

NAGYFREKVENCIÁS JELEK KÁBELBENI TERJEDÉSÉNEK FIZIKAI ALAPJAI – 1. rész

Simon Ferenc

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, Fizika Tanszék
és MTA–BME PROSPIN Lendület Kutatócsoport

Az egyetemi fizikaoktatásban azt találjuk, hogy a rádiófrekvenciás jelek terjedésének leírása sötét foltot képez. Már középiskolában is megfelelően oktatjuk az RLC-áramköröket, egyetemen pedig az optikai terjedési és törési törvényeket, azonban az 1 MHz – 10 GHz-es frekvenciatartományba eső jelekre úgy tekintünk, mintha ez a mérnöki tudományok „felségterülete” lenne. Pedig a modern mérés technika és mérési módszerek (például nanoelektronika, mágneses rezonancia) bemutatásához és megértéséhez ezen terület magabiztos ismerete szükséges. Fizikus szemmel nézve a témakör nem más, mint a Maxwell-egyenletek alkalmazása egy speciális esetre, azaz vezetékekre, kábelekre, adott esetben úgynevezett hullámvezetőkre. Amennyiben az olvasót valaha is izgatja, miért van minden nagyfrekvenciás műszerre a „bűvös 50Ω ” írva, mit jelent a kábelvégi reflexió és az impedanciaillesztés, akkor kérdéseire a jelen és az ezt követő cikkünkben választ kap.

A vizsgálódásunk egyik legfontosabb üzenete, hogy az alacsony frekvenciás hálózatok vizsgálatok megszokott leírásmód nagyobb frekvenciákon érvényét veszíti, és a hagyományos áramköri jelenségeken túlmutató, szokatlan jelenségek lépnek fel, mint például a jelek visszaverődése (reflexiója). Ahhoz, hogy az elsődlegesen adódó kérdést, „Mi is az a nagyfrekvencia?” megválaszoljuk, vizsgáljuk meg a terület kialakulásának történetét!

A 19. század közepén felmerült az igény a nagy, akár kontinensnyi távolságban történő adattovábbításra, például tenger alatti kábelek segítségével (az első transzatlanti kábel 1858-ban helyezték üzembe). Hamar kiderült, hogy a vezetékben történő jeltovábbításnál lényeges a hullámjelenségek figyelembevétele. Ez a technológiai fejlődés és az igény az elméleti leírásra időben közel volt a Maxwell-egyenletek

(1861) megszületéséhez. A vezetékben terjedő hullámjelenségek leírását ma mint az úgynevezett *távíró-egyenleteket* (angolul *telegrapher's equations*) ismerjük. Ez lényegében a Maxwell-egyenletek által megjósolt elektromágneses hullámjelenségek egyik első gyakorlati alkalmazása. A távíróegyenletek gyakorlati sikere inspirálóan hatott az elektromágneses sugárzás későbbi felfedezésére (*Hertz*, 1886).

A fizikustanulmányok során legtöbbször felmerülő egyenáramú (DC) és alacsony frekvenciás váltóáramú (AC) hálózatok vizsgálatok nem törődünk a jel véges terjedési sebességével. Feltételezzük, hogy adott ponton feszültséget kapcsolva egy áramkörre, annak hatása pillanatszerűen megjelenik az áramkör egészén. Gondoljunk csak egy RLC-áramkör jól ismert analízisére! Mindez nyilvánvalóan érvényét veszíti, amikor a jel számára szükséges terjedési idő, $t = d/c$ (itt d a kábel hossza, c a közegben érvényes fénysebesség) összemérhető a jel periódusidejével: $t \approx 1/f$ (a gyakorlatban inkább a $10 t \approx 1/f$ feltétel a használatos). Például a transzatlanti kábel esetére az így kapott frekvencia $f = 6$ Hz. Ez az eredmény azt jelenti, hogy a hullámjelenségek figyelembe vétele nélkül a transzatlanti kommunikáció csak ennél lényegesen alacsonyabb frekvencián, mai szóhasználattal élve, 6 Hz *sávszélességen* (azaz 6 bit/s) mehetne csak végbe. Ezt az igen alacsony adatátviteli sebességet az első kábel lefektetése után a gyakorlatban is tapasztalták, ami elvezetett a távíróegyenletek leírásához.

A hullámjelenségek figyelembevétele a modern kommunikációs eszközöknél még fontosabb, mivel például 10 GHz-es vivőfrekvencián (ami egy elterjedt műholdas kommunikációs sáv) a hullámhossz mindössze 3 cm. Másik gyakorlati példánk a számítógépek, amelyek tipikusan 2-3 GHz-es jelekkel dolgoznak ($\lambda \approx 10$ cm). Ezeket a jeleket 10-20 cm távolságra juttatják el, így itt az áramkörök tervezésekor a hullámjelenségek figyelembevétele nyilvánvalóan szükséges.

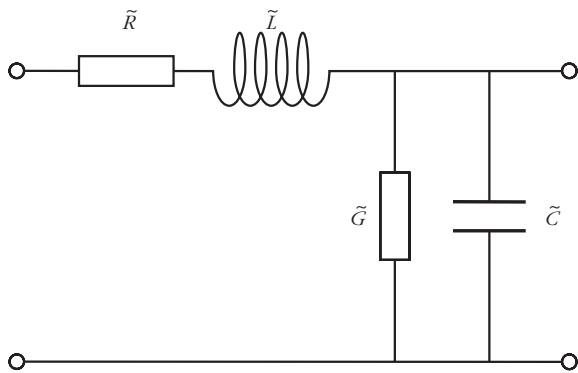
A távíróegyenletek

Tekintsük a jelet továbbító vezeték egy infinitezimálisan kicsi darabját, amelynek áramköri modellje az *1. ábrán* látható. A helyettesítő képben minden fizikai mennyiség hosszegységre van normálva: legáltalánosabban egy soros, úgynevezett *elosztott ellenállás*, \tilde{R} (egysége ohm per méter), *elosztott induktivitás*, \tilde{L} (egysége henry per méter), *elosztott kapacitás*, \tilde{C} (egysége farád per méter), és a két vezeték közti *elosztott vezetési*, \tilde{G} (egysége siemens per méter) jellemzi.

A szerző köszönetet mond a cikksorozat alapjául szolgáló egyetemi laboratóriumi gyakorlat leiratának elkészítésében közreműködő Gyüre-Garami Baláznak, Márkus Bencének, Fülöp Ferencnek és Halbritter Andrásnak.



Simon Ferenc fizikus, egyetemi tanár (BME), az MTA doktora. Érdeklődési területei: kísérleti szilárdtest spektroszkópia, a spintronika elméleti és kísérleti aspektusai, a fizika népszerűsítése. Legfontosabb eredményei: ESR-jel felfedezése új fémekben (MgB_2 , bórral dópolt gyémánt, alkálival dópolt grafén); spinrelaxáció egyesített elméletének kidolgozása; elektron- és magspinnel nyomjelzett szén nanocsövek előállítás. ERC- és Lendület-pályázat vezetője. 8 TDK, 31 BSc/MSc és 3 PhD témavezetője.



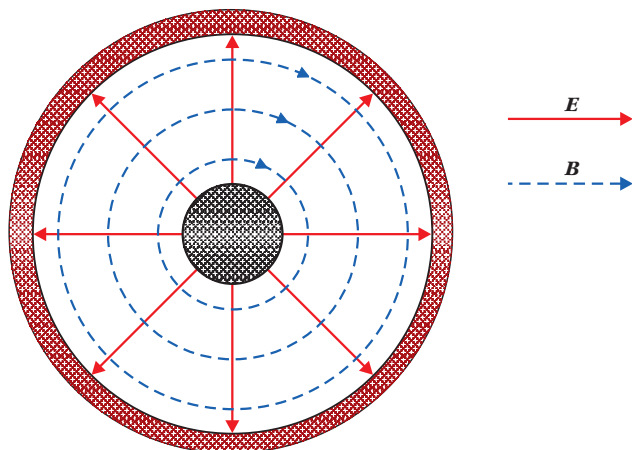
1. ábra. A jelterjedésben vizsgált vezeték egy darabjának áramköri modellje.

A soros ellenállás oka a vezetékdarabokban lévő veszteség, az induktivitás oka pedig az, hogy a két vezeték között mágneses teret találunk, amihez önindukció is tartozik. A \tilde{G} írja le a két vezetékdarab közti elektromos vezetést, szivárgást. A kapacitás oka pedig az, hogy a két vezeték nincs azonos potenciálon és közöttük valamilyen dielektrikum helyezkedik el. Ideális esetben \tilde{R} és \tilde{G} értéke 0.

A fenti paraméterek közül \tilde{R} értéke elsősorban a vezető anyagi minőségétől függ (értéke nagy frekvencián a *szkineffektus* miatt megnő), azonban \tilde{L} , \tilde{C} és \tilde{G} értéke nagyban függ attól, hogy a két vezeték egymáshoz képest hogyan helyezkedik el (például sodort érpárra $\tilde{L} \approx 0$, de \tilde{C} értéke nagy). Egymástól adott távolságra elhelyezkedő drótpár esetére \tilde{L} értéke fix, viszont \tilde{C} nagyban függ a környező dielektrikumtól (utóbbi probléma a sós víz miatt a transzatlanti kábelnél merült fel).

Mindezen problémákra kínál megoldást a koaxiális kábel (*Heaviside*, 1880), amiben a földelt külső vezetéken belül helyezkedik el a másik vezeték. Ennek előnye, hogy minden paramétere jól definiált és a környezetre érzéketlen, mivel mind az elektromos, mind a mágneses erővonalak a koaxiális kábel két vezetéke között vannak, amint a 2. ábra mutatja.

2. ábra. A koaxiális vezeték keresztmetszete az elektromos és mágneses tér \mathbf{E} , illetve \mathbf{B} vonalaival a kábel alapvető, úgynevezett TEM00 módusára. A belső vezetéken változó feszültség van, míg a külső leggyakrabban le van földelve.



A korábbi, merev falú, levegővel kitöltött koaxiális kábeleket mára a rugalmas dielektrikummal kitöltött kábelek váltották fel, amelyekre tipikusan $\epsilon_r = 2-3$ és $\mu_r = 1,0$ értékű.

A koaxiális kábelek hosszegységre eső kapacitására és önindukciós együtthatójára e két paraméter definíciójából adódik:

$$\tilde{C} = \frac{2\pi \epsilon_0 \epsilon_r}{\ln(D/d)} \quad (1)$$

és

$$\tilde{L} = \frac{\mu_0 \mu_r \ln(D/d)}{2\pi}, \quad (2)$$

ahol D az árnyékoló vezeték belső átmérője és d a kábel belső vezetőjének külső átmérője, ϵ_0 és μ_0 az ismert fizika állandók, ϵ_r és μ_r az anyagra jellemző relatív dielektromos állandó és relatív permeabilitás.

A táviróegyenletek bemutatásához, a legegyszerűbb eset tárgyalásához feltesszük, hogy mindkét vezeték tökéletes vezető ($\tilde{R} = 0$) és tökéletesen szigetelt egymástól ($\tilde{G} = 0$), tehát a jelterjedés csak \tilde{L} és \tilde{C} -től függ. Ekkor mind az $U(x, t)$ feszültség, mind az $I(x, t)$ áram hely és időfüggő, és leírásukra – az elemi vezeték szakaszokra alkalmazott *Kirchhoff* csomóponti és huroktörvénye miatt – a következő két csatolt, lineáris, elsőrendű parciális differenciálegyenlet adódik (*Heaviside*, 1880):

$$\frac{\partial U(x, t)}{\partial x} = -\tilde{L} \frac{\partial I(x, t)}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial I(x, t)}{\partial x} = -\tilde{C} \frac{\partial U(x, t)}{\partial t}.$$

A (3) táviróegyenletek két ekvivalens, egydimenziós hullámegyenletté vonhatók össze mind az áramra, mind a feszültségre:

$$\frac{\partial^2 U(x, t)}{\partial t^2} = \frac{1}{\tilde{L}\tilde{C}} \frac{\partial^2 U(x, t)}{\partial x^2}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 I(x, t)}{\partial t^2} = \frac{1}{\tilde{L}\tilde{C}} \frac{\partial^2 I(x, t)}{\partial x^2}.$$

Az egydimenziós hullámegyenlet általános alakjával,

$$\frac{\partial^2 \Psi(x, t)}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 \Psi(x, t)}{\partial x^2} \quad (5)$$

(ahol Ψ a hullámfüggvény és v ennek terjedési sebessége) összehasonlítva látható, hogy a kábelben terjedő zavar sebessége,

$$v = \frac{1}{\sqrt{\tilde{L}\tilde{C}}}.$$

A legáltalánosabb megoldás a vezetékben terjedő feszültségre és áramra:

$$U(x, t) = U^+ f(\omega t - kx) + U^- f(\omega t + kx), \quad (6)$$

$$I(x, t) = I^+ f(\omega t - kx) + I^- f(\omega t + kx),$$

ahol ω a terjedő hullám körfrekvenciája, $k = \omega/v$ pedig a hullámszáma. U^+ és U^- a pozitív, illetve negatív x irányba terjedő jel amplitúdója, f egy tetszőleges függvény. Vegyük észre a (2) egyenlet alapján, hogy a kábelbeni terjedési sebesség kifejezhető a c vákuumbeli fénysebességgel:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon_r \mu_r}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}}.$$

A hullámimpedancia

Egy speciális eset az, amikor a kábelben csak egy irányba haladó harmonikus hullám van jelen, megoldása:

$$U(x, t) = U_0 e^{i(\omega t - kx)}, \quad (7)$$

$$I(x, t) = I_0 e^{i(\omega t - kx)}.$$

A (7) speciális megoldást a (3) táviróegyenletekbe visszairva kapjuk, hogy a feszültség és áram aránya a haladó hullám esetén:

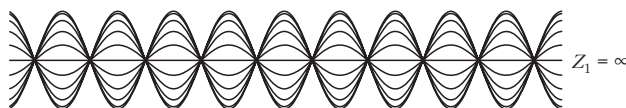
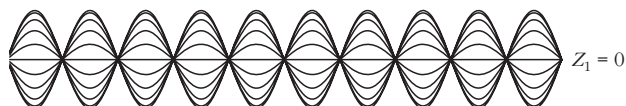
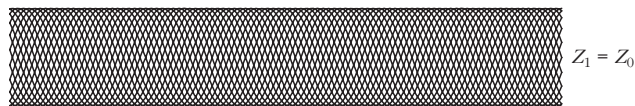
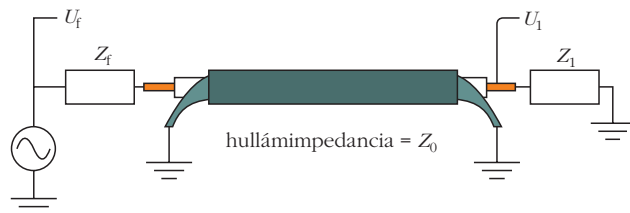
$$\frac{U(x, t)}{I(x, t)} = \sqrt{\frac{\tilde{L}}{\tilde{C}}} = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r}{\epsilon_0 \epsilon_r} \frac{\ln(D/d)}{2\pi}} = Z_0, \quad (8)$$

ahol a Z_0 (ellenállás dimenziójú) mennyiséget a kábel *hullámimpedanciájának* nevezzük. A táviróegyenletek és megoldásuk legfontosabb tanulsága, hogy minden kábelhez rendelhető egy Ω dimenziójú hullámimpedancia, még ha ideális esetben a kábelnek nincs is valós ellenállása. A hullámimpedancia fontos szerepet játszik a kábelben haladó jelek visszaverődésének vizsgálatakor, amit a továbbiakban ismertetünk.

A hullámimpedancia fizikai jelentésének bemutatásához célszerű a táviróegyenletek és a szabad térben terjedő elektromágneses sugárzás egyenletei közötti kapcsolatot bemutatni. Ismert, hogy az elektromágneses sugárzásra fennáll $E = cB$, ahol E és B az elektromostérerősség- és mágnesesindukció-vektorok nagyságát jelölik egy adott helyen. Ezt átírva a H mágneses térerősségre adódik:

$$\frac{E}{H} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \approx 377 \Omega.$$

Első hallásra meglepő és kevésbé ismert, hogy az elektromágneses sugárzásához is rendelhető egy ellenállás dimenziójú mennyiség, amelyet a *vákuum hullámimpedanciájának* nevezünk. Ez a mennyiség felfogható úgy is, mint az ellenállás alapvető egysége



3. ábra. Sematikus áramkör szinuszos meghajtó generátorral, amelynek Z_f kimenő ellenállása van és koaxiális vezetékkel, amelynek végén Z_1 lezáró impedancia van. A generátorból akkor jön ki a teljes teljesítmény, ha $Z_f = Z_0$. A lezárás három értékére vonatkozó vezetékbeli feszültség értékét is mutatjuk 20 pillanatfelvételen, amikor $d = 5\lambda$. Vegyük észre, hogy $Z_1 = Z_0$ esetén a feszültség burkolófüggvénye homogén a vezetékben, $Z_1 = 0$ esetén mindkét végén csomópont van (ekkor forráson is 0 feszültséget mérünk), és $Z_1 = \infty$ esetén mindkét végén duzzadóhely van.

a természetben, amelyhez képest minden ellenállásértéket – mértékegység-választástól függetlenül – kifejezhetnénk.

A (8) egyenletben megadott Z_0 hullámimpedancia értékében láthatjuk, hogy annak a vákuum hullámimpedanciájától való eltérése az alkalmazott dielektrikum jelenlétéből és a kábel geometriájából adódik. Cikkünk következő részében megmutatjuk, hogy a kábel hullámimpedanciájának kitüntetett szerepe van abban az értelemben, hogy amennyiben egy jel terjed a kábelben, csak akkor nem verődik vissza a kábel végéről, amennyiben ott is egy úgynevezett lezáró ellenállás van, amelyre $Z_1 = Z_0$. Egyéb esetben kábelvégi visszaverődés történik, hasonlóan, ha a kábel mentén bárhol sérülés éri a vezetékét, és ezért hullámimpedanciája megváltozik, visszaverődést találunk. Ezt a hatást a hosszú kábelrendszerek sérüléseinek felderítésére lehet használni, illetve kémfilmekben így veszik észre, ha valaki a kábelre csatlakozva lehallgatja az adást.

Először két szélső esetet mutatunk be: amikor a kábel végén szakadás ($Z_1 = \infty$) vagy rövidzár ($Z_1 = 0$) van. Mindkét esetben a jel teljes visszaverődést szenved a kábel végéről, azonban a kábel végén lévő lezáró ellenállás értéke más peremfeltételt ír elő, amit a 3. ábra mutat be. Az odamenő és visszavert hullámok interferenciájának révén a kábel mentén duzzadóhelyek és csomópontok alakulnak ki, amint azt a 3. ábra mutatja. Vegyük észre, hogy az így kialakult állóhullámkép emlékeztet a hangtanból jól ismert bezárt, illetve nyitott végű síp esetére, amikor is a hanghullámok

valósítják meg az állóhullámok jelenségét. Alább olyan kísérleteket mutatunk be, amelyekkel az állóhullámok jelenléte kimutatható a diákok számára. A kábelben kialakuló állóhullámkép mindenképpen szokatlan a DC-áramköröknél szerzett ismeretek alapján, amikor is azt várnánk, hogy a feszültség a rövidre zárt drótpárban végig 0, míg a szakadósos végű drótpárra végig a meghajtó generátor feszültségét veszi fel.

A bővös 50 Ω és impedanciaillesztés a hétköznapokban

A hullámimpedancia értéke egy adott koaxiális kábelre jól meghatározott, leggyakrabban 50 Ω-os (például laborműszereknél), 75 Ω-os (TV jelek kábeleinél) és 100 Ω-os (UTP-s ethernet) kábelekkal találkozunk. Emellett régebben egyéb hullámimpedancia-értékekkel is találkozhattunk, például 150 vagy 600 Ω. Utóbbi két értéknek történeti háttere van: a hagyományos, nem koaxiális távírvonalaknak (két rézdrót egymástól 1 láb távolságra) körülbelül 600 Ω a hullámimpedanciája. Az első távolsági telefonok ezeket a vezetékeket használták, ezért abban az időben a 600 Ω volt a távközlési standard. Később a csavart rézdrótpár terjedt el (felfedezője *A. G. Bell*), aminek 150 Ω a hullámimpedanciája.

A koaxiális kábelek elterjedésével felmerült a standardizálás iránti igény. Azonban alapos kutakodásunk ellenére sem sikerült a standardizálás történeti hátterét egyértelműen feltárni. Több forrásból merítve¹ a következő történetet találjuk.

A koaxiális kábelek felfedezését követően felmerült az a kérdés, hogy a látszólag tetszőleges, és a kábel méreteivel befolyásolható hullámimpedanciának, a nyilvánvaló 377 Ω értéken kívül van-e kitüntetett értéke. Kiderült, hogy van, de túl sok kitüntetett érték is van attól függően, hogy a kábelt mire szeretnénk használni, például teljesítményátvitelre, vagy kis amplitúdójú jelek mérése során történő jelátvitelre. A koaxiális kábelben átvihető maximális teljesítményre optimalizálva $Z_0 = 30 \Omega$ adódik. A nagyfeszültségű elektromos letörésben akkor kaphatjuk a legnagyobb értéket, ha $Z_0 = 60 \Omega$. Az átvitt jel feszültségében a legkisebb veszteség pedig akkor lép fel ha $Z_0 = 77 \Omega$. A korai (1920-as évek) rádiófrekvenciás alkalmazásokban a források teljesítménye alacsony volt, ezért a 77 Ω-os kábelek terjedtek el, hiszen a minél kisebb veszteség volt a cél. Mivel nem léteztek jó és rugalmas dielektrikumok, ezért a vezetékek két egymásba helyezett koaxiális csőből álltak, amelyek között levegő volt.

Több alternatív elképzelés is létezik arra vonatkozóan, hogy miért pont az 50 Ω-os koaxiális kábelek lettek a modern mérés technika standardjai.

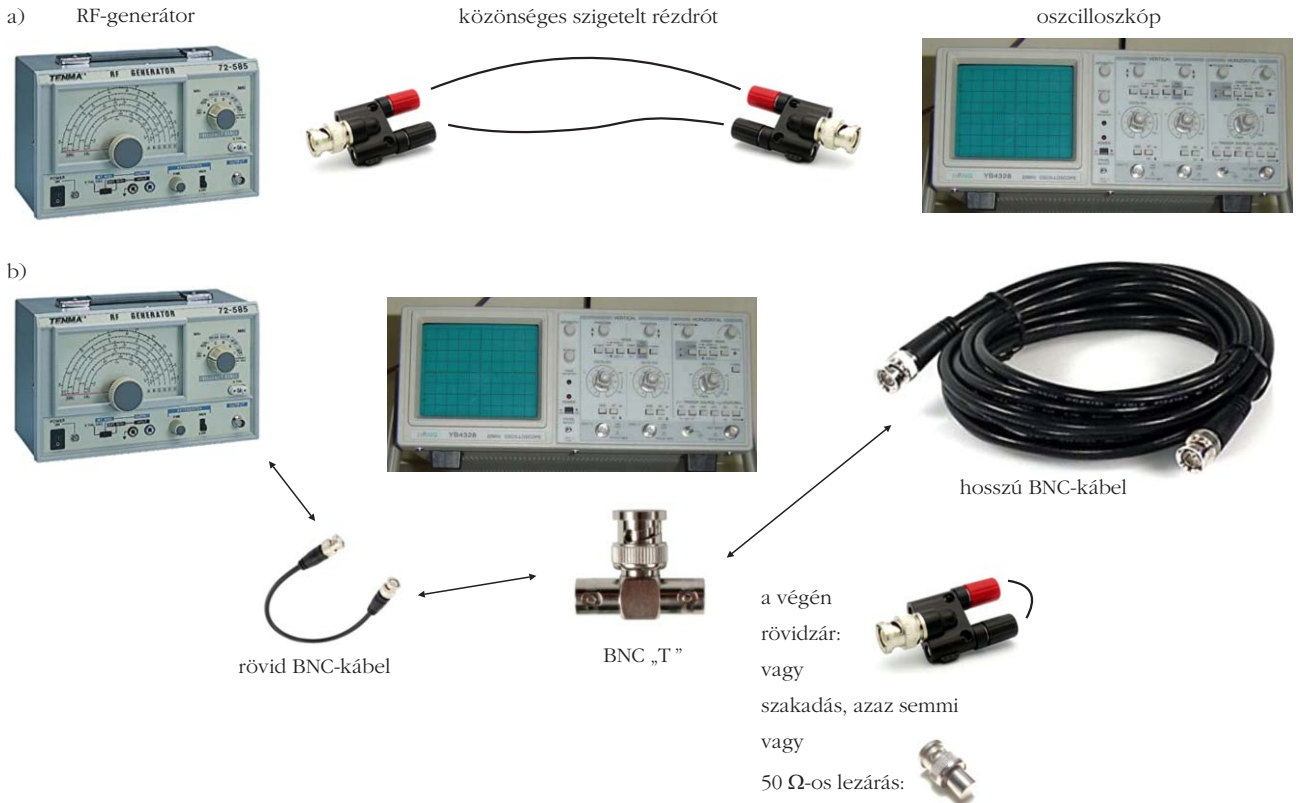
Közel 50 Ω hullámimpedanciájú vezetéket kapunk, ha egy 3/4 colos rézcsövet egy 2 colos rézcsőbe helyezünk (mindkettő elterjedt méret az USA-ban) és belül levegő található. Ez az egyszerű és olcsó megoldás az 1930-as évektől kezdve elterjedt a nagyteljesítményű rádiófrekvenciás adások kisugárzásánál. Egy másik elképzelés szerint, amikor egy levegővel töltött 77 Ω-os vezetéket polietilénnel töltünk fel ($\epsilon_r = 2,3$), akkor impedanciája 51 Ω lesz, ami szintén az 50 Ω felé mutat. A legvalószínűbb mégis az az elképzelés, hogy az 50 Ω a veszteség és teljesítményátvitel közötti kompromisszum következménye. A két fent említett érték (30 és 77 Ω) számtani közepe 53,5 Ω, mértani közepe 48 Ω, ebből adódik az 50 Ω. Ez azt jelenti, hogy ugyanazzal a kábellel tudunk nagyenergiájú jelet kiadni és egy kis jelet kis veszteséggel venni. Tehát az 50 Ω-os hullámimpedancia használata nagyban egyszerűsítette a nagyfrekvenciás híradástechnikát és az ilyen áramkörök kialakítását.

Végül egy érdekes javaslat az 50 Ω esetleges hátterére az, hogy egy koaxiális kábel, amire a belső vezető és külső árnyékolás átmérőjének aránya ránézésre „szép” (hasonlóan mint az aranymetszés az építészetben), körülbelül 50 Ω-os hullámimpedanciával rendelkezik.

Az 50 Ω elterjedtsége ellenére gyenge videójelek átvitelénél még találunk 75 Ω-os kábelt, ami a veszteségre optimális, illetve 93 Ω-os kábelt például számítógép és monitorok összekötésére. A 93 Ω-os hullámimpedanciájú kábelnél a hosszegységre eső kapacitás a legalacsonyabb, ezért nagyfrekvenciás levágási frekvenciája a legnagyobb. Emiatt a négyszögjelek is jobban, torzításmentesen kerülnek átvitelre. Még külön érdemes megvizsgálnunk, hogy miért 100 Ω-mal találkozunk az UTP kábeleknél: a probléma az, hogy egymás mellett, kis méretben, több párhuzamos kábelben, nagy távolságra szeretnénk információt továbbítani. Ebben az esetben a helyhiány miatt nem praktikus a több párhuzamosan futó koaxiális kábel használata, azonban nagy távolságok esetén az egyes vezetékdarabok áthallásával is kezdeni kell valamit. Ezért mintegy újra felfedezték az analóg telefonoknál korábban már használt sodort érpárt, hiszen erre a kiszóródó mágneses tér (és ezért az áthallás is) minimális. Erre utal az UTP elnevezése is: *Unshielded Twisted Pair*. Fentebb említettük, hogy a telefonok esetén 150 Ω volt a használt hullámimpedancia, a modern UTP vezetékekben ezt tudatosan kisebb értékre szorítják le, azért, hogy értéke az optimális 77 Ω-hoz közelebb legyen.

A fizika más területén is találkozunk impedanciaillesztéssel. Hanghullámok esetén például a fűvőhangszerek tölcseré és a vonóhangszerek „teste” gondoskodik arról, hogy a rezgő síp vagy húr hatékonyan gerjesszen hanghullámokat. Hasonlóan, a hangszórók, hangosbeszélők kialakítása is hangot keltő rezgő membrán és a levegő közötti energiaátadást szolgálja. Az orvosi célú ultrahangvizsgálatoknál alkalmazott zselé azt a célt szolgálja, hogy az ultrahangos készülék adóvevője és az emberi test között ne legyen a

¹ http://www.highfrequencyelectronics.com/Archives/Jun07/HFE0607_Editorial.pdf
<http://www.rfcafe.com/references/electrical/history-of-50-ohms.htm>
<http://www.microwaves101.com/encyclopedia/why50ohms.cfm>
http://en.wikipedia.org/wiki/Coaxial_cable



4. ábra. A szövegben leírt mérési feladatokhoz tartozó elrendezések. a) Annak bemutatása, hogy miért szükséges koaxiális kábelt használni, b) a kábelvégi reflexió bemutatására szolgáló elrendezés.

levegő jelenléte miatti impedanciaillesztetlenség. Az emberi középfül csontjai pedig a dobhártya és a folyadékkal töltött belső fül között látnak el impedanciaillesztő szerepet.

Optikában a közösítéses üveg vagy szemüvegek felületéről fellépő visszaverődés közismert jelenség. Ezt úgynevezett antireflexiós rétegekkel meg lehet szüntetni, ami szintén egy példa az impedanciaillesztésre. A visszaverődés oka, hogy a levegő-üveg határon a törésmutató ugrásszerűen változik, a visszavert hullám r amplitúdóját a jól ismert Fresnel-formula írja le, ami merőleges beesésre a következő alakot ölti:

$$r = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}, \quad (9)$$

ahol n_1 és n_2 a két határos közeg törésmutatója. Nem véletlen, hogy ez nagyfokú hasonlóságot mutat cikünk második részében bemutatandó kábelvégijel-reflexiók kifejezéssel.

Mechanikában az impedanciaillesztés problémájával analóg az a jelenség, hogy testek rugalmas ütközésekor az energiaátadás egyenlő tömegű testek között a maximális, amit jól szemléltet a *Newton-bölcső*. A mechanikai hullámok visszaverődésének szerepe van még robbanóanyagok alkalmazásánál és a különösen nagy rezgésnek kitett eszközök csillapítása esetében is.

Még egyenáramú hálózatok esetén is találkozhatunk impedanciaillesztéssel: jól ismert tény, hogy egy

adott belső ellenállású telepből egy terhelő ellenálláson akkor vehetjük ki a maximális teljesítményt, ha a terhelés ellenállása megegyezik a telep belső ellenállásával.

Kísérletek a kábelbeni hullámjelenségek bemutatására

A kísérletekhez egy 10 MHz-es jelgenerátorra, 10 MHz-es oszcilloszkópra és 10-20 méter BNC-csatlakozós, 50 Ω -os kábelre lesz szükségünk (legelterjedtebb az RG58 típus). Az ilyen frekvenciára képes jelgenerátorok kimeneti impedanciája 50 Ω , amit a kimeneti felirat jelez általában. A legtöbb oszcilloszkóp bemeneti impedanciája 1-10 M Ω , ami a mérésre megfelelő, tehát nem szükséges 50 Ω -os bemenetű nagyfrekvenciás oszcilloszkóp.

Első lépésként mutassuk be, hogy a koaxiális kábelek miért szükségesek a nagyfrekvenciás jelek továbbításához! Az összeállítást a 4.a ábra mutatja. Ehhez 10 MHz-et állítunk be a jelgenerátoron, és az ábrán látható módon kössük össze az oszcilloszkóppal, azaz két közösítéses szigetelt rézdróttal, amelyeket banán BNC-csatlakozó segítségével csatlakoztatunk. Azt fogjuk tapasztalni, hogy az oszcilloszkóp által mért jel erősen függ attól, hogy a rézdrótok egymáshoz képest miként helyezkednek el. A kezünket közel mozgatva is hatást fogunk találni, és a rézdrótok közepét vízbe (még inkább sós vízbe) merítve is komoly változást találunk az átvitt jelben. Ügyeljünk

arra, hogy a víz ne teremtsen galvanikus kapcsolatot a két rézdrót között, mert a kísérlet lényege, hogy a víz, mint dielektrikum is befolyásolja a drótok körüli elektromágneses tér eloszlását és ezen keresztül az átvitt jelet. Ez a kísérletsorozat jól szemlélteti, hogy miért is van szükség koaxiális kábelekre, amelyeket alkalmazva az átvitt jel nagysága nem függ a külső környezettől.

A következőkben a kábel végéről történő visszaverődést szemléltetjük, egyben megmérjük a kábelbeni jelterjedés sebességét, azaz a kábelbeni fénysebességet. A mérési elrendezést a 4.b ábra mutatja. Az oszcilloszkópon a jelgenerátor kimenő frekvenciájának függvényében vizsgáljuk a mért feszültséget, miközben egy hosszabb BNC-kábel is rá van csatlakoztatva, aminek végét különbözőképpen zárjuk le. A jelgenerátor kimenő feszültségét jelölje V_{gen} , a kábel hosszát l . Azt fogjuk találni, hogy amikor a kábel végén szakadás vagy rövidzár van, az oszcilloszkópon mért jel frekvenciafüggő lesz. Amennyiben 50Ω -mal zárjuk le, úgy frekvenciafüggetlen jelet találunk. A másik két esetben a 3. ábrán bemutatottakat figyelhetjük meg. A kábelbeni hullámhossz $\lambda_k = c_k/f$, ahol c_k a kábelbeni fénysebesség (a szokásos kábelekre $c_k \approx 0,65 c_0$).

Amennyiben a kábel végén szakadás van, az oszcilloszkópon (közel) 0, ha a kábel hossza a $\lambda_k/4$ páratlan, illetve V_{gen} feszültséget találunk, ha a negyedhul-

lámhossz páros (a 0-t is beleértve) számú többszöröse. Ha a kábel végén rövidzár van, akkor pont fordítva, azaz az oszcilloszkópon V_{gen} , illetve (közel) 0 feszültséget találunk, ha a kábel hossza $\lambda_k/4$ páratlan, illetve páros számú többszöröse.

Ez a feladat több mindenre felhasználható: például ismert hosszúságú kábel esetén segítségével a kábelbeni fénysebesség mérhető, majd ezután ismeretlen kábel hosszának meghatározására is használható. A feladat során – amennyiben rendelkezésre áll – célszerű a jelgenerátor triggerkimenetéről triggerelni az oszcilloszkópot azért, hogy stabil jelalakokat figyelhessünk meg, még akkor is, amikor az oszcilloszkópon kis jeleket mérünk. Ha 10 MHz-es jelgenerátorunk van, az első minimum méréséhez legalább 5 m-es kábel szükséges.

A következő részben bemutatjuk a kábel végéről történő visszaverődések egzakt tárgyalását, valamint példát mutatunk a gyakorlatban is alkalmazott, nem rezisztív, kábelvégi lezárásra, amit többek között magmágnesesrezonancia-spektroszkópiában használunk.

Ajánlott és felhasznált irodalom

Budó Ágoston: *Kísérleti fizika II. – Elektromosságtan és mágnességtan*. Nemzeti Tankönyvkiadó, Budapest (1997)

Simonyi Károly: *Elméleti villamosságtan*. Tankönyvkiadó, Budapest (1967)

David M. Pozar: *Microwave Engineering*. (4th ed.) Wiley (2011)

A CSAPBÓL IS RÉSZECSEKEFIZIKA FOLYIK?

Oláh Éva Mária – Bálint Márton Általános és Középiskola, Törökbálint
Fülöp Csilla – Madách Imre Gimnázium, Budapest

Középiskolás fizikatanárként azt szeretnénk körüljárni, hogy a mai 14–18 éves diákoknak milyen lehetőségei vannak részecskefizikát tanulni tanórai, vagy bármilyen más keretek között. Először megvizsgáljuk, hogy napjainkban mi a helyzet a keret-, illetve a helyi tantervek terén.

Köszönjük Horváth Dezsőnek, Lévai Péternek és Varga Dezsőnek, valamint iskoláink igazgatóinak, hogy segítették és támogatták munkánkat, lehetőséget nyújtottak a programok szervezésében, lebonyolításában. A tanulmány elkészítését a Magyar Tudományos Akadémia Tantárgy-pedagógiai Kutatási Programja támogatta.



Oláh Éva Mária a Bálint Márton Általános és Középiskola fizikatanára és a MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont dolgozója. Az ELTE Fizika Doktori Iskolájában szerzett PhD fokozatot, kutatási területe a részecskefizika tanítása középiskolában. A CERN-i fizikatanár-továbbképzés szervezője és előadója, tagja az ELFT elnökségének és a Szilárd Leó fizikaverseny versenybizottságának. Elismerései: 2015-ben MTA Pedagógus Kutatói Pályadíj; 2016-ban EMMI Bonus Bona, A nemzet tehetségéért díj.

Részecskefizika a tantervekben és az érdeklődés középpontjában

Az Oktatási Hivatal kétféle tantervet ajánl. A felmérések szerint az iskolák többsége a „B” kerettantervet választja. Ebben a tantervben konkrét részecskefizikai fogalmak egyáltalán nem szerepelnek, csak általánosságban írja le azt, hogy ismertessük a diákokkal az atommag szerkezetét. Az „A” kerettantervben ugyan szerepel a kvark kifejezés, de csak így, önmagában.



Fülöp Csilla az ELTE TTK-n szerzett matematika-fizika-angol szaktanári szakos diplomát. A közoktatás széles skáláján szerzett tanári tapasztalatot: egy angliai magániskolában, főiskolai vezetőtanárként, reál hatosztályos és humán elitgimnáziumban, valamint szakközépiskolában. Érdeklődési területe az informális fizikaoktatás és a „hands-on, minds-on” didaktika. Doktori értekezését 2018-ban védte meg az ELTE-n.