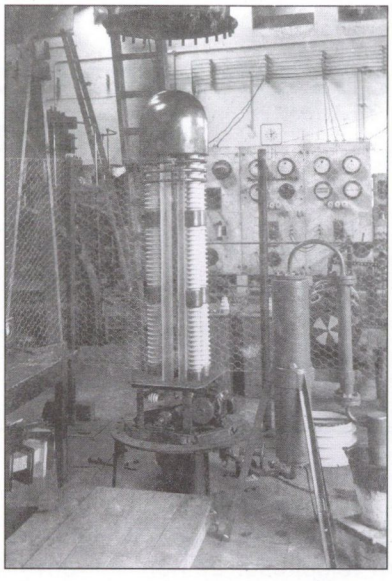
tápfeszültség ellátása egyszerűen legyen megoldható. Ennek ára is volt: a generátornak a nehezebben megvalósítható negatív polaritásúnak kellett lennie, és a kísérleti céltárgy megfigyelése csak a nagyfeszültség potenciálján volt lehetséges. A berendezés építésekor a korábbiakhoz képest új területekkel kellett megismerkedni. Vákuumtechnikával, amellyel 10^{-6} Hgmm nyomásra lehetett megszívni a gyorsítórészeket. Ionforrás elkészítésével, tulajdonságainak megismerésével kellett foglalkozni, tápegységeit, oszcillátorát elkészíteni, az ionnyaláb fókuszálását tanulmányozni. Új terület volt a vákuummérés és a sugárzásmérés is.

A munka eredményeként 1951. december 22-én Simonyi professzor úr vezetésével, gyorsítóval Magyarországon először hoztak létre mesterséges atommag-átalakítást. Lítium fémet protonnal bombázva a $^{3}Li^{7}$ (p, γ) $^{4}Be^{8}$ magreakciót valósították meg, amely 441 keV energiájú protonoknak lítiumba való becsapódásakor lép fel, erős γ-sugárzás fellépte mellett. Ennek rezonanciaszerű felléptét sugárzásméréssel detektálni lehetett. Az egész bonyolult rendszer komplex, összehangolt működésének, üzemközbeni viselkedésének tesztje volt ez a kísérlet.

Ennek az eseménynek izgalmas perceit érdemes felidézni Erő János visszaemlékezéseiből [4]: dec. 22-én egész nap folytak az előkészületek, de a kísérlet döntő részére csak késő éjjel került sor: „... Éjfél felé járt az idő, mire a szivattyúkat el lehetett indítani. Most izgalmas percek következtek. Minden szem a vákuummérőt figyelte, az pedig kb. másfél óra múlva, lassan elindult és 2 órakor a vákuum végre elérte a 10^{-5} Hgmm-t. Ekkor megindítottuk az ionforrást és mindenki elfoglalta a kijelölt helyét. A hordozható számlálóval Simonyi professzor ült be az elektródába, Schmidt Gyurka a generátor töltőáramát szabályozta, Karlovits Jóska a generátor feszültségét mérte, Linka Erzsébet pedig arra ügyelt, hogy a szalag a hengerekről le ne fusson. Én magam az ionforrást kezeltem és a generátor feszültségét szabályoztam. A most következő percek leírására álljon itt a Jegyzőkönyv egy részlete: 3.30-kor Prof. beül, 4.10-kor Motor indul, 4.15-kor Feszültség be. Számol! Csővoltmérő állás 0,7. állásnál elindul a számlálás. Kb. 1000 imp./sec. 4.30-kor Prof. kiszáll..."

Ezzel, a résztvevőkre veszélytelennek egyáltalán nem mondható kísérlettel – hiszen mindenki nagyfeszültségű szerelvények közelében dolgozott –, tulajdonképpen lezárult gyorsítók tekintetében Simonyi professzor úr soproni korszaka. A folytatás 1952-től Budapesten következett, ahol a KFKI Atomfizikai Osztályának vezetőjeként irányította a munkákat. Az első megvalósítandó feladat itt is gyorsító létrehozása volt, de most már a soproni tapasztalatok és nagyobb anyagi forrásokra alapozva lehetett tervezni, a posszibilis kutatási témák készülékigényét is mérlegelve.

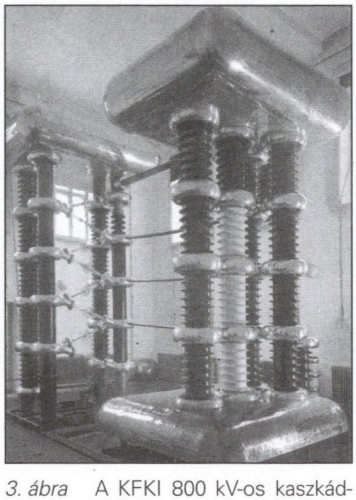
Simonyi professzor ekkor már nemcsak Van de Graaff gyorsítóban gondolkodott. 1952-ben két berendezés építését indította el: nyomás alatti Van de Graaff gyorsítóét valamint kaszkád típusú generátor és gyorsítóét. Ugyanakkor Budapestre költöztek Sopronból az ottani berendezések is, amelyek bizonyos rekonstrukción estek át.



2. ábra A Sopronban megépített kisméretű, nyomás alatti Van de Graaff generátor (csak feszültségforrás)

A nyomás alatti generátor szükségessége már Sopronban fogalmazódott meg, sőt kísérletek is folytak e téren [5]. Szabadtéri berendezéseknél ugyanis 1 MV felett a megnövekedő méretek és a laborhelyiségek véges befogadóképessége előbb-utóbb határt szabnak a feszültség növelésének, és a nagy méretek miatt a berendezések is kevésbé stabilak. Nyomásálló tankba épített generátorral, túlnyomáson és megfelelő szigetelőgázban működtetve, ennek a feszültségnek sokszorosa érhető el. A lényegesen rövidebb tartóoszloppal és 40 cm átmérőjű kisméretű elektróddal megépített Van de Graaff generátorral (2. ábra) lényegesen nagyobb feszültséget, 1200 kV-ot sikerült elérni, mint a korábban készült szabadtéri 750 kV-os berendezéssel. Sopronban a szigetelőgáz tulajdonságainak, a szigetelők felületi szigetelőképességének megismerése, az erőtér megfelelő kialakítása volt a kísérletek célja. Ez volt Magyarországon az első ilyenfajta készülék. Némi átépítés után, más szigetelőgázzal a KFKI-ban a berendezéssel 1,6-1,7 MV-ot lehetett elérni.

A kaszkádgenerátor gondolata bizonyára támaszkodott Simonyi Károlynak a műegyetemi Atomfizikai Tanszéken töltött éveire, ahol Bay Zoltán professzor vezetésével az 1940-es években megindult egy ilyen típusú gyorsító építése. A berendezés nem készült el és a háborús események jelentős kárt tettek. Egyes részei, pl. kondenzátorok, nagyfeszültségű transzformátor, motorgenerátor, megmaradtak és ezek felhasználása lényegesen egyszerűsítette az új kaszkádgenerátor építését.

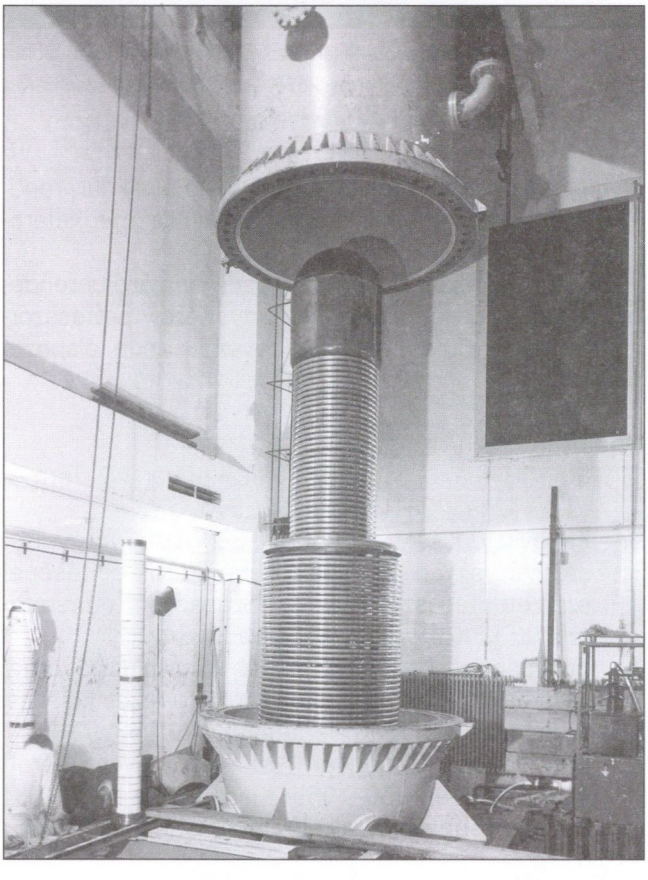


3. ábra A KFKI 800 kV-os kaszkádgyorsítója. Előtérben a gyorsítórész

Mindkét berendezés tervezése, majd építése 1952-ben elkezdődött, de a kaszkádgenerátor és gyorsító lényegesen

gyorsabban készült el. Ennek oka főként abban keresendő, hogy a kaszkádgenerátorba lényegesen több gyári alkatrészt lehetett beépíteni, amelyek nagy része javítások elvégzése után rendelkezésre állt, egyszerűbben gyártható szerkezeti elemekből épült fel és sok eleme hasonló vagy azonos volt, mint azok, amelyeket Sopronban már kipróbáltak.

A kaszkádgenerátorban (K 800) (3. ábra) a nagyfeszültséget 4 fokozatú feszültségsokszorozóval, Cockroft-Walton által alkalmazott kapcsolás útján állították elő. A 4 fokozat kaszkádba kapcsolásával 800 kV egyenfeszültséget lehetett előállítani, kb. 2 kV /mA terheléstől függő hullámossággal. Szelepcsőként röntgenberendezések számára gyártott vákuumdiódákat alkalmaztak, melyeknek katódjai egyenként 120 W (!) fűtőteljesítményt igényeltek, amelyet a tartóoszlopok szigetelőiben elhelyezett fűtődinamók biztosítottak [6]. A gyorsítórész szigetelőoszlopokon álló külön rész [7], mely hasonlít a soproni Van de Graaff gyorsító felépítményéhez: 3 tartóoszlop között áll a gyorsítócső. Utóbbi kaszkádfokozatonként ellenálláson át össze volt kötve a feszültségrésszel. Az ionforrás – továbbfejlesztett rádiofrekvenciás ionforrás – a nagyfeszültségű elektródban volt elhelyezve, tápfeszültségeit egy földoldalról hajtószalaggal meghajtott dinamó biztosította. A gyorsítócsőben az ionnyaláb fokuszálását kaszkádfokozatonként 1-1 elektrosztatikus lencse biztosította. A földpotenciálon elhelyezett céltárgyra jutó ionáram (p,d vagy He ionok) a kísérleteknél általában 300-400 μA volt, maximálisan 500 μA. [8]. 700 kV feletti



4. ábra A 4 MV-os nyomás alatti Van de Graaff generátor szétnyitott tankkal. Balra látható az első gyorsítócsöve

gyorsításnál az időnként fellépő vákuumkisülések okoztak nehézségeket, ezért ez a terület a későbbiekben külön kutatási témává vált. A berendezés 1952/54-ben épült, de már 1953-ban reprodukálták a Li(p, .) Be magreakciót. A készülék 1966/67-ig szolgált gyors neutronok forrásaként, ill. alacsony energiás magfizikai kísérletek számára.

1952-ben megindult a 4 MV-osra tervezett nyomás alatti Van de Graaff gyorsító (4. ábra) tervezése és gyártása (AG 4 tankgenerátor). A tartály átmérője 2 m, hossza 6.3 m, álló elrendezésű, 25 bar nyomásra készült. A belsejében álló szigetelőoszlop 70 darab, szigetelőkkel elválasztott tárcsa alakú elektród egymásra épült szerkezete, ahol az elektródok potenciálját osztóellenállás szabályozza. Az oszlop belsejében helyezkedik el a gyorsítócső és a töltőszalag, tetején a nagyfeszültségű elektród. Jóformán a berendezés minden darabja – elektromotortól, vákuumszivattyútól eltekintve – a generátor számára gyártott egyedi darab volt. Ezek 1953 végére elkészültek, 1954-ben szerelés és próba következett. Gyorsítócső nélkül 17 bar szigetelőgáz nyomásnál 4.5 MV volt elérhető. [9] A gyorsítóvá fejlesztés programja azonban a továbbiakban lelassult, részben gazdasági, részben technológiai és anyagbeszerzési problémák miatt a berendezés csak 1963-tól állt üzembe [10].

Időközben a Sopronból Budapestre telepített szabadtéri Van de Graaff generátor rekonstrukciója befejeződött és 1954-től elektrongyorsítóként (S 1000) üzemelt. Üzemszerűen 150-800 keV-os elektronokkal, max. 40 μA targetárammal lehetett kísérleti munkát végezni. A legfontosabb változtatások: a szigetelőoszlopok magasabbak lettek, új gyorsítócsövet, feszültségosztót kapott és az elektronforrás és tápegységei a nagyfeszültségű elektródba, a target földpotenciálra került. [11]

Már 1953-ban felmerült egy második kaszkádgyorsító építésének terve (K600). 3 kaszkádfokozatával alacsonyabb terembe készült, 600 kV-ra. A szelepcsövek fűtésénél tapasztalt üzemeltetési nehézségek miatt itt egy 230 kHz-es, 1 kW-os oszcillátorból vett radiofrekvenciás teljesítménnyel fűtötték a csövek katódjait. A sorosan elhelyezett kicsatolások úgy lettek hangolva, hogy mindegyik cső azonos teljesítményt vegyen fel, a potenciálkülönbségeket pedig a kaszkádfokozatok kondenzátorai hidalták át. Hasonló r.f. áramkör táplálta az ionforrás egységeit is. A K600-nál először lett beépítve ún. homogén terű gyorsítócső, amelyben diszkrét fokuszáló/gyorsító lencsék helyett mintegy 60 diafragmaszerű elektród lett beépítve. Egy ellenállásosztó konstans feszültséggradienst biztosított a csőben és ebben az erőtérben gyorsultak az ionok. Minden, az osztályon későbbi időpontban épített gyorsítócsőben ilyenfajta elektródrendszert alkalmaztunk. A K 600-nál 1954-ben az r.f. áramkör mérései befejeződtek, a végleges oszcillátor és a teljes gyorsító 1956-tól működött [12]. Először Li ionokat gyorsítottak (termikus ionforrásból), később p, d, H-ionok is sorra kerültek. A K 600 az 1970-es évek közepéig volt használatban.

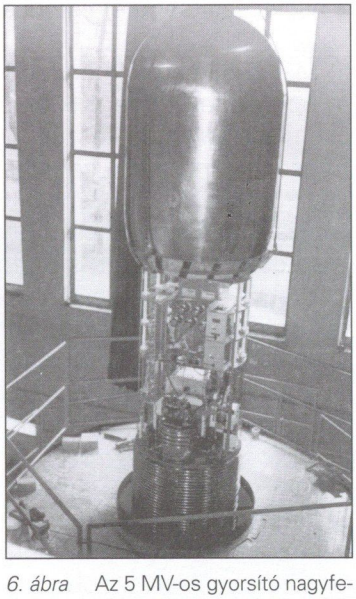
Meg kell említeni, hogy a KFKI-ban épített gyorsítók mellett Simonyi professzor a BME Elméleti Villamosságtan Tanszék laboratóriumában is létesített egy kizárólag oktatási célokat szolgáló Van de Graaff típusú 700 kV-os elektrongyorsítót [8].

Simonyi professzor úr mindezeknek a gyorsítóknak a létesítésében személyesen részt vett. Irányt mutatott a feladatok kitűzésével, de tanácsaival, meglátásain keresztül azok ellenőrzése alkalmával is. Irányította a tervezést, részt vett a megoldások keresésében, de akár a berendezések építésénél, méréseknél. Bár mindazok a berendezések, amelyek az 1950-es években az ő irányításával – teljesen vagy részlegesen – készültek, nincsenek már, helyet adtak újaknak. Egyedül az S 1000 Van de Graaff generátor élte túl múzeumi raktárban az utóbbi 30-35 évet, míg 2001-ben az „Álmok Álmodói – Világraszóló Magyarok" kiállításon felállításra nem került.

5. ábra Az 1968–70-ben épült 5 MV-os nyomás alatti Van de Graaff gyorsító látképe

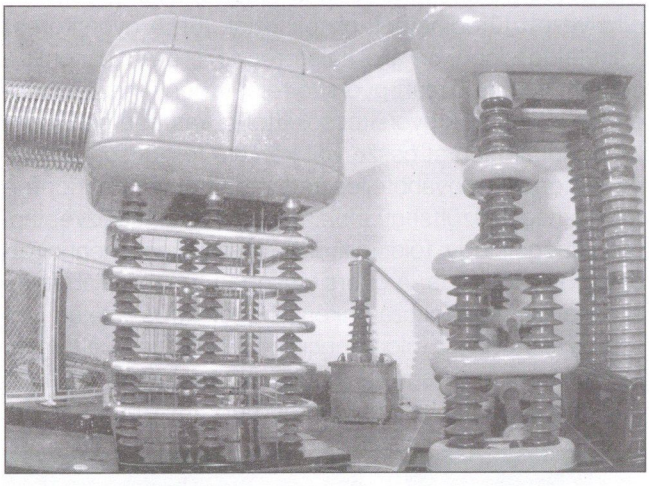
Gyorsítók azonban az 1950-es évek utáni évtizedekben is épültek az intézetben, különböző célokra, részben az időközben kiöregedett készülékek pótlására. A régi Atomfizikai Osztály helyén működő Részecske és Magfizikai Kutató Intézet Magfizikai Főosztályán jelenleg is 2 gyorsító van üzemben: egy 5 MV-os nyomásalatti Van de Graaff gyorsító, valamint egy szabadtéri 500 kV-os kaszkádgenerátoros gyorsító.

A mostani Van de Graaff gyorsító (5. és 6. ábra) a régi helyére lett telepítve, 1970 óta van üzemben. Több kisebb-nagyobb rekonstrukció után jelenleg is üzembiztos készülék. Korábban magfizikai kísérletek céljait szolgálta, jelenleg magfizikai módszerekkel végzett anyagtudományi kutatásokra használják. A berendezéssel végzett analitikai tevékenység kiterjed anyagtudományi, biológiai, környezettudományi, művészettörténeti alkalmazásokra. A berendezéssel 1-5 MV feszültségtartományban 1-10 μA-es ionáram állítható elő p,d,He,N ionokból. A feszültségstabilitás néhányszor 10-4. A nyaláb 6 különböző rendeltetésű targetkamrába irányítható.



6. ábra Az 5 MV-os gyorsító nagyfeszültségű elektródja és szigetelőoszlopa kibontott tartálynál. A felemelt elektród rátekintést ad az ionforrásra, tápegységeire és gázellátó rendszerére

A kaszkádgenerátor és gyorsító (7. ábra) implantálás céljaira az 1980 körüli években készült. 10-20 μA-ig nehézionok gyorsíthatók az üreges katódú vagy a porlasztásos ionforrásból (nemesgázok, fémek stb. ionjai) 100-450 kV feszültségtartományban. A nagyfeszültségű elektródban levő szeparátormágnes segítségével xenonig bezárólag izotóp tisztaságú nyaláb nyerhető. Az ionnyaláb a targetkamrában 50x50 mm-es területre teríthető. Közös targetkamra köti össze a két gyorsítót



7. ábra A nehézionok gyorsítására szolgáló kaszkádgyorsító. Jobboldalt a feszültségforrás, középen az ionforrást, szeparátort tartó rész, balra vízszintesen a gyorsítócső

olyan implantok vizsgálatára, melyeken a vákuumrendszer megbontása nélkül kívánnak analitikai meghatározásokat végezni.

Ez utóbbiak azok a jelenleg is üzemben álló berendezések, amelyek létesítését Simonyi Károly professzornak az 1940–50-es évekbeli tevékenysége alapozta meg.

Irodalom

1. Staar Gyula: A soproni részecskegyorsító. Természet Világa, 2001. december. 540. o.
2. Karlovits József, Lux András, Schmidt György: Beszámoló a Van de Graaff generátorok építésénél szerzett tapasztalatokról. (Szabadtéri generátorok.) KFKI Közlemények 1, (1953) 84.
3. Erő János, Karlovits József, Schmidt György: Magreakciók létrehozására szolgáló teljes kísérleti berendezés. KFKI Közlemények 1, (1953) 90.
4. Erő János: Élményem az első gyorsításról. A KFKI 5 éve 1950–1955. Kiadvány az MTA KFKI ötéves fennállása alkalmából, Budapest 1955. 61. o.
5. Karlovits József, Schmidt György: Beszámoló a Van de Graaff generátorok építésénél szerzett

tapasztalatokról. (Tank generátor.) KFKI Közlemények 1, (1953) 88.
6. Mérey Imre: A KFKI Atomfizikai Osztályának 800 kV-os kaszkádgenerátora. Magyar Fizikai Folyóirat III, (1955) 489.
7. Pásztor Endre, Siegler Jánosné: A KFKI Atomfizikai Osztályának 800 kV-os részecskegyorsító berendezése. Magyar Fizikai Folyóirat III, (1955) 497.
8. K. Simonyi: Einige Probleme der Konstruktion und des Baues von kernphysikalischen Beschleunigungsanlagen für einige MeV Teilchenenergie. Nuovo Cimento, vol. 3, Serie X, (1956) 345.
9. Kostka Pál, Mérey Imre, Schmidt György: Vizsgálatok nyomás alatti Van de Graaff generátorokkal. Elektrotechnika, 48, (1955) 201.
10. Erő János, Klopfer Ervin, Kostka Pál, Kovács István, Mérey Imre, Vályi László, Varga László: A KFKI elektrosztatikus iongyorsító berendezése. KFKI Közlemények 13, (1965) 74.
11. Berkes István, Demeter István, Kostka Pál: A Központi Fizikai Kutató Intézet Atomfizikai Osztályának 1 MV-os Van de Graaff gyorsítója. Magyar Fizikai Folyóirat VI, (1958) 209.
12. Kálmán Gábor, Varga László: 600 kV-os rádiofrekvenciás fűtésű kaszkádgenerátor és homogén terű gyorsító. KFKI Közlemények 5, (1957) 402.

Hírek

A Sony Ericsson 5 hónapos működése alatt kifejlesztette első multimédiás, szórakoztató eszköznek – például játékok használatára – is kiválóan alkalmas, színes kijelzős mobiltelefonjait és az ahhoz kapcsolódó tartozékokat. Ezenfelül a Sony Ericsson bejelenti, hogy globális, a mobil multimédiás tartalomra és alkalmazásokra vonatkozó megállapodást kötött a Sony Group tagjaival, valamint a Java technológiára vonatkozó licencszerződést írt alá a Sun Microsystemsszel. Az új termékek a magyar piacon 2002-ben folyamatosan kerülnek forgalomba, az első MMS készülék – a T68i – már áprilisban elérhető lesz.

A Sony Ericsson termékek fő üzenetei a kép- és hangalkotás, a játéklehetőség és a vezeték nélküliség. A Sony Ericsson meggyőződése, hogy a mobil képalkotás alapjaiban változtatja meg azt a módot, ahogy az emberek ma mobiltelefonjaikat használják.

Az új P800-as fotókkal digitális fotók készíthetők és tekinthetők meg, tárolhatók a fotóalbumban és elküldhetők e-mailben PC-kre vagy MMS-üzenetként egy másik mobiltelefonra is. Videoklipek – például sportesemények, zene vagy mozielőzetes – is letölthetők és megtekinthetők lesznek a P800-zal. Használható a készülék elektronikus határidőnaplóként is: naptár, e-mail, címjegyzék és tennivalólisták kezelésére képes, PC-vel szinkronizáló módon. A P800-zal jegyzetelni is lehet, valamint meg lehet tekinteni a Powerpoint, Word és Excel formátumú fájlokat.

A Sonyval kötött megállapodás révén a játékokon kívül más tartalom elérésére is lehetőség nyílik. Csak néhány példa: a háttérképek és képernyővédők népszerű filmek képei felhasználásával kialakíthatók, a letölthető csengőhangok a Sony Music művészeinek előadásában elérhetők.

❖ ❖ ❖

A Monor Telefon Társaság megkezdte a szolgáltatást az ADSL rendszeren.

A rendszer végponttól végpontig, azaz a végfelhasználónál levő ADSL NT egységektől a hálózati DSLAM-okon (DSL Access Multiplexer) keresztül egészen a szolgáltatást nyújtó és jelszóellenőrzést végző AXC 706-os BAS (Broadband Access Service) routerekig az Ericsson által gyártott és telepített berendezésekből áll, így képes egységes szolgáltatást nyújtani, kizárhatók az inkompatibilitásból eredő problémák.

Az Ericsson HM120-as ADSL végberendezését Magyarországon először az MTT alkalmazza. E rendszer az eddigi ethernet helyett USB csatlakozással kapcsolódik a felhasználó számítógépéhez, valamint az energiaellátást is ezen keresztül kapja.

A rendszer jelenlegi kapacitása 168 vonal, a közeljövőben várhatóan további 112 ADSL vonallal bővül majd.

Hírek

Amerika után Európában is megtakarítások várhatók az internetes üzleti megoldások alkalmazásával. Internetes üzleti megoldások révén három európai ország vállalatai a következő tíz évben összesen 82 milliárd eurót takaríthatnak meg.

Az internetes üzleti megoldások alkalmazásának köszönhetően az Egyesült Királyság, Németország és Franciaország vállalatai már eddig is 9 milliárd eurót takarítottak meg, és 2010-ig további 73 milliárd euró megtakarítására lehet számítani. Az internetes üzleti megoldások közel 87 milliárd euróval segítettek növelni a bevételeket. A tanulmány becslése szerint a következő évtizedben a három ország gazdaságában 2001–2010 között előre jelzett éves termelékenységnövekedés több mint egyharmada származhat internetes üzleti megoldások bevezetéséből és használatából.

A Net Impact Study szerint az Egyesült Államokban már 155,2 milliárd dolláros megtakarítást értek el a szervezetek internetes üzleti megoldások alkalmazásával, és 2010-re várhatóan további 500 milliárd dollár megtakarítással számolnak. Az amerikai és európai pénzügyi hatások közötti különbség fő okait a kutatók alapvetően két területen látják. Az egyik az, hogy Európában általában alacsonyabb az internetes üzleti megoldások elfogadottsága – 61 százalék az Egyesült Államokban, 47 százalék az Egyesült Királyság, Németország és Franciaország területén. A másik az, hogy Európában lassabban történik az internetes alkalmazások bevezetése. Európa három legnagyobb gazdaságának vállalatai átlagosan 1999-ben kezdtek hozzá internetes üzleti megállapodások kiépítéséhez – egy évvel az amerikai bevezetést követően.

Az angliai cégeknél az amerikaihoz hasonló mértékben terjednek az internetes üzleti megoldások, a franciák viszont le vannak maradva. A francia vállalatok csupán 29 százaléka használ jelenleg internetes üzleti megoldásokat, szemben Németország több mint 50 százalékával, illetve az Egyesült Királyság és az Egyesült Államok 60 százalékával.

A Net Impact Study szerint minél több internetes üzleti megoldást alkalmaz egy cég, annál jelentősebbek a pénzügyi megtérülések. Az amerikai szervezetek közül a legnagyobb pénzügyi megtérülésről azok számolhattak be, amelyek a felmérésben vizsgált mindhárom technológiát – ügyfélkapcsolat, ellátásilánc-kezelés és értékesítésautomatizálási technikák – alkalmazták.

A Momentum Research Group, valamint két gazdasági szakértő (Hal Varian a berkeley-i Kaliforniai Egyetemről, illetve Robert E. Litan a washingtoni The Bookings Institutiontól) vezetésével elvégzett, Net Impact Study nevű felmérés az Egyesült Államok, az Egyesült Királyság, Franciaország és Németország gazdaságát vizsgálta.

A tanulmány készítői összesen 634 európai szervezetet vizsgáltak 2001 szeptembere és novembere között. Az európai tanulmány az alábbi öt iparágra koncentrált:

- kormányzat (közigazgatás, egészségügy és oktatás),
- nagy- és kiskereskedelem,
- gyártás (álló- és fogyóeszközök egyaránt),
- pénzügyi szolgáltatások,
- szolgáltatók és távközlés.

A tanulmány az internetes üzleti megoldásokat olyan kezdeményezésekként definiálta, ahol az internet a hálózati, szoftver- és hardvertechnológiákkal kombinálva javítja vagy kibővíti a meglevő üzleti folyamatokat, vagy új üzleti lehetőségeket teremt.

❖ ❖ ❖

A Siemens S46 jelű telefonokat szállít az AT&T Wirelessnek. Ez a telefon a GSM (900 és 1900 MHz) és a TDMA (850 és 1900 MHz) funkcionalitását kombinálja. A Siemens bejelentette, ezzel a lépéssel az USA mobilpiacán az egyik vezető helyet szeretné megszerezni. Az S46 mellett az M46 nevű készülék is kapható lesz. Az M46 1900 MHz-es GSM-készülék, amely egy sor személyre szabható opciót kínál, és JavaTM technológiát alkalmaz.

Kvantumprocesszorok az információtechnikában*

CSURGAY ÁRPÁD

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem (BME), Elméleti Villamosságtan Tanszék

1955-ben lettem a Műegyetemen Simonyi Károly professzor tanítványa. Hamarosan tudományos iskolájának tagjává fogadott. Tőle tanultam meg a Maxwell- és a Schrödinger-egyenleteket, ő vezetett be az elektronfizika titkaiba, az elektromágneses terek és áramkörök, a félvezető és kvantumelektronikai eszközök elméletébe. 70 éves volt, amikor 1987 októberében elektronfizika-előadásait rám bízta. Féltve őrzött kincsem az a majd méteres logarléc, amit ő is „stafétabotként" Boleman Géza professzortól kapott, amikor 1946-ban átvette előadásait és tanszéke vezetését a Műegyetem soproni bánya-, kohó- és erdőmérnöki kar Elektrotechnikai Tanszékén. Azzal adta a kezembe, hogy első előadásomon felmutassam a hallgatóságnak. Előzőleg ugyanis ő már beavatta a hallgatókat a szimbólum értelmezésébe: aki egy ilyen logarléccel megy be a következő előadást megtartani, azt fogadják jó szívvel, az az ő szellemében fogja folytatni az általa kidolgozott tantárgy tanítását.

Meghatározó élményeim az 1955 és 2001 közötti rendszeres beszélgetéseink a természettudományok titkairól és azok mérnöki alkalmazásairól, az éppen aktuális problémákról, évente az új fizikai Nobel-díjakról, és a természettudományi kutatások legújabb eredményeiről.

A kvantumszámítógépekre 1987-ben figyeltem fel Richard P. Feynman Quantum Mechanical Computers című cikkének 1986-os megjelenése után. Az információtechnikai fizikai alapjai című, 1997-ben megjelent, Simonyi Károllyal közösen írt könyvünkben feldolgoztuk a villamosmérnök hallgatók számára a téma műveléséhez szükséges alapokat.

Utoljára a Notre Dame-i Center for Nano Science and Technologyban töltött öt hónapos munkautamról hazatérve, 2001 szeptemberében számolhattam be neki az új fejleményekről. Megjegyzései arra utaltak, hogy már beillesztette a kvantuminformatikát a fizika kultúrtörténetébe. Már tudta, hogy hol van a téma „helye".

1. Bevezetés

A Science folyóirat 2001 decemberében, áttekintve az év legfontosabb eredményeit, az év áttörésének nevezte a „nanoáramkörök" terén elért eredményeket, nevezetesen a molekulákból „összeszerelt" áramköröket (Breakthrough of the year: Nanocircuits). Az IBM Almadel kutatóközpontjának honlapján 2001. december 19. óta olvashatjuk a bejelentést: sikerült egy hét quantum-bitet (qubit) tartalmazó olyan kvantumszámítógépet megvalósító molekuláris áramkört építeni, amin „lefuttatható" Peter Shor 1994-ben közölt algoritmusa, amely egész számok prím-faktorizációját a karakterek számától polinom rendben függő idő alatt végzi el. „IBM's Test-Tube Quantum Computer Makes History: First Demonstration of Shor's historic factoring Algorithm." 2001-ben új lendületet kapott a molekulák atommagjainak „spin"-jeit qubitként hasznosító kvantumszámítógépek kutatása.

A kvantumszámítógépek architektúrája nem is hasonlít a logikai kapukból és memóriacellákból felépített számítógépekéhez. Áttekintő dolgozatunkban a molekulák atommagjainak „spin"-jeit qubitként hasznosító kvantumszámítógépek példáján mutatjuk be az új architektúrák alapelveit, a „helyettesítő" számítást („replacement computing"), az összefont kvantumállapotokat előállító és a reverzibilis logikai műveleteket elvégző Rabi-oszcillációt, a bemenő adatok felépítését, a program lefuttatását és az eredmények megjelenítését.

Látni fogjuk, hogy a digitális és az analóg számítási elvek a kvantumszámítógépek működési elve speciális eseteinek tekinthetők, de éppen az architektúra eltérő volta következtében a kvantumszámítógép nem lehet versenytársa a klasszikus fizikai elveken működő gépeknek. Vannak azonban fontos mérnöki feladatok, például a nagy adatbázisokban való keresés, nagy számok prím-faktorizációja, vagy az igényes kriptográfiai feladatok, amelyek megoldásában jól kiegészíthetik a klasszikus számítógépek teljesítőképességét.

2. Hogyan működik a legegyszerűbb kvantumszámítógép?

A kvantumszámítógép közel ideális fizikai realizációja lehet egyetlen molekula, amelyben az egyes atomok atommagjainak spinje jeleníti meg a qubiteket. Mágneses térbe helyezve a molekulát a mágneses tér irányá-

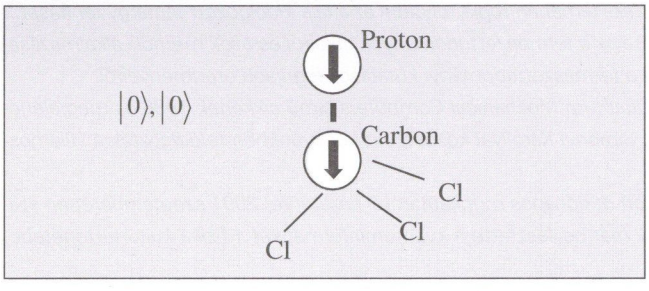
* A szerző a cikket Simonyi Károly professzor emlékének ajánlja.

ba beálló spinhez rendeljük a logikai '0'-át, az ellentétes irányhoz a logikai '1'-et. A spinek kezdeti beállításához, forgatásához és végállapotuk méréséhez az NMR technika kitűnő lehetőségeket nyújt.

A mágneses magrezonancia elvén működő készülékeket (NMR = Nuclear Magnetic Resonance) a vegyészek és orvosok az 1940-es évek óta jól ismerik. Erős külső mágneses térbe helyezett molekulák energiaszintjei a mágneses térben felhasadnak, ezért a molekulák a felhasadt E_2–E_1 energiakülönbségtől függő υ frekvenciájú fotonokat (a $\hbar\omega E_2$–E_1 összefüggésnek megfelelően, ahol h a Planck-állandó) elnyelik, illetve ilyen frekvenciájú fotonokat kibocsátanak. Végigpásztázva a frekvencia spektrumot, a rezonancia frekvenciák jól detektálhatók.

Első közelítésben a spineket, mint piciny mágneseket tekinthetjük, de valójában a spinnel rendelkező magok kvantum objektumok, amelyek alkalmasak arra, hogy qubiteket tároljanak.

Tekintsünk például egy kloroform molekulát (H-C-Cl_3), amelyben a mag-spinek beállnak a külső mágneses tér irányába (1. ábra). A hidrogénatom spinje tárol-



1. ábra

ja az egyik qubitet, a C^{13} szénizotóp a másik qubitet. Lehűtve a molekulát a spinek a legkisebb energiájú állapotba állnak be, ehhez rendeljük a $|0\rangle,|0\rangle$ kvantumállapotot. A hidrogénatom, illetve a szénatom spinjének első gerjesztett állapotához a külső mágneses térrel ellentétes (felfelé mutató) spin-állapot ($|1\rangle,|1\rangle$) tartozik. Mivel a két spin energiakülönbsége eltér, így a hozzájuk tartozó rezonanciafrekvencia is különbözik, megfelelő rezonáns rádiófrekvenciás impulzussal a hidrogén- és a szénatomot egymástól függetlenül átkapcsolhatjuk a logikai '1' állapotba. A molekula spinjeinek elektromágneses térbeli viselkedését első közelítésben jól írja le a Rabi által kidolgozott rezonancia-effektus, amelyért I. Rabi 1944-ben Nobel-díjat kapott [1], [2]. Rabi megmutatta, hogy az elektromágneses tér és az atom kölcsönhatása különösen erőssé válik, amikor az elektromágneses tér frekvenciája közelítőleg arányos a két stacionárius állapot energiáinak különbségével. Ebben az esetben ugyanis rezonancia lép fel, és az atom $\psi(\mathbf{r},t)$ állapotfüggvénye az E_1-hez tartozó $|\varphi_1\rangle$ és az E_2-hez tartozó $|\varphi_2\rangle$ sajátfüggvények lineáris kombinációjaként állítható elő, vagyis

$$|\psi(\mathbf{r},t)\rangle = c_1(t)|\varphi_1\rangle + c_2(t)|\varphi_2\rangle$$

Mivel az atomnak csak két állapota van, az elektron vagy az egyik állapotban, vagy a másikban található, tehát $|c_1(t)|^2+|c_2(t)|^2=1$

Tegyük fel, hogy a villamos tér időben kvázi-monokromatikus, azaz közelítőleg tisztán szinuszos, frekvenciája pedig közel esik a kétállapotú atom

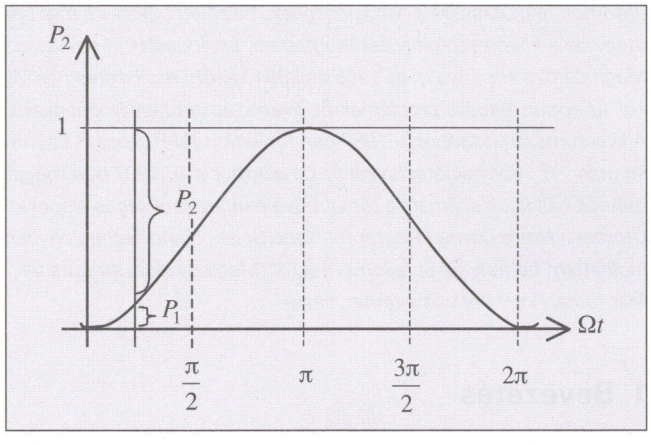
$$\omega_{21} = \frac{E_2 - E_1}{\hbar}$$

átmeneti frekvenciájához, azaz $|\omega_{21}-\omega| \gg \omega$. Bevezetve a $\Delta\omega_{21}-\omega$ jelölést, a kölcsönhatás erősségére utaló η változót, valamint az $\Omega = \sqrt{\eta^2 + (\Delta\omega)^2}$ Rabi-frekvenciát, megmutatható, hogy a két állapot $P_1=|c_1|^2$ és $P_2=|c_2|^2$ valószínűsége

$$P_1 = \cos^2\frac{1}{2}\Omega t + \left(\frac{\Delta\omega}{\Omega}\right)^2 \sin^2\frac{1}{2}\Omega t\,,$$

$$\text{és } P_2 = \left(\frac{\eta}{\Omega}\right)^2 \sin^2\frac{1}{2}\Omega t\,.$$

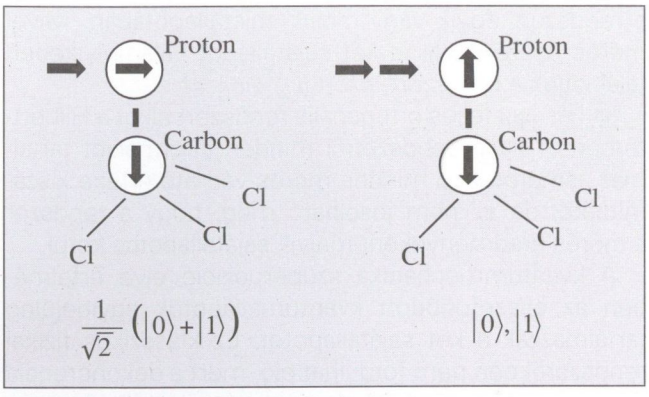
A kétállapotú atom rezonáns külső elektromágneses térben nem lehet állandósult állapotban, az 1 és a 2 állapotok valószínűsége oszcillál. A 2. ábrán P_2-t



2. ábra

ábrázoltuk az idő függvényében. Ne feledkezzünk meg arról, hogy kétállapotú atomról lévén szó, a $P_1+P_2=1$ feltétel minden időpillanatban teljesül.

Rezonáns megvilágítás hatására a logikai '0' és '1' állapot valószínűsége a Rabi-frekvenciával oszcillál. Ha a megvilágítást a rezonancia frekvenciával véges időtartamban impulzusszerűen alkalmazzuk, akkor a megvilágítás befejeztekor az állapotok valószínűsége a burkoló görbe időtartamától függ. Ha az Ω Rabi-frekvenciához tartozó periódusidő feléig tart az impulzus („π-pulse"), akkor az eredetileg '0' logikai állapotú spin egy valószínűséggel az '1' logikai állapotba kapcsol át, és megfordítva, '1'-ből '0'-ba. Ha viszont a periódusidő negyedéig tart az impulzus hossza (1/2π-pulse), akkor a spin összefonódott kvantumállapotba kerül, azaz 1/2 valószínűséggel található a logikai '0' és 1/2 valószínűséggel a logikai '1' állapotban. Az atommag spinje ebben az értelemben tudja a klasszikus $|0\rangle$ vagy állapotokon túl az összefonódott (entangled) $\frac{|0\rangle+|1\rangle}{\sqrt{2}}$ „quantum bit=qubit" állapotot is tárolni (3. ábra). A két állapot valószínűsége az impulzus hosszával folyamatosan állítható.

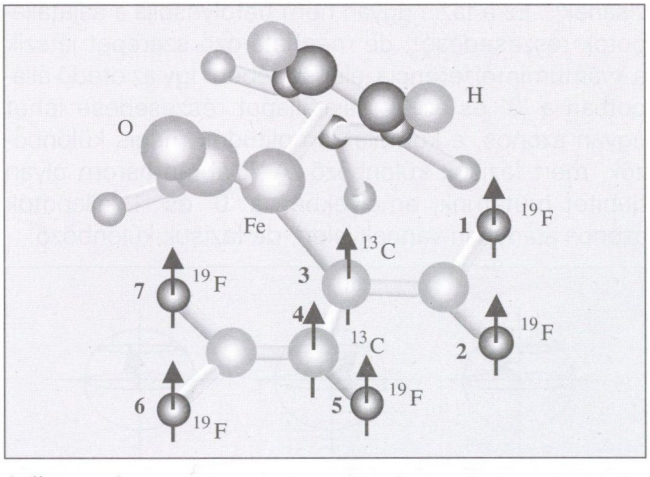


3. ábra

Megjegyezzük, hogy csak a $|0\rangle$ kvantumállapot van termodinamikai egyensúlyban a mindig jelenlévő 'hőtartályszerű' környezettel, mert mind az összefonódott, mind az $|1\rangle$ állapothoz nagyobb energia tartozik. Ezek gerjesztett állapotok, így a rendszert magára hagyva az összefonódott és a gerjesztett állapot idővel a legkisebb energiájú sajátállapotba relaxál („decoherence"), de egy molekula atomjainak spinjei ahhoz elég lassan relaxálnak, hogy egy-egy számítás műveleteit végrehajthassuk [3, 4, 5].

A kloroform molekulában a H-atom és a C-atom spinjének rezonanciafrekvenciája nemcsak különbözik egymástól, de függ a másik atom spinjének logikai állapotától is. Ezért négy, szelektíven címezhető rezonanciafrekvenciával dolgozhatunk. A H-atom rezonanciafrekvenciája ω_H^0, vagy ω_H^1 attól függően, hogy a szén atom $|0\rangle$ vagy $|1\rangle$ kvantumállapotban van, és megfordítva: ω_C^0, vagy ω_C^0 adja meg a szénatom két rezonanciafrekvenciáját [10].

A 4. ábrán a 7 qubites regisztert megvalósító molekulát mutatjuk be [3].



4. ábra

Ha a molekulát erős mágneses térbe helyezzük, akkor stacionárius állapotban minden spin vagy logikai '0' vagy logikai '1' állapotban van, azaz a regiszter állapotát egy „multispin" állapot reprezentálja, például: $\Psi=|0010110\rangle$. Hogyan lehet egy molekulát ebbe az állapotba hozni? Van egy állapot, amelyet biztosan elő tudunk állítani. Ez a molekula alapállapota, „ground state"-je, azaz a környezettel termikus egyensúlyban lévő, legkisebb energiájú állapota, vagyis a $|0000000\rangle$ állapot. Elég erős mágneses térben egy lassan lehűtött molekula ezt az állapotot veszi fel. Ebből az állapotból indul minden kvantumszámítás. Az NMR spektroszkópiában járatos kollégáinktól tudjuk, hogy ebből az alapállapotból megfelelő frekvenciájú π-impulzusok egymás utáni alkalmazásával tetszőleges bitsorozat beállítható a molekulán.

Ne felejtsük el, hogy rendszerünk lineáris és konzervatív, a Schrödinger-egyenletnek tesz eleget, az alkalmazott művelet tehát reverzibilis, ami azt jelenti, hogy minden egyes π-impulzus megismétlése a bit átkapcsolását visszakapcsolja. A kvantumszámítógépekben első közelítésben minden művelet reverzibilis, azaz minden program visszafele is lefuttatható.

Ha az alkalmazott Rabi-impulzusok kizárólag π-impulzusok, akkor nem lépünk ki a bináris univerzumból, hiszen minden állapotnak van egy megfelelője a digitális regiszterekben. Ha viszont megengedjük, hogy impulzusaink időtartama folyamatosan változhasson 0 és π között, például éppen $1/2\pi$, akkor a kvantumregiszter olyan állapotba kerül, amely digitális regiszterben előállíthatatlan, mert ez az állapot bináris sztringek koherens szuperpozíciója. Ha az alapállapotot az első bitet megjelenítő atommag (spin) rezonanciafrekvenciáján $1/2\pi$ hosszúságú impulzussal világítjuk meg, akkor a regiszter a

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{2}}|0000000\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|1000000\rangle$$

alakú, két bináris regiszter állapotának koherens szuperpozícióját jelentő kvantumállapotba kerül. Ezeket az állapotokat különböztetjük meg a qubit elnevezéssel. Egy n qubitből álló sztring egyidejűleg (bizonyos értelemben párhuzamosan) reprezentál 2^n klasszikus n-bites sztringet. Ha méréssel kívánjuk kiolvasni a regiszter tartalmát, akkor mindig csak egy klasszikus sztringet olvasunk ki, de csak a valószínűségét ismerjük annak, hogy a 2^n lehetőség közül melyiket olvassuk ki. Látni fogjuk azonban, hogy a logikai műveleteket a kvantumszámítógép egyszerre hajtja végre mind a 2^n bitsoron, ami nagy n értékek esetén igen nagy párhuzamosságot jelent. Kiolvasásra azonban csak a számítások végén kell, hogy sor kerüljön. Az algoritmusok gondoskodnak arról, hogy a keresett eredmény valószínűsége közel legyen 1-hez.

De hogyan hajtjuk végre a logikai műveleteket a kvantumregiszteren? Mit jelentenek a kvantumlogikai „kapuk"? Azt láttuk, hogy hogyan invertálunk egy qubitet. De hogyan valósítunk meg egy több qubitet több qubitbe leképző logikai függvényt? Mivel minden logikai kapunak reverzibilisnek kell lennie, ezért a kapu bemeneti qubitjeinek száma meg kell, hogy egyezzen a kimeneti qubitekével. Az inverternél ez természetesen teljesül. Realizációja egy rezonáns, π hosszúságú impulzus, amely mindig egy qubit tartalmát invertálja.

A legegyszerűbb két bemenetű kapu a C-NOT ('controlled NOT'), amelynek ugyanúgy klasszikus

a definíciója, mint az inverternek. A C-NOT kapu a jelbemenetet változatlanul hagyja, ha a vezérlő bemenet állapota '0', de invertálja, ha a vezérlő állapota '1'. Ez a következő transzformációt jelenti:

$|00\rangle \rightarrow |00\rangle$, $|01\rangle \rightarrow |01\rangle$, $|10\rangle \rightarrow |11\rangle$, $|11\rangle \rightarrow |10\rangle$,

Mind a NOT, mind a C-NOT kapunak qubiteken kell működnie, azaz a NOT esetében

$$\mathrm{NOT}(a|0\rangle + b|1\rangle) \rightarrow a|1\rangle + b|0\rangle, \qquad \left(|a|^2 + |b|^2 = 1\right),$$

illetve

$$\mathrm{C\text{-}NOT}(a|00\rangle + b|01\rangle + c|10\rangle + d|11\rangle) \rightarrow (a|00\rangle + b|01\rangle + c|11\rangle + d|10\rangle).$$

$$\left(|a|^2 + |b|^2 + |c|^2 + |d|^2 = 1\right)$$

A C-NOT megvalósítása során figyelemmel kell lenni arra is, hogy a két bemeneti spin között csatolás van, azaz a rezonanciafrekvenciák a két atom alkotta együttes rendszer rezonanciái.

A legegyszerűbb kvantumszámítógépek egyetlen kvantumregisztert tartalmaznak, amelynek tartalmát az induláskor nullázzák, majd rezonáns impulzussorozattal beállítják a bemeneti adatokat. Ezt követi egy rezonáns impulzussorozat, amely az algoritmus által előírt módon a regiszter qubitjein logikai leképzéseket (qubitenként NOT, qubit páronként C-NOT) hajt végre, a regiszter tartalmát lépésről lépésre transzformálja. Amikor az algoritmust megvalósító impulzussorozat véget ért, a regiszter tartalmát egy spektroszkópiai méréssel olvashatjuk ki. Az NMR elven működő számítógép egy folyadékban úszkáló molekula, amely erős mágneses térben rádiófrekvenciás impulzussorozattal programozva lépésről lépésre változtatja energiaszintjeit. Az energiaszintek spektroszkópiával megjeleníthetők. A számítás eredménye a spektrumból olvasható ki.

3. Kvantumregiszterek

Nem csak az atommagok mágneses spinje alkalmas arra, hogy qubitet reprezentáljon. Minden kétállapotú rendszer, amelyben a két stacionárius állapot „összefonódhat", alkalmas erre a célra. Minden lineárisan polározott foton továbbíthat vertikális és horizontális fényt; a cirkulárisan polározott balra és jobbra is forgó polarizációjú fényt. Minden atom vagy kvantumpötty (quantum dot) alapenergiájú stacionárius állapota és első gerjesztett állapota összefonódhat, így reprezentálhatnak qubitet. A kvantumregiszter ilyen kétállapotú elemek egymás mellé helyezett, és ugyancsak „összefonódott" lánca.

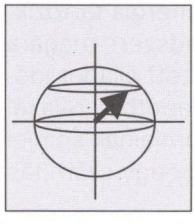
Az első feltétel tehát az, hogy a kvantumregiszter elemi celláinak általános állapota két stacionárius sajátállapot koherens szuperpozíciója legyen, azaz az állapot

$$|\psi\rangle = c_0|\psi_0\rangle + c_1|\psi_1\rangle \equiv \begin{pmatrix} c_0 \\ c_1 \end{pmatrix}$$

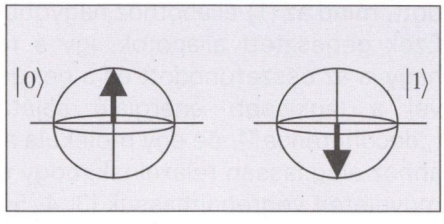
alakban felírható legyen, ahol c_0 és c_1 komplex számok, melyeknek abszolút érték négyzete megadja, hogy állapotmérés esetén milyen valószínűséggel találjuk a rendszert egyik vagy másik sajátállapotában. Mivel mérés esetén csak a két sajátállapot valamelyikében találhatjuk a rendszert, ezért $|c_0|^2+|c_1|^2=1$.

$|\psi_0|$ és $|\psi_1|$ teljes ortogonális rendszert alkot a Hilbert-térben. A $|\psi\rangle$ a rendszerről minden információt tartalmaz, ismeretében minden mérés várható értéke kiszámítható, de az nem jósolható meg, hogy a rendszer a mérés eredményeként melyik sajátállapotba kerül.

A kvantummechanika szuperpozíció elve értelmében az összefonódott kvantumállapotok egyidejűleg tartalmazzák a két sajátállapotot. Ez klasszikus fizikai rendszerekben nem fordulhat elő, mert a dekoherencia jelensége igen rövid idő alatt valamelyik sajátállapotba viszi át a rendszert. A legegyszerűbb esetben, egy kétállapotú qubitet megvalósító rendszer esetén, az állapot időfüggését szemléltethetjük egy egységnyi sugarú gömb felületére mutató vektorral (5. ábra).



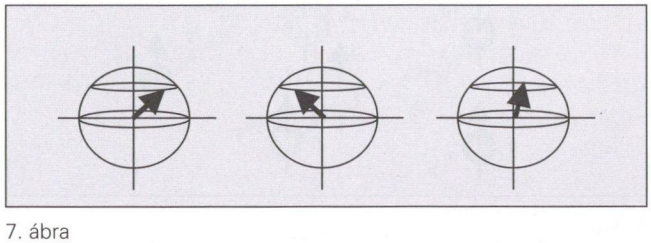
5. ábra



6. ábra

A két sajátállapotot a 6. ábrán látható vektorok reprezentálják, melyek megfeleltethetők a klasszikus bináris '0'-nak, illetve '1'-nek.

Általános esetben a c_0, c_1 komplex számokból álló vektor a gömb felületére mutat, a vertikális koordinátatengelyre eső vetülete jellemző arra, hogy az összefonódott $|\psi_0\rangle$ és $|\psi_1\rangle$ sajátállapotok milyen mértékben vesznek részt az eredő állapotban. A vertikális tengely körüli elforgatást mutató szög felel meg az állapot „fázisának". Ez a fázis ugyan nem befolyásolja a sajátállapotok részesedését, de meghatározó szerepet játszik a kvantuminterferencia jelenségében. Így az eredő állapotban a '0' és az '1' sajátállapot részesedése lehet ugyan azonos, a komplex amplitúdók mégis különbözők, mert fázisuk különböző. A 7. ábrán három olyan qubitet mutatunk, amelyekben a '0' és '1' állapotok azonos arányban vannak jelen, de fázisuk különböző.



7. ábra

A választott fizikai realizáció determinálja a $|\psi_0\rangle$, $|\psi_1\rangle$ bázist, ezért az állapotot a c_0 és c_1. komplex amplitúdók határozzák meg, melyeket egy oszlopvektorral adhatunk meg. Az oszlopvektor a saját állapotok esetén

$$|\psi_0\rangle \equiv |0\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{és} \quad |\psi_1\rangle \equiv |1\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

A kvantumregiszter összefonódott qubitekből épül fel. Két összefonódott qubit állapotát a qubitek állapotainak direkt szorzata adja meg

$$\left|\psi^{(1)}\right\rangle \otimes \left|\psi^{(2)}\right\rangle = \left|\psi^{(1,2)}\right\rangle .$$

Komplex amplitúdóvektorokkal a következő módon reprezentálhatjuk az állapotokat:

$$\left|\psi^{(1)}\right\rangle \otimes \left|\psi^{(2)}\right\rangle = \begin{pmatrix} c_0^{(1)} \\ c_1^{(1)} \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} c_0^{(2)} \\ c_1^{(2)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_0^{(1)} c_0^{(2)} \\ c_0^{(1)} c_1^{(2)} \\ c_1^{(1)} c_0^{(2)} \\ c_1^{(1)} c_1^{(2)} \end{pmatrix} = \left|\psi^{(1,2)}\right\rangle = \begin{pmatrix} c_{00} \\ c_{01} \\ c_{10} \\ c_{11} \end{pmatrix} .$$

Kér összefonódott qubitnek négy saját állapota van: $|00\rangle$, $|01\rangle$, $|10\rangle$, $|11\rangle$, ahol

$$|00\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |01\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |10\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |11\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix},$$

és a két qubitből álló regiszter állapota általános esetben a következő:

$$\left|\psi^{(1,2)}\right\rangle = c_{00}|00\rangle + c_{01}|01\rangle + c_{10}|10\rangle + c_{11}|11\rangle .$$

Hasonlóan állíthatjuk elő az n qubitből álló kvantumregiszter állapotát is. Figyeljük meg, hogy 2-qubites regiszter 4 különböző klasszikus 2-bites sztring szuperpozícióját, a 3-qubites regiszter 8 három bites sztring, és egy n-qubites regiszter 2^n darab n-bites sztring szuperpozícióját tartalmazza „párhuzamosan".

A kvantumregiszter legfontosabb tulajdonsága éppen az, hogy a kvantum-szuperpozíció jelenségét kiaknázva exponenciális mennyiségű klasszikus információt tárol polinom számosságú qubitben.

4. Műveletek a kvantumregiszteren

A kvantumregiszter tartalmát olyan vektorokkal reprezentáltuk, amelynek elemei komplex számok. Az egyes állapotokhoz különböző energiaszintek tartoznak. A vektorok „hossza" (az elemek abszolút értékeinek négyzetösszege) minden állapotban egy. A legkisebb energiájú állapot ($|0\rangle$, $|00\rangle$, $|000\rangle$, ...) vektora is egységnyi hosszúságú. Mindaddig, amíg a kvantumregiszteren mérést nem végzünk, a regiszterben jelen lehet az összes sajátállapot szuperpozíciója is. Ez azt jelenti, hogy a vektor végpontja az egységnyi sugarú gömbön bárhová mutathat. Ha a legkisebb energiájú $|00000\rangle$, állapotból indulunk, és a rendszer dekoherenciáját sikeresen megakadályozzuk (jól elszigeteljük a rendszert a hőtartályoktól, és mérést nem végzünk), akkor külső erővel (például a Rabi-oszcillációt előidéző elektromágneses impulzusokkal) a vektor végpontját az egységnyi sugarú gömb felületén folyamatosan mozgathatjuk. A külső erő a rendszer Hamilton-operátorát teszi időfüggővé, ami a zárt kvantummechanikai rendszernek az egyik állapotból a másikba való evolúcióját váltja ki. A gömb felületén egy adott számítás bemenő adataihoz is, eredményéhez is jól meghatározott pontok tartoznak. A jó kvantumalgoritmus olyan pontot állít be a gömbön, amely biztosítja, hogy mérés esetén a keresett eredmény valószínűsége közel egy, minden más bináris sztring valószínűsége közel nulla legyen.

A kvantumalgoritmusokat elemi műveletekre bontjuk fel. Egy-egy művelet a kvantumregiszter állapotát változtatja meg, „operációt" hajt rajta végre. Megmutatható, hogy egyetlen qubiten végzett műveletekből nem minden operáció építhető fel, de egyedi qubiteken és összefonódott qubit párokon végrehajtott elemi műveletekkel az n qubitből álló kvantumregiszter bármely állapotából bármely másik állapotába eljuthatunk. Az n dimenziós egységgömbön is szemléltethetjük ezt az állítást: egyedi qubitekre alkalmazott, és összefonódott qubit párokra alkalmazott műveletekkel a gömb bármely pontjára mutató vektort átforgathatjuk a gömb bármely másik pontjára. Ha teljesülnek a rendszer zártságára vonatkozó feltételek, akkor a műveletek lineárisak és az állapotot reprezentáló komplex elemű vektorokat unitér négyzetes mátrixok viszik át egyik állapotból a másikba.

Ha a kvantumregiszter n kétállapotú qubitből áll, akkor a regiszteren működő operátor $2^n \times 2^n$ dimenziójú mátrixszal reprezentálható. Egyetlen qubiten működő operátor 2×2-es unitér mátrix.

Bináris vektort összefonódott állapotba viszi át például a

$$U(\vartheta) = \begin{pmatrix} \cos\vartheta & -\sin\vartheta \\ \sin\vartheta & \cos\vartheta \end{pmatrix}$$

unitér mátrixszal reprezentált operátor.

A logikai kapuk is operátorok. A NOT operátor mátrixa például

$$\mathrm{NOT} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Már említettük, hogy „zárt" kvantumrendszerek dinamikáját a Schrödinger-egyenlet határozza meg:

$$|\psi(t)\rangle = e^{-j\frac{Ht}{\hbar}} |\psi(0)\rangle = U(t)|\psi(0)\rangle ,$$

ahol az úgynevezett $U(t)$ „evolúció" operátor mindig unitér, azaz minden ideális kvantumszámítógép unitér leképzést realizál, logikailag reverzibilis.

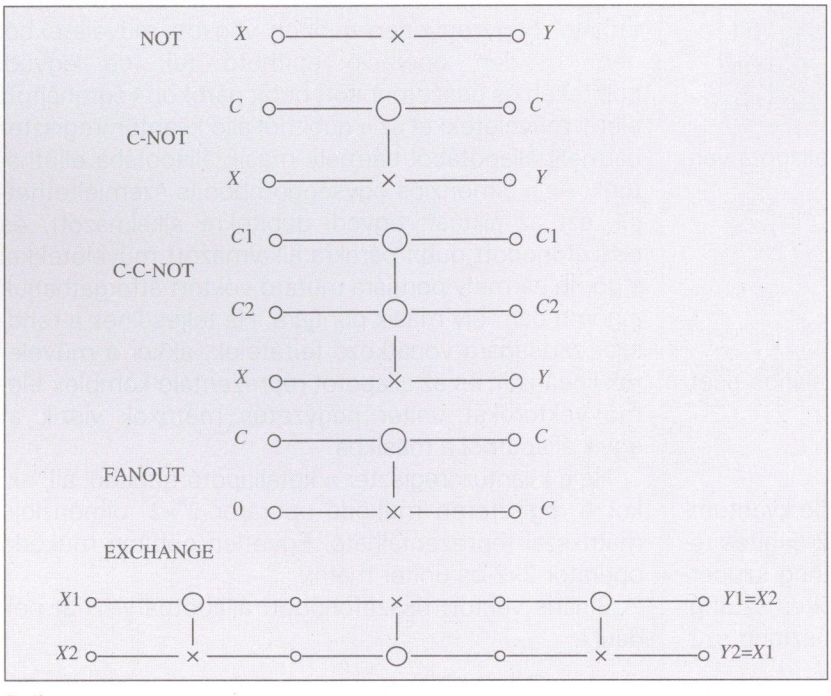
A kvantumszámítógépek azonban nemcsak binárisan reverzibilis működésűek, hanem minden unitér leképzést megvalósíthatnak. Láttuk, hogy a NOT és a C-NOT leképzések reverzibilisek, de még binárisak. A kvantumszámítógépen megvalósítható

$$\begin{pmatrix} \frac{1+j}{2} & \frac{1-j}{2} \\ \frac{1-j}{2} & \frac{1+j}{2} \end{pmatrix}$$

leképzés viszont már nem bináris. Vegyük észre, hogy e leképzés négyzete nem más, mint a bináris NOT, ezért e leképzést $\sqrt{\mathrm{NOT}}$ kapunak is nevezik.

5. Minden számítás reverzibilisen is elvégezhető

Láttuk, hogy a kvantumszámítógépek csak invertálható logikákat tudnak megvalósítani. A klasszikus logikai építőelemek, például az ÉS kapu vagy a NAND kapu nem invertálhatók, mert kimenetükből a bemenet nem állítható vissza.



8. ábra

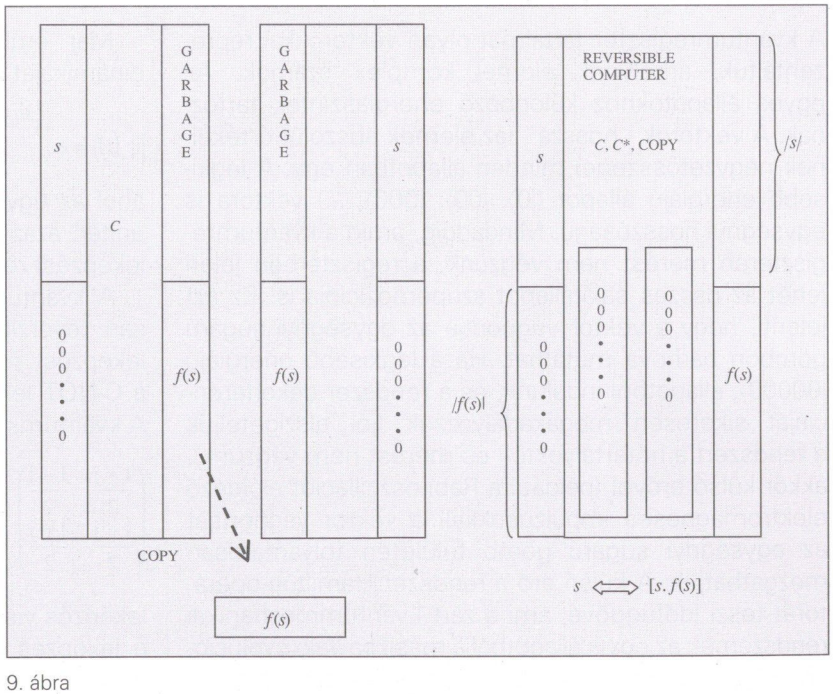
R. Feynman 1981-ben az atomokra, mint az elképzelhető legkisebb kapcsoló elemekre hívta fel a figyelmet, de arra is utalt, hogy a mikrofizikai kölcsönhatások dinamikája nagyon közel áll az ideális, időben visszafordítható dinamikához.

E gondolatok motiválták az invertálható logikák nyolcvanas években megindult kutatását. Az invertálható logikákat idealizált hálózati építőelemekből építjük. Az építőelemek is, az azokból felépített hálózatok is invertálható logikai leképzéseket modelleznek. Az invertálható logikai leképzés (vagy logikai függvény) nemcsak a bemenet ismeretében teszi lehetővé a kimenet kiszámítását, hanem megfordítva, a függvény inverzének létezésére építve a kimenetből is visszaszámíthatóvá teszi a bemenetet.

Láttuk, hogy a logikai NOT függvény invertálható, hiszen a kimenetből a bemenet mindig meghatározható. Az n (tetszőleges) bitből álló bemenetet a kimenetre leképző függvény invertálhatóságának szükséges feltétele az, hogy a kimenet bitjeinek száma megegyezzen a bemeneti bitek számával. (Az AND, OR, NAND kapuk már ezért sem invertálhatók).

Figyeljük meg, hogy az invertálható CONTROLLED NOT bemenetén X=0 értéket beállítva, mindkét kimeneten az a logikai értéke jelenik meg, azaz a C bemenet értékét az elem invertálható módon átmásolja az Y kimenetre. A logikai FANOUT leképzés tehát invertálható. Ha három CONTROLLED NOT elemet láncba kapcsolunk, akkor a kimeneten a bemeneti jelek fordított sorrendben jelennek meg, a felső bemeneti jel az alsó kimeneten, az alsó a felsőn. De a logikai összeadás is megvalósítható invertálható módon. Ha a 8. ábrán az összeadandó jeleket a vezérlő bemenetekre adjuk, és az X bemenetet 0 értékűre állítjuk be, akkor a két jel összege a középső kimeneten megjelenik. Természetesen nem csak az összeg, hiszen abból a bemenet nem volna visszaszámítható. A keresett eredmény mellett két látszólag felesleges kimenetet is kaptunk. (Az irodalom ezeket a felesleges kimeneteket „garbage"-nak, azaz „szemét"-nek nevezi. Ezekre a logikai invertálhatóság biztosítása érdekében mégis szükségünk van.)

E „felesleges" részeredmények a logikailag invertálható számítások elmaradhatatlan kísérői. A számítás eredményei között mindig ott van az is, amit ki akartunk számítani, de egy sor másik adat is. Ezek teszik lehetővé, hogy a számítást fordított irányban is végrehajthassuk. De mennyi felesleges információ kiszámításával és tárolásával fizetünk az invertálhatóságért? Vajon nagy memóriára van szükség ahhoz, hogy megőrizzük a számítás „történetét", hogy aztán visszafelé is végrehajthassuk?



9. ábra

R. Feynman gondolatmenetét követve megmutatjuk, hogy mindig elegendő a bemenet mellett annyi „garbage"-t felvenni, amennyi a keresett kimenet bitjeinek száma. Tegyük fel, hogy a 9. ábrán látható C jelű invertálható elemekből felépített gép az s bemenetből, egy sor 0 értékűre beállított bemeneti jelből kiszámítja a keresett $f(s)$ kimenetet és az invertáláshoz szükséges számú felesleges bitet. Láttuk, hogy a FANOUT, tehát a jelek átmásolása invertálható módon végrehajtható néhány CONTROLLED NOT elem segítségével. Másoljuk át az $f(s)$-et az erre célra előkészített regiszterbe az ábrán COPY-val jelzett irányban. Mivel a C-t invertálható módon realizáltuk, építsük meg inverzét is, amit az ábrán C^*-al jelöltünk. A C^* jelű gép a kimenetből a bemenetet és a 0-t számolja vissza, hiszen ő a C gép inverz függvényét valósítja meg. Ezután a C^* kimenetén lévő nullák helyére másoljuk át a regiszterbe kimentett kimenetet.

Ebből megállapíthatjuk, hogy az első gép bemenetén annyi nullát kellett felvennünk, amennyi a kimeneti bitek száma. Ha ezután a C, a C^* és a két COPY műveletet végző egységeket egyetlen gépbe összeépítjük, akkor kapunk egy olyan invertálható leképzést megvalósító gépet, amelynek kimeneti és így bemeneti bitjeinek száma egyenlő az s és az $f(s)$ bitjei számának összegével. Új gépünk az s bitsorozatot és az $f(s)$ bitjeinek számával megegyező számú 0-t képez le az s-ből és az $f(s)$-ből álló kimenetre.

Az $s \Rightarrow [s, f(s)]$ leképzés mindig invertálható, tehát $s \Leftrightarrow [s, f(s)]$, és soha nincs szükség több felesleges bit megőrzésére, mint a kimenet bitjeinek száma [9].

6. Uinverzális kvantumszámítógép

Az információtechnika nagyon fontos fogalma az univerzális gép (fizikai rendszer). Ez egy olyan programozható fizikai objektumot jelent, amely minden más fizikai objektum mérésével véges (például a bemenet méretével polinom rendben növekvő) idő alatt előállítható kimenetet, ugyancsak véges idő alatt, elő tud állítani. Ugyancsak fontos fogalom a tökéletes szimulátor fogalma. Egy fizikai objektum tökéletes szimulátora egy olyan másik fizikai objektum, amelyre teljesül, hogy fekete dobozba zárva a szimulátort, nem tudjuk eldönteni, hogy a függvényeket a fizikai objektum maga, vagy a szimulátor számította-e ki. Nem mindig tökéletes szimulátorok az iteratív algoritmussal működők, mert ha például az algoritmus polinomnál gyorsabban növekvő számú lépésből áll, akkor az iteratív eljárás ideje a mérés idejétől jól megkülönböztethető lesz.

Az információtechnika történetében első ízben a nanoelektronika veti fel tökéletes szimuláció problémáját, mert a kvantumfizika összefonódott állapotainak tökéletes szimulálására a digitális számítógépek általában alkalmatlanok. R. Feynman már 1982-ben megmutatta, hogy összefonódott állapotú kvantumfizikai objektumok tökéletesen csak összefonódott állapotra is képes kvantumobjektumokkal szimulálhatók, így a klasszikus digitális számítógépekkel nem [6].

A qubiteket is a maga szolgálatába állító információtechnika nemcsak a számítási kapacitás növelésének, de két szempontból merőben új lehetőségeknek nyit utat. Ahogy 1936-ban Turing felvázolta az univerzális digitális jelprocesszorban rejlő lehetőségeket, ugyanúgy 1985-ben D. Deutsch megadta az univerzális kvantumszámítógép konstruktív definícióját, és megmutatta, hogy az univerzális Q-gép minden véges fizikai rendszer tökéletes szimulátora, tehát megvalósítója minden, egyáltalán megvalósítható leképzésnek [7, 8].

A Turing-géphez hasonlóan, a Q-gép is két részből áll: egy véges állapotú processzorból és egy valamennyi felvetődő feladathoz elegendő nagyságú memóriából. A memória elvileg végtelen sok cellát kell hogy tartalmazzon, de minden elképzelhető számítás csak véges számú cellát igényel. A számítás rögzített T időtartamú lépésekben zajlik. Ezen időtartam alatt a processzor és a memória egy része kölcsönhat, míg a memória többi része változatlanul megőrzi állapotát.

A processzor M számú 2-állapotú

$$\{\hat{n}_i\},\ (i=0,1,2,...,M-1)$$

megfigyelhető fizikai mennyiséggel (qubit) írható le. A memória megszámlálhatóan végtelen

$$\{\hat{m}_i\}\ (i \in Z)$$

qubitből áll. Ugyancsak megfigyelhető fizikai mennyiség, az $\hat{x}$ jelzi, hogy a processzor a memória melyik elemére hat, így $\hat{x}$ is bármely egész számhoz hozzárendelhető, mint memória. Feltesszük, hogy a processzort valamilyen mechanizmus végig tudja vezetni a memória minden celláján.

A Q-gép állapotát egy Hilbert-térbeli egységvektor jellemzi. A Hilbert-teret az $\hat{\mathbf{x}}$, $\hat{\mathbf{n}}$ és $\hat{\mathbf{m}}$

$$|\mathbf{x;n,m}\rangle \equiv |x;n_0,n_1,...,n_{M-1};...,m_{-1},m_0,m_1,...\rangle$$

sajátvektorai feszítik ki. Az $\hat{\mathbf{x}}$, $\hat{\mathbf{n}}$ és $\hat{\mathbf{m}}$ indexei megfelelnek az $\mathbf{x,n,}$ és $\mathbf{m}$ sajátértékei indexeinek.

A Q-gép dinamikáját egy állandó U unitér operátor határozza meg a

$|\psi(nT)\rangle = U^n|\psi(0)\rangle$, ahol n pozitív egész szám,

$U^*U = UU^* = 1$.

A számítás t=0-ban indul. Ekkor $\hat{\mathbf{x}}$, $\hat{\mathbf{n}}$ értékét nullára állítjuk be, a memóriában pedig $\hat{\mathbf{m}}$ tartalmazza a programot és a bemeneti adatokat, de a többi eleme ugyancsak nulla. Így

$$|\psi(0)\rangle = \sum_m \lambda_m |\mathbf{0;0;m}\rangle,$$

$$\sum_m |\lambda_m|^2 = 1,$$

ahol csak véges számú λ_m értéke nem nulla.

Ahhoz, hogy a Q-gép véges számú lépésben jusson el a megoldáshoz, az U operátort az alábbiak szerint definiáljuk

$$|x';\mathbf{n}',\mathbf{m}'\rangle \mathrm{U} |x;\mathbf{n},\mathbf{m}\rangle =$$
$$= \left[\delta_{x'}^{x+1}\mathrm{U}^{+}\left(\mathbf{n}',\mathbf{m}'_{x}\middle|\mathbf{n},\mathbf{m}_{x}\right)+\right.$$
$$\left.+\delta_{x'}^{x-1}\mathrm{U}^{-}\left(\mathbf{n}',\mathbf{m}'_{x}\middle|\mathbf{n},\mathbf{m}_{x}\right)\right]\prod_{y\neq x}\delta_{m_{y'}}^{m_{y}}.$$

A jobb szélen lévő szorzat azt biztosítja, hogy egy lépésben mindig csak egy bit vegyen részt, ez esetben a x-ik. A $\delta_{x'}^{x+1}$ és $\delta_{x'}^{x-1}$ azt biztosítja, hogy egy számítási lépésben a memória címe csak egy egységgel változhasson meg, egy lépés előre, egy vissza, esetleg mindkettő. Az $\mathrm{U}^{+}(\mathbf{n}',\mathbf{m}'|\mathbf{n},\mathbf{m})$ és $\mathrm{U}^{-}(\mathbf{n}',\mathbf{m}'|\mathbf{n},\mathbf{m})$ határozza meg a dinamikát, megválasztásuk definiálja a konkrét kvantumszámítógépet: $Q[\mathrm{U}^{+},\mathrm{U}^{-}]$.

A Q-gép egy programot akkor fogad el, ha véges számú lépés után a gép az eredményt kiszámította és megáll. Ez akkor áll elő, ha a futási idő várható értéke véges.

A dinamika unitér jellegéből adódóan a Q-gép, mint minden zárt kvantumfizikai rendszer, szükségszerűen reverzibilis.

Invertálható leképzést megvalósító Turing-géppel ekvivalens $Q[\mathrm{U}^{+},\mathrm{U}^{-}]$-gépet az unitér operátorok megfelelő megválasztásával adhatunk meg. Az alábbi operátorpár Turing-gépet definiál

$$\mathrm{U}^{+}=\frac{1}{2}\delta_{n'}^{A(n,m)}\delta_{m'}^{B(n,m)}\left[1+C(\mathbf{n},m)\right],$$
$$\mathrm{U}^{-}=\frac{1}{2}\delta_{n'}^{A(n,m)}\delta_{m'}^{B(n,m)}\left[1-C(\mathbf{n},m)\right],$$

ahol A, B és C függvények, amelyek rendre a $(Z_2)^M$, Z_2 és $\{-1,1\}$ terekbe képeznek le. Ebből már látszik, hogy a Turing-gépek azok a Q-gépek, amelyek dinamikája biztosítja, hogy minden lépés végén a gép bázisállapotba tér vissza, feltéve, hogy egy bázisállapotból indult. A mátrixok unitér jellegének szükséges és elégséges feltétele az alábbi kapcsolat

$$\{(\mathbf{n},m)\}\leftrightarrow\{(A(\mathbf{n},m),B(\mathbf{n},m),C(\mathbf{n},m))\}.$$

Egyébként az A, B és C tetszőleges lehet.

Az univerzális Q-gép rendelkezik az univerzális Turing-gép minden tulajdonságával, azzal az általánosítással, hogy a Q-gép minden számítási lépés végén kevert kvantumállapotokba is kerülhet, állapota a bázisállapotok tetszőleges szuperpozíciója is lehet. A Q-gépek programozása során a Turing-gépek utasításkészletét nyolc utasítással ki kell egészíteni. A nyolc utasítás az alábbi négy és inverzeik

$$\mathrm{V}_0=\begin{bmatrix}\cos\alpha & \sin\alpha\\ -\sin\alpha & \cos\alpha\end{bmatrix},\quad \mathrm{V}_1=\begin{bmatrix}\cos\alpha & \mathrm{j}\sin\alpha\\ \mathrm{j}\sin\alpha & \cos\alpha\end{bmatrix},$$
$$\mathrm{V}_2=\begin{bmatrix}\mathrm{e}^{\mathrm{j}\alpha} & 0\\ 0 & \mathrm{e}^{\mathrm{j}\alpha}\end{bmatrix},\quad \mathrm{V}_3=\begin{bmatrix}1 & 0\\ 0 & \mathrm{e}^{\mathrm{j}\alpha}\end{bmatrix}.$$

7. Kitekintő

E dolgozatban kísérletet tettem arra, hogy felvillantva a mögöttünk álló évtized kvantuminformatikához kapcsolódó eredményeit, felkeltsem az ifjú villamosmérnökök érdeklődését a fizika néhány modern fejezete és új eredménye iránt. Simonyi Károly a negyvenes években fordult az elektromágneses térelmélet és az atomfizika felé. Előadásaiban és írásaiban a kortárs fizikának a villamosmérnökök számára később fontossá váló új eredményeire hívta fel hallgatói és olvasói figyelmét. Az ötvenes években Tőle hallottuk, hogy a hullámvezetők és üregrezonátorok (mikrohullám és optika), a félvezetőkbeli elektronok és lyukak (a tranzisztor), a részecskegyorsítók és -számlálók (maghasadás és digitális technika) a kortárs természettudományok mérnöki alkotást segítő eredményei.

Arra a kérdésre, hogy a dolgozatomban felvillantott eredmények mikor és hogyan kerülnek be a mindennapi gyakorlatba, nem tudok felelni. De abban biztos vagyok, hogy a qubitek (a „qutrit"-ekkel és „qunit"-ekkel együtt) jelentős szerephez jutnak az információs technológiában.

A qubitek nem versenytársai, hanem segítői lesznek a biteknek. A kvantumszámítógépek sem fogják kiszorítani, hanem éppen ellenkezőleg, még hasznosabbá fogják tenni a digitális és az analogikai számítógépeket. Valószínű azonban, hogy azok a híradástechnikával, infokommunikációval foglalkozó kollégáim, akik nyitottak a kvantumfizika iránt, egy területen, a kvantumkriptográfia területén, hamarosan találkozni fognak velük.

Irodalom

1. Csurgay Árpád, Simonyi Károly, Az információtechnika fizikai alapjai, Mérnöktovábbképző Intézet, Budapest, 1997
2. Rabi, I. I., Space Quantization in a Gyrating Magnetic Field, Physical Rewiew, 51, pp. 652–654, 1937
3. Gershenfeld, N., The Physics of Information Technology, Cambridge University Press, 2000
4. Williams, C. P., Clearwater, S. H., Explorations in Quantum Computing, Springer TELOS, New York, 1998
5. Bouwmeester, D., Ekert, A., Zeilinger, A., The Physics of Quantum Computing, Springer, Berlin, 2000
6. Feynman, R. P., Simulating Physics with Computers, Int. J. of Theor. Pysics, Vol. 21, No. 12, pp. 467-488 (1982)
7. Bennett, Ch., H., Logical Reversibility of Computation, IBM J. Res. Decelop., Vol. 17, pp. 525-532, (November, 1973)
8. Deutsch, D., Quantum Theory, The Church-Turing Principle and the Universal Quantum Computer, Proc. R. Soc., London, A 400, pp. 97-117, 1985
9. Feynman, R., P., Quantum Mechanical Computers, Foundations of Physics, Vol. 16, pp. 507–531 (June, 1986)
10. Lloyd, S., A Potentially Realizable Quantum Computer, SCIENCE, Vol. 261, 17 September 1993

A távvezetékmodell néhány alkalmazása*

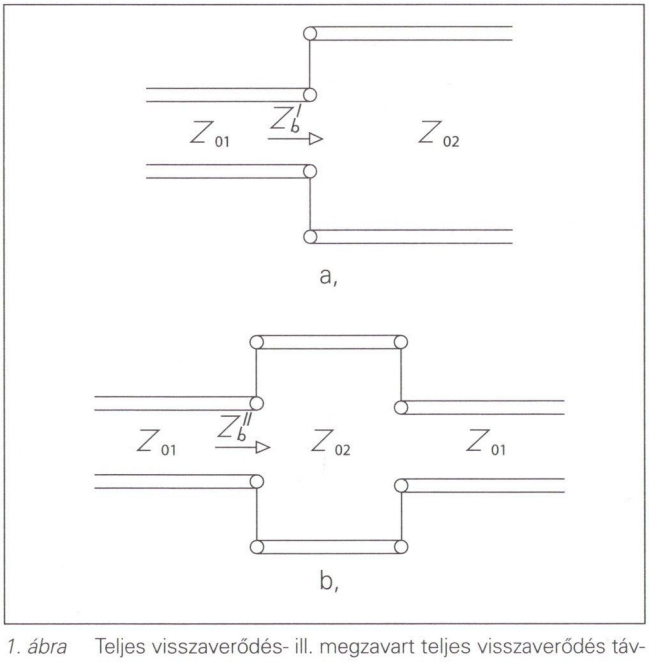
VESZELY GYULA

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem
Elméleti Villamossági Tanszék

A távvezetékmodellt a villamosmérnök egydimenziós hullámterjedési problémák leírására használja.
Három példát mutatunk be: a prizmás csatolót, a rezonáns alagútdióda transzportmodelljét és a négy kvantumpöttyből álló mesterséges molekulát.

A villamosmérnök anyanyelve a hálózatelmélet. Számára egy fizikai jelenség megértésének legbiztosabb módja a hálózati modell elkészítése. Kényelmes a rendelkezésre álló hálózatanalízis programok használata. A szintézis módszerek pedig a tervezést segítik elő.

A távvezetékmodellek tipikus alkalmazása: egydimenziós hullámterjedési problémák.



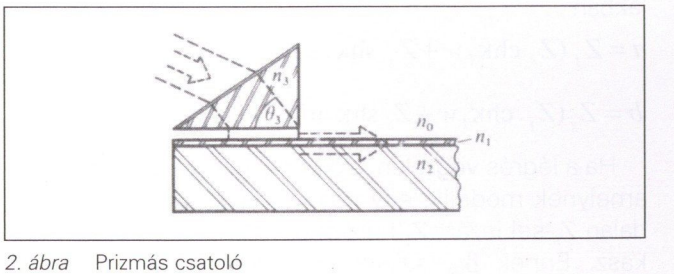
1. ábra Teljes visszaverődés- ill. megzavart teljes visszaverődés távvezetékmodellje

A fizikus természetesen meg tud lenni a hálózati modell nélkül is, de ennek ára az egyenletek nehézkes felírása és az impedanciafogalomból adódó szemlélet hiánya. A bemeneti impedancia és a hullámimpedancia a villamosmérnök számára természetes fogalmak, amelyek megkönnyítik a jelenségek értelmezését. Egyetlen példa erre a teljes visszaverődés ill. a megzavart (frustrated) teljes visszaverődés. Teljes visszaverődés esetén [1. a) ábra] Z_{01} valós, míg Z_{02} tiszta képzetes. A Z_b' bemeneti impedancia megegyezik Z_{02}-vel, így tiszta képzetes. A Z_{02} hullám-ellenállású távvezetékre nem jut hatásos teljesítmény, rajta a feszültség és az áram között 90°-os fáziskülönbség van, a 2-es vezetéken exponenciális helyfüggésű állóhullám lép fel. Ha azonban a levágásban lévő közeg véges vastagságú, akkor a b) ábra szerint a Z_b'' bemeneti impedancia komplex lesz, a 2-es vezetéken tehát hatásos teljesítmény áramlik át, amely a jobboldali távvezetéken halad tovább. Ez a modellje az alagúteffektusnak, az üvegszálak közötti áthallásnak, a levágásban lévő tápvonalak között elhelyezkedő üregrezonátornak stb.

Önmagában is érdekes, hogy a tiszta valós terjedési tényezőjű és tiszta képzetes hullám-ellenállású távvezetéknek, amit a klasszikus vezetékelméletben nem vizsgálnak, gyakorlati haszna van.

Az alábbiakban három példát mutatunk be a távvezetékmodell alkalmazására.

A 2. ábrán látható prizmás csatoló arra szolgál, hogy fényteljesítményt csatoljunk be szigetelőréteg hullám-



2. ábra Prizmás csatoló

* A szerző a cikket Simonyi Károly professzor emlékének ajánlja.

vezetőbe. A prizmás csatoló elméletével – többek között – Ulrich [1] foglalkozott. Munkája nehezen követhető, tele van elhanyagolásokkal, amelyek hatása nehezen becsülhető. Az alábbiakban bemutatjuk, hogy az elmélet a távvezetékmodell segítségével egyszerűen felépíthető. A távvezetékmodellt a 3. ábra mutatja. Z_g és Z_s tiszta képzetes, míg Z_p és Z_f valós. A prizma elhelyezésével zavarjuk meg a teljes visszaverődést. Az ábrán $k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}$ a szabadtéri fázistényező, β a hullámvektor z komponense, amely közös az egész struktúrára, E_i a beeső tér, E_1 a teljes tér a film-szubsztrátum határon.

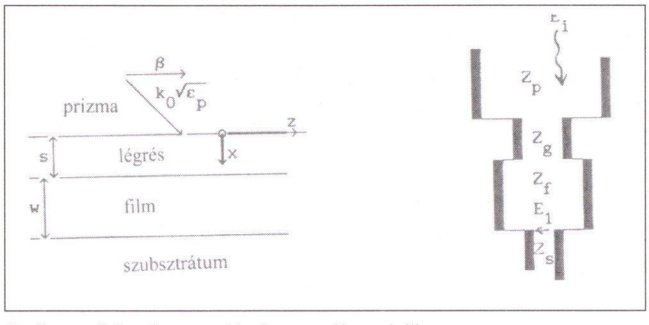
Az i-edik távvezeték paraméterei a terjedési tényező

$$\kappa_i = \sqrt{\beta^2 - k_0^2\varepsilon_i} \tag{1}$$

és a hullámellenállás

$$Z_i = \frac{j\omega\mu_0}{\kappa_i} \tag{2}$$

utóbbi csak a TE esetre érvényes. Megfelelő paraméterek esetén Z_f és Z_p valós, míg Z_g és Z_s tiszta képzetes.



3. ábra Prizmás csatoló távvezetékmodellje

A távvezetékmodellből két fontos mennyiség könnyen számítható. Ezek a

$$W(\beta) = \frac{E_1}{E_i} = \frac{2Z_sZ_fZ_g}{Z_g(a\,\mathrm{ch}\kappa_g s + b\,\mathrm{sh}\kappa_g s) + Z_p(b\,\mathrm{ch}\kappa_g s + a\,\mathrm{sh}\kappa_g s)} \tag{3}$$

átviteli függvény és a

$$\Gamma(\beta) = \frac{E_r}{E_i} = \frac{Z_g(a\,\mathrm{ch}\kappa_g s + b\,\mathrm{sh}\kappa_g s) - Z_p(b\,\mathrm{ch}\kappa_g s + a\,\mathrm{sh}\kappa_g s)}{Z_g(a\,\mathrm{ch}\kappa_g s + b\,\mathrm{sh}\kappa_g s) + Z_p(b\,\mathrm{ch}\kappa_g s + a\,\mathrm{sh}\kappa_g s)} \tag{4}$$

reflexió tényező a prizma-légrés határán. A fenti formulákban

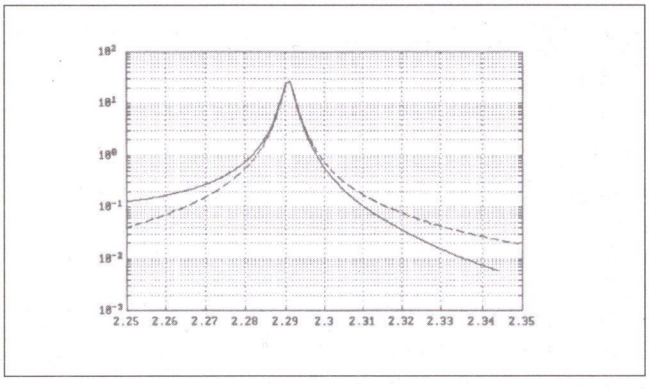
$$a = Z_f(Z_s\,\mathrm{ch}\kappa_f w + Z_f\,\mathrm{sh}\kappa_f w) \tag{5}$$

$$b = Z_g(Z_f\,\mathrm{ch}\kappa_f w + Z_s\,\mathrm{sh}\kappa_f w) \tag{6}$$

Ha a légrés végtelen, akkor olyan rezonátort kapunk, amelynek modellje egy egyik oldalán Z_g-vel, másik oldalán Z_s-sel lezárt Z_f hullám-ellenállású távvezetékszakasz. Ennek β_{0k} sajátértékei valósak és az $a+b=0$ egyenlet határozza meg őket. Véges légrésnél a komplex β_k sajátértékek a (3) pólusai. A gyakorlatilag fontos esetekben a prizma és a film közötti csatolás gyenge és a komplex pólusok az $a+b=0$ egyenlet gyökeinek perturbálásával kaphatók. Bár ez a számítás is elegánsan végezhető a távvezetékmodell alapján [2], itt nem részletezzük. A (3) átviteli függvény vezető pólusos közelítése a rendszer impuluzválaszának számítása miatt fontos. Valamelyik pólus közelében (3) az alábbi módon közelíthető

$$W(\beta) = \frac{4Z_sZ_fZ_g}{2\mathrm{DEN}} \approx \frac{C}{\beta - \beta_k} \tag{7}$$

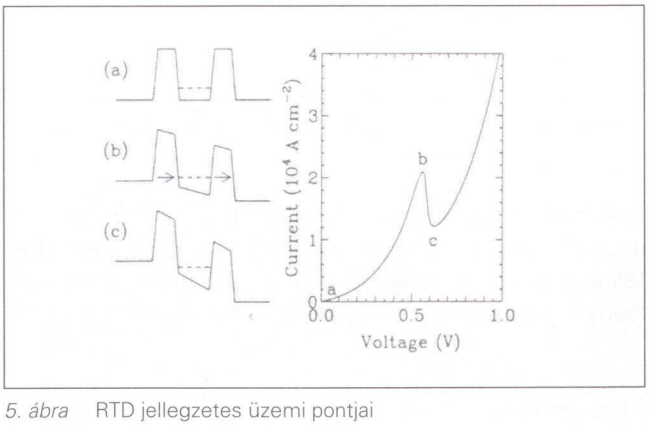
ahol DEN a (3) nevezője. (7) mindkét oldalán a β helyébe a perturbálatlan β_{k0}-t helyettesítve C zárt alakban kifejezhető. A 4. ábra az átviteli függvény abszolút értékének egzakt (folytonos vonal) és közelítő (szaggatott vonal) görbéjét mutatja egy pólus közelében.



4. ábra Az átviteli függvény abszolút értéke az effektív permittivitás (β/k_0) függvényében.
ε_p=8.27, ε_g=1, ε_f=5.52, ε_s=2.31,
λ=632.8 nm, w=500 nm, s=20 nm

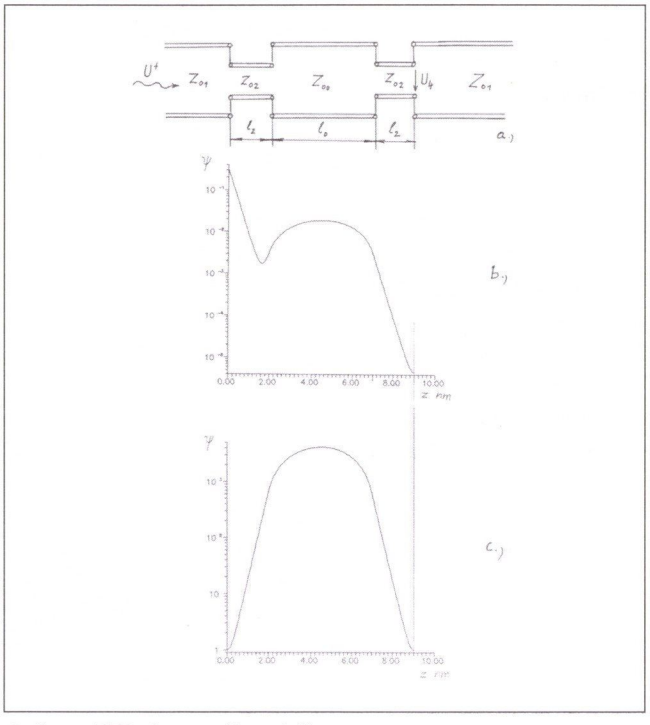
2. Rezonáns alagút dióda (RTD)

A nanotechnológia beköszöntésével lehetővé vált potenciálgátakkal kialakított gödör nanométeres méretekben történő előállítása. Az ilyen elrendezés diódaként üzemeltetve olyan áram-feszültség karakterisztikával bír, amelynek egy szakaszon negatív a meredeksége. A működés rövid magyarázatát a 3. ábra mutatja [3].



5. ábra RTD jellegzetes üzemi pontjai

A gödörbe rajzolt szaggatott vonal a rezonáns energiának felel meg, amelynél az átviteli tényező 1. Zérus anódfeszültségnél a baloldali (gáton kívüli) elektróda Fermi szintje egybeesik a rezonáns energiával, nincs olyan elektron, amely át tudna jutni a gödrön [a) pont]. A feszültség növelésével a betöltött állapotokból elektronok alagutaznak [b) pont]. A feszültség további növelésével a rezonáns energia a betöltött szintek alá kerül, az alagutazó áram csökkenni kezd [c) pont]. Az áram újabb növekedését a termikus emisszió okozza.



6. ábra RTD távvezetékmodellje

A 6.a) ábrán a távvezetékmodell látható. Az i-edik szakasz hullámellenállása

$$Z_{0i} = \frac{W}{\sqrt{2m\,(W-W_i)}} \tag{8}$$

terjedési tényezője

$$\gamma_i = j\frac{2\pi}{h}\sqrt{2m\,(W-W_i)} \tag{9}$$

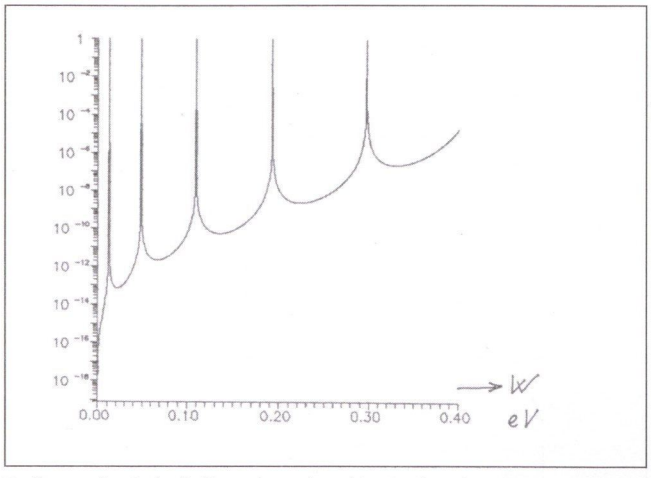
ahol W_i a potenciális energia az i-edik szakaszon, m az elektron effektív tömege, h a Planck állandó. A számunkra érdekes energiatartományban $Z_{00}=Z_{01}$ és γ_k valós, míg Z_{02}, és $\gamma_0 = \gamma_1$ tiszta képzetes. A 6. ábrát az alábbi adatok mellett számoltuk: l_0=5 nm, l_2=2 nm, W_2=0.5 eV. A b) ábra nem rezonáns (W=0.012 eV) esetben, míg a c) ábra rezonáns (W=0.01219475636 eV) esetben mutatja a ψ hullámfüggvényt (a feszültséget). Vezessük be a rezonátor végei felől látható bemeneti impedanciákat

$$Z_{be} = Z_{02}\frac{Z_{01}\,\mathrm{ch}\gamma_2 l_2 + Z_{02}\,\mathrm{sh}\gamma_2 l_2}{Z_{02}\,\mathrm{ch}\gamma_2 l_2 + Z_{01}\,\mathrm{sh}\gamma_2 l_2} \tag{10}$$

Az átviteli függvény

$$K = \frac{2Z_{00}Z_{01}Z_{02}}{(Z_{02}\,\mathrm{ch}\gamma_2 l_2 + Z_{01}\,\mathrm{sh}\gamma_2 l_2)(Z_{01}\,\mathrm{ch}\gamma_2 l_2 + Z_{02}\,\mathrm{sh}\gamma_2 l_2)}\,\frac{Z_{be}}{Z_{00}^2\,\mathrm{sh}\gamma_0 l_0 + 2Z_{00}Z_{be}\,\mathrm{ch}\gamma_0 l_0 + Z_{be}^2\,\mathrm{sh}\gamma_0 l_0}\,. \tag{11}$$

Az átviteli függvény abszolút értéke a 7. ábrán látható.



7. ábra Az átviteli függvény abszolút értéke. Az első rezonanciafrekvencia: W=0.01219475636 eV.

A $K(W)$ függvényre az áram kiszámításánál van szükség.

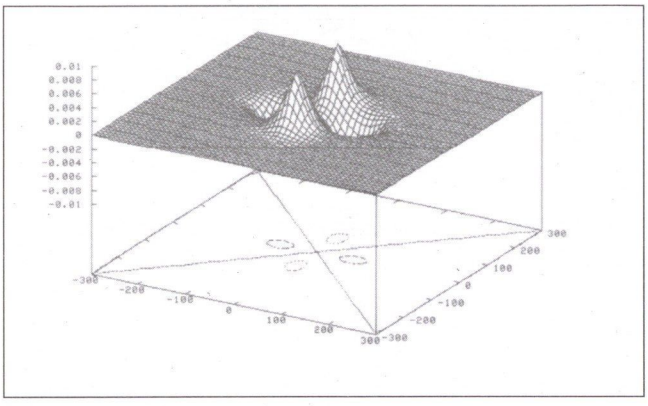
3. Négy kvantumpöttyből álló mesterséges molekula

A mesterséges molekulát félvezető heteroátmenetben felületi elektródák segítségével kialakított négy potenciálgödörrel hozzuk létre.

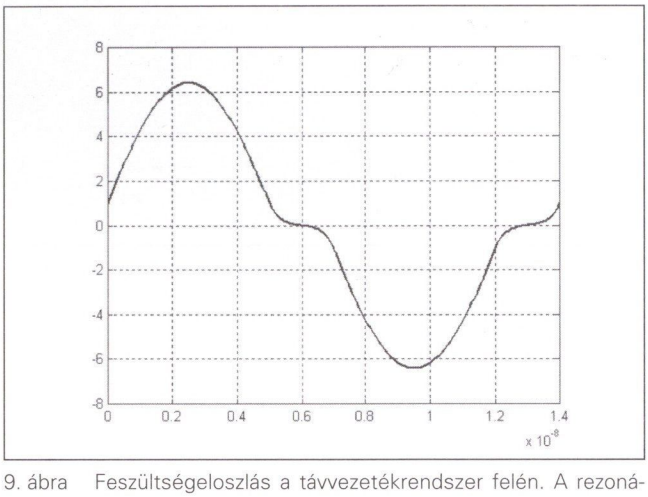
A gödrök középpontja egy négyzet csúcsaiban helyezkedik el. Az egyelektron Schrödinger egyenlet négy legkisebb energiájú megoldásánál a hullámfüggvény előjele a gödröket körüljárva: + - + - ; + 0 - 0; 0 + 0 -; + + + +, ahol a 0 azt jelenti, hogy a hullámfüggvény a gödör közepén zérus. A 8. ábra az első hullámfüggvényt mutatja.

A feladathoz távvezetékmodellt rendelhetünk [4]. Az elrendezést körüljárva a gödrök középpontján átmenő körön, az észlelt potenciáloknak megfelelő távvezetékszakaszokat választunk A távvezetékmodell a gödröket (rezonátorokat) modellező négy valós hullám-ellenállású és az alagutazást modellező négy tiszta képzetes hullám-ellenállású vezetékből áll, amelyek váltakozva sorba vannak kapcsolva, végül az utolsó kimenete az első bemenetével egyesítve van. Az így adódó rezonátor sajátfrekvenciái és sajátfüggvényei egyszerűen meghatározhatók és az előjelváltások tekintetében pontosan megfelelnek a fent kapott megoldásoknak. A 9. ábra

a 8. ábrának megfelelő feszültségeloszlást mutatja a távvezetékrendszer felére.



8. ábra A legalacsonyabb energiájú állapot hullámfüggvénye a heteroátmenetben



9. ábra Feszültségeloszlás a távvezetékrendszer felén. A rezonátorok hossza 5 nm, az alagutazó részeké 2 nm

Az egydimenziós modell tehát jól adja vissza a legalacsonyabb módusok sajátfüggvényeit. Itt azonban véget is ér a felhasználhatósága, a Coulomb kölcsönhatás leírására pl. már alkalmatlan.

4. Összefoglalás

Három példát mutattunk be a távvezetékmodell alkalmazására. A módszer előnyei: a folytonossági feltételeknek is eleget tevő egyenletek kényelmes felírása és az impedancia-fogalomból adódó szemléletesség.

Irodalom

1. R. Ulrich: „Theory of the prism-film coupler by plane-wave analysis", J. Opt. Soc. Am. 70, pp. 1337-1350 (1970)
2. Gy. Veszely: „Analysis of the prism-film coupler", Proc. of the Japan-Central Europe Joint Workshop on Advanced Computing Engineering, Warsaw, 1994
3. J.P. Sun et al.: „Resonant tunneling diodes: models and properties", Proc. of the IEEE, Vol. 86, pp. 641-660 (1998)
4. Á. Csurgay: szóbeli közlés

Simonyi-bölcsességek, -legendák, -történetek

Hallgató korom óta a 9-es villamossal jártam a Műegyetemre. 50 év után annyi változás történt, hogy a 9-es villamost 19-esre keresztelték át.

G. K.

❖ ❖ ❖

A ∞ olyan, mint egy szőnyeg, ami alá besöpörjük a szemetet.

G. K.

❖ ❖ ❖

– Tetszenek látni ezt a romhalmazt itt? Ez a 2. Brillouin-zóna.

G. K.

Analogikai hullámszámítógépek számítási komplexitásáról*

ROSKA TAMÁS

MTA SZTAKI

Jelen dolgozatot Simonyi Károly Professzor Úr emlékének ajánlom. Számomra Simonyi Károly egyetemi éveim egyik legmeghatározóbb egyénisége volt. Műveltsége, tudása, embersége sokunknak jelentett nemes eszményt és örömteli találkozásokat. Ő volt a Tudós, a Polihisztor és a zseniálisan tanító Professzor. Személyes inzultusként éltük át méltatlan meghurcolását és visszatérő hősként köszöntöttük A fizika kultúrtörténete című tantárgy karizmatikus előadójaként. Az Elektronfizika és Elméleti Villamosságtan című könyvei eszményi standardot jelentettek, amelyek mai, bővített és átdolgozott kiadását [i, ii] ajánlom minden villamos- és információtechnikus mérnökhallgatónak.

Összefoglalás

A számítási komplexitás és a számítógép-komplexitás kérdéseit tárgyaljuk három tipikus architektúrában. Az egyik az egészeken értelmezett univerzális gép (Turing gép, azaz Universal Machine on Integers, UMZ), a másik a valósokon értelmezett univerzális gép (Universal Machine on Reals, UMR), a harmadik a trajektória seregeken, vagy folyamokon értelmezett univerzális gép (CNN Universal Machine, azaz Universal Machine on Flows, UMF).

Egy rövid áttekintés után a valósokon értelmezett gépen (UMR) megmutatjuk, hogy a számítás komplexitásának nem a legfontosabb paramétere a probléma mérete. Sőt, a folyamokon értelmezett gépen (UMF) a méret esetleg egyáltalán nem is számít.

Az újabb számítógép-architektúra (az analogikai celluláris számítógép, CNN Universal Machine, CNN-UM [1]) és annak fizikai megvalósítása új módon veti fel a számításnak és a számítógépnek a komplexitását. A CMOS és optikai implementációk egyben rámutatnak mind a pontosság, mind a probléma paramétereinek fontosságára.

Végül felvetjük a logikai következtetések kiterjesztésének módját, ha a bemenetek szürke tér-időbeli események, a kimenet pedig bináris térbeli maszkok.

1. Bevezetés

A számítási komplexitásról alkotott – a műveletszámmal, azaz az eltelt idővel vagy a sebességgel kapcsolatos – fogalmunk egész természetes volt az elmúlt évtizedekben. Ennek oka az, hogy a mikroprocesszorok területe 1 cm^2 körül mozgott, a disszipáció pedig 1 Watt körüli volt. Másrészt, a problémák egy lényeges részében a probléma mérete szabta meg a műveletszámot. Így tehát a számítási komplexitás klasszikus fogalma – vagyis a műveletszám a probléma méretének függvényében – a gyakorlattal összhangban volt. A számítás modellje a Turing-gép, illetve a Neumann-féle tárolt programú számítógép volt. Egészeken értelmezett, iterációk sokaságával megvalósított algoritmusok alkották a szoftver alapját.

Az elmúlt évtizedben azonban a fenti feltételek szinte minden aspektusban megváltoztak.

Az első elméleti kihívás a valósokon értelmezett számítógépmodell volt: „complexity on reals" [7]. Megmutatták, hogy ha az algoritmusok valósokon értelmezettek, akkor még az iterációs modellen belül maradva is a műveletszám erősen függ a pontosságtól és a probléma paraméterétől is.

Egy lépéssel tovább haladva, az analogikai celluláris (CNN) számítógép-architektúra bevezetése (CNN Universal Machine, vagy CNN-UM [1]), amelynek adatai képfolyamok (image flows), elemi utasításai pedig időben, értékben és paramétereikben folytonosak (nemlineáris hullámok), gyökeresen megváltoztatták a komplexitás világát. A számításról és az algoritmusokról alkotott képünk alaposan megváltozott. Tér-időbeli folytonos (analóg) nemlineáris dinamikát kombinálunk logikával. Ez az analóg-logikai (analogikai) számítógép ugyanakkor nagyon közel áll az idegműködés sok részletének modelljéhez, valamint utat nyit sokféle molekuláris interakción alapuló számítógép készítéséhez. Néhány elemi utasítás elvileg sem implementálható a klasszikus digitális Turing-gépen (UMZ) (pl. a káosz esete stb.). A digitális számítógépek egyik leginkább számításigényes problémája a nemlineáris

* A szerző a cikket Simonyi Károly professzor emlékének ajánlja.

parciális differenciálegyenletek (PDE) megoldása, ami ebben az esetben (UMF) az elemi utasítás!

Az ún. komplex rendszerek egzotikus példáit sokáig csak esettanulmányokként lehetett kezelni. Nemrég Leon Chua megmutatta, hogy a tér-időbeli komplex jelenségek keletkezésének szigorú és egyértelmű feltétele a lokális aktivitás, amelyet a CNN paradigma keretében lehetett bebizonyítani [6].

Hogyan definiálható ezekben az újfajta analogikai hullámszámítógépekben az algoritmus fogalma? A digitális számítógépekben az algoritmust a μ-rekurzív függvényekkel definiálták. Mi most az α-rekurzív függvényeket vezettük be az analogikai celluláris algoritmusok definiálására [4, 17]. Szeretnénk kiemelni, hogy sok természeti jelfeldolgozó jelenség (pl. egy retinamodellben) komplexitása a klasszikus számítási keretben fel sem vethető.

Kiderült, hogy a fenti három számítógéptípus (UMZ, UMR, UMF) gyökeresen különböző, nehéz problémákat vet fel. Ilyenek a kombinatorikus, algebrai és dinamikai nehézségek. Csupán a Chaitin-féle algoritmikus komplexitás fogalmára [24] utalunk, ami itt is alkalmazható, továbbá a nyelvtani komplexitás két fontos területére ([13, 14], illetve [15, 16]).

Végül jelezzük, hogy az új számítógép-architektúra fizikai implementációjának sok formája született az elmúlt években (például CMOS és BiCMOS integrált áramkörök és optikai implementációk [18, 19, 22, 32], a biológiai – elsősorban a látó – rendszerek egy részében pedig természetes modellezési módszerré vált, a plasztícitást is beleértve [például: 12, 25, 33, 36].

Eredményeink átvezetnek a logikai következtetések érvényességének kiterjesztéséhez [17, 35].

Ebben a dolgozatban, követve a [17, 35] referenciákat, a számítási komplexitás és a számítógép-komplexitás kérdéseit tárgyaljuk három tipikus architektúrában (UMZ, UMR, UMF). A harmadik architektúrának, a trajektória seregeken vagy folyamokon értelmezett univerzális gépnek (CNN Universal Machine, azaz Universal Machine on Flows, UMF) külön figyelmet szentelünk.

Egy rövid áttekintés után a valósokon értelmezett gépen (UMR) bemutatjuk, hogy a számítási komplexitásnak nem a probléma mérete a legfontosabb paramétere. Sőt, a folyamokon értelmezett gépen (UMF) a méret esetleg egyáltalán nem is számít.

Az újabb számítógép-architektúra (UMF) CMOS és optikai implementációja kapcsán egyben rámutatunk a pontosság és a probléma paramétereinek fontosságára.

Végül felvetjük a logikai következtetések kiterjesztésének módját, bemenetekként értelmezett szürke térbeli eseményeken és bináris térbeli maszkokon mint kimeneteken.

2. Az analogikai hullámszámítógép, egy univerzális gép a képfolyamokon (UMF)

Algoritmusokat definiálunk képfolyamokon véges, de folytonos időtartományban. Először bevezetjük az ezen adatokon értelmezett elemi utasításokat. Az általánosság csökkentése nélkül mindezt 2 dimenziós (2D) esetre mutatjuk meg, az egyetlen diszkretizált paraméter a tér.

Képfolyamok

Egy véges idejű F: $\Phi(t)$ képfolyam a következő:

$$\Phi(t)\colon \{\varphi_{i,j}(t)\,,\quad t \in T = [0, t_d]\},$$
$$1 \le i \le m \qquad 1 \le j \le n,$$

ahol m és n pozitív egészek, $t_d > 0$ (a valós időtartam), $\varphi_{i,j}(t) \in C^1$ (folytonosan differenciálható). Például, $\varphi_{i,j}$ jelentheti a bemenet, az állapot, vagy a kimenet egy-egy képelemének (cellájának) intenzitás időfüggvényét egy $m{\times}n$ méretű képfolyamban, $\varphi_{i,j}(t)$ korlátos.

Egy $t = t^*$ időpillanatban $\Phi(t^*)$ egy $m{\times}n$ méretű P képet (pillanatképet) definiál, amely egy állókép,

$$P\colon\{p_{i,j} \in R^1\},$$
$$|p_{i,j}| \le p_{max} \in R^1 < \infty,$$

ahol $p_{i,j}$ jelenti a képpont (pixel) intenzitását.

Feltesszük, hogy a szürke képben +1 a fekete és –1 a fehér szintet jelenti. Színes képet több (például három) szürke képpel reprezentálunk

Egy bináris képet egy M maszknak nevezünk

$$M\colon\ m_{i,j} \in \{1, -1\}$$

Egy pillanatkép-sorozatot a

$$t = t_0,\ t_0 + \Delta t,\ t_0 + 2\Delta t, \ldots t_0 + k\,\Delta t$$

időpont sorban képsorozatnak vagy videofolyamnak nevezünk.

Műveletek képfolyamokon

Egy tér-időbeli utasítás halmazú számítógép (spatial-temporal instruction set computer, StISC computer) képfolyamokon vagy képsorozatokon végez műveleteket. Egy elemi utasítás, amelyet hullámutasításnak is nevezünk, a következő:

$$\Phi_{output}(t) := \Psi(\Phi_{input}(t), P, \partial);$$
$$t \in T = [0, t_d] \qquad (1)$$

ahol Ψ egy képsorozaton értelmezett függvény, P egy kép, amely a kezdeti állapotot és/vagy a küszöbérték térképet (bias map) is jelentheti, ∂ jelenti a kerületi értékeket, $\partial(t)$ jelentheti az időben változó kerületi inputot is, ami soronként (vagy oszloponként) minden cellához is kapcsolódhat. Például egy videoklipből egy ilyen utasítás egy másikat csinálhat (mondjuk kiemelve a felfelé repülő konvex tárgyakat).

Egy képfolyamon definiált Γ mátrix funkcionál a következő:

$$P := \Gamma(\Phi_{input}(t), P, \gamma, \partial); \qquad (2)$$

például egy videoklipen a maximális fényintenzitásokat adott idő alatt tartalmazó kép. A kimenő kép lehet egy maszk is, például azon pontokat jelöljük feketével, ahol változás történt.

Egy képfolyamon definiált γ skalár funkcionál a következő:

$$q := \gamma\,(\Phi_{input}(t), P, \partial); \qquad (2')$$

ahol P lehet egy kép egy objektummal. Például q jelentheti egy Φ_{input}-beli mozgó tárgy legközelebbi távolságát a P képen lévő objektumtól. Speciális eset annak detekciója, hogy van-e fekete pixel egy képen (Global White, GW). Egy másik speciális eset a skalár funkcionálra egy hullámmetrikával definiált távolság két objektum között [34].

Ha $t = t_d$ idő múltán a kimenet nem válik konstanssá, azaz létezik legalább egy i,j cella, amelyre $d/dt\varphi_{i,j}(t) \neq 0$, akkor az utasítást nem egyensúlyi típusúnak nevezzük.

Algoritmusok képfolyamokon

Most bevezetjük az analogikai celluláris algoritmus, pontosabban a képfolyamokon értelmezett analogikai algoritmus fogalmát a hullám-számítógépen, vagy StISC számítógépen (a számítástechnikában ismert CISC és RISC számítógépek alternatívájaként). A digitális számítógépek (UMZ modell) algoritmusának szigorú definíciója az egészeken értelmezett μ-rekurzív függvény. A mi esetünkben ennek helyét az UMF gépen (StISC számítógép) képfolyamokon értelmezett α-rekurzív függvény veszi át.

A StISC számítógép, azaz az UMF architektúra a következő feladatokat kell, hogy ellássa:

- nem egyensúlyi típusú tér-időbeli elemi utasítások, vagy hullámutasítások képfolyamokon,
- térbeli logikai utasítások térbeli maszkokon, cellánként parallel működve (pl. celluláris automata),
- képfolyamok vagy képek kombinációja cellánként parallel működve,
- a fenti műveleteket és cellánkénti parallel összehasonlítást tartalmazó rekurziók.

A műveletek szekvenciájának szabályozásában a skalár és mátrix funkcionáloknak (γ és Γ) is szerepe van.

A fenti algoritmusokat nevezzük analóg és logikai vagy analogikai algoritmusoknak.

α-rekurzív függvények

Végre megadhatjuk formálisan is az új analogikai tér-időbeli algoritmusokat, az α-rekurzív függvényeket.

Ezeket az alábbi operátorokkal definiáljuk:

- a képfolyamok, képek, maszkok és kerületi értékek kezdeti beállításai: $\Phi(0)$, P, M, ∂;
- egy véges időtartományon definiált egyensúlyi és nem egyensúlyi tér-időbeli utasítások, melyeket a kanonikus CNN dinamikák definiálnak $\Phi(t)$ –n ([2, 4, 6, 23] és – röviden – a Függelékben);
- a fentieken értelmezett globális és lokális maximalizálás;
- a fenti műveletek memóriamentes (aritmetikai) és logikai kombinációi;
- rekurziók skalár és matrix fukcionálokkal valós és logikai változókon.

3. A CNN univerzális gép egy minimális architektúra az α-rekurzív függvények számára

A Turing-gép egy minimális architektúra a μ-rekurzív függvények számára. Néhány kiegészítő elem azonban praktikusabbá teszi. Hasonlóképpen, a CNN univerzális gép [1] – a LLU és LAOU nélkül – egy minimális architektúra az α-rekurzív függvények számára. Jóllehet, az LLU és LAOU funkciókat tudjuk speciális cellák és templátok segítségével implementálni, jelenlétük a fizikai implementálást nagyban segítheti. Ehhez hasonlóan, azok a praktikus kiegészítések, amelyek a tárolt program elvének Neumann-féle bevezetésekor a mai digitális számítógép-architektúrához vezettek, a fizikai megvalósítás szempontjából voltak fontosak

A CNN univerzális gép minimalitását úgy lehet bebizonyítani, hogy az α-rekurzív függvény minden elemét lépésről lépésre megvalósítjuk, ezzel és bármelyik funkció elvétele a CNN-UM-ből valamelyik függvénytulajdonság megvalósítását hiúsítja meg.

A globális analogikai vezérlőegység (the Global Analogic Control Unit, GACU) globális valós vagy logikai változókat használ (a cellánkénti változókat nevezzük lokálisnak). Ez a vezérlőegység globális változókon értelmezett algoritmusokat is megvalósíthat (például ez lehet egy DSP-vel megvalósítva). A CNN-dinamika a legfontosabb tér-időbeli elemi utasítás.

Természetesen, az absztrakt CNN-UM architektúra, vagyis a folyamokon értelmezett univerzális gép, az UMF sokféle speciális esete is fontos lehet. Ezek fizikai implementációi nagyon sok hasznos eszközben megjelennek, ilyen például az ún. „smart sensor"-ok sok-sok fajtája.

A CNN univerzális gép univerzalitásának kétféle értelme van. Az egyik a Turing-értelmű univerzalitás [26], a másik a nemlineáris operátor szerinti univerzalitás [27].

Az alábbi 1. táblázat a három univerzális gép (UMZ, UMR, UMF) tulajdonságát veti össze. Jóllehet ezek absztrakt gépek, valójában igen sok praktikus implementáció kitűnő approximációi. (1. táblázat)

Valódi kihívást jelent a biológiai rendszerek, különösen az idegrendszer és az agy egyes funkcióinak számítógépként való kezelése („computational neuroscience"). Nagyon óvatosan kell bánnunk ezzel a kérdéssel (pl. a [4] referenciabeli ellentmondásokat tartalmazó modellek).

Egyrészt a megszokott „neuro-számítógépek" nem számítógépek abban az értelemben, hogy nem tárolt programozottak, másrészt viszont a CNN univerzális gép programozható úgy is, hogy egy adott neurális hálózatot valósítson meg. Kulcskérdés, hogy a tanulási és plaszticitási tulajdonságokat is implementáljuk [4].

Felhívjuk ugyanakkor a figyelmet arra, hogy nézetünk szerint egy sor idegrendszeri modell problémája abban rejlik, hogy egy olyan digitális számítógép-architektúrát utánzó működést akarnak ráerőltetni az adott idegrendszerrészre, amelynek természete gyökeresen

	Univerzális iteratív gép az egészek felett	Univerzális iteratív gép a valósok felett	Univerzális, félig iteratív gép a képfolyamok felett
	UMZ	UMR	UMF
I/O tér	Z	R	F (folyam $R^{n\times n}$ felett)
Tipikus elemi operátorok	Logikai leképezések	Algebrai leképezések	Differenciál algebrai leképezések
Működési mód	Iteratív	Iteratív	Félig iteratív
Elemi operátorok (utasítások) hatásrádiusza	Lokális	Lokális	Globális
Architektúra	Turing-gép	Newton-gép „Basin of attraction" gép	CNN Univerzális gép
Tipikus számítási modellek	Partial (μ) recursive functions on Z	Register equations on R	α-recursive functions on F

1. táblázat

távol áll ettől. Ezért olyan fontos a CNN dinamika és architektúra neuromorf jellege.

Például egy retina modelljében az egymás utáni utasítások térben követik egymást, a főszereplő jelenségek térben és időben zajlanak (a receptív mező organizációja szerint), ezek lehetnek egymással parallel lezajló dinamikák, amelyek még egymással is kapcsolatban vannak.

4. Számítási komplexitás a képfolyamokon értelmezett univerzális gépben (UMF)

A klasszikus (digitális) számítási komplexitás elmélet egy probléma megoldásának műveletszámát (soros gépen ez az idővel arányos) vizsgálja az u bemenetre adott konkrét feladat méretének (az u hossza bitben) függvényében. Ez valóban releváns a Turing-gépen (UMZ), mert alapvetően logikai műveleteket végzünk biteken. Egy probléma lehet (i) megoldhatatlan, (ii) megoldható, de kezelhetetlen (NP nehéz), vagy (iii) kezelhető (a műveletszám a méret függvényében polinomiális rendben nő).

Megmutatjuk, hogy az UMF gépnél sokszor a méret szinte nem is játszik szerepet, sokkal fontosabb probléma lehet például egy paraméterének értéke. Ugyancsak fontos a pontosság, különösen tér-időbeli detekciós problémákban. Ugyanakkor az analóg processzorok számának növelésével elérhető a pontosságnövelés (hiperpontosság). A következőkben ezeket a kérdéseket vizsgáljuk a három alapgépre.

A méret szerepe

A klasszikus digitális számítógépekre (UMZ) kidolgozott komplexitáselméletben a méret az egyetlen paraméter, és a nehézség az, hogy a komplexitás alapvetően kombinatorikus. Ez a tipikusan kereső, leszámoló algoritmusok problémája. A számítás nehézségét a matematikai számítási idő, azaz a műveletszám adja.

- UMZ:

  Idő: T (Méret: $S(u)) < cS(u)q$,

ahol

  T a műveletszámmal arányos idő,

  Méret: $S(u)$, az u hossza bitekben,

  a c, q paraméterek pedig csak a konkrét géptől, esetünkben az egészeken értelmezett géptől, M_Z-től függenek.

Egy tipikus megoldhatatlan probléma egy diophantoszi, egészeken értelmezett egyenlet megoldhatóságának eldöntése, egy NP nehéz probléma például az ún. „utazó ügynök probléma".

- UMR:

  A valósokon értelmezett M_R univerzális gépen már nem csak a méret számít, a számítási komplexitást az alábbiak definiálják:

  Idő: $\mathrm{T}\,(S(u)) < c(S(u) + |\log \varepsilon| + \log W(u))^q$

ahol

  ε: a pontosság,

  W: a probléma egy paramétere,

  a c, q paraméterek csak az M_R gép méretétől függenek.

Az egyes elemi aritmetikai műveletek pontossága (ε) mellett tehát a probléma paraméterei is fontosak. Ilyen lehet például egy mátrix kondíció száma. Kiemeljük, hogy iteratív modellről van szó, ahol elemi aritmetikai műveletek ezrei, milliói stb. eredményeképp kapjuk az input-output pontosságot.

Ebben a modellben tipikus megoldhatatlan probléma egy Mandelbrot- vagy Julia-halmazhoz való tartozás eldönthetősége, egy NP-nehéz probléma a Hilbert Nullstellensatz eldöntése, vagy a 4-megoldhatóság kérdése [7]. A nehézséget itt nem a keresés bonyolultsága, hanem az algebrai bonyolultság jelenti. Nem arról van tehát szó, hogy a kombinatorikusan nehéz problémákat kell megoldanunk gyorsabban, hanem egy, a Turing-gép számára kezelhetetlen feladatról van szó, ahol más nehézség merül fel.

Megjegyzés: az UMR és UMF közötti alapvető különbség miatt az UMF-ben egy egyenletrendszer közös valós gyökének megtalálása egyszerű (ha létezik), nevezetesen, az egyensúlyi pont adja a közös gyököt. Ez azt jelenti, hogy az NP-nehéz algebrai megoldhatósági feladatok gyakorlatilag lineáris időben megoldhatók az UMF gépen, hiszen itt nincs iteráció.

A probléma paramétereinek szerepe

Az UMF típusú gépeken tipikusan nem a probléma mérete okozza a számítási nehézséget, sőt, sok esetben a méretnek nincs is különösebb szerepe. Például

a propagáló CNN templátok kivételével a számítási idő (settling time) független a mérettől (ez a tény a szimmetrikus templátokra szigorúan bizonyítható is).

- UMF:

  Itt a futási idő komplexitás formája hasonló az UMR esethez:

  Idő: $T(S(u)) < c(S(u) + |\log \varepsilon| + \log W(u))^q$,

ahol $W(u)$ gyakran egy CNN templát p paramétere. Néhány esetben a p értékétől nemcsak kvalitatíve függ a számítási komplexitás, de kvantitatíve 5-7 nagyságrendbeli lehet a függés [21].

A pontosság szerepe

A pontosság fogalma és szerepe egy nehéz kérdés mind az UMR, mind az UMF architektúrák esetén. A Turing-gépben (UMZ) viszont nincs szerepe.

Nem könnyű jó kérdéseket feltenni a pontosságra vonatkozóan a lokálisan csatolt dinamikus rendszerekben (CNN). Sokszor az eredmények használatának mikéntjétől is függ a helyes kérdés.

E lokálisan csatolt CNN rendszerek

- folytonosak az időben,
- folytonosak a jelek értékében,
- folytonosak az interakciós paraméterekben

és

- diszkrétek az időben.

A többrétegű celluláris nemlineáris hálózat kanonikus leírása, vagy a tárolt programú CNN univerzális gép jelenti a matematikai modellt.

Az első rossz kérdés az, hogy hány bites a pontosság. Ugyanis, mindenekelőtt meg kell adjuk a végparamétert, nevezetesen azt, hogy minek a pontosságát vizsgáljuk:

- a kimenő jel értékét,
- egy esemény bekövetkeztének idejét, vagy
- egy esemény bekövetkeztének térbeli helyét.

Az is érdekes, hogy milyen paraméterben vizsgáljuk a pontosságot, például

- az interakciós paraméterben (templát érték vagy szinapszis érték),
- a fizikai implementáció modelljének egy technológiai paraméterében, esetleg
- egy időállandó értékében.

Azonban a kimenet szerepe is befolyásolhatja a pontosságot. Ha például egy vizuális kimenetről van szó, akkor attól függően, hogy egy robotkar-e a végfelhasználó, vagy egy személy, más és más lesz a pontosság értéke. Utóbbi esetben ugyanis a látórendszer saját érzékelő processzusát is figyelembe kell venni.

Külön említésre méltó jelenség a hiperpontosság. Ez azt jelenti, hogy az elemi cellák térbeli vagy időbeli detekciós pontosságát meg lehet sokszorozni, azaz drasztikusan lehet javítani a pontosságon. Tehát éppen fordított eset áll fenn, mint az UMZ és UMF gépeknél, ahol az operátorok számának növelésével romlik a pontosság. Példaként említjük a térbeli hiperpontosságra [28, 29], illetve az időbeli hiperpontosságra [30] vonatkozó konkrét eredményeinket. Ez utóbbi azt jelenti, hogy mintegy tucatnyi cella alkalmazásával az elemi cella időállandójához képest közel ezerszeresére lehet növelni az időbeli felbontást.

Egy másik paradoxon a sztochasztikus rezonancia jelensége. Ez azt jelenti, hogy a zaj növelésével javul a kimeneti detekciós pontosság.

5. Számítógép-komplexitás és számítási teljesítmény

Sokáig – a szuperszámítógépeket kivéve – nem a számítógép komplexitása volt fontos kérdés, csupán a futási idő, illetve a sebesség (OPS: műveletszám másodpercenként). Az újabb technológiai fejlődés azonban nemcsak a szilícium felületet, hanem a disszipáció értékét is kiélezett erőforrásként kezeli. A három paraméter, SPA (speed, power, area) tehát egyszerre válik fontossá (az azonos technológiai szint mellett).

A számítógép komplexitása nélkül tehát a számítási komplexitás már nehezen értelmezhető. Gondoljunk csak olyan mikroprocesszorokra, amelyben az algoritmus automatikusan lekapcsolja azokat a részeket, amelyek éppen nem működnek, hogy csökkenjen az átlagos disszipáció. Különös fontosságot kapnak az elemi utasítások és SPA paramétereik.

A következőkben néhány különböző számítógépmodell implementációjának ekvivalens digitális számítási teljesítményét adjuk meg. Azonos sebesség (teraOPS) mellett egyes nehezebb képfeldolgozási feladatosztályokban például egyaránt mintegy négy nagyságrend különbség van mind a disszipált teljesítményben, mind a szilícium felület méretében a digitális mikroprocesszorok, illetve az analogikai celluláris mikroprocesszorokra épülő eszközök között. Nevezetesen az ACE4k (0,25 mikronos technológiával készült) csip (4096-processzoros vizuális mikroprocesszor az UMF architektúrával [19]) a néhány teraOPS-ot 1cm^2 szilíciumon 1,3 watt teljesítménnyel éri el, míg az Intel Teraflops (0,35 mikron körüli technológiával készült) szuperszámítógépe mintegy 2m^2 szilícium felületen 250 kilowattot disszipál (1997–98-as adatok). Hozzá kell tenni a korrektség kedvéért, hogy az Intel szuperszámítógép sok más egyéb feladatra is alkalmas, mint csupán a gyors tér-időbeli, 2 dimenziós feladatok megoldása.

6. Logikai következtetések és az UMF

A huszadik század elejétől kezdve a számítás fogalma szorosan összefonódott a logikai következtetések kérdésével. Elég, ha Gödel munkásságára, valamint ennek Whitehead és Russel logikai műveivel való kapcsolatára utalunk [38]. Mivel a közelmúltig az elemi utasítás egy logikai művelet volt, kézenfekvő, hogy a számítógépfogalommal kapcsolatos következtetési műveletek logikai műveletek voltak. Jóllehet ezt a szigorú keretet

a szabályalapú következtetések és a fuzzy következtetések fellazították, azonban az UMF-fel egy gyökeresen új helyzet áll elő: a premisszák tér-időbeli szürke vagy színes videoklipek is lehetnek, és a következmények vagy ugyanilyenek, vagy térbeli, bináris térkép szerű döntések. Az új, tér-időbeli elemi utasítás egy gyökeresen új következtetési formát definiál. De valójában ez nem is olyan meglepő, hiszen a legtöbb érzékszervünk éppen ilyen bemenetekkel rendelkezik. Sőt, maga a metrika is más, ez is lehet egy tér-időbeli operátor [34].

Itt most nincs módunk arra, hogy ezt az új, analóg tér-időbeli logikát kifejtsük, mindössze arra utalunk, hogy az UMF architektúra erre a logikára épített új tér-időbeli logikai következtetési világot definiál az α-rekurzív függvényeken keresztül, amely formálisan is közeli kapcsolatba kerül a neuromorf modellekkel

Köszönetnyilvánítás

A Magyar Tudományos Akadémia, az MTA SZTAKI, az OTKA (T026555), az Office of Naval Research (ONR Grant No. N00014 – 0010429) és az Európai Unió 5. keretprogramja (DICTAM projekt) támogatását hálásan köszönjük.

Referenciák

i. Csurgay Árpád és Simonyi Károly, Az információtechnika fizikai alapjai – Elektronfizika, Műegyetemi Kiadó, Budapest, 1997
ii. Simonyi Károly és Zombory László, Elméleti Villamosságtan, Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 2000
1. T. Roska and L .O. Chua, „The CNN Universal Machine: an analogic array computer", IEEE Trans. on Circuits and Systems II, Vol. 40, No. 3. pp. 163-173, 1993
2. L. O. Chua and L. Yang, „Cellular Neural Networks: Theory," IEEE Transactions on Circuits and Systems, Vol. 35, pp. 1257-1272, Oct. 1988.
3. I. Szatmári, „The Implementation of a Nonlinear Wave Metric for Image Analysis and Classification on the 64x64 I/O CNN-UM Chip", Proceedings of IEEE Int. Workshop on Cellular Neural Networks and Their Applications, (CNNA'2000), pp. 395-400, Catania, 2000
4. T. Roska, „Computer-Sensors: Spatial-Temporal Computers for Analog Array Signals, Dynamically Integrated with Sensors", Journal of VLSI Signal Processing, Vol.23. No.2/3. pp. 221-238, Kluwer, 1999
5. L. Alvarez, F. Guichard, P.-L. Lions, J.-M. Morel, „Axioms and Fundamental Equations of Image Processing", Arch. Rational Mech. Anal., Vol. 123, pp.199-257, 1993l
6. L. O. Chua, "CNN: A Paradigm for Complexity", World Scientific, Singapore, 1998
7. L. Blum, F. Cucker, M. Shub, S. Smale, „Complexity and Real Computation", Springer Verlag, New York, 1988
8. S. Smale, „Some remarks on the foundations of numerical analysis", SIAM Review, vol.30, pp.211-220, 1990
9. T. Roska, L. O. Chua, D. Wolf, T. Kozek, R. Tetzlaff, F. Puffer, „Simulating nonlinear waves and partial differential equations via CNN – Part I. Basic Techniques", IEEE Trans. on Circuits and Systems I: Fundamental Theory and Applications Vol. 42, No.10, pp. 807-815, 1995
10. Cs. Rekeczky and L. O. Chua, „Computing with Front Propagation: Active Contour and Skeleton Models in Continuous-Time CNN", Journal of VLSI Signal Processing, Vol.23. No.2/3. pp.373-402, Kluwer, 1999
11. B. Roska and F. S. Werblin, „Vertical interactions across ten parallel, stacked representations in the mammalian retina", Nature, vol. 410, pp.583-587, 29 March , 2001
12. F. Werblin, B. Roska, D. Bálya, Cs. Rekeczky, T. Roska, „Implementing a Retinal Visual Language in CNN: a Neuromprphic Case Study", Proc. IEEE ISCAS 2001, Sydney, 2001
13. E. Csuhaj-Varju, Gy. Vaszil, „On the computational completeness of context-free parallel communicating grammar systems", Theoretical Computer Science Vol. 215, pp.349-358, 1999
14. E. Csuhaj-Varju, „Networks of language processors" In: Current Trends in Theoretical Computer Science. Entering the 21st Century. Eds. by G. Paun, G. Rozenberg and A. Salomaa, World Scientific Publishing Co., Singapore, 2001, 771-790.
15. G. Prószéky, „Syntax As Meta-morphology", Proceedings of of the 16th International Conference on Computational Linguistics (COLING-96), Vol.2, pp. 1123–1126. Copenhagen, 1996
16. G. Prószéky, „Psychological Reality and Mathematical Complexity in Computational Processing of Natural Languages" (Report, under Publication), 2001
17. T. Roska, „Analogic Wave Computers", Proc IEEE ISCAS 2001, Sydney, 2001
18. S. Espejo, R. Carmona, R. Domínguez-Castro and A. Rodríguez-Vázquez, „A CNN Universal Chip in CMOS Technology", International Journal of Circuit Theory and Applications, vol. 24, pp. 93-109, 1996
19. G. Liñán, P. Földesy, S. Espejo, R. Domínguez-Castro and A. Rodríguez-Vázquez, „A 0.5mm CMOS 10^6 Transistors Analog Programmable Array Processor for Real-Time Image Processing". Proc. of the 1999 European Solid-State Circuits Conference, pp. 358-361, ISBN 2-86332-246-X, September 1999
20. M. Gilli, T. Roska, P. P. Civalleri, and L. O. Chua, „CNN dynamics represents a broader class than PDEs", Report DNS-4-2001, Comp.Aut.Res.Inst, Budapest, 2001
21. I. Petrás, T. Roska, and L. O. Chua, „Novel spatial-temporal chaotic patterns and a prog-rammable,

experimental, spatial-temporal bifurcation testbed", Report DNS-6-2001, Comp. Aut.Res.Inst, Budapest, 2001
22. T. Roska and A. Rodríguez-Vázquez (eds.), „Toward the Visual Microprocessor – VLSI Design and the use of Cellular Neural Network (CNN) Universal Machine Computers", J. Wiley, London, 2001
23. L. O. Chua and T. Roska, „Cellular Neural Networks and Visual Computing", Cambridge University Press, Cambridge, 2001 (in print)
24. G. Chaitin, „Information theoretic Computational Complexity", IEEE Trans. Information Theory, Vol. IT - 20, pp.10-15, 1974
25. T. Roska, Á. Zarándy, S. Zöld, P. Földesy and P. Szolgay, „The Computational Infrastructure of Analogic CNN Computing – Part I: The CNN-UM Chip Prototyping System", IEEE Trans. on Circuits and Systems I: Vol. 46, pp. 261-268,1999
26. L. O. Chua, T. Roska and P. L. Venetianer, „The CNN is universal as the Turing machine", IEEE Trans. on Circuits and Systems I: Fundamental Theory and Applications, (CAS-I), Vol.40, No. 4, pp. 289-291, 1993
27. T. Roska, „Analog events and a dual computing structure using analog and digital circuits and oprators", Proc.Discrete Event Systems: Models and Applications, 1987 (book: Discrete Event Systems), pp. 225-238, P. Varaiya and A. B. Kurzhanski (ed), Springer Verlag, New York 1988
28. P. Baldi and W. Heiligenberg, „How sensory maps could enhance resolution through ordered arragements of broadly tuned receivers", Biol. Cybern., Vol.59. pp. 313-318., 1988
29. W. Heiligenberg and T. Roska, "On biological sensory information processing principles relevant to cellular neural networks", pp.201-211 in Cellular Neural Networks (eds. T. Roska and J. Vandewalle), J.Wiley & Sons, Chichester, 1993
30. K. Lotz, L. Bölöni, T. Roska and J. Hámori, "Hiperacuity in Time: a CNN model of a time-coding pathway of sound localization", IEEE Trans. on Circuits and Systems I:, Vol. 46, No. 8, pp. 9994-1002, 1999
31. Cs. Rekeczky, Á. Tahy, Z. Végh and T. Roska, "CNN Based Spatio-temporal Nonlinear Filteringand Endocardial Boundary Detection in Echocardio-graphy", Int. J. Circuit Theory and Applications, Vol.27, pp. 171-207, 1999
32. Sz. Tőkés, L. Orzó, Cs. Rekeczky, T. Roska, and Á. Zarándy, "An optical CNN implementation with Stored programmability", Proceedings of IEEE International Symposium on Circuits and Systems, (ISCAS'2000), Vol.2, pp. 136-139, Geneva, 2000
33. D. Bálya, B. Roska, T. Roska, and F. S. Werblin, "A CNN Framework for Modeling Parallel Processing in the Mammalian Retina", Int, J. Circuit Theory and Applications, Vol. 30, 2002 (in print)
34. I. Szatmári, "The Implementation of a Nonlinear Wave Metric for Image Analysis and Classification on the 64x64 analog I/O CNN-UM Chip", Proceedings of IEEE Int. Workshop on Cellular Neural Networks and Their Applications, (CNNA'2000), pp. 395-400, 2000
35. T. Roska, "Computational and Computer Complexity in Analogic Cellular (CNN) Sensory Computing", Proc. IEEE CNNA-2002 (korábbi verzió: SZTAKI Report DNS-8-2001)
36. T. Roska, J. Hámori, E. Lábos, K. Lotz, L. Orzo, J. Takács, P. Venetianer, Z. Vidnyánszky and Á. Zarándy, "The use of CNN models in the subcortical visual pathway", IEEE Trans. on Circuits and Systems I: Fundamental Theory and Applications, (CAS-I), Vol.40, No. 3, pp.182-195, 1993
37. CNN Software Library: many editions, consult at http://lab.analogic.sztaki.hu
38. J. L. Casti and W. DePauli, "Gödel – A life of Logic", Perseus Publ., Cambridge, MA, 2000

Függelék

Elemi hullámutasítás az UMF-ben

Az elemi hullámutasítást egy 2 dimenziós rácsban *(ij)* definiáljuk, az alábbi standard kanonikus tér-időbeli differenciálegyenlet-rendszerrel. Ez a legegyszerűbb parciális differencia-differenciál egyenletrendszer (PDDE), amelyet egy elsőrendű celladinamika és az interakciókat jellemző templát {A, B, z} megadásával definiálunk az alábbiak szerint:

$$\tau\, \mathrm{d}x_{ij}/\mathrm{d}t = -x_{ij} + \sum A_{kl}\, y_{kl} + \sum B_{kl}\, u_{kl} + z,$$

ahol a kl cella az ij cella r sugarú környezetében van.

$y_{ij} = \mathrm{f}(x_{ij}),\ t \in T,$

$\{x_{ij}(0)\} = X0$ a kezdeti állapotkép,

$\{u_{ij}\} = U$ a bemeneti képfolyam

$\{y_{ij}\} = Y$ a kimeneti képfolyam

$\{z_{ij}\} = \mathrm{Z}$ a küszöbérték térkép, ha z_{ij} értékek azonosak, akkor $z_{ij} = z$ a küszöbérték, amely a templát része lesz.

A CNN Software Könyvtár [37] folyamatosan bővülő állománya több mint száz template, szubrurtin és program tipikus verzióját tartalmazza.

Hírek

A JavaOneSM fejlesztői konferenciáján öt nap alatt több mint 500 műszaki előadás foglalkozott a Java technológia eredményeivel és újdonságaival. Az évente megrendezésre kerülő szakmai konferencia idén a Java platform sikerének elemzését, és a Java technológia biztosította innovációt helyezi a középpontba.

A fejlesztők számára az átfogó Java platform jelenti a leggyorsabban növekvő alkalmazási és fejlesztési lehetőséget. Mára több mint hárommillió fejlesztő használja és bővíti a Javát; az alkalmazásszerverek több mint 90 százaléka Javára épül, és a technológia 75 milliónál is nagyobb számú készülékbe (mobiltelefon, PDA, egyéb vezeték nélküli eszköz) kerül beépítésre.

Az idei JavaOne konferencián 200 cégnél is több mutat be a Java technológiára épülő vállalati és kliensalapú megoldásokat, többek között mobiltelefonokat, kommunikációs eszközöket, intelligens kártyákat és készülékeket. A mobileszköz-gyártó és mobilszolgáltató-ipar számos befolyásos vállalata, köztük a Nokia, a Siemens, a Sony Ericsson és a Sprint fejlesztői eszközeit Forte for Java termékekkel egészíti ki, és a termékeket továbbadja fejlesztői közösségei felé is.

Az új szolgáltatás a Java 2 Platform, Micro Editionra (J2ME™) építve segít a műszaki architektúra egységesítésében, a háttérszerverektől egészen a kis készülékekig. Elemzői becslések szerint 2006 végére több mint egymilliárd Java alapú kézi készülék lesz forgalomban, így a webes szolgáltatások technológiáinak eljuttatása a kézi készülékekre az egész világon jelentkező igény. A kezdeményezés támogatása érdekében a Sun a Forte for Java™ vezeték nélküli eszközkészletét és a Java Community ProcessSM (JCPSM) által elfogadott új Java Specification Requestre (JSR) épülő API-kat kínál a modern kliens- és miniatűr eszközökhöz való fejlesztéshez.

A Sun vezeti a Java Community Process azon szakértői csoportját, amely a kisméretű eszközök webes szolgáltatásainak specifikációjával foglalkozik. A JSR 172 nevű szabványt felkarolták a Java eszközök vezető gyártói, így többek között a Sun (Forte for Java), az Oracle (Jdeveloper), a Metrowerks (CodeWarrior for Java) és a Borland (Jbuilder), valamint a készülékgyártók, mint például a RIM, a Siemens, a Symbian, a Nokia és a Motorola. A Sun az API-k terjesztéséről 90 napon belül ad tájékoztatást.

A NetBeansTM nyílt forráskódú platformra épülő Forte for Java 4, Mobile Edition a Sun weboldaláról ingyenesen letölthető lesz. A termék a Forte for Java család része, a Forte for Java 4 Community Edition és az Enterprise Edition már hozzáférhető. A termékcsalád teljes körű fejlesztői megoldást kínál, amely együttműködik a Java 2 platform összes (J2ME, J2SE™ és J2EE™) kiadásával.

A J2ME platformhoz készült Forte for Java 4 Mobile Edition, mint a mobilpiac elvárásaihoz alakított, szabványalapú, kisméretű integrált fejlesztői környezet, kiváló megoldás a mobilszolgáltatók és mobileszköz-gyártók számára. A Javával bővített mobileszközök piacának felvirágzása várhatóan a szerveroldali Java-felhasználás jelentős növekedését fogja előidézni.

❖ ❖ ❖

A mobilalkalmazásokon tevékenykedő Java™ fejlesztőket elkötelezetten támogató Sun Microsystems a nyilvánosság elé tárta a vezeték nélküli fejlesztéshez szánt portálját.

A vállalatok egyre inkább Java technológiákat alkalmaznak webes szolgáltatásaik platformjaként. A wireless.java.sun.com biztosítja a fejlesztők számára az ilyen irányú igények kielégítéséhez és az innovatív alkalmazások fejlesztéséhez nélkülözhetetlen eszközöket, erőforrásokat. A létrehozott új erőforrás, a Java Developer Connection SM támogatja az egyéni fejlesztői törekvéseket: lehetőséget biztosít a tanulásra, a problémák megoldására, a technikai növekedésre.

A wireless.java.sun.com, mint az első átfogó, szabványalapú, vezeték nélküli erőforrás-gyűjtemény, segít a Java 2 Platform Micro Edition (J2ME™) szabványaival és eszközeivel való ismerkedésben. Néhány a weboldal erőforrásai közül: az alapoktól való kezdést segítő, vagy a már megszerzett tudásra építő oktató kézikönyvek, esettanulmányok és beszámolók.

A hullámterjedés alapkérdése inhomogén közegekben*

FERENCZ CSABA

ELTE Űrkutató Csoport

E cikkben „A Prof.", Simonyi Károly professzor úr emlékének adózva megmutatom az inhomogén közegekben terjedő (nem csak elektromágneses) hullámok terjedése eddigi leírásaiban elkövetett hiba természetét. Továbbá monokromatikus elektromágneses síkhullám esetén megmutatom a legújabb, pontos leírás módját az Inhomogén Alapmódusok Módszere (MIBM) segítségével, és magát a pontos megoldást.

1. Visszatekintés

Az űrkutatást mifelénk 1961 szeptemberében, egy tudományos diákkör megalakításával tudtam létrehozni. Éppen akkor, amikor először találkoztam a villamosságtan-előadásokon Simonyi Károly professzor úrral, aki kicsit később már nekem is „A Prof." lett, és senki más ezt a nevet már nem kapja meg tőlem. Azt kicsivel később tudtam meg, hogy a Bay Zoltán-féle magyar holdradarkísérlet egyik vezető kutatójával találkoztam. Mire utolsó éves lettem, már nála demonstrátoroskodtam, s mert már kezdett szorítani a rendszer cipője, a diákkört, amelyik éppen így lett a BME és az ország első űrkutató csoportja, kérésemre az általa alapított és vezetett Elméleti Villamosságtan Tanszék, amelynek akkor rendkívüli szakmai rangja volt, befogadta. 1964. július elsején A Prof.-nál lettem tanársegéd. Kérdezte, hogy az oktatás mellett űrkutatva konkrétan mit is akarok csinálni. Mondtam, hogy most éppen a műholdak és a földi vevők között terjedő rádiójelek pontos leírása lenne nagyon fontos, ezért meg akarom oldani az elektromágneses jelek terjedésének egzakt leírását az inhomogén ionoszférán keresztül. Nem felejtem el a vidáman felcsillanó szemét: „Csabikám! Az nem annyira egyszerű probléma." De rám bízta, mit csinálok. Akik ismernek, tudják, a bulldog az állhatatlanság szobra hozzám képest, így belevágtam. Eközben ő is, én is cikkcakkban közlekedtünk a rendszer vadászai elől futva. Majd 15 évvel később már mindketten azt hittük, hogy a feladat megoldatott. (A világ más részein is így gondolták.) De igazából csak most, 40 évvel a '61-es kezdés után jöttem rá, végül is mi a probléma lényege, s hogy hogyan lehet megoldani a feladatot, legalábbis a legegyszerűbb, monokromatikus síkhullámok esetén lineáris közegekben. Vidám büszkeséggel készültem, hogy leírva a dolgokat, viszem, s megmutatom. De mire vihettem volna, már nem vihettem...

Így álljon itt emlékezésként az Ő munkáját mindenképpen folytató makacs tanítványtól ez a megoldás.

2. Bevezetés

„Egy fizikai elmélet bármely komoly megfontolása figyelembe kell vegye az objektív valóság – ami semmilyen elmélettől nem függ – és a fizikai koncepció – amellyel az elmélet operál – közötti különbséget" (Einstein és munkatársai, 1935). Ezt a különbséget figyelembe kell vegyük, ha elektromágneses (vagy más) hullámok (jelek) terjedését akarjuk meghatározni inhomogén közegekben, még akkor is, ha fenomenológiai leírást alkalmazunk. Az „objektív valóság" a (lineáris) inhomogén közegekben terjedő hullámok esetén az a tény, hogy az eredeti (előre terjedő vagy forrás-) jel csillapodni fog az inhomogenitáson áthaladva, s egyidejűleg az inhomogenitással kitöltött tér minden pontjában gerjeszt más irányba haladó, visszavert vagy szórt jelet. A „fizikai koncepció" e jelenség leírása a Maxwell-egyenletek megoldása segítségével.

Közismert, hogy a teljes, pontos (ún. full wave) megoldást csak az önfenntartó tér (Self Consistent Field – S.C.F.) eljárási rend szerint kaphatjuk meg, mivel a Maxwell-egyenletek megoldásához ismerni kell a keresett jel és az átjárt közeg kölcsönhatását, amit csak a Maxwell-egyenletek megoldása ismeretében tudunk megadni (pl. Ferencz, 1996). Ezért előre fel kell

* A szerző a cikket Simonyi Károly professzor emlékének ajánlja.

tételezzünk valamilyen megoldási alakot, azzal határozzuk meg a jel⇔közeg kölcsönhatást, ezt felhasználva oldjuk meg a Maxwell-egyenleteket, s ezt addig csináljuk, amíg a kezdetben felvett megoldási alak és a végső megoldás egybe nem esik. A teljes folyamatot a gyakorlatban sokszor elfedi, hogy előre pontosan tudjuk a keresett jel matematikai alakját, például tiszta szinuszos forma, s csak e jelforma paramétereit keressük. Azonban gondosan megnézve a teljes folyamatot, láthatjuk, hogy két sarkalatos döntést kell mindig meghoznunk, akár tudunk róla, akár nem. Az első a kezdeti jelalak felvétele, ami lehet harmonikus (pl. Osterberg, 1958; Heald and Wahrton, 1965; Budden, 1966; Ferencz, 1977, 1978 stb.) vagy teljesen általános alak (Ferencz és munkatársai, 2001). A második döntés a jel⇔közeg kölcsönhatás leírásának módja a feltételezett jelalak esetén (pl. Simonyi, 1963; Budden, 1966; Ferencz, 1970, 1996; Marcuvitz, 1970; Ferencz, 2001).

Ezt az általános eljárási rendet követve több megoldási módszert és eredményt is publikáltak különféle inhomogén közegek esetére az elmúlt évtizedekben. Ha a szórás-számítási eljárásokat most figyelmen kívül hagyjuk, akkor a legismertebb módszerek az ún. eikonal egyenlet (pl. Budden, 1966; Ferencz, 1996), a W.K.B. közelítés (pl. Budden, 1966; Ferencz, 1996), az általánosított terjedési vektor módszer (pl. Osterberg, 1958; Heald and Wahrton, 1965; Ferencz, 1977 stb.). Mindezekben az esetekben a jel⇔közeg kölcsönhatás nem okozza a terjedő jel teljes (szét-) szóródását, azaz a terjedés során fellépő jelenségek csillapodással, terjedésiirány-változással, elhajlással stb. leírhatók. Az is tisztázódott, hogy a közegjellemző függvények, amiket permittivitásként, permeabilitásként stb. ismerünk, erős inhomogenitások esetében szükségképpen tenzorok, s csak monokromatikus esetekben adhatók meg a korábban ismert formájukban (Ferencz, 2001), és skalár függvényként még ekkor is csak lassan változó, nem diszperzív esetekben (Ferencz, 1970). Azonban mindezen eredményeket használva mégis előfordulhat a számítások eredményeként, hogy a jel helyileg erősödni látszik a közegjellemző függvény térbeli gradiense irányától függően, ami viszont nyilvánvalóan helytelen.

A problémát, amint látni fogjuk, az okozza, hogy az eredeti, azaz „előre" haladó és a belőle keletkező, „visszavert" jelrészeket egymástól alapvetően függetlenül terjedőként vettük figyelembe a levezetések során, még akkor is, ha a későbbiekben közöttük energetikai csatolást számoltunk. Ez a feltételezés, hogy a közeg lineáris lévén, benne a jelrészek függetlenként számolhatók, s kapcsolatuk a jelrészek levezetése után külön számítható, az a „fizikai koncepció", amire mindeddig a módszerinket alapoztuk, s amely – mint látni fogjuk – rossz. A következőkben először bemutatom a probléma jellegét, majd megadom a pontos megoldást monokromatikus síkhullám esetére.

3. A probléma természete

Vizsgáljuk meg a szokott módon egy szigorúan monokromatikus jel terjedését lineáris, izotróp, időben nem változó, veszteségmentes, nem diszperzív közegben a probléma illusztrálására. Ha ez a jel áthalad az inhomogenitáson, a terjedő energia egy része (vagy egésze) visszaverődik (vagy szóródik) az inhomogenitáson, s ezért a jel amplitúdója csökken. A feladat annyi, hogy találjuk meg a Maxwell-egyenletek megoldását, tudva azt, hogy a tisztán szinuszos jel amplitúdója kikerülhetetlenül változik.

Legyen a közeget jellemző modellünk a lehető legegyszerűbb, azaz tudjunk permittivitást definiálni és az legyen valós, skalár mennyiség – $\varepsilon(\bar{r})$ –, míg a permeabilitás legyen μ_0. (A továbbiakban ε_0 a vákuum permittivitása, míg μ_0 a vákuum permeabilitása.) A megoldást keressük szigorúan monokromatikus formában, azaz

$$\bar{G}(\bar{r},t) = \bar{G}_0(\bar{r})e^{j[\omega t-\varphi(\bar{r})]} \tag{1}$$

ahol $\bar{G}$ az elektromágneses térkomponenseket, azaz $\bar{E}$, $\bar{B}$, $\bar{D}$, $\bar{H}$,-t jelenti, $\bar{G}_0$ az amplitúdó, $\bar{r}$ a hely vektor, t az idő, ω a körfrekvencia és φ a fázisfüggvény. Ebben az esetben a Maxwell-egyenletek alakja a következő:

$$\begin{aligned}
&\bar{\nabla}\times\bar{H} = j\omega\varepsilon\bar{E},\\
&\bar{\nabla}\times\bar{E} = -j\omega\mu_0\bar{H},\\
&\bar{\nabla}\cdot\bar{H} = 0,\\
&\bar{\nabla}\cdot\bar{E} = 0
\end{aligned} \tag{2}$$

és (2)-ből, amint az jól ismert,

$$\begin{aligned}
&\bar{\nabla}\times\bar{H} = j\omega\varepsilon\bar{E},\\
&\bar{\nabla}\times\bar{E} = -j\omega\mu_0\bar{H}.
\end{aligned} \tag{3}$$

Használjuk fel (1)-et (3)-ban és azt kapjuk, hogy

$$\begin{aligned}
&\bar{\nabla}\times\left[\bar{H}_0e^{j(\omega t-\varphi)}\right] = j\omega\varepsilon\bar{E}_0e^{j(\omega t-\varphi)},\\
&\bar{\nabla}\times\left[\bar{E}_0e^{j(\omega t-\varphi)}\right] = -j\omega\mu_0\bar{H}_0e^{j(\omega t-\varphi)}.
\end{aligned}$$

Innen ismert egyszerű átalakítások után a

$$\begin{aligned}
&\left(\bar{\nabla}\times\bar{H}_0\right) - j\bar{\nabla}\varphi\times\bar{H}_0 = j\omega\varepsilon\bar{E}_0,\\
&\left(\bar{\nabla}\times\bar{E}_0\right) - j\bar{\nabla}\varphi\times\bar{E}_0 = -j\omega\mu_0\bar{H}_0.
\end{aligned} \tag{4}$$

Vezessük be, még mindig a szokott úton járva a következő jelöléseket:

$$\bar{k} \mathrel{\hat{=}} \bar{\nabla}\varphi \qquad \text{és} \qquad \bar{k}\times\bar{u} \mathrel{\hat{=}} \bar{\bar{k}}\cdot\bar{u}, \tag{5}$$

ahol $\bar{u}$ tetszőleges vektor.

A legegyszerűbb esetben a szokott és elfogadott módon tegyük fel, hogy $\bar{G}_0$ és φ valós mennyiség (lásd például az eikonal függvényt, vagy a W.K.B. közelítést, vagy számos más esetet), s ekkor a (4) egyenletrendszer, mint tudjuk, két független részre esik szét:

- valós rész:

$$\begin{aligned}
&\bar{\nabla}\times\bar{H}_0 = 0,\\
&\bar{\nabla}\times\bar{E}_0 = 0;
\end{aligned} \tag{6a}$$

- képzetes rész:

$$\bar{k} \times \bar{H}_0 = -\omega\varepsilon\bar{E}_0 ,$$
$$\bar{k} \times \bar{E}_0 = \omega\mu_0\bar{H}_0 . \qquad (6b)$$

A (6b)-ből, mint tudjuk, a diszperziós egyenlet adódik, azaz

$$\left|\bar{\bar{k}}\bar{\bar{k}} + \omega^2\varepsilon\mu_0\bar{\bar{1}}\right| = 0, \qquad (7)$$

ahol ebben az egyszerű esetben $\bar{k}$ valós és

$$k^2 = \omega^2\varepsilon\mu_0 , \quad \text{vagy} \quad k = \pm\omega\sqrt{\varepsilon\mu_0} , \qquad (8)$$

sugallva egy előre és egy hátra terjedő jelet, vagy kicsit általánosabban

$$\bar{k} = k \cdot \bar{e}_k , \qquad (9)$$

ahol $\bar{e}_k$ tetszőleges irányú egységvektor, azaz a forrásjel bármilyen irányból jöhet. Azonban a (6a) egyenletet korrektül megoldva minden esetben

$$\bar{H}_0 = \text{állandó} \quad \text{és} \quad \bar{E}_0 = \text{állandó}. \qquad (10)$$

Meg kell értsük, hogy a megoldásnak az (1)-es összefüggésben megadott alakját használva a jel amplitúdója nem tud változni még akkor sem, ha $\varepsilon = \varepsilon(\bar{r})$. Ezért a megoldás felvett alakja csak homogén, veszteségmentes, időben nem változó stb. közegben létezhet!

Vizsgáljuk meg ezek után kicsit jobban az amplitúdó- (energia-) változás természetét, s ezért nézzük meg a terjedést homogén, de veszteséges közegben annak ellenére, hogy azt régről ismerjük.

4. A jelamplitúdó változásának természete

Az a jelenség, amelyet korrekt fizikai koncepciót használva le akarunk írni, a jelamplitúdó, pontosabban a terjedő (haladó) jel energiatartalmának változása, s ezzel kapcsolatban a visszavert (elhajolt, szétszóródott) másodlagos jel keletkezése. A legegyszerűbb szituáció, amelyben a jelamplitúdó biztosan változik, egy monokromatikus síkhullám terjedése homogén, veszteséges közegben. Ezen egyszerű feladat újragondolása segít a probléma megértésében és korrekt megoldás megtalálásában.

Homogén veszteséges közegben legyen

$$\varepsilon = \varepsilon_v - j\varepsilon_k = \text{állandó} = \varepsilon_0\varepsilon_r , \qquad (11)$$

ahol ε_r a relatív permittivitás, azaz $\varepsilon_r = n^2$ és n a törésmutató, ε_v a permittivitás valós, míg ε_k a képzetes része, s j az imaginárius szám. Legyen

$$\bar{k} = \bar{\nabla}\varphi \triangleq (k_v + jk_k)\bar{e}_k , \qquad (12)$$

ahol k_v a terjedési tényező valós, míg k_k a képzetes része. A legegyszerűbb peremfeltételeket feltételezve a legegyszerűbb síkhullám-megoldást kereshetjük, nem kell ún. inhomogén síkhullámot feltételezni, vagyis legyen

$\bar{k}_v \| \bar{k}_k$.

Ekkor (6a)-ból adódóan

$\bar{E}_0 =$ állandó és $\bar{H}_0 =$ állandó.

miközben (6b)-ből

$$\left|\bar{\bar{k}}\bar{\bar{k}} + \omega^2(\varepsilon_v - j\varepsilon_k)\mu_0\bar{\bar{1}}\right| = 0 . \qquad (13)$$

(13)-ból pedig

$$k_v^2 - k_k^2 = \omega^2\varepsilon_v\mu_0 ,$$
$$2k_vk_k = -\omega^2\varepsilon_k\mu_0 , \qquad (14)$$

és ennek jól ismert megoldása a terjedési tényező

$$k_v = \pm\omega\sqrt{\frac{\varepsilon_v\mu_0}{2}}\sqrt{1+\sqrt{1+\left(\frac{\varepsilon_k}{\varepsilon_v}\right)^2}} , \qquad (15a)$$

és a csillapítási tényező

$$\alpha \triangleq -k_k = \pm\omega\sqrt{\frac{\varepsilon_v\mu_0}{2}}\sqrt{-1+\sqrt{1+\left(\frac{\varepsilon_k}{\varepsilon_v}\right)^2}} . \qquad (15b)$$

Ezzel az eljárással a csillapodást le tudjuk írni, de látnunk kell, hogy a $\bar{G}_0$ amplitúdók állandók maradtak. A csillapodás a fázisfüggvény képzetes részeként adódik ezen az úton. Ha megpróbáljuk a csillapodást az amplitúdó változásaként leírni, akkor a következő formulákhoz jutunk:

$$\bar{G}(\bar{r},t) = \bar{G}_0 e^{-\alpha\bar{e}_k\bar{r}} \cdot e^{j(\omega t - k_v\bar{e}_k\bar{r})} \triangleq \bar{G}_\alpha(\bar{r}) \cdot e^{j(\omega t - k_v\bar{e}_k\bar{r})} \qquad (16)$$

és

$$\bar{\nabla}\varphi = k_v\bar{e}_k \triangleq k\bar{e}_k$$

a következőkben. A már korábban is látott, szokott lépésekkel a következő egyenleteket kapjuk:

$$\bar{\nabla} \times \bar{H}_\alpha - j\bar{k} \times \bar{H}_\alpha = j\omega(\varepsilon_v - j\varepsilon_k)\bar{E}_\alpha ,$$
$$\bar{\nabla} \times \bar{E}_\alpha - j\bar{k} \times \bar{E}_\alpha = -j\omega\mu_0\bar{H}_\alpha . \qquad (17)$$

Azonban (17)-ből már a (6) egyenletekhez hasonló alakú egyenletekhez jutunk

$$\bar{\nabla} \times \bar{H}_\alpha = \omega\varepsilon_k\bar{E}_\alpha \quad \text{és} \quad \bar{k} \times \bar{H}_\alpha = -\omega\varepsilon_v\bar{E}_\alpha ,$$
$$\bar{\nabla} \times \bar{E}_\alpha = 0 \qquad \bar{k} \times \bar{E}_\alpha = \omega\mu_0\bar{H}_\alpha$$

ahol $k = \omega\sqrt{\varepsilon_v\mu_0}$ és $\bar{E}_\alpha =$ állandó, valamint $\bar{H}_\alpha =$ állandó lehet csak a megoldás, ami pedig nyilvánvalóan rossz eredmény.

Jó eredményt kaphatunk persze, de csak úgy, hogy az amplitúdó és a fázis változását nem szeparáljuk egymástól! Vagyis

$$\bar{E} \triangleq \bar{E}e^{j\omega t} \quad \text{és} \quad \bar{H} \triangleq \bar{K}e^{j\omega t} \qquad (18)$$

(18)-at felhasználva (3) új alakja

$$\bar{\nabla} \times \bar{H} = j\omega(\varepsilon_v - j\varepsilon_k)\bar{E} ,$$
$$\bar{\nabla} \times \bar{E} = -j\omega\mu_0\bar{H} \qquad (19)$$

és, mint ismeretes, követhetjük például az alábbi megoldási utat

$$\bar{\nabla} \times \bar{\nabla} \times \bar{E} = \omega^2(\varepsilon_v - j\varepsilon_k)\mu_0\bar{E} . \qquad (20)$$

Ismert, hogy (16)-ból és (18)-ból, a korábbi jelöléseket használva a keresett megoldás alakja

$$\bar{E} = \bar{E}_\alpha e^{-j\varphi} \quad \text{és} \quad \bar{K} = \bar{H}_\alpha e^{-j\varphi} \tag{21}$$

és ezért (20) új alakja

$$\bar{\nabla} \times (\bar{\nabla} \times \bar{E}_\alpha) - \bar{k} \times (\bar{k} \times \bar{E}_\alpha) = \omega^2 \varepsilon_v \mu_0 \bar{E}_\alpha ,$$
$$\bar{k} \times (\bar{\nabla} \times \bar{E}_\alpha) + \bar{\nabla} \times (\bar{k} \times \bar{E}_\alpha) = \omega^2 \varepsilon_k \mu_0 \bar{E}_\alpha . \tag{22}$$

(22)-ből pedig visszakapjuk a már (14)-ben és (15)-ben bemutatott korrekt megoldást.

Mindez azt jelenti, hogy a megoldás során korrekt „fizikai koncepciót" kell használjunk mind az amplitúdóváltozás természete, mind az eredete (oka) szempontjából, és akkor a Maxwell-egyenletek „válasza" is korrekt lesz. Ezen túlmenően az is kiderült, hogy a „fizikai koncepció" nem lehet pusztán az az egyszerű tény, hogy a jel amplitúdója változik a terjedés során, hanem a „fizikai koncepciónak" tartalmaznia kell a megoldás általános szerkezetét a lejátszódó folyamatokhoz igazodva. Például az arányos veszteség – (11) – a közeg permittivitás általános alakját módosítja, ami a jel általános fázisfüggvényét befolyásolja. De az inhomogenitás természete ettől eltérő.

5. Terjedés elemien kis inhomogenitáson keresztül

Az eddigiek alapján meg kell ismerjük az inhomogenitásban kialakuló jel szerkezetét. Nézzük meg ezért, hogy mi történik, ha egy monokromatikus síkhullám elemien kis közegjellemző ugráson halad át. Az elemien kis ugrás két oldalán ① és ② közegrészek, amit jelöljünk m=1 és m=2-vel – a közeg legyen homogén, a határfelület legyen sík és a forrás-jel legyen az ① közegből a határfelületre beeső síkhullám. E probléma részletes tárgyalása megtalálható például (Ferencz, 1996)-ban a határfelület átlépésnél, mind a három módusú (egy beeső, egy visszavert és egy továbbhaladó jelrész), mind a négy módusú (mindkét irányból van beeső és mindkét irányban van továbbhaladó jelrész) eset, s a tárgyalás eszköze az inhomogén alapmódusok módszere – MIBM – (Ferencz, 1996; Ferencz, 2001). Essen egybe a Descartes koordinátarendszer x-tengelye a közegjellemző-változás gradiens irányával. Ekkor a jól ismert megoldást a következő alakban írhatjuk fel:

$$k^2 = k_0^2 \varepsilon_r(x) = k^2(x) , \quad \varepsilon_r(x) = \varepsilon(x)/\varepsilon_0 , \quad k_0 = \omega^2 \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$$

és

$$\bar{k} = \pm\sqrt{k^2 - \zeta^2}\,\bar{e}_1 + \zeta \bar{e}_3 , \quad \zeta = \text{állandó} \tag{23}$$

és

$$Z_0(x) = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon(x)}} = \frac{Z_{00}}{\sqrt{\varepsilon_r(x)}} = Z_{00}\frac{k_0}{k(x)} ,$$

$$Z_{00} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 120\pi(\Omega) .$$

A terjedő jel EM-módusa ekkor

$$E_{0y} = E_{0E} ,$$
$$H_{0x} = -\frac{\zeta}{k} \cdot \frac{E_{0E}}{Z_0} ,$$
$$H_{0z} = \pm\sqrt{1 - \left(\frac{\zeta}{k}\right)^2} \cdot \frac{E_{0E}}{Z_0} , \tag{24}$$

s a HM-módus

$$E_{0x} = \frac{\zeta}{k} \cdot E_{0H} ,$$
$$E_{0z} = F\sqrt{1 - \left(\frac{\zeta}{k}\right)^2} \cdot E_{0H} ,$$
$$H_{0y} = \frac{E_{0H}}{Z_0} ; \tag{25}$$

s végül

$$\bar{E} = \bar{E}_0 e^{j(\omega t - \bar{k}\bar{r})} \quad \text{és} \quad \bar{H} = \bar{H}_0 e^{j(\omega t - \bar{k}\bar{r})} . \tag{26}$$

A pillanatnyi célunk elérése érdekében elegendő a három módusú eset vizsgálata a határfelületen, a határfelületi kapufüggvények (funkcionálok) az MIBM alkalmazásánál (pl. Ferencz, 2001), ha a határfelület az x=0 felület,

$$s_1(x) = 1 - 1(x) \quad \text{és} \quad s_2(x) = 1(x) ,$$

valamint

$$\bar{\nabla} s_1(x) = -\delta(x)\bar{e}_1 \quad \text{és} \quad \bar{\nabla} s_2(x) = \delta(x)\bar{e}_1 , \tag{27}$$

ahol $1(x)$ a Heaviside-disztribúció, míg $\delta(x)$ a Dirac-disztribúció (a Dirac-delta). Így a Maxwell-egyenletek a határfelületen, azaz az ① és a ② félterek közötti „csatoló egyenletek" a következők:

$$\sum_{m=1}^{2} \bar{\nabla} s_m(x) \times \left[\sum_n \bar{H}_n\right]_m = 0 ,$$
$$\sum_{m=1}^{2} \bar{\nabla} s_m(x) \times \left[\sum_n \bar{E}_n\right]_m = 0 ,$$
$$\sum_{m=1}^{2} \bar{\nabla} s_m(x) \cdot \left\{\varepsilon_m(x) \cdot \left[\sum_n \bar{E}_n\right]_m\right\} = 0 ,$$
$$\sum_{m=1}^{2} \bar{\nabla} s_m(x) \cdot \left[\sum_n \bar{H}_n\right]_m = 0 , \tag{28}$$

ahol n az ① illetve a ② féltérben létező alapmódusok száma.

A (28)-as egyenletrendszert a szokott módon oldhatjuk meg (Ferencz, 1996; 2001). Az alapmódusok ki kell elégítsék vagy a (23), (24) és (26), vagy a (23), (25) és (26) egyenleteket. Továbbá az adott esetben a határfelületre beeső gerjesztés (forrás-jel) csak egy továbbhaladó és egy reflektált jelrészt tud gerjeszteni, más jelet nem. Így (28) felírható mind az EM, mind a HM módusokra az alábbiak szerint:

az EM módusokra

$$\sum_{n;m=1}\sqrt{1-\left(\frac{\zeta_{n1}}{k_1}\right)^2}\cdot\frac{E_{0En}}{Z_{01}}e^{-j\zeta_{n1}z}-\sum_{p;m=1}\sqrt{1-\left(\frac{\zeta_{p1}}{k_1}\right)^2}\cdot\frac{E_{0Ep}}{Z_{01}}e^{-j\zeta_{p1}z}-$$

$$-\sum_{q;m=2}\sqrt{1-\left(\frac{\zeta_{q2}}{k_2}\right)^2}\cdot\frac{E_{0Eq}}{Z_{02}}e^{-j\zeta_{q2}z}=0\,,$$

$$-\sum_{n;m=1}E_{0En}e^{-j\zeta_{n1}z}-\sum_{p;m=1}E_{0Ep}e^{-j\zeta_{p1}z}+\sum_{q;m=2}E_{0Eq}e^{-j\zeta_{q2}z}=0\,,$$

$$\sum_{n;m=1}\frac{\zeta_{n1}}{k_1}\cdot\frac{E_{0En}}{Z_{01}}e^{-j\zeta_{n1}z}+\sum_{p;m=1}\frac{\zeta_{n1}}{k_1}\cdot\frac{E_{0Ep}}{Z_{01}}e^{-j\zeta_{p1}z}-\sum_{q;m=2}\frac{\zeta_{q2}}{k_2}\cdot\frac{E_{0Eq}}{Z_{02}}e^{-j\zeta_{q2}z}=0\,,\tag{29a}$$

és a HM módusokra

$$-\sum_{n;m=1}\frac{E_{0Hn}}{Z_{01}}e^{-j\zeta_{n1}z}-\sum_{p;m=1}\frac{E_{0Hp}}{Z_{01}}e^{-j\zeta_{p1}z}+\sum_{q;m=2}\frac{E_{0Hq}}{Z_{02}}e^{-j\zeta_{q2}z}=0\,,$$

$$-\sum_{n;m=1}\sqrt{1-\left(\frac{\zeta_{n1}}{k_1}\right)^2}E_{0Hn}e^{-j\zeta_{n1}z}+\sum_{p;m=1}\sqrt{1-\left(\frac{\zeta_{p1}}{k_1}\right)^2}E_{0Hp}e^{-j\zeta_{p1}z}+$$

$$+\sum_{q;m=2}\sqrt{1-\left(\frac{\zeta_{q2}}{k_2}\right)^2}E_{0Hq}e^{-j\zeta_{q2}z}=0\,,$$

$$-\varepsilon_1\sum_{n;m=1}\frac{\zeta_{n1}}{k_1}E_{0Hn}e^{-j\zeta_{n1}z}-\varepsilon_1\sum_{p;m=1}\frac{\zeta_{p1}}{k_1}E_{0Hp}e^{-j\zeta_{p1}z}+\varepsilon_2\sum_{q;m=2}\frac{\zeta_{q2}}{k_2}E_{0Hq}e^{-j\zeta_{q2}z}=0\,,\tag{29b}$$

ahol n az „előre" haladó alapmódusok száma az ① féltérben, p a „visszafelé" haladó alapmódusok száma szintén az ① féltérben, míg q az „előre" haladó alapmódusok száma a ② féltérben.

(29)-ből látható, hogy nem triviális (vagyis nem azonosan nulla) megoldást csak akkor kaphatunk, ha

$$\varsigma_{n1}=\varsigma_{p1}=\varsigma_{q2}\triangleq\varsigma=\text{állandó}\tag{30}$$

és egyben (30) definiálja is az összetartozó inhomogén alapmódusokat. Ezért a terjedés során mindaddig, amíg a fenomenológiai leírás korrekt,

$$k_x(x)=\pm\sqrt{k^2(x)-\zeta^2}\tag{31}$$

minden egyéb megszorítás nélkül. Ezért összesen három (EM, illetve HM) módus létezik a vizsgált példában. Legyenek ezek rendre i=1, ha m=1, n=1; valamint i=2, ha m=1, p=1; továbbá i=3, ha m=2, q=1. E jelöléseket használva és feltételezve, hogy a forrás-jel az x-tengellyel párhuzamosan terjed, azaz ς=0, ami megengedhető egyszerűsítés, ha csak az alapeffektust akarjuk azonosítani az elemien kis permittivitás ugráson áthaladás során, azt kapjuk, hogy ekkor és csak ekkor az EM és a HM módusok identikusak, s ezért elegendő csak az egyiket vizsgálni. Így az EM-jelre

$$E_{02}=\frac{Z_{02}-Z_{01}}{Z_{02}+Z_{01}}E_{01}\,,\qquad E_{03}=\frac{2Z_{02}}{Z_{02}+Z_{01}}\tag{32}$$

és

$$Z_{01}=Z_0(x)\,,\qquad Z_{02}=Z_0(x+dx)\,,$$

$$Z_0(x+dx)\cong Z_0(x)+\frac{dZ_0(x)}{dx}dx\,.$$

(32)-ből pedig

$$E_{02}\cong\left[\frac{1}{2Z_0(x)}\frac{dZ_0(x)}{dx}dx\right]E_{01}\,,$$

$$E_{03}\cong\left[1-\frac{1}{2Z_0(x)}\frac{dZ_0(x)}{dx}dx\right]E_{01}\,.\tag{33}$$

Használjuk a következő jelölést

$$\alpha(x)\triangleq\frac{1}{2Z_0(x)}\frac{dZ_0(x)}{dx}dx=-\frac{1}{4\varepsilon(x)}\frac{d\varepsilon(x)}{dx}\,.\tag{34}$$

Így

$$E_{02}\cong\alpha(x)E_{01}\qquad E_{03}\cong[1+\alpha(x)]E_{01}$$

$$H_{02}\cong-\alpha(x)\frac{E_{01}}{Z_0(x)}\,,\ \text{és}\qquad H_{03}\cong\frac{[1+\alpha(x)]E_{01}}{Z_0(x+dx)}\,,\tag{35a}$$

ahol a forrás-jel

$$E_{01}=E_{01}\qquad\text{és}\qquad H_{01}=\frac{E_{01}}{Z_0(x)}\,,\tag{35b}$$

továbbá

$$Z_0(x+dx)\cong Z_0(x)[1+2\alpha(x)]\,.$$

A (35)-ben bemutatott eredmény igazolja, hogy a permittivitás elemien kis ugrása hatásának ez a „tükör"-leírása korrektül megadja azokat a jelrészeket, amelyeket a forrás-jel hoz létre. Ezért az eredmény energiamérlege is pontos, azaz

$$P_1\equiv P_{be}=\frac{E_{01}^2}{Z_0(x)}$$

$$P_2\cong\alpha^2(x)\frac{E_{01}^2}{Z_0(x)}=\alpha^2(x)P_{be}\,,\tag{36a}$$

ahol P_2 számításánál a két térerő komponens szorzásakor jelentkező „mínusz" előjel csak azt mutatja, hogy ez a Poynting-vektor a forrásjelével szemben mutat, az adott energiarész visszafelé terjed. Végül

$$H_{03}\cong\frac{[1+\alpha(x)]}{Z_0(x)[1+2\alpha(x)]}E_{01}\cong(1+\alpha)(1-2\alpha)\frac{E_{01}}{Z_0(x)}$$

$$\cong[1-\alpha(x)]\frac{E_{01}}{Z_0(x)}$$

és így

$$P_3\cong[1+\alpha(x)]E_{01}\cdot[1-\alpha(x)]\frac{E_{01}}{Z_0(x)}=[1-\alpha^2(x)]P_{be}=P_{be}-P_2\,.\tag{36b}$$

E levezetés során két fontos következtetésre jutottunk:

a) Az MIBM alkalmazásával korrekt eredményt lehetett kapni akkor is, ha változik a terjedő jel amplitúdója.

b) Az előre és a hátrafelé terjedő jelrészek, azaz a beeső (forrás), a továbbhaladó (csillapított) és a visszavert (vagy szórt) részek egyetlen, szétválaszthatatlanul terjedő módust alkotnak.

A következőkben az eddig szerzett tapasztalataink felhasználásával adjuk meg az inhomogén közegben terjedő jel pontos leírását. E pillanatban a legegyszerűbb példát nézzük meg.

6) A terjedő jel korrekt megoldásának meghatározása inhomogén közegben – a legegyszerűbb példa

Legyen a forrás-jel egy szigorúan monokromatikus síkhullám, amelyik az x tengellyel párhuzamosan terjed. Legyen a közeg inhomogenitása is egydimenziós, azaz változzon csak egy irány mentén és ez az irány is legyen párhuzamos az x tengellyel. Ez esetben az inhomogén permittivitás lehet izotróp (skalár), ha a közeg maga homogén esetben izotróp, vagyis

$$\varepsilon=\varepsilon(x) \quad \text{és} \quad \mu=\mu_0 \tag{37}$$

(„Ferde" stb. terjedés esetén a permittivitás tenzoriális lesz – $\bar{\bar{\varepsilon}}_{inh}(x)$ – még akkor is, ha a közeg homogén esetben izotróp (lásd Ferencz, 1970, 1996.) Jelenleg az egyetlen célunk korrekt eljárást találni a pontos (full wave) hullámmegoldás levezetésére.

Mivel a gerjesztés monokromatikus, lásd (1)-et,

$$\bar{G} = \bar{G}_0 e^{j(\omega t-\varphi)},$$

és így

$$\varphi = \int \bar{k}(\bar{r})\cdot d\bar{r}\ , \quad \text{azaz} \quad \bar{k}(\bar{r}) = \bar{\nabla}\varphi(\bar{r})\ .$$

Használjuk az MIBM-et (Ferencz, 1978, 1996; 2001) és i legyen az inhomogén alapmódusok indexe, azaz $i=1...n_{max}$. A Maxwell-egyenletek pedig $e^{j\omega t}$-vel egyszerűsítés után a következők:

$$\sum_i \left[\bar{\nabla}\times\bar{H}_{0i}(\bar{r})\right]e^{-j\int\bar{k}_i d\bar{r}} - \sum_i j\bar{k}_i(\bar{r})\times\bar{H}_{0i}(\bar{r})e^{-j\int\bar{k}_i d\bar{r}} = \sum_i j\omega\varepsilon(x)\bar{E}_{0i}(\bar{r})e^{-j\int\bar{k}_i d\bar{r}},$$

$$\sum_i \left[\bar{\nabla}\times\bar{E}_{0i}(\bar{r})\right]e^{-j\int\bar{k}_i d\bar{r}} - \sum_i j\bar{k}_i(\bar{r})\times\bar{E}_{0i}(\bar{r})e^{-j\int\bar{k}_i d\bar{r}} = -\sum_i j\omega\mu_0\bar{H}_{0i}(\bar{r})e^{-j\int\bar{k}_i d\bar{r}},$$

$$\sum_i \mu_0\left[\bar{\nabla}\cdot\bar{H}_{0i}(\bar{r})\right]e^{-j\int\bar{k}_i d\bar{r}} - \sum_i j\mu_0\bar{k}_i(\bar{r})\cdot\bar{H}_{0i}(\bar{r})e^{-j\int\bar{k}_i d\bar{r}} = 0$$

$$\sum_i \left[\bar{\nabla}\varepsilon(x)\right]\bar{E}_{0i}(x)e^{-j\int\bar{k}_i d\bar{r}} + \sum_i \varepsilon(x)\left[\bar{\nabla}\cdot\bar{E}_{0i}(\bar{r})\right]e^{-j\int\bar{k}_i d\bar{r}} - \sum j\bar{k}_i(\bar{r})\cdot\varepsilon(x)\bar{E}_{0i}(\bar{r})e^{-j\int\bar{k}_i d\bar{r}} = 0\ . \tag{38}$$

Szeparáljuk a (38)-as egyenletrendszert az MIBM előírásai szerint (lásd például a (28)-as egyenletrendszert vagy Ferencz, 2001-et) és akkor a következőket kapjuk:

Az inhomogén alapmódusokat definiáló egyenletek az alábbiak

$$\sum_i \bar{k}_i(\bar{r})\times\bar{H}_{0i}(\bar{r})e^{-j\int\bar{k}_i d\bar{r}} = -\omega\,\varepsilon(x)\sum_i \bar{E}_{0i}(\bar{r})e^{-j\int\bar{k}_i d\bar{r}},$$

$$\sum_i \bar{k}_i(\bar{r})\times\bar{E}_{0i}(\bar{r})e^{-j\int\bar{k}_i d\bar{r}} = \omega\,\mu_0\sum_i \bar{H}_{0i}(\bar{r})e^{-j\int\bar{k}_i d\bar{r}},$$

$$\sum_i \bar{k}_i(\bar{r})\cdot\bar{H}_{0i}(\bar{r})e^{-j\int\bar{k}_i d\bar{r}} = 0\ ,$$

$$\varepsilon(x)\sum_i \bar{k}_i(\bar{r})\cdot\bar{E}_{0i}(\bar{r})e^{-j\int\bar{k}_i d\bar{r}} = 0\ . \tag{39}$$

A „csatoló" egyenletek pedig

$$\sum_i \left[\bar{\nabla}\times\bar{H}_{0i}(\bar{r})\right]e^{-j\int\bar{k}_i d\bar{r}} = 0,$$

$$\sum_i \left[\bar{\nabla}\times\bar{E}_{0i}(\bar{r})\right]e^{-j\int\bar{k}_i d\bar{r}} = 0,$$

$$\sum_i \left[\bar{\nabla}\cdot\bar{H}_{0i}(\bar{r})\right]e^{-j\int\bar{k}_i d\bar{r}} = 0\ ,$$

$$\left[\bar{\nabla}\varepsilon(x)\right]\cdot\sum_i \bar{E}_{0i}(x)e^{-j\int\bar{k}_i d\bar{r}} + \varepsilon(x)\sum_i\left[\bar{\nabla}\cdot\bar{E}_{0i}(\bar{r})\right]e^{-j\int\bar{k}_i d\bar{r}} = 0 \tag{40}$$

Ha az MIBM filozófiát alkalmazzuk, akkor a (39) egyenletrendszernek minden i-re külön-külön, egymástól függetlenül teljesülnie kell. Azután az így kapott eredményeket, azaz az így maghatározott inhomogén alapmódusokat felhasználva megoldjuk a teljes (40) egyenletrendszert, az összes alapmódust egyszerre felhasználva, minden szeparálás nélkül.

6.1. Az alapmódusok meghatározása

A (39)-es egyenletrendszer egyetlen i értékre felírva a következő:

$$\bar{k}_i(\bar{r})\times\bar{H}_{0i}(\bar{r})e^{-j\int\bar{k}_i d\bar{r}} = -\omega\,\varepsilon(x)\bar{E}_{0i}(\bar{r})e^{-j\int\bar{k}_i d\bar{r}},$$

$$\bar{k}_i(\bar{r})\times\bar{E}_{0i}(\bar{r})e^{-j\int\bar{k}_i d\bar{r}} = \omega\,\mu_0\,\bar{H}_{0i}(\bar{r})e^{-j\int\bar{k}_i d\bar{r}},$$

$$\bar{k}_i(\bar{r})\cdot\bar{H}_{0i}(\bar{r})e^{-j\int\bar{k}_i d\bar{r}} = 0\ ,$$

$$\varepsilon(x)\bar{k}_i(\bar{r})\cdot\bar{E}_{0i}(\bar{r})e^{-j\int\bar{k}_i d\bar{r}} = 0\ . \tag{41}$$

A ilyen formájú egyenletek esetén szokásos egyszerűsítések után a megoldandó egyenletrendszer alakja

$$\bar{k}_i(\bar{r})\times\bar{H}_{0i}(\bar{r}) = -\omega\,\varepsilon(x)\bar{E}_{0i}(\bar{r}),$$

$$\bar{k}_i(\bar{r})\times\bar{E}_{0i}(\bar{r}) = \omega\,\mu_0\,\bar{H}_{0i}(\bar{r})\ . \tag{42}$$

(42) megoldásának alakja jól ismert és a következő

$$k_i^2(x) = \omega^2\varepsilon(x)\mu_0 = k^2(x),$$

$$\bar{k}_i(\bar{r}) = k_i(x)\bar{e}_{ki}\ , \tag{43a}$$

ahol $\bar{e}_{ki}$ tetszőleges irányú egységvektor. Bármiféle megszorítás nélkül is vehető az

$$\bar{e}_{ki} = \cos\alpha\cdot\bar{e}_1 + \sin\alpha\cdot\bar{e}_2 \quad \text{és}$$

$$\bar{k}_i = k_i(x)\cos\alpha\cdot\bar{e}_1 + k_i(x)\sin\alpha\cdot\bar{e}_3\ . \tag{43b}$$

Abban a speciális esetben, amikor is a terjedés iránya az x-tengely

$\bar{k}_i = k_i(x)\cdot\bar{e}_i$

(43)-at (42)-ben felhasználva adódik, hogy

$$\bar{e}_{ki}\times\bar{H}_{0i}(\bar{r}) = -\frac{\bar{E}_{0i}(\bar{r})}{Z_0(x)} \quad \text{és}$$

$$\bar{e}_{ki}\times\bar{E}_{0i}(\bar{r}) = Z_0(x)\bar{H}_{0i}(\bar{r}) \ . \tag{44}$$

Ezzel az összes lehetséges alapmódust meghatároztuk, s folytathatjuk a Maxwell-egyenletek megoldását.

6.2 A „csatoló" egyenletek kifejtése

Alkalmazzuk a meghatározott inhomogén alapmódusokat, azaz (43)~(44)-et a (40)-es egyenletrendszerben, s ekkor

$$\sum_i [\bar{\nabla}\times\bar{H}_{0i}(\bar{r})]e^{-j\int[k_i(x)\cos\alpha dx + k_i(x)\sin\alpha dz]} = 0,$$

$$\sum_i [\bar{\nabla}\times\bar{E}_{0i}(\bar{r})]e^{-j\int[k_i(x)\cos\alpha dx + k_i(x)\sin\alpha dz]} = 0,$$

$$\sum_i [\bar{\nabla}\cdot\bar{H}_{0i}(\bar{r})]e^{-j\int[k_i(x)\cos\alpha dx + k_i(x)\sin\alpha dz]} = 0 \ ,$$

$$[\bar{\nabla}\varepsilon(x)]\cdot\sum_i \bar{E}_{0i}(x)e^{-j\int[k_i(x)\cos\alpha dx + k_i(x)\sin\alpha dz]} +$$

$$+\varepsilon(x)\sum_i [\bar{\nabla}\cdot\bar{E}_{0i}(\bar{r})]e^{-j\int[k_i(x)\cos\alpha dx + k_i(x)\sin\alpha dz]} = 0 \ . \tag{45}$$

A (45) egyenletrendszer alakjának részletes elemzésével beláthatjuk, hogy a (45) egyenletrendszer csak akkor teljesülhet minden z értékre, ha

$$k_i(x)\sin\alpha \mathrel{\hat{=}} \zeta = \text{állandó} \ . \tag{46a}$$

Ezért

$$k_i(x)\cos\alpha = \pm\sqrt{k^2(x)-\zeta^2} \quad \text{és} \quad i = 1 \ \text{és} \ 2 \ , \tag{46b}$$

a $k_i(x)$ előjelétől függően. (46a)-ból és (46b)-ből pedig

$$\bar{k}_i(\bar{r}) = \bar{k}_i(x) = \pm\sqrt{k^2(x)-\zeta^2}\,\bar{e}_1 + \zeta\bar{e}_3 \mathrel{\hat{=}} k_{ix}(x)\bar{e}_1 + \zeta\bar{e}_3 \ . \tag{46c}$$

Ha (46c)-t behelyettesítjük (45)-be, akkor $e^{-j\zeta z}$-vel egyszerűsíteni lehet, és a maradó egyenletrendszer már meghatározza a most keresett pontos hullámmegoldást:

$$\sum_{i=1}^{2} [\bar{\nabla}\times\bar{H}_{0i}(\bar{r})]e^{-j\int k_{ix}(x)dx} = 0,$$

$$\sum_{i=1}^{2} [\bar{\nabla}\times\bar{E}_{0i}(\bar{r})]e^{-j\int k_{ix}(x)dx} = 0,$$

$$\sum_{i=1}^{2} [\bar{\nabla}\cdot\bar{H}_{0i}(\bar{r})]e^{-j\int k_{ix}(x)dx} = 0 \ ,$$

$$[\bar{\nabla}\varepsilon(x)]\cdot\sum_{i=1}^{2}\bar{E}_{0i}(\bar{r})e^{-j\int k_{ix}(x)dx} + \varepsilon(x)\sum_{i=1}^{2}[\bar{\nabla}\cdot\bar{E}_{0i}(\bar{r})]e^{-j\int k_{ix}(x)dx} = 0 \ . \tag{47}$$

Egyszerűsítsük a jelöléseket a következők szerint:

$$k_x(x) \mathrel{\hat{=}} \sqrt{k^2(x)-\zeta^2} \ , \quad \text{ahol} \quad k^2(x) = \omega^2\varepsilon(x)\mu_0 \ ; \tag{48}$$

és ezért

$$k_{1x}(x) = k_x(x) \quad \text{és} \quad k_{2x}(x) = -k_x(x) \ .$$

(48) azonnali következménye az, hogy a terjedő síkhullám terjedési iránya folyamatosan változik

$$\alpha(x) = \arcsin\left[\frac{\zeta}{\omega\sqrt{\varepsilon(x)\mu_0}}\right] \tag{49}$$

szerint; és az is nyilvánvaló, hogy a térben bonyolultan inhomogén közegben ugyanezért a jel szét kell szóródjon, s nem maradhat meg síkhullám formában.

(46)-ot (44)-be helyettesítve megkapjuk az alapmódusok részletes alakját. Ez esetben (44) új alakja az EM jelekre

$$\pm e_{k1}H_{0iz}(\bar{r}) + e_{k3}H_{0ix}(\bar{r}) = -\frac{1}{Z_0(x)}E_{0iy}(\bar{r}),$$

$$-e_{k2}E_{0iy}(\bar{r}) = Z_0(x)H_{0ix}(\bar{r}),$$

$$\pm e_{k1}E_{0iy}(\bar{r}) = Z_0(x)H_{0iz}(\bar{r}); \tag{50a}$$

és HM jelekre

$$-e_{k3}H_{0iy}(\bar{r}) = -\frac{1}{Z_0(x)}E_{0ix}(\bar{r}),$$

$$\pm e_{k1}H_{0iy}(\bar{r}) = -\frac{1}{Z_0(x)}E_{0iz}(\bar{r}),$$

$$\pm e_{k1}E_{0iz}(\bar{r}) + e_{k3}E_{0ix}(\bar{r}) = Z_0(x)H_{0iy}(\bar{r}) \ . \tag{50b}$$

(50a)-ból az EM jelek adódnak

$$H_{0ix}(\bar{r}) = -\frac{\zeta}{k(x)}\frac{1}{Z_0(x)}E_{0iy}(\bar{r}),$$

$$H_{0iz}(\bar{r}) = \pm\sqrt{1-\left[\frac{\zeta}{k(x)}\right]^2}\,\frac{1}{Z_0(x)}E_{0iy}(\bar{r}); \tag{51a}$$

míg (50b)-ből a HM jelek

$$E_{0ix}(\bar{r}) = \frac{\zeta}{k(x)}Z_0(x)H_{0iy}(\bar{r}),$$

$$E_{0iz}(\bar{r}) = F\sqrt{1-\left[\frac{\zeta}{k(x)}\right]^2}\,Z_0(x)H_{0iy}(\bar{r}). \tag{51b}$$

(51)-et (47)-be helyettesítve a „csatoló" egyenletek új alakjához jutunk. Azonban e lépés megtételéhez és a levezetés befejezéséhez szükségünk van a feladat határfeltételei rögzítésére.

6.3. A feladat peremfeltételei

Tudjuk, esetünkben és a feladatok többségében ez általában is így rögzíthető, hogy a forrás-jel az inhomogenitáson kívül keletkezik és most valódi síkhullám, amelyik az $\bar{e}_k$ irányban terjed, s a mostani vizsgálatunkban az x-tengellyel terjedjen párhuzamosan.

A permittivitás gradiense az inhomogenitáson belül létezik és párhuzamos az x-tengellyel. Legyen továbbá

az inhomogenitás véges az x-tengely mentén, ami szintén nem érdemi megszorítás, ha a valóságos eseteket tekintjük. (A közeg természetét korábban megadtuk.)

A peremfeltételeket az inhomogenitáson kívül definiáljuk, és azok a következők:

- a közeg inhomogén az x=0-tól $x=x_M$-ig terjedő szakaszon, s homogén az $x<0$ és az $x>x_M$ félterekben;
- a jel forrása (gerjesztés) az $x<0$ féltérben található és meghatározza az $E_{01y}(x<0)$=állandó, valamint a $H_{01y}(x<x_M)$=állandó amplitúdókat;
- a visszavert (visszafele terjedő) jelrész esetében pedig értelemszerűen az $x>x_M$ féltérben az amplitúdók $E_{02y}(x<0)\equiv 0$ és $H_{02y}(x<x_M)\equiv 0$ értékűek.

A peremfeltételek ismeretében a „csatoló" egyenletek megoldása folytatható.

6.4. A „csatoló" egyenletek megoldása

(51)-et (47)-be helyettesítve és a peremfeltételeket is szem előtt tartva belátható, hogy ez esetben az amplitúdók csak az x változó függvényében változhatnak, míg y-tól és z-től nem függhetnek. Így (47) új alakjához jutunk:

$$
\begin{aligned}
&-\frac{dH_{01z}(x)}{dx}e^{-j\int k_x dx}-\frac{dH_{02z}(x)}{dx}e^{j\int k_x dx}=0\,,\\
&\frac{dH_{01y}(x)}{dx}e^{-j\int k_x dx}+\frac{dH_{02y}(x)}{dx}e^{j\int k_x dx}=0\,,\\
&-\frac{dE_{01z}(x)}{dx}e^{-j\int k_x dx}-\frac{dE_{02z}(x)}{dx}e^{j\int k_x dx}=0\,,\\
&\frac{dE_{01y}(x)}{dx}e^{-j\int k_x dx}+\frac{dE_{02y}(x)}{dx}e^{j\int k_x dx}=0\,,\\
&\frac{dH_{01x}(x)}{dx}e^{-j\int k_x dx}+\frac{dH_{02x}(x)}{dx}e^{j\int k_x dx}=0\,,\\
&\frac{d\varepsilon}{dx}E_{01x}(x)e^{-j\int k_x dx}+\frac{d\varepsilon}{dx}E_{02x}(x)e^{j\int k_x dx}+\\
&\quad+\varepsilon\frac{dE_{01x}(x)}{dx}e^{-j\int k_x dx}+\varepsilon\frac{dE_{02x}(x)}{dx}e^{j\int k_x dx}=0\,.
\end{aligned}
\tag{52}
$$

Az (52)-ből azonnal látszik, hogy a jel EM és HM részei függetlenül terjednek az adott lineáris esetben. Ezért ezt a két részt válasszuk szét és írjuk fel (52)-t külön az EM és külön a HM jelekre. Az EM jelek esetén az egyenletek

$$
\begin{aligned}
&\frac{dE_{01y}}{dx}e^{-j\int k_x dx}+\frac{dE_{02y}}{dx}e^{j\int k_x dx}=0\,,\\
&-\frac{d}{dx}\left\{\sqrt{1-\left[\frac{\zeta}{k(x)}\right]^2}\,\frac{E_{01y}}{Z_0(x)}\right\}e^{-j\int k_x dx}+\\
&\quad+\frac{d}{dx}\left\{\sqrt{1-\left[\frac{\zeta}{k(x)}\right]^2}\,\frac{E_{02y}}{Z_0(x)}\right\}e^{j\int k_x dx}=0\,,\\
&\frac{d}{dx}\left\{\frac{\zeta}{k(x)}\frac{E_{01y}}{Z_0(x)}\right\}e^{-j\int k_x dx}+\frac{d}{dx}\left\{\frac{\zeta}{k(x)}\frac{E_{02y}}{Z_0(x)}\right\}e^{j\int k_x dx}\,,
\end{aligned}
\tag{53a}
$$

míg HM jelek esetén

$$
\begin{aligned}
&\frac{dH_{01y}}{dx}e^{-j\int k_x dx}+\frac{dH_{02y}}{dx}e^{j\int k_x dx}=0\,,\\
&\frac{d}{dx}\left\{\sqrt{1-\left[\frac{\zeta}{k(x)}\right]^2}\,Z_0(x)H_{01y}\right\}e^{-j\int k_x dx}-\\
&\quad-\frac{d}{dx}\left\{\sqrt{1-\left[\frac{\zeta}{k(x)}\right]^2}\,Z_0(x)H_{02y}\right\}e^{j\int k_x dx}=0\,,\\
&\frac{d\varepsilon}{dx}\left\{\frac{\zeta}{k(x)}Z_0(x)H_{01y}\right\}e^{-j\int k_x dx}+\frac{d\varepsilon}{dx}\left\{\frac{\zeta}{k(x)}Z_0(x)H_{02y}\right\}e^{j\int k_x dx}+\\
&\quad+\varepsilon\frac{d}{dx}\left\{\frac{\zeta}{k(x)}Z_0(x)H_{01y}\right\}e^{-j\int k_x dx}+\\
&\quad+\varepsilon\left\{\frac{\zeta}{k(x)}Z_0(x)H_{02y}\right\}e^{j\int k_x dx}=0.
\end{aligned}
\tag{53b}
$$

Világos, hogy egy adott jel EM és HM részei inhomogén közegben, még ha a közeg izotróp is, egymástól eltérően terjednek. Ez a különbség akkor tűnik el, ha a terjedés iránya éppen párhuzamos a közeg-inhomogenitás gradiensével. Azonban ez végül is egy nagyon speciális eset.

Azonban ebben az alapozó vizsgálatban, mintegy a jövendőbeli tárgyalások első lépéseként, éppen ebben a speciális esetben határozzuk meg a terjedő jelet, hogy járulékos komplikációk most ne terheljék a levezetést; azaz legyen $\bar{e}_k \parallel \bar{e}_1$ és ezért ζ=0. Így már az EM és a HM jelrészek terjedése azonos, s elegendő az egyik vizsgálata. A továbbiakban az EM hullámok egyenleteit használjuk (53a)-ból kiindulva.

$$
\begin{aligned}
&\frac{dE_{01y}}{dx}e^{-j\int k dx}+\frac{dE_{02y}}{dx}e^{j\int k dx}=0\,,\\
&-\frac{d}{dx}\left(\frac{E_{01y}}{Z_0}\right)e^{-j\int k dx}+\frac{d}{dx}\left(\frac{E_{02y}}{Z_0}\right)e^{j\int k dx}=0\,.
\end{aligned}
\tag{54}
$$

A levezetés további részében nem hagyhatjuk figyelmen kívül, hogy mind a homogén félterekben, mind az inhomogén Z_0 esetleges helyi extrémumainál a dZ_0/dx=0. Ezt is szem előtt tartva (54)-ből adódik, hogy

$$
\frac{dE_{01y}}{dx}=\frac{1}{Z_0}\frac{dZ_0}{dx}\left(E_{01y}-E_{02y}e^{j2\int k dx}\right)\,,
\tag{55}
$$

és

$$
\frac{dE_{02y}}{dx}=\frac{1}{Z_0}\frac{dZ_0}{dx}\left(E_{02y}-E_{01y}e^{-j2\int k dx}\right)\,,
\tag{56}
$$

ami különbözik az ún. „csatolt-W.K.B." formuláktól, vagy bármely más korábbi leírási kísérlet összefüggéseitől.

A következőkben használjuk az

$$
E_{01y}\equiv E_1 \quad \text{és} \quad E_{02y}\equiv E_2
\tag{57}
$$

jelöléseket. Továbbá alkalmazzuk a szukcesszív approximációt, amikor az (55) és (56) egyenletekből a megol-

dást levezetjük. Ennek során az első lépésben legyen és így (55)-ből

$$\frac{dE_1}{dx} = \frac{1}{Z_0}\frac{dZ_0}{dx}E_1 ,$$

vagyis

$$E_1(x) = C\,Z_0(x) \quad , \quad \text{ahol} \quad C = \text{állandó} . \tag{58}$$

Ha ezt az első közelítést jelentő eredményt használnánk végső megoldásként, akkor $E_2 \equiv 0$ lenne. Ezt úgy is megfogalmazhatjuk, hogy (58) verifikálja, hogy a nem csatolt és kizárólag a nem csatolt W.K.B. közelítés a probléma egy lehetséges (kvázi-homogén) megoldása, amelyben a jel visszaverődő része nem létezik.

Folytassuk a szukcesszív approximációt (58)-at (56)-ba helyettesítve, és ekkor

$$\frac{dE_2}{dx} = \frac{1}{Z_0}\frac{dZ_0}{dx}\left(E_2 - C\,Z_0\,e^{-j2\int_0^x k(v)dv}\right) . \tag{59}$$

(59) a differenciálegyenletek ismert tipusa (lásd pl. Kamke, 1951), s a matematikailag szokott alakra célszerű átrendezni, azaz

$$\frac{dE_2}{dx} - \frac{d(\ln Z_0)}{dx}E_2 = -C\frac{dZ_0}{dx}e^{-j2\int_0^x k(v)dv} . \tag{60}$$

Használjuk még a következő jelöléseket

$$E_2 \rightarrow y ,$$

$$-\frac{d(\ln Z_0)}{dx} \rightarrow f(x) ,$$

$$-\frac{dZ_0}{dx}Ce^{-j2\int_0^x k(v)dv} \rightarrow g(x) , \tag{61}$$

s ezekkel (60) a matematikailag szokott alakot ölti, ami

$$y' + f(x)\,y = g(x) . \tag{62}$$

Ha ismerünk az (x,y) síkon egy (ξ,η) pontot, azaz a megoldás egyetlen pontját, akkor (62) megoldása

$$y = e^{-F}\left(\eta + \int_\xi^x g(x)e^F dx\right), \quad \text{ahol} \quad F = \int_\xi^x f(x)\,du . \tag{63}$$

Szerencsénkre ismerünk egy pontot a megoldásból, hiszen

$$E_2 \equiv 0 , \quad \text{ha} \quad x \geq x_M , \quad \text{vagyis}$$

$$y = 0 = \eta , \quad \text{ha} \quad x = x_M = \xi . \tag{64}$$

Továbbá

$$F = \int_\xi^x f(u)du = -\int_\xi^x \frac{d(\ln Z_0)}{du}du = -\ln Z_0(x) + \ln Z_0(\xi) .$$

$$Z_0(\xi) = Z_0(x_M) = \text{állandó} = Z_{0M} \quad \text{és}$$

$$e^{-F} = Z_0(x)/Z_{0M} \quad \text{és} \quad e^F = Z_{0M}/Z_0(x) .$$

Ezen túlmenően tudjuk még, hogy az eredeti (forrás-) jel amplitúdója E_1, azaz

$$C \mathrel{\hat{=}} E_{10} = \text{állandó} . \tag{65}$$

Ezek után adódik (63)-ból a visszavert jel első közelítése, ami

$$E_2 = E_{10}\,Z_0(x)\int_x^{x_M}\frac{d(\ln Z_0)}{du}e^{-j2\int_0^u k(v)dv}du . \tag{66}$$

Legyen itt és $E_{10}Z_0(x) \mathrel{\hat{=}} E_1(x)$ – például – $E_1(x)$-re alkalmazhatjuk a nem csatolt W.K.B. közelítés amplitúdó formuláját, vagyis azt, hogy $E_{10}\,Z_0(x) = A_1\sqrt{Z_0(x)}$, ahol A_1= állandó.

Helyettesítsük be (66)-ot (55)-be, és megkapjuk az előre haladó jel pontosabb közelítését is

$$E_1 = E_{10}Z_0(x)\left\{1 - \int_0^x \frac{d(\ln Z_0)}{du}e^{j2\int_0^u k\,dv}\left[\int_u^{x_M}\frac{d(\ln Z_0)}{dw}e^{-j2\int_0^w k\,dv}dw\right]du\right\} . \tag{67}$$

A szukcesszív approximációt folytathatjuk a kívánt pontosságig. Azonban a legtöbb mai gyakorlati feladatban és az űrkutatási alkalmazásokban is (66) és (67) elegendően pontos.

Az előre és visszafele terjedő jelrészek egyetlen terjedő módust alkotnak. Így a megoldás teljes alakja

$$E_{1y}(x,t) \cong E_1(x)\cdot e^{j\left[\omega t - \int_0^x k(v)dv\right]}$$

és (68)

$$E_{2y}(x,t) \cong E_2(x)\cdot e^{j\left[\omega t + \int_0^x k(v)dv\right]} ,$$

ahol $E_1(x)$-et és $E_2(x)$-et a (66)-os és a (67)-es összefüggések vagy a szukcesszív approximáció következő lépéseinek eredményei határozzák meg.

6.5. A megoldás nagyfrekvenciás aszimptómája

Ellenőrizve a (66)-ban és (67)-ben adott megoldás nagyfrekvenciás aszimptótáját, visszakapjuk a szükségszerű, ismert és korrekt eredményt. Ez a megoldás helyességének is az ellenőrzése. Ennek során megvizsgáljuk az $\omega \rightarrow \infty$, azaz $\lambda \rightarrow 0$ határátmenetet.

Vizsgáljuk most meg a (66) összefüggést. Az integrandusban fontos tényező

$$\frac{d(\ln Z_0)}{dx} = -\frac{1}{2\varepsilon}\frac{d\varepsilon}{dx} = A_\varepsilon$$

és ha λ nagyon kicsiny, akkor A_ε állandó, mialatt értéke x_i-ről $(x_i - \lambda)$-ra változik. Ezért

$$I = \int_{x_M}^x \frac{d(\ln Z_0)}{du}e^{-j2\int_0^u k(v)dv}du =$$

$$= \sum_{i=1}^N \int_{x_M - i\lambda}^{x_M-(i+1)\lambda} A_\varepsilon\, e^{-j2\int_0^u k(v)dv}du + \int_{\Delta x} A_\varepsilon\, e^{-j2\int_0^u k(v)dv}du ,$$

ahol Δx az integrációs út utolsó (megmaradt) szakasza. Így

$$I = \sum_{i=1}^N A_{\varepsilon i}\int_{x_M - i\lambda}^{x_M-(i+1)\lambda} e^{-j2\int_0^u k(v)dv}du + \int_{\Delta x} A_\varepsilon\, e^{-j2\int_0^u k(v)dv}du \tag{69}$$

és így nagyon nagy frekvenciákon

$$I = 0 + \int_{\Delta x} A_\varepsilon \, e^{-j2\int_0^u k(v)dv} du \ .$$

Ha ezek után $\omega \to \infty$, akkor $\Delta x \to 0$ és így

$$\lim_{\omega \to \infty} I = 0 \ . \qquad (70)$$

Ugyanígy belátható, hogy (67) nagyfrekvenciás határértéke

$$E_1 = E_{10} \cdot Z_0(x)$$

minden reflexió nélkül. A (66)~(67) megoldás nagyfrekvenciás határértéke korrekt.

7. Következtetések

Bemutattuk, hogy inhomogén közegekben a terjedő hullám (jel) korábbi összes fenomenológiai leírása – a tükör jellegű, szórás jellegű leírások kivételével – inherens tévedést tartalmaznak és ezért rosszak. Egyedül a nem csatolt W.K.B. közelítés maradt a probléma jelen újragondolása után használható.

A talált hiba oka a korábbi modellekben a terjedő jel szerkezetére vonatkozóan rossz „fizikai koncepció".

A terjedő jel szerkezetét jobb „fizikai koncepcióval" megadva, és az inhomogén alapmódusok módszerét alkalmazva sikerült a terjedő elektromágneses jel korrekt megoldását megadni inhomogén közegekben. A bemutatott példa szigorúan monokromatikus jel egydimenziós inhomogenitással párhuzamos terjedése esetén a létrejövő teljes megadása. Azonban azt is lehet látni, hogy nem adódott semmiféle olyan probléma, ami akadálya lehetne a helyes „fizikai koncepció" általánosabb esetekben történő alkalmazásának, mint amilyen a nem monokromatikus jelek, az inhomogenitás gradienséhez képest tetszőleges irányban terjedő jelek (Ferencz et. al., 2001), vagy akár a mozgó inhomogenitásokon át terjedő jelek leírása. Az is fontos következmény, hogy nem jutottunk Riccati típusú differenciálegyenletekre, mint a korábbi, helytelennek bizonyult eljárások során törvényszerűen.

A talált probléma fő oka az a tény, hogy ugyanazon jel forrás- (előre terjedő) jelrésze és visszavert (hátrafelé terjedő, reflektált, elhajolt, szórt) jelrésze ezen terjedő energia egyetlen módusát alkotják, amelyek nem választhatók el egymástól. Ezért már a Maxwell-egyenletek megoldása kezdeti pillanatában figyelembe kell vegyük a jel ezen szerkezetét. Ez esetben a „fizikai elméletünk" korrekt és az „objektív valóság", valamint a „fizikai koncepció" elfogadhatóan jó korrelációban lesz egymással.

Köszönet:

Mindenekelőtt köszönetet mondok Simonyi Károly professzor úrnak, hogy a hullámtan megismerését és megszeretését lehetővé tette. Továbbá Ferencz Orsolyának, aki e hullámtani iskola jelenleg legjobb művelője és eredményes kutatótársam, s Árkos Ilonának, aki kutatótársként és feleségként is az eredmények megszületéséhez minden támogatást megadott és megad. Köszönöm továbbá az ELTE Űrkutató Csoportja minden tagjának az aktív és eredményes munkát, a jó kutatói légkört. – Kötelességem megemlíteni, hogy mindezen munkák részben az OTKA T034831 és T037611 sz. szerződéseiben nyújtott, részben a Magyar Űrkutatási Iroda 2001–2002. évi K+F támogatása segítségével folyhatnak, az eredmények ennek köszönhetően születtek meg.

Irodalom

Budden K.G. (1966): Radio waves in the ionosphere; Cambridge University Press, London.

Einstein A., Podolsky B. and Rosen N. (1935): Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?; Physical Review, 47, 777-780.

Ferencz Cs. (1970): Wave Propagation in Inhomogeneous Linear Media; Acta Technica Ac.Sci.H., 68(1-2), 215-243.

Ferencz Cs. (1977): Electromagnetic wave propagation in inhomogeneous media: Strong and weak inhomogeneities; Acta Technica Ac.Sci.H., 85(3-4), 433-444.

Ferencz Cs. (1978): Electromagnetic wave propagation in inhomogeneous media: Method of Inhomogeneous Basic Modes; Acta Technica Ac.Sci.H., 86(1-2), 79-92.

Ferencz Cs. (1996): Elektromágneses hullámterjedés; Akadémiai Kiadó, Budapest.

Ferencz Cs., Ferencz O.E., Hamar D. and Lichtenberger J. (2001): Whistler Phenomena - Short Impulse Propagation; Kluwer Academic Publishers, Astrophysics and Space Science Library, Dordrecht.

Heald M.A., and Wahrton C.B. (1965): Plasma diagnostics with microwaves; John Wiley & Sons, New York.

Kamke E. (1951): Differentialgleichungen, Lösungsmethoden und Lösungen, Band I. Gewöhnliche Differentialgleichungen; Akademische Verlagsgesellschaft, Geest & Portig K.-G., Leipzig, 4.3 pont a 16. oldalon.

Marcuvitz N. (1970): Interaction of Electromagnetic Fields. (First Order Versus Reduced Formulation); Proc. Fourth Coll. on Microwave Comm., Vol.III., ET-18/1-6, Academic Press, Budapest.

Osterberg H. (1958): Propagation of plane electromagnetic waves in inhomogeneous media; J. Opt. Soc. Am., 48, 513-521.

Simonyi K. (1963): Foundation of Electrical Engineering; Pergamon Press, New York.

Egy „elfelejtett" emberöltő

Az elektrodinamika fejlődése Faradaytől Maxwellig*

ZOMBORY LÁSZLÓ

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem (BME)
Széles sávú Hírközlő Rendszerek Tanszék

Bemutatjuk azt a harmincéves „aprómunkát", amely kitöltötte a két géniusz munkája közötti időszakot és egyúttal összekapcsolta a két hatalmas szellemi teljesítményt.

Korszakhatárok

Ha a történészek kellő távolból jellemzik majd az évszázadok legjelentősebb alkotásait, a XIX. századot vélhetően az elektromosság századának fogják tekinteni. Az elektromosság területén a kiemelkedően legjelentősebb alkotók: a legnagyobb kísérletező Faraday és az egyik legnagyobb elméleti fizikus Maxwell.

Michael Faraday nevét minden középiskolát végzett ismeri. Valószínűleg emlékszik még arra is, hogy nevéhez fűződik az indukció jelenségének felfedezése.

James Clerk Maxwell neve kevésbé közismert. Egyetemen természettudományos, de különösen villamosmérnöki tanulmányokat végzettek tudják, hogy az elektrodinamika alapegyenletei az ő nevéhez fűződnek.

Faraday 1831-ben tette közzé első publikációját elektromos jelenségek témájában. Ebben felveti, hogy ha a nyugalomban lévő töltés elektromos teret hoz létre, vajon nem hoz-e létre elektromos teret az áram formájában mozgó töltés. Kísérletei során felismerte, hogy elektromos teret csak az áram változása okoz, a stacionárius áram nem. Ezzel a felismeréssel kezdődik az a csodálatos kísérleti-gondolati tevékenység, amely megalapozta a modern elektrodinamikát. Köztudott, hogy ennek során alakítja ki Faraday az erővonal, erővonalköteg fogalmát a mágneses tér szemléletessé tételére. Ezzel a térelméletben megjelent a közelhatás elve. (Kevésbé ismert, hogy a töltések megmaradásának elvét is Faraday bizonyította kísérletileg 1843-ban. Számos egyéb – optikai, elektrokémiai – felfedezése nem tartozik szigorúan tárgyunkhoz.)

A kor Laplace és Poisson eredményein nevelkedett elméleti fizikusai idegenkedtek az erővonalak és a közelhatás gondolatától. Ezért számtalan ellenvetésük volt a koncepcióval szemben. Maga Faraday matematikailag képzetlen lévén, nem tudott velük érdemben vitába szállni.

Az erővonalak és az indukció korrekt matematikai formába öntését a fent említett első publikáció évében, 1831-ben született skót fizikus, Maxwell végezte el. 1855-ben írt cikkében kora legkorszerűbb matematikai analízis technikájával megalapozta Faraday gondolatait. Később az elméletet továbbfejlesztve kialakította az elektromágneses tér leíró egyenleteit. Ezeket a mind a mai napig a legnagyobb szellemi teljesítmények közé tartozó eredményeket tartalmazó cikk 1864-ben jelent meg, Faraday halála előtt három évvel.

A két hatalmas fizikus teljesítménye és eredményeik közvetlen kapcsolata elhomályosítja az 1831 és 1864 közötti egyéb eredményeket. Pedig ennek a mintegy 30 évnek a szerepe az elektromosságtan fejlődésében nem jelentéktelen szerepet játszott. Erről az „elfelejtett" emberöltőről emlékezik meg ez a cikk.

Indukció – másként

Első a mellékszínpad szereplői közül Emil LENZ. Neve ma a középiskolás fizikából ismert. 1834-ben, kevéssel Faraday eredeti felfedezése után ő alkotta meg a róla elnevezett törvényt: a vezető keret mágneses térben történő mozgatása során olyan irányú áram indukálódik, hogy az áram – mágneses tér kölcsönhatás (az ún. ponderomotoros erő a mozgással ellentétes) hatást fejt ki.

Ugyancsak szerepel a középiskolás fizikában is Franz Neumann neve. Ő, részben Lenz felismerésére támaszkodva, Faraday erővonalmetszésen alapuló ma-

* A szerző a cikket Simonyi Károly professzor emlékének ajánlja.

gyarázatától eltérő módon magyarázta az indukció jelenségét. 1845-ben publikált cikkében azt az analízist követi, amellyel AMPÈRE 1820-ban leírta az áramok közötti erőhatást.

Ampère két áramelem (rövid egyenes vezetékszakasz árama) közötti erőt írja le egy formulával. Neumann az egyik áram által keltett mágneses térben mozgó másik áram elemi szakaszára ható erőt írja le Lenz törvénye alapján, és ebből a ponderomotoros erőből az ún. elektromotoros erő (tulajdonképpen az elektrosztatikus potenciál) segítségével kifejezi az indukált áram értékét.

Nevéhez ma ennek a felismerésnek általánosított egyszerű megfogalmazását kapcsolják: zárt hurokban fellépő indukált feszültség arányos a mágnese teret létrehozó áram időegységre eső megváltozásával (tulajdonképpen a deriváltjával).

A vázolt gondolatmenet alapján Neumann arra az eddigiektől teljesen eltérő felismerésre jut, hogy a mozgás által indukált áram értéke egy vektorfüggvénynek a megváltozásától függ. Ez a függvény tulajdonképpen a ponderomotoros erő potenciálja. Az eredeti gondolatmenetet követve felismerhető, hogy ez a függvény nem más, mint a vektorpotenciál. Ez a fogalom itt jelenik meg először és játszik azóta kitüntetett szerepet az elektromos elméletben. Ez a mennyiség egyúttal a Faraday által bevezetett elektrotonikus állapot analitikus jellemzője.

Neumann több konkrét esetben kiszámolta az indukált áramot. Munkája alapján zárt formula adható két zárt vezető hurok (kölcsönös) induktivitásának számítására, az egyetemi elektrodinamika kurzusokból ismert Neumann-formula.

Ampère törvényének kiterjesztése – tévesen

Neumannétól eltérő gondolatmenettel kísérelte meg Gustav Theodor Fechner magyarázni Faraday indukciós eredményeit. 1845-ben megjelent cikkében a következőket feltételezte. Az áram kétféle elektromos töltés folyama. Az általa üveg és borostyán töltéseknek nevezett anyag (ma inkább pozitív és negatív töltésnek neveznénk) egymással szemben áramlik azonos sebességgel, és azonos sűrűségben lévén jelen, semlegesítik egymást. Feltételezte még, hogy azonos töltések vonzzák egymást, ha párhuzamosan egy irányba áramlanak, míg különböző töltések ellenkező irányú áramlás esetén. Ezekkel a feltételezésekkel Faraday indukciós hatását sikeresen magyarázta Ampère korábbi áram-kölcsönhatás formuláira támaszkodva.

A legismertebb Maxwell előtti kísérlet Wilhelm Weber nevéhez fűződik.

Ugyanazokkal a feltételezésekkel élt a töltésekre nézve, mint Fechner, és a mozgó töltések elektromos és mágneses kölcsönhatásait szimultán vizsgálta. Végső formulája, amelyet 1846-ban publikált, a Coulomb-törvény kiterjesztése a töltések sebességének és gyorsulásának figyelembevételével.

$$F = k\frac{Q_1 Q_2}{r^2}\left[1 - \frac{v^2}{c^2} + \frac{2r}{c^2}\cdot a\right]$$

$$c \cong 3\cdot 10^8 \frac{m}{s}$$

A formula érdekessége, hogy elektrodinamikai (az elektrodinamika elnevezés Ampère 1820-as dolgozatából származik) vizsgálatban először jelenik meg a fénysebesség. Jelentősége azonban ezen a ma már nem meglepő tényen messze túlmutat.

Engedtessék meg a szerzőnek egy kis kitérő. Simonyi professzor villamosságtan előadásán természetesen nem volt mód részletezni a most vizsgált korszakot. Egy megjegyzést azonban kapott. Ez a megjegyzés arra vonatkozott, hogy Faraday után számos elmélet született az indukció jelenségének magyarázatára, amelyek fő értéke az volt, hogy megalkotóiknak egyetemi katedrát eredményeztek.

Volt a Prof.-nak egy másik ide illő, bár itt nem idézett mondása. Ez így szólt: egy tudományos elméletnek három alaptulajdonsága lehet. Lehet az elmélet szép, igaz és hasznos. A legritkább, hogy egyszerre rendelkezzék mindhárommal. De már akkor is elismerésre méltó, ha az előzőkből legalább két tulajdonság a sajátja. Figyeljünk fel az esztétikum értékelésére Simonyi professzor világképében: a szépség megléte olyan esszenciális, hogy megengedi a (tudományos) igazság megsértését. Tanítványai ma is emlékeznek az (egyébként igaz és hasznos) Maxwell-egyenletek szépségének ecsetelésére, ami az Elméleti Villamosságtan tankönyvben is kiemelt helyet kapott.

Weber elmélete nem igaz. Már kortársai is kritizálták az energiamegmaradás elvének elhanyagolásáért. Egyéb hibái is vannak a fenti erőtörvénynek. De szépségén túl hasznos is. Először jelenik meg, ha hibásan is az elektronelmélet a témakörben. A formulából az áramok indukciója helyesen vezethető le. Ezért közvetett és közvetlen hatása is igen jelentős volt.

Hasonló eredményre jutott Bernhard Riemann egy 1861-ben tartott (de csak jóval később publikált) előadásában. Az ő munkája sem tudott azonban többet megmagyarázni, mint az eddig említettek. Igazi továbbélése Weber és Riemann kombinált elméletének a gravitációs egyenlet kiegészítése további tagokkal, amelyek a relativitáselmélet megszületése előtt évtizedekkel leírták a Merkur perihélium-elfordulását.

Weber szerepe az elektrodinamikában más területeken is meghatározó. Mágneses anyagok felépítésével, a diamágnesség magyarázatával foglalkozott.

Energia

Óhatatlanul felmerült az elektromos energia kapcsán (amelynek számos hatását: hő, kémiai, biológiai stb.) ismerték, érvényes-e rá az energiamegmaradásnak a mechanikai energiafajtákra érvényes ismert törvénye. Roget és Faraday megmutatták, hogy az addigi vélekedés, miszerint a galvánelemben a kémiai ener-

gia alakul villamos munkává, helytelen. Magyarázatuk szerint az áramkörben körbefolyó elektromosság mennyisége arányos az elfogyasztott anyaggal, míg a feszültség a reakcióban részt vevő anyagok kémiai affinitásával. Ezt az elméletet James Prescott Joule fejlesztette tovább 1841-ben. Ő ismerte fel, hogy a vezetéken folyó áram által létrehozott hő arányos a vezeték ellenállásának és az áramerősség négyzetének szorzatával (az Ohm-törvény 1827 óta ismert volt), illetve megfelel az áramerősség és a vezeték végpontjai között mért feszültség szorzatának. Ez a felismerés volt egyik előjátéka a hő mechanikai egyenértéke meghatározásának (1847).

A további felismerések Hermann von Helmholtz és William Thomson (akit inkább Lord Kelvin néven szoktunk emlegetni) nevéhez fűződnek. Helmholtz 1847-ben meghatározta a töltésrendszer energiájának ma is használt formuláját

$$\Sigma e d\lambda\, \lambda v \Rightarrow \Sigma e v\, \lambda d\lambda = \frac{1}{2}\int_0^1 \Sigma e v$$

$$W = \frac{1}{2}\int \rho.\varphi\, dV$$

azzal a gondolatmenettel, hogy a töltésrendszert a végtelenből a helyükre mozgatott elemi töltésekből építjük fel, és kiszámította az ehhez szükséges munkavégzést. Hasonló módon adta meg a mágneses elrendezés energiáját is. Kísérletet tett az elektromos áramok rendszere energiájának meghatározására is. Ezt a feladatot véglegesen W. Thomson oldotta meg. 1847-től kezdődően több cikkben visszatért a problémára. Ennek során meghatározta a kis méretű testekre ható mágneses erőt, a mágneses testekben kialakuló B és H vektorokat, felismerve a divB = 0 és a rotH = 0 tulajdonságokat. A ma használatos mágneses indukció és térerősség elnevezések azonban nem tőle, hanem Maxwelltől származnak. Thomson ismerte fel és vezette be a mágneses szuszceptibilitás és permeabilitás fogalmát. 1851-ben kiterjesztette ezeket a fogalmakat kristályos, anizotróp közegekre. Egyúttal megmutatta, hogy megfelelő koordinátatengelyek választásával az anizotrópia három független szuszceptibilitással leírható.

Mágnesek és áramok energiájának vizsgálatakor Helmholtz eredményét továbbfejlesztve, 1853-ban eljut a mágneses energia ma is használt

$$E_m = \frac{1}{2}\int_V \mu H^2 dV = \frac{1}{2}Li^2$$

Önindukció

kifejezéséhez. Ugyanebben a művében foglalkozik zárt vezetékben folyó áram mágneses terében tárolt energiával, és megkapja a fenti $1/2Li^2$ formulát, ahol az L önindukciós együttható csak az áramkör geometriájától függ.

Thomson munkájának további lényeges eredménye, hogy megmutatta: a mágnesekben és áramkörökben tárolt energia nem lokalizálható. A kialakuló mágneses tér energiája a térbeli energiasűrűség összege a végtelen térre. Az energia az egész térben elosztott. Ezt a koncepciót később Maxwell egész elméletének meghatározó alapjává teszi.

Elektromos áramkörök

Miközben Thomson az elektromos áramok energiáját kutatja, az áramok eloszlásának szabályait határozza meg Gustav KIRCHHOFF. 1848-ban Kirchhoff általánosítja Ohm lineáris vezetőkre érvényes törvényét kiterjedt vezetőkre, amelyekben az áram három dimenzióban folyik. Stacionárius áramok esetén a „feszültség" vagy „elektroszkópikus erő" eloszlása megfelel az elektrosztatikából ismertnek. A vezető-levegő határfelületen az áramnak nincs a felületre merőleges komponense. Különböző vezetők határfelületén a feszültség a galvánelem kontaktpotenciáljának megfelelően ugrik, miközben az áram felületre merőleges komponense folytonos.

Kirchhoff megmutatta, hogy az áram olyan módon folyik, hogy a Joule-hő minimális legyen. (Ez a feltétel teljesül a Kirchhoff-egyenleteknek (1845) eleget tevő ellenállás-hálózatokban is.) További jelentős eredménye, hogy megmutatta: a korában még fennálló bizonytalanság a feszültség, elektroszkópikus erő, elektromotoros erő viszonyát tekintve egyszerűen feloldhatók: stacionárius esetben a fogalmak ugyanezt a mennyiséget jelentik: az elektrosztatikus potenciált. Ezzel egységes keretet teremtett Helmholtz, Joule és Ohm korábbi eredményeinek.

Kirchhoff munkája megtermékenyítően hatott az elektrosztatika és elektrodinamika határterületét jelentő tranziens hálózati jelenségek vizsgálatára. Talán az első ezek közül a Leydeni palack (az akkor ismert egyetlen kondenzátortípus) kisütésének vizsgálata. Már a század elején több kísérletező fizikus feltételezte, hogy a kondenzátor kisülése során az áram oszcillál. 1853- ban a rendkívül termékeny W. Thomson a máig is érvényes gondolatmenettel ezt az alábbi módon bizonyította:

Legyen C a palack kapacitása, azaz a töltése egységnyi potenciálkülönbségnél. Legyen R a kisütő hálózat ellenállása és L az önindukciós együtthatója. Jelölje Q a kondenzátor töltését, az árama tehát $i = dQ/dt$. Ohm törvényét az önindukció figyelembevételével az alábbi alakú:

$$Ri + L\frac{di}{dt} = -\frac{Q}{C}$$

egyenletet kapjuk. Ennek a megoldása oszcilláló (csillapított szinuszos rezgés), ha $R^2C < 4L$.

Ezzel az egyszerű eredménnyel kezdődött az elektromos rezgések (és általában a tranziens jelenségek) vizsgálata.

Különleges érdeklődésre tartott számot ebben az időszakban a tenger alatti kábelek építése. Ezért W. Thomson érdeklődése a hosszú szigetelt kábelen az

„elektromosság terjedési sebessége" felé fordult. A XVIII. század közepén végzett kísérletek, amelyekben több mérföld hosszú vezetékkel elválasztott, de egymáshoz fizikailag megfigyelhető közelségbe elhelyezett szikraközök segítségével kísérelték meg a sebesség meghatározását. Nem tudtak azonban különbséget tenni a szikrák megjelenésének ideje között. Ezért arra a (helyes) megállapításra jutottak, hogy a terjedés sebessége túlságosan nagy, semhogy az adott eszközökkel mérhető lenne.

1834-ben Charles Wheatstone kiegészítette a kísérletet a szikraközök forgó tükrös megfigyelésével, megnövelve ezzel az időmérés pontosságát. (Wheatstone a mindmáig híres londoni King's College professzora volt, és nevét ellenállásmérő hídja őrizte meg az utókornak.) Kísérletében a terjedés sebességét a fénysebesség közel másfélszeresének találta. Nyilvánvalóan hibás eredményére máig sincs biztos magyarázat. Feltételezik, hogy a nem egyenes, hanem hússzorosan oda-vissza vezetett és tekercsekbe csévélt vezeték csatolásai okoztak hibát.

1850-ben H. Fizeau, akinek fénysebességmérései tették ismertté a nevét, Paris – Rouen és Paris – Amiens között távírókábeleken mérte meg a terjedés sebességét, és reális egyharmad-kétharmad fénysebességet kapott.

1851-ben lefektették az első tenger alatti kábelt Dover és Calais között. Ennek kis hossza még nem igényelt különösebb elméleti megfontolást. Az igazi kihívást a transzóceáni kábel jelentette. Itt nem is elsősorban a terjedési sebesség, bár a késleltetés ismerete fontos szempont volt. A valódi kérdés azonban a csillapítás volt, hiszen a kábel veszteségeit a tengeren nem lehetett erősítéssel kompenzálni, mint a szárazföldön (ahol ezt a feladatot a Morse-távíróknál a jelfogó oldotta meg).

Jelentős felismerés fűződik (ismét) Faraday nevéhez, aki kísérleti úton megmutatta, hogy a kábel réz vezetéke, a szigetelés és a tengervíz ugyanúgy viselkedik, mint a Leydeni palack. Következésképpen az elektrosztatikus kapacitást a terjedés vizsgálatánál figyelembe kell venni. Ezt is figyelembe véve W. Thomson 1854-ben felírta a távvezeték egyenleteit. A nagy kapacitás miatt azonban a kábel induktivitását elhanyagolta. Ez azért érdemel figyelmet, hiszen korábbi vizsgálatai során éppen ő ismerte fel a mágneses térben tárolt energia és az önindukciós együttható közötti összefüggést. Az így felírt egyenletek mai terminológiával RC-vonal egyenletei:

$$-\frac{\partial v}{\partial x} = Ri \qquad -\frac{\partial i}{\partial x} = C\frac{\partial v}{\partial t} \qquad \frac{1}{C}\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = R\frac{\partial v}{\partial t}$$

Az egyenlet következménye, hogy a jel bármely Fourier-összetevőjének fázissebessége arányos a frekvencia négyzetgyökével. Ennek következtében a jel terjedésének sebessége nem definiálható. Hirtelen feszültségugrás után a vezeték másik végén a feszültség a gerjesztés meghatározott hányadát bizonyos idő („futási idő") után éri el. Ez arányos a hosszegységre eső ellenállással és kapacitással, és a vezeték hosszának a négyzetével. Ezért a terjedés sebessége csökken a vezeték hosszával.

A szabadtéri távíróvezetékek esetén a kapacitás értéke olyan kicsi, hogy az induktivitás nem hanyagolható el. Ebben az esetben megmutatható, hogy a különböző frekvenciájú komponensek lényegében azonos sebességgel terjednek. Thomson maga ez utóbbit merev falú, míg a tenger alatti kábelben terjedést rugalmas falú csőben elhelyezkedő folyadékban történő impulzusterjedéshez hasonlította. Figyeljünk oda: milyen erős a mechanikai gondolkodás! És ez nem véletlen: az előző század a mechanika százada és a fizikusok számára a mechanikai problémák megoldása az, ami igazán ismerős. Közel száz év telik el, amíg a helyzet megfordul, és az elektromos modell válik a mechanikai jelenségek magyarázójává.

1857-ben Kirchhoff részletesen kiszámította a hengeres vezeték mentén terjedő elektromos jel tulajdonságait. Munkájának ünnepelt része volt, hogy részben Fechner és Weber kétféle mozgó töltést feltételező árammodelljének, részben Weber indukciómodelljének felhasználásával az induktivitást és a kapacitást a ma ismerttel egyenértékű módon határozta meg. A RLC-vonalat leíró egyenlet

$$-\frac{\partial v}{\partial x} = Ri + L\frac{di}{dt} \qquad -\frac{\partial i}{\partial x} = C\frac{\partial v}{\partial t} \qquad \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = LC\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + RC\frac{\partial v}{\partial t}$$

ésszerű egyszerűsítés után az ideális távvezeték-egyenletre vezet. Kirchhoff kiemelkedő érdeme, hogy a számítás eredményeként kimutatta: a vezeték mentén terjedő jel sebessége a szabd térben terjedő fény sebességével (közel) megegyezik.

Az eredmények felhasználásával 1858-ban lefektették az első transzatlanti kábelt, ami – sajnos – alig három hét után elszakadt. De erről nem az elektromos tulajdonságokat feltáró fizikusok tehetnek.

A távíróegyenletet teljes pompájában végül Oliver HEAVISIDE írta fel 1876-ban, míg elektrodinamikai megalapozását Jules Henri POINCARÈ adta meg 1890-ben. Mindez azonban már jóval időhatárunk után történt.

Epilógus

Egy villamosmérnökökhöz közel álló tudománytörténeti példán megmutattuk, hogy a nagy és egymást feltételező tudományos fordulópontok között kevésbé látványos és ezért általában kevéssé ismert munka szünet nélkül folyik. Ez a munka megalapozza a

nagy teljesítményeket, ezért jelentősége nem hanyagolható el.

Az áttekintett időszakban alakult ki a közelhatás elvének energetikai megközelítése, az áram folytonosságának (töltésmegmaradás) felismerése, a vektorpotenciál fogalma és alkalmazása, a mágneses teret jellemző B és H vektorok, a permeabilitás definíciója, a mágneses tér energiakifejezése térben folytonosan eloszló energia feltételezésével, koncentrált és elosztott paraméterű hálózatok elméletének alapjai (elektromos oszcillációs és hullámjelenségek). Ezek a felismerések mind alapját képezték a monumentális maxwelli műnek. Itt is joggal idézhető a híres mondás: „Ha messzebbre láttam, mint mások, azért volt, mert óriások vállán álltam."

Persze még egyetemi szintű fizika kurzusokban sincs tér és idő a részletekre. Nagyobb, átfogó fizikatörténeti munkák természetesen nem „felejtik el" ezt az emberöltőt sem, bár általában nem az itt követett felosztásban tárgyalják. További tanulmányozására Simonyi professzor csodálatos „A fizika kultúrtörténetét" és az annak irodalomjegyzékében szereplő monográfiákat ajánljuk.

Hírek

A SURPASS Signaling Overlay Network nevű hálózati megoldása összeköti a telefon- és a IP-hálózatot attól függetlenül, hogy mi az alkalmazott technikai megoldás. Segítségével a TDM-hálózatok SS7 jelzésrendszere kiterjeszthető ATM és NG IP-hálózatokra is. A jelzésrendszer heterogén környezetben (vezetékes és mobil vegyes hálózatban) is működik. A megoldás költséghatékony mert a felhasznált készülék (SURPASS hiS gateway) igen kis helyigény mellett nyújt teljesítményt.

❖ ❖ ❖

A Siemens-tulajdonú Unisphere Networks Inc. két bemutatott termékét, az ERX Edge Routert és a MRX Multi-Service Edge Routert arra fejlesztett ki, hogy a hálózat oldalán integrálja a hálózat-üzemeltetők követelményeit. Az Edge Optimized Architetcture platform nyújt jövedelmező IP-szolgáltatások kialakítására a hálózat-üzemeltető oldalán. A Service Selection Centert (SSC), amely szolgáltatásokat bocsáthatnak ügyfeleik rendelkezésére.

Hírek

Egy átlagos vállalat számára az informatikai infrastruktúra kiépítése és fenntartása a fő tevékenységtől idegen, nagy szakértelmet igénylő feladat. Az Oracle ezt tartotta szem előtt akkor, amikor on-line szolgáltatásait kifejlesztette. Ez a megoldás a világ bizonyos pontjain már nem számít újdonságnak, az Oracle szoftvereit világszerte közel 400 vállalat használja az interneten keresztül. A nemzetközi tapasztalatok szerint az Oracle.com szolgáltatást igénybe vevő vállalatok sok esetben 60-70 százalékkal csökkentették éves informatikai beruházásaik összegét, a bevezetés és üzemeltetés költsége sokuknál tizedére csökkent a korábban használt rendszerekhez hasonlítva.

Az IDC nemrégiben kutatást végzett több mint 50 olyan amerikai vállalat körében, amelyek az általuk használt szoftvereket ASP-ktől (Application Service Provider, alkalmazásszolgáltató cég) bérlik. A kutatás eredménye szerint a befektetések átlagosan hat hónap alatt megtérültek, az ötéves megtérülés pedig átlagosan 404% volt. A cégek 12 százalékánál a megtérülés meghaladta az 1000 százalékot (a befektetések átlagos értéke 400 000 dollár volt). A cégek átlagosan 1,1 millió dollár informatikai beruházási költséget takarítottak meg, a készleteik pedig hat hónap alatt átlagosan egymillió dollárral csökkentek. Ezek az adatok – hasonlóan az Oracle saját ügyfeleivel szerzett tapasztalataihoz – azt támasztják alá, hogy az új, on-line szolgáltatási forma jelentős szerepet fog játszani a közeljövő informatikai piacának alakulásában. Az Oracle meggyőződése szerint Magyarországon is sok nagyvállalat számára jelenthetne hatékony megoldást az on-line rendszer bevezetése.

❖ ❖ ❖

„Tollfon" és M50: jövő és közeljövő a Siemens Mobile-nál

A jövő technológiáját bemutató újdonságokkal és az elkövetkező néhány hónap mobiltelefon-trendjét előrejelző, hamarosan Magyarországon is kapható fejlesztésekkel jelentkezett idén a Siemens. A kézírást is továbbító „tollfon", a hangszóró és a kijelző összeépítéséből született, nyakban viselhető, hangvezérelt, mindössze 60 grammos „ékszerfon" és a mobilba épített projektor minden bizonnyal sikeres lesz. Heteken belül piacra kerülő JavaTM technológiát használó M50 is a technika és design egységesen magas színvonaláról tanúskodik.

Eddig csak a luxuskategóriájú mobilokat jellemezte: a JavaTM technológia egyszerűsíti és meggyorsítja a letöltéseket és alkalmazásokat EMS („Emotional Messaging Service") segítségével képeket és hangüzeneteket küldhetünk. A Calling Images funkcióval fényképeket tárolhatunk, hogy jelezzék, kivel beszélgethetünk, a cserélhető CLIPitTM előlapokkal pedig divatossá és egyénivé varázsolhatják a készüléket.

2002. évi hannoveri CeBIT újdonságai

SIPOS LÁSZLÓ

Paksi Atomerőmű, rendszermérnök

A Paksi Atomerőmű Rt. küldöttsége március közepén, szakmai és kulturális csemegékkel bővelkedő kiránduláson igyekezett megismerni a közeljövő lehetőségeit, a világ legnagyobb információtechnológiai, távközlési és médiakommunikációs (ICT-szektor) szakkiállításán. Találkozhattunk a legújabb telekommunikációs és informatikai fejlesztésekkel, megcsodáltuk a szálláshelyünk, a szépséges Hildesheim és a világkiállítás óta is dinamikusan fejlődő Hannover nevezetességeit. Egy hatnapos utazás megtervezésében jelentős motivációs tényező a szakmai kíváncsiság, így a jelentősen változó társadalmunk mai mérnökei sok tapasztalattal gazdagodhatnak, ha nyitott szemmel tájékozódnak bármely más országban, különösen a hannoveri, az ICT-szektor első számú világkiállításán.

Hildesheimi „harcálláspont"

Első nap este a 815 óta püspöki székhelyként ismert történelmi városközpontban egy rövid körutat tettünk, a közlekedési és kulturális centrumként nyilvántartott óváros szépen kivilágított nevezetességeiben (újjáépített városháza, a Roland-kút, a Tempelhaus reneszánsz erkélye, Andreaskirche gótikus tornya és számtalan favázas polgárház) gyönyörködtünk. Vacsora után az utazásban meggémberedett lábainknak jót tett a rövid séta, majd elfoglaltuk a kényelmes szállásunkat, készülve a másnapi útra. Reggel, még mielőtt Hannoverbe indultunk volna, látogatást tettünk a több mint százezer lakosú Hildesheim óvárosában. Először a XI. században épült Szent Mihály-templomot – helyi nevén Gottesburg – kerestük fel. A romantika bazilikaépítészetének alapműve egy dombon áll, az előtte levő szabad tér érvényesülni engedi monumentalitását és tökéletes harmóniájú arányait. Betérve egy hatalmas méretű XII. századi mennyezetfestmény látványa, az orgonasípokból áradó meghitt zene és a templom csodálatos akusztikája ejtett ámulatba bennünket. Megtudtuk, hogy 1985-ben ezt az ezer éve épült templomot és a még régebbi, a 872-ben épült Hildesheimer Domot a UNESCO a világörökség részévé nyilvánította. A két templom mellett még feltétlenül meg kell említeni az 1133–1190 között épült St. Godehard-bazilikát, valamint a Roemer-Pelizaeus múzeumot is, mely utóbbiban található Németország egyik leggazdagabb egyiptomi gyűjteménye.

Látogatás Hannoverben

Hannover Alsó-Szászország több mint félmillió lakosú tartományi fővárosa, ipari, kereskedelmi, oktatási, közigazgatási, közlekedési és informatikai központja. A kiállítási terület északi kapujától induló villamos pár perc alatt a városközpontba „repített" bennünket. A várostérképen rögzített piros csíkot – ajánlott sétaútvonalat – a valóságban is hamar megtaláltuk, így kezdődhetett a belvárosi közel kétórás nézelődésünk. A Kröpcke-centertől elindulva először az óváros központját, a régi városháza épületét, majd a piactéri templomot kerestük fel. Az északnémet téglagótika e közel százméteres alkotása, a jellegzetes templomtornya, a festett-faragott oltára, a keresztelőkút és a szentély nagy üvegablaka lenyűgöző látvány. A Leibnizhaus a nagy tudós hannoveri tartózkodására és tudományos tevékenységére emlékeztet. A középkori városfalból kiemelkedő Beginenturmot körbejártuk és megtekintettük a Történelmi Múzeum relikviáit is. Ha már a fő témánál tartunk, ugorjunk vissza a jelenbe és egy kicsit „kóstoljunk bele" a jövőbe!

CeBIT 2002 statisztikai adatai

A CeBIT a világ legjelentősebbé vált információtechnológiai, távközlési és új médiakommunikációs (ICT-szektor) szakkiállításán, március 13–20. között, négyszázhuszonnégyezer négyzetméter kiállítási területen 61 országából 8000 kiállító termékeire közel egymillió látogató volt kíváncsi. Az áprilisi szeszélyes időjárás ellenére úgy tűnik, a CeBIT-en végre „beköszöntött" a tavasz! A Deutsche Messe AG. statisztikai adataiból kitűnik, hogy az idei csúcstalálkozón az optimizmus dominált, ugyanis a szakmai látogatók aránya elérte a 90%-ot, megnőtt az ázsiai és amerikai érdeklődők száma és ezekkel együtt nőtt a külföldről érkezett vásárlátogatók aránya a belföldihez képest. Az elemzők korábbi becslése, miszerint hamarosan magához tér az informatikai világpiac, már ma kitapintható. Ehhez elsősorban a szoftverek növekvő forgalma a segítség. Az

elemzők adatai szerint a 2001-es évben csupán 1%-kal bővült az informatikai világkiadások összege, amely jelentős visszaesésnek számít a 2000-es tizenkét százalékhoz képest. A hardverek forgalma kilenc százalékkal csökkent, mely ma már két százalékra szelídült. 2002-re azonban már az év végére elérhetőnek tartják a teljes informatikai világpiacot tekintve az egész évre vetített 4,2 százalék elérését is. A BITKOM (berlini székhelyű információtechnológiai, távközlési és médiaelemző társaság) prognózisa szerint 2003-ban az előbbi növekedési ütem 8,6%-ra, a piaci volumen 156 Mrd €-ra fog emelkedni. A növekedés motorja a szoftverek és a bővülő szolgáltatások piaca, amely az adatok szerint kisebb visszaeséssel vészeli át a recessziós időket. A visszaesés oka a világszerte tapasztalható recesszió mellett a 2001. szeptember 11-i támadás is. De ezeken a borús, zord és „télies" időszakon végre túl vagyunk, a számos csatornán (internet, televízió, szakújság, rádió stb.) elérhető információözöntől függetlenül az idei kiállítás látogatottsága ismét nőtt, meghaladta a napi százezer főt.

A CeBIT bejáratához érkezve minden reggel óriási emberáradat fogadott bennünket. A szervezők idén az integrált mobil- – vezeték nélküli – eszközökre, az információs technológiák biztonsági kérdéseire, a jövő kihívásaira és az elektronikus piac szabályozási kérdéseire helyezték a hangsúlyt. A kiállítási témakategóriák átszervezése csakúgy, mint a CeBIT nyitvatartási napok számának 7-ről 8 napra történő bővítése jól hatott mind a kiállítói területfoglalás növelésére, mind a látogatói érdeklődés bővülésére. A kiállítás területileg idén is jól elhatárolható tíz téma köré szerveződött, de az újszerű felosztás jobb áttekinthetőséget biztosított. A skála idén is széles vertikumot igyekezett átfogni: a távközléstől az informatikai rendszereken és hálózati megoldásokon keresztül a szoftvermegoldásokig, magába foglalva a banki technológia, az iroda- és gyártásautomatizálás újdonságait. Internetes szolgáltatások és a kutatás-fejlesztés különböző együttműködési felületei külön figyelmet érdemeltek. A kiszámítható állandóság mellett azért számtalan váratlan újdonsággal jelentkeznek a kiállító cégek.

Újdonságok az idei CeBIT-en

Kezdeném a sort a számomra legnagyobb élménnyel, de először is engedjenek meg egy „fogas" kérdést: Hogyan tudjuk zsebre tenni a személyi számítógépünk 15*45*3 cm-es billentyűzetét? Kezdjük a 3 cm-es tétel 0-ra való redukálásával. Dereng valami? – Csupán 100 €-ba kerül az a cigarettásdoboznyi eszköz, amely megoldja a kérdést, lézerfény kivetítésével is megjeleníthető a billentyűzet, és egy sima asztalon a kivetített betűkhöz érintve „kopásmentesen" is berögzíthetjük a karaktereket. Mind a szakma, mind a látogatók nagy érdeklődéssel várták az amerikai Microsoft újdonságait. A német Chip magazin szerkesztői a szoftver kategóriában az új Windows XP-nek, a szórakoztató eszközök között pedig az X-Box-nak ítélték a „CeBIT Highlights" díjat. Hardver kategóriában az AMD cég „Hammer" jelű processzora végzett az élen. A felvonultatott kommunikációs technológiák közül az amerikai TREO cég palmtop mobiltelefon öszvérterméke, a Handspring lett a „befutó". És itt érdemes megállni egy gondolat erejéig. Ahogyan a lézerfényes billentyűzetnél a számítógépbe integrálódott a telekommunikációs technika, úgy a számítástechnika egyre jobban integrálódik a mobiltelefontechnikába. Manapság már nincs is értelme a kettőt különválasztani, mert a konvergencia révén és az integráció olyan fokán tart már a világ, hogy az lesz a természetes, amit korábban az egyik távközlési cég a minőségpolitikája során deklarált: Nálunk a minőséget a vevőink elvárásai határozzák meg!

Mi van azokkal, akik még mindig nem fogadják el ezt az egyszerű definíciót? – Túl azon, hogy a piac nem tart rájuk igényt, még „citromdíjat" is kaphatnak. Az idén a Bundesverband der Phono-graphischen Wirtschaft lett ebben a kategóriában a „győztes" az audio CD-re kifejlesztett és elhelyezett másolóvédelmével.

Visszatérve a személyes élményekre, számomra a legizgalmasabbnak a 11-es csarnokban berendezett „future parc", szabad fordításban jövőpark tűnt, ahol a technológiaátadás és innovációs piac jelenlegi „boszorkánykonyhája" mutatkozott be. Nem voltam egyedül ezzel az élménnyel, a kiállítás internetes honlapjáról is levehető statisztikai adatok szerint is ez bizonyult a legvonzóbb színhelynek. Az itt kiállítók egyöntetűen megállapították, hogy ez az esemény kitűnő startot vett. Számos üzleti és tudományos közösség képviselőjét vonzotta a „future parc" ahol még prominens politikai személyiségek is vizitáltak (Edelgard Bulmann szövetségi kutatási miniszter, Gerhard Schröder német kancellár, őfelsége András, York hercege stb.). Kapkodtam a fejem a sok érdekességet és újdonságot látva. A jövőparkban közel 400 főiskola, egyetem, kutatóintézet és minisztérium már bejáratott és éppen induló projektekkel jelentkezett. Minden érdekelt dicséri a kutatás, a magánvállalkozás, a tőkepiaci és kormányzati figyelem ilyen ideális jövőt építő kombinációját. Hasonlóan sikeres, érdekes és óriási érdeklődést vonzott a „future market", szabad fordításban kitekintés a jövő piacába címet viselő vitafórum. Néhány találkozón szinte pattanásig feszült a helyzet, úgy tűnt számomra, hogy a vitakultúránk terén még van tanulnivaló idehaza.

Külön figyelmet érdemelt az igen sikeres „DSL Exhange", a „Bluetooth Exhange", a „Fibre Chanel Exhange" és a „WiFi Exhange" címet viselő speciális és az éppen legaktuálisabb technológiacseréket célzó kiállítások. Idén is képet kaptunk, milyen jelentős hatást gyakorol a munkánkra, magánéletünkre az a technológiai szemlélet, amelynek alapját az átfogó hálózati infrastruktúra, az elektronikus szolgáltatások és az internet-kompatibilis eszközök képezik. Úgy tűnik, a jövő továbbra is a drótmentes és integrált hálózatoké. A mobiltelefonok piacán többen kínálnak különböző kiegészítőket a készülékhez (digitális fényképezőgép, kamera stb.) és a szolgáltatók az UMTS felé kacsingat-

nak. Továbbra is dübörög, a több éve megkezdett technológiai forradalom a konvergencia irányában. Mindinkább teret nyernek a lapos képernyők, már az igazán nagy méretűek terén is, ami egyre inkább kedvez a tv-készülékek és a PC-k sokszor jósolt, de idáig még nem történt összeolvadásának. A szakkiállítással párhuzamosan számtalan konferencia zajlott. Ezenkívül a vásárlátogatók közel ezer cég és termékismertető előadásán vehettek részt térítésmentesen. A kiállítás ideje alatt több mint háromszáz sajtótájékoztatót tartottak, így információban nem volt hiány. A bővebb információt igénylők számára jelezném a világ legnagyobb információtechnológiai, telekommunikációs és média kommunikációs kiállítást rendező Deutsche Messe AG Hannover Internet honlapjának elérhetőségét: www.messe.de, és a CeBIT 2002. közvetlen honlapját: www.cebit.de. Jó hír, hogy jövőre is lesz Hannoverben CeBIT, 2003. március 12–19. között, de addig is ajánlom az idei 2002. évi választékot: – CeBIT Asia, szeptember 2–5., Shanghai/Kína, CeBIT Bilisim eurasia, szeptember 3–8., Isztambul/Törökország, CeBIT Broadcast Cable & Satellite, október 17–20., Isztambul, CeBIT Satellite & Communications, augusztus 27–29., Long Beach, Kalifornia – USA, CeBIT Satellite Broadcast Cable & Networks, május 29–31., Shanghai, CeBIT Consumer Electronics, május 29.–június 1., Shanghai.

Összegzés

Összegezve a szakmai kirándulás tapasztalatait, úgy gondolom, élményekben gazdagodva sikeres hannoveri programot tudhatunk magunk mögött. Beszámolómmal, remélem, sikerül felhívni a szakmai szervezetek, cégek és intézmények vezetőinek figyelmét egy, a közösséget is összekovácsoló, tartalmas külföldi kirándulás motivációs értékeire.

Simonyi-bölcsességek, -legendák, -történetek

A múltkor, amikor a 9-es villamoson utaztam – tudják, elég nagy zsúfoltság van, amikor önök is meg én is villamosozgatunk –, akkor hallottam egy megjegyzést, mely nyilvánvalóan nekem szólt.

Egy erélyesebb kalauznő...

Köztudomású, hogy van szép számmal. Az ilyenek aztán adják a diákoknak a leg-...hát...-különbözőbb utasításokat.

Szóval: ott piroslott fel egy ilyen kifejezés a villamos levegőjében; én aztán leszedtem és zsebrevágtam.

Persze, mondom, nem maguknak szólt, hanem kinek másnak: nekem.

„Maguk az egyetemre járnak és nem tudják, hogy kell közlekedni!"

Nyilván nem maguk a hibásak itt, hanem én...

Aztán gondolkodtam is, de sajnos, hát, nem találtam helyet a Villamosságtanban... Talán a Balesetvédelemben... vagy az Elektronfizikában lehetne ezt... oktatni...

Na, de nézzük tovább ezt az operátoros impedanciát!

G. K.

A fotót készítette: Philip János

BUDAPESTI MŰSZAKI ÉS GAZDASÁGTUDOMÁNYI EGYETEM Országos Műszaki Információs Központ és Könyvtár 2001

Contents

BUDAPESTI MŰSZAKI ÉS GAZDASÁGTUDOMÁNYI EGYETEM Műszaki Információs Központ és Könyvtár Gyűjtőpontja 2001

Foreword to the April issue 2

Dr. Ildikó Csurgay
Károly Simonyi, Professor Emeritus and Member of the Hungarian Academy of Sciences 1916–2001 3

(compiled by Dr. Ildikó Csurgay)
Károly Simonyi's text-book trilogy complemented with examples 9

(compiled by Dr. Ildikó Csurgay)
Some remarkable stories 13

Dr. György Fodor
On the interpretation of transmission characteristics 15

Pál Kostka
Particle accelerators at Sopron and Budapest 23

Árpád Csurgay
Quantum processors in IT technology 29

Gyula Veszely
Some applications of the transmission line model 37

Tamás Roska
On the computing complexity of analogic wave computers 41

Csaba Ferencz
Basics of wave transmission in inhomogeneous media 49

László Zombory
A "forgotten" generation – the development of electrodynamics from Faraday till Maxwell 59

László Sipos
Novelties at the year 2002 Hannover CeBIT 65

Szerkesztőség
HTE Budapest V., Kossuth L. tér 6–8.
Tel.: 353 1027, Fax: 353 0451
e-mail: hte@mtesz.hu

Hirdetési árak:
1/1 (205 x 290 mm) 4C 120 000 Ft + áfa
Borító 3 (205 x 290 mm) 4C 180 000 Ft + áfa
Borító 4 (205 x 290 mm) 4C 240 000 Ft + áfa

Cikkek eljuttathatók az alábbi címre is
BME Mikrohullámú Híradástechnikai Tanszék
Budapest XI., Goldmann Gy. tér 3.
Tel.: 463 1559, Fax: 463 3289
e-mail: zombory@mht.bme.hu

Előfizetés
HTE Budapest V., Kossuth L. tér 6–8.
Tel.: 353 1027, Fax: 353 0451
e-mail: hte@mtesz.hu

2001-ES ELŐFIZETÉSI DÍJAK
Hazai közületi előfizetők részére
1 évre bruttó 30 000 HUF

Hazai egyéni előfizetők részére
1 évre bruttó 6 000 HUF

Subscription rates for foreign subscribers
12 issues 150 USD, single copies 15 USD

www.hte.hu

Felelős kiadó: MÁTÉ MÁRIA
Lapmenedzser: Dankó András

Design by: Kocsis és Szabó Kft.
HU ISSN 0018-2028

Printed by: Regiszter Kft.