

# A MAXWELL-EGYENLETEK INTEGRÁLIS ALAKJA IDŐBEN VÁLTOZÓ FELÜLETEK ESETÉN – II. RÉSZ

Gnädig Péter  
ELTE Fizikai Intézet

Cikkünk I. részében megmutattuk, hogy a Maxwell-egyenletek integrális alakja időben változó felületek, illetve azok mozgó határgörbéje esetén az alábbi módon néz ki:

$$\oint_{\Gamma(t)} [\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{v}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)] d\mathbf{r} =$$

$$= - \frac{d}{dt} \int_{S(t)} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{F}. \quad (\text{I. 3''})$$

illetve

$$\oint_{\Gamma(t)} \left( \mathbf{B} - \frac{1}{c^2} \mathbf{v} \times \mathbf{E} \right) d\mathbf{r} =$$

$$= \mu_0 \int_{S(t)} (\mathbf{j} - \mathbf{q} \mathbf{v}) d\mathbf{F} + \frac{d}{dt} \int_{S(t)} \frac{1}{c^2} \mathbf{E} d\mathbf{F}. \quad (\text{I. 13})$$

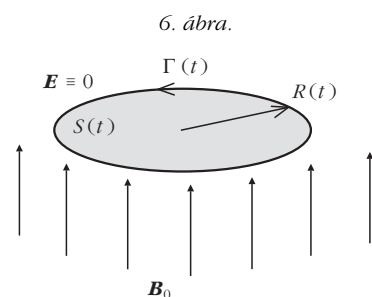
A fenti egyenletekben  $\mathbf{v}$  a felületi pontok, illetve a határgörbe pontjainak sebessége, ami általában a hely és az idő függvénye.

Néhány példa

A továbbiakban néhány egyszerű (és kevésbé egyszerű) példán keresztül bemutatjuk az indukciótörvény és a gerjesztési törvény időben változó felületekre történő alkalmazását.

1. példa

Homogén mágneses mezőben, az indukcióvektor síkjára merőlegesen egy kör alakú vezeték található. A körvezető sugara időben változik, valamilyen  $R(t)$  függvény szerint (6. ábra). Mekkora az indukált fe-



szükség az ábrán látható irányítottságú  $\Gamma(t)$ -nek megfelelő előjelválasztással?

Az indukciótörvény integrális alakja szerint

$$U_{\text{ind.}} = \oint_{\Gamma(t)} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \, d\mathbf{r} = - \frac{d}{dt} \int_{S(t)} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \, d\mathbf{F} =$$

$$= - \frac{d}{dt} (R^2(t) \pi B_0) = -2 R(t) \pi \cdot B_0 \cdot \frac{dR(t)}{dt}.$$

Ugyanezt az eredményt kapjuk, ha a körintegrált értékeljük ki:

$$\oint_{\Gamma(t)} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \, d\mathbf{r} = \oint_{\Gamma(t)} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) \, d\mathbf{r} =$$

$$= -2 R(t) \pi \cdot B_0 \cdot \frac{dR(t)}{dt}.$$

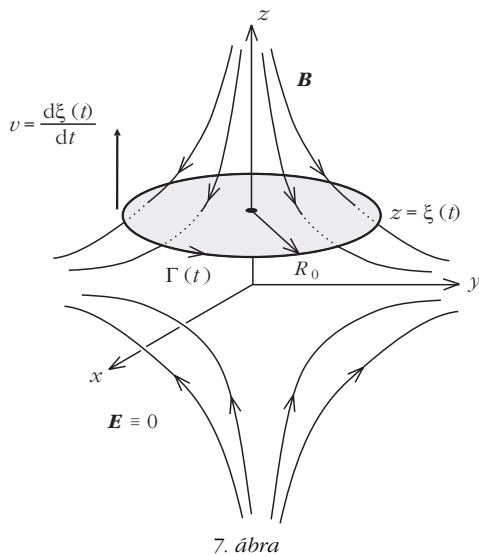
(A negatív előjel a görbe irányításából ered.)

### 2. példa

Mozogjon egy  $R_0$  sugarú, kör alakú vezető a

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = (kx, ky, -2kz)$$

magnetosztatikus kvadrupólmezőben a  $z$  tengely mentén (7. ábra), arra merőlegesen ( $k$  egy konstans).



7. ábra

A körvezető síkjának helyzetét jellemezze a  $z = \xi(t)$  függvény, ekkor a vezető minden darabkájának sebessége  $z$  tengely irányú és

$$v = \frac{d\xi(t)}{dt}$$

nagyságú.

A mágneses fluxus most

$$\Phi(t) = \int_{z=\xi(t)} \mathbf{B}(\mathbf{r}) \, d\mathbf{F} = B_z(z = \xi(t)) \cdot R_0^2 \pi =$$

$$= -2 k R_0^2 \pi \xi(t),$$

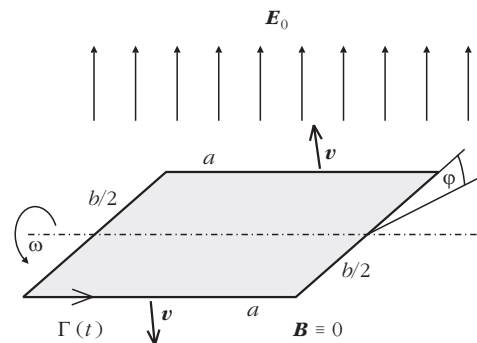
az indukált feszültség pedig

$$U_{\text{ind.}} = - \frac{d\Phi(t)}{dt} = 2 k R_0^2 \pi \frac{d\xi(t)}{dt},$$

és ez megegyezik a  $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$  körintegráljával.

### 3. példa

Forgassunk egy  $a$  és  $b$  oldalélű, téglalap alakú keretet homogén elektromos mezőben az  $\mathbf{E}_0$  térerősségre merőleges tengely körül  $\omega$  szögsebességgel, a 8. ábrán látható módon. A vizsgált térrészben nincs mágneses mező, áramok sem folynak és (kiegyenlítetlenül) töltések sincsenek jelen.



8. ábra

Hogyan alkalmazható a gerjesztési törvény a mozgó téglalagra? Amikor a lap normálvektora  $\varphi = \omega t$  szög zár be az elektromos térerősséggel, az elektromos fluxus

$$\Psi(t) = a b E_0 \cos(\omega t),$$

ennek időderiváltja pedig

$$\frac{d\Psi(t)}{dt} = -a b E_0 \omega \sin(\omega t)$$

lesz. Az (I. 13) egyenlet mindkét oldalán csak az  $\mathbf{E}$ -t tartalmazó tagok adnak járulékot, és azok egyenlők, hiszen

$$- \oint_{\Gamma(t)} (\mathbf{v} \times \mathbf{E}) \, d\mathbf{r} =$$

$$= - \left( a \frac{b}{2} \omega \sin(\omega t) + a \frac{b}{2} \omega \sin(\omega t) \right) E_0 =$$

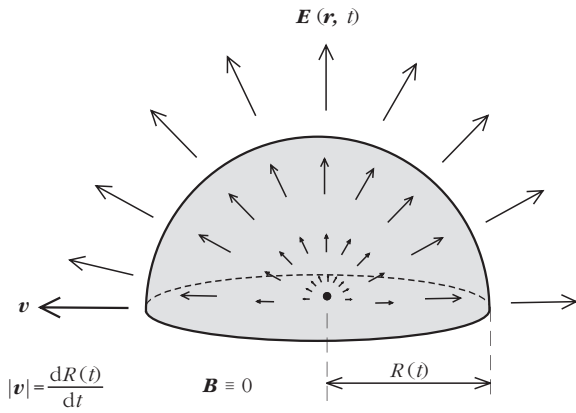
$$= \frac{d\Psi(t)}{dt}.$$

### 4. példa

Egy  $R_0$  sugarú gömb belsejében legyen homogén, de időben változó sűrűségű töltéseloszlás:

$$\rho(\mathbf{r}, t) = f(t).$$

A töltéssűrűség csak úgy tud időben változni, ha elektromos áramok folynak. Összhangban van a töltésmegmaradással például a



9. ábra

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{3} \mathbf{r} \frac{df(t)}{dt}$$

gömb-szimmetrikus áramsűrűség, mert teljesíti a

$$\operatorname{div} \mathbf{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$$

kontinuitási egyenletet.

A gömb-szimmetrikus, homogén töltéseloszlás elektromos tere is jól ismert, az is gömb-szimmetrikus:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{3 \epsilon_0} \cdot \mathbf{r} \cdot f(t) \quad (r < R_0).$$

Vizsgáljuk meg, hogyan teljesül a gerjesztési törvény integrális alakja egy időben változó  $R(t)$  sugarú félgömbre, amelynek középpontja a töltéseloszlás középpontjával esik egybe, és  $R(t) < R_0$  (9. ábra).

(I. 13) bal oldalán a vonalintegrálok eltűnnek, hiszen  $\mathbf{B} \equiv 0$  és  $\mathbf{E}$  párhuzamos  $\mathbf{v}$ -vel. Az elektromos fluxus a szimmetrikus elrendezés miatt könnyen számolható:

$$\begin{aligned} \Psi(t) &= \frac{1}{3 \epsilon_0} \cdot R(t) f(t) \cdot 2 \pi R^2(t) = \\ &= \frac{1}{\epsilon_0} \cdot f(t) \cdot \frac{2 \pi}{3} R^3(t), \end{aligned}$$

vagyis

$$\begin{aligned} \frac{d\Psi(t)}{dt} &= \frac{1}{\epsilon_0} \frac{df(t)}{dt} \frac{2 \pi}{3} R^3(t) + \\ &+ \frac{1}{\epsilon_0} \frac{dR(t)}{dt} 2 \pi R^2(t) \cdot f(t). \end{aligned}$$

Másrészt igaz, hogy

$$\int_{S(t)} \mathbf{j} d\mathbf{F} = -\frac{1}{3} R(t) \frac{df(t)}{dt} \cdot 2 \pi R^2(t),$$

illetve

$$-\int_{S(t)} \rho \mathbf{v} d\mathbf{F} = -f(t) \cdot \frac{dR(t)}{dt} 2 \pi R^2(t),$$

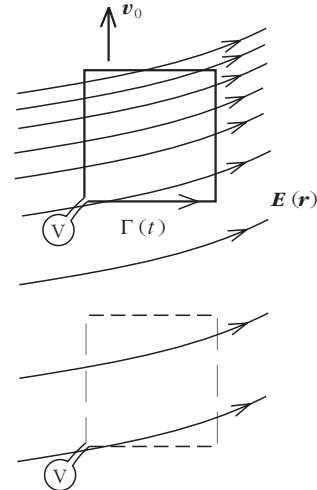
tehát (I. 13) jobb oldalán is *nulla* a tagok összege.

### 5. példa

Írásunk I. részében említettük, hogy az (I. 13) egyenlet bal oldalán szereplő integrandus értelmezhető úgy is, mint a  $\Gamma(t)$  görbével együtt mozgó megfigyelő által észlelt

$$\mathbf{B}' = \mathbf{B} - \frac{1}{c^2} \mathbf{v} \times \mathbf{E}$$

mágneses mező. Amennyiben ez a mező (pontosabban a belőle számítható mágneses fluxus) időben változik, akkor a mozgó kontúrra fektetett (mondjuk téglalap alakú) vezető keretben elektromos körfeszültség jön létre, és ez egy voltmérővel kimutatható (10. ábra).



10. ábra

A mágneses fluxus a vezető keret területével, a keret sebességével és az elektromos térerősség átlagértékével arányos. A mágneses fluxus időbeli változását okozhatja az, ha az elektromos mező sztatikus ugyan, de *inhomogén*, hiszen ilyenkor az *egyenletes sebességgel* mozgó keret egyre erősebb (átlagos) elektromos térbe kerül, amint azt a 10. ábra mutatja. A kerettel együtt  $v_0$  sebességgel mozgó voltmérő feszültséget mér, tehát azt mutatja, hogy az elektromos mező örvényes, *nem konzervatív*. Ez még akkor is megeshet, ha az eredeti koordináta-rendszerben az elektromos térerősség időtől független, konzervatív (tehát elektrosztatikus) mező volt, és mágneses tér egyáltalán nem volt jelen.

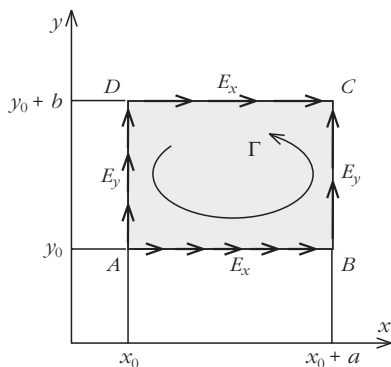
Tekintsünk egy konkrét, könnyen végigszámolható példát! Legyen a keret egy  $a \times b$  területű téglalap, amely a  $z = 0$  síkban a 11. ábrán látható helyzetben található egy elektrosztatikus kvadrupólmezőben:

$$E_x = \lambda \cdot y,$$

$$E_y = \lambda \cdot x, \quad (15)$$

$$E_z \equiv 0 \quad (\lambda = \text{állandó}).$$

Ez a mező forrásmentes ( $\operatorname{div} \mathbf{E} = 0$ ) és örvénymentes ( $\operatorname{rot} \mathbf{E} = 0$ ), tehát jogosan mondhatjuk, hogy a vizsgált



11. ábra

térrészben sem mágneses mező, sem áramok, sem pedig elektromos töltések nincsenek jelen. (A (15) képletekkel megadott elektromos mező a  $\Phi(x, y) = -\lambda \cdot xy$  potenciálfüggvény negatív gradienseként állítható elő, és  $\Phi(x, y)$  kielégíti a homogén Laplace-egyenletet.)

Ha erre a – most még nyugalomban levő – keretre kiszámítjuk az elektromos térerősség körintegrálját, természetesen nullát kell kapjunk. Az ábrán az elektromos térerősségnek csak azt a komponensét tüntettük fel, amelyik az integrálás során járulékot ad:

$$\int_A^B \mathbf{E} \, d\mathbf{r} = \int_{x_0}^{x_0+a} E_x(y = y_0) \, dx = \lambda y_0 a, \quad (16)$$

$$\int_C^D \mathbf{E} \, d\mathbf{r} = \int_{x_0+a}^{x_0} E_x(y = y_0 + b) \, dx = -\lambda (y_0 + b) a, \quad (17)$$

$$\int_B^C \mathbf{E} \, d\mathbf{r} = \int_{y_0}^{y_0+b} E_y(x = x_0 + a) \, dy = \lambda (x_0 + a) b, \quad (18)$$

$$\int_D^A \mathbf{E} \, d\mathbf{r} = \int_{y_0+b}^{y_0} E_y(x = x_0) \, dy = -\lambda x_0 b. \quad (19)$$

Látható, hogy a téglalap szemközti oldalélei mentén vett integrálok – a mező inhomogenitása miatt – nem ejtik ki egymást, sem (16) és (17) összege, sem pedig (18) és (19) összege *nem nulla*, a teljes körintegrál azonban – összhangban a mező konzervatív voltával – természetesen eltűnik.

Mozogjon most a keret egyenletes  $v_0$  sebességgel az  $y$  tengely irányában! A kerettel együtt mozgó rendszerben észlelhető mágneses tér  $z$  tengely irányú (tehát az ábra síkjára merőleges), és

$$B'(t) = \frac{v_0 E_x}{c^2} = \frac{\lambda v_0}{c^2} (y_0 + \Delta y + v_0 t)$$

nagyságú, ahol  $\Delta y$  a vizsgált pontnak a keret alsó szélétől mért távolsága. Eszerint a keretben indukálódó körfeszültség

$$U = - \frac{\Delta B'(t)}{\Delta t} \cdot a b = -\lambda \frac{v_0^2}{c^2} \cdot a b. \quad (20)$$

(Az utolsó lépésben kihasználtuk, hogy  $B'(t)$  nagysága ugyan helyfüggő, de az időegységre eső változási sebessége a keret minden pontjában ugyanakkora.)

Azt a – talán meglepő – eredményt kaptuk, hogy egy konzervatív elektrosztatikus mezőben is indukálódhat feszültség, ha a zárt görbe mozog ebben az (inhomogén) mezőben. Tehát az a tulajdonság, hogy egy elektromos erőter konzervatív-e vagy sem *nem abszolút*, hanem a megfigyelő mozgásállapotától függ, még akkor is, ha mindkét megfigyelő inerciarendszerben foglal helyet, tehát egymáshoz képest egyenletes sebességgel mozognak.

Tanulságos lehet ezt a kérdést másik oldalról, a vezetővel együtt mozgó vonatkoztatási rendszerből is megvizsgálni. Ehhez a tér- és időkoordináták, valamint az elektromos és mágneses térerősségek korrekt relativisztikus transzformációs képleteit kell alkalmaznunk. Ha „vesszős” szimbólumokkal jelöljük a keret nyugalmi rendszerének koordinátáit és térerősségkomponenseit, akkor a megfelelő képletek:

$$x = x', \quad y = \frac{y' + v_0 t'}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}, \quad t = \frac{t' + v_0 \frac{y'}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}},$$

valamint

$$E'_x = \frac{E_x}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}, \quad E'_y = E_y.$$

(Az utolsó sorban kihasználtuk, hogy a „vesszőtlen” rendszerben nincs mágneses tér,  $\mathbf{B} \equiv 0$ .) A fenti képletek és (15) alapján kiértékelhetjük a keret négy oldalán az elektromos térerősség integráljait a vesszős rendszerből is egy adott (mondjuk  $t' = 0$ ) pillanatban:

$$\int_A^B \mathbf{E}' \, d\mathbf{r}' = \int_{x_0}^{x_0+a} E'_x(y' = y'_0) \, dx' = \lambda \frac{y'_0}{1 - \frac{v_0^2}{c^2}} a, \quad (16')$$

$$\int_C^D \mathbf{E}' \, d\mathbf{r}' = \int_{x_0+a}^{x_0} E'_x(y' = y'_0 + b) \, dx' = -\lambda \frac{y'_0 + b}{1 - \frac{v_0^2}{c^2}} a, \quad (17')$$

$$\int_B^C \mathbf{E}' d\mathbf{r}' = \int_{y'_0}^{y'_0+b} E'_y(x=x_0+a) dy' = \lambda(x_0+a)b, \quad (18')$$

$$\int_D^A \mathbf{E}' d\mathbf{r}' = \int_{y'_0+b}^{y'_0} E'_y(x=x_0) dy' = -\lambda x_0 b. \quad (19')$$

(16') és (17') összege a tér inhomogenitása miatt most sem nulla, de az összeg még egy  $1/(1-v_0^2/c^2)$ -es tényezőt is tartalmaz a vesszőtlen rendszerbeli járulékokhoz képest. Ez a tényező két helyről származik: a mozgásirányú térkoordináta Lorentz-kontrakciós faktorából és a mozgásirányra merőleges elektromos térerősségek komponens transzformációs szabályából ered. Ugyanilyen tényezők a (18') és (19') integrálokban nem jelennek meg, mert ott a mozgásirányra merőleges térkoordináta és az elektromos térerősség mozgásirányú komponense szerepel, ezek egyike sem transzformálódik.

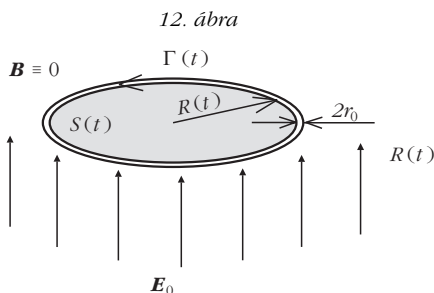
Látható, hogy a körintegrálban szereplő 4 tag kényes egyensúlya a mozgó rendszerben már nem teljesül, és végül a voltmérő által mutatott feszültségre

$$U = \int_A^B \mathbf{E}' d\mathbf{r}' + \int_C^D \mathbf{E}' d\mathbf{r}' + \int_B^C \mathbf{E}' d\mathbf{r}' + \int_D^A \mathbf{E}' d\mathbf{r}' = -\lambda \frac{ab}{1-\frac{v_0^2}{c^2}} + \lambda \cdot ab \approx -\lambda \frac{v_0^2}{c^2} \cdot ab$$

adódik, összhangban (20)-szal. (Az utolsó lépésben elhanyagoltuk  $v_0^2/c^2$ -et az 1 mellett, korábban pedig nem törődünk a keret  $b$  méretének Lorentz-kontrakciós tényezőjével; ezek a közelítések a korábbi megfontolásaink pontosságával összhangban állnak.) Reális adatok mellett  $U$  igen kicsi érték, de elvben mérhető.

## 6. példa

Befejezésként vizsgáljuk meg az 1. példában szereplő elrendezés elektromos megfelelőjét! Homogén elektromos mezőben, a térerősségre merőleges síkban egy kör alakú  $\Gamma$  görbe található. Legyen ez a görbe – korábbi példáinktól eltérően – nem csupán matematikai absztrakció, hanem valamilyen módon



12. ábra

megvalósított fizikai realitás. Ez lehet például egy vékony,  $2r_0$  átmérőjű cső, amelyet kör alakra hajlítunk, tehát egy *tóruszt* hozunk létre belőle. A tórusz középkörének sugara időben változzék valamilyen  $R(t)$  függvény szerint (12. ábra); a változtatás technikai megvalósításával itt most nem foglalkozunk.

A „mágneses körfeszültséghez” csak az elektromos fluxus időbeli változása ad járulékot:

$$U_{\text{mágn.}} = \oint_{\Gamma(t)} \left( \mathbf{B} - \frac{1}{c^2} \mathbf{v} \times \mathbf{E} \right) d\mathbf{r} = \frac{1}{c^2} \frac{d}{dt} \int_{S(t)} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{F} = \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{c^2} R^2(t) \pi E_0 \right) = 2 R(t) \pi \cdot E_0 \cdot \frac{1}{c^2} \frac{dR(t)}{dt}.$$

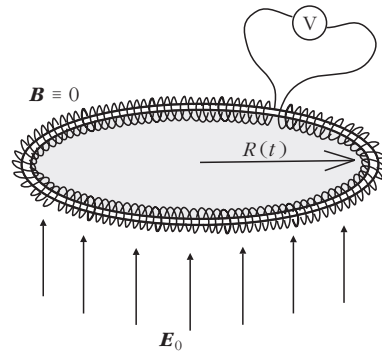
$U_{\text{mágn.}}$ -t (pontosabban annak időbeli változását) ki is lehet mérni. A kérdéses mennyiség a táguló körvonal egyes darabkáival együtt mozgó megfigyelő által észlelt  $\mathbf{B}'$  mágneses indukció körintegrálja:

$$U_{\text{mágn.}} = \oint \mathbf{B}'(t) d\mathbf{r} = |\mathbf{B}'(t)| \cdot 2\pi R(t),$$

ahonnan a mágneses térerősség:

$$B'(t) = |\mathbf{B}'(t)| = \frac{1}{c^2} \cdot E_0 \cdot \frac{dR(t)}{dt}.$$

(Feltételezzük, hogy  $r_0 \ll R(t)$ , emiatt  $B'$  hely szerinti változásától a tórusz belsejében eltekinthetünk.)



13. ábra

Ha a táguló, időben változó középkör-sugarú tóruszra  $N$  menetes tekercset csévélünk (13. ábra), és lehetővé tesszük, hogy a menetek távolsága követni tudja  $R(t)$  változását, akkor a tekercsben összesen

$$\Phi(t) = N \cdot B'(t) \cdot r_0^2 \pi = N \cdot \frac{r_0^2 \pi}{c^2} \cdot E_0 \cdot \frac{dR(t)}{dt}$$

lesz a mágneses fluxus. Úgy véljük, hogy a mágneses fluxus változása – Faraday törvénye szerint – galvanométerrel mérhető feszültséget eredményez:

$$U_{\text{elektr.}} = - \frac{d\Phi(t)}{dt} = -N \cdot \frac{r_0^2 \pi}{c^2} \cdot E_0 \cdot \frac{d^2 R(t)}{dt^2}.$$

Reális adatok mellett  $U_{\text{elektr.}}$  itt is igen kicsi érték, de elvben mérhető.

Ugyanez a jelenség egy még jobban leegyszerűsített elrendezésben is tárgyalható. Mozgassunk egy  $r_0$  sugarú körvezetőt (a tóruszra csévelt tekercs egyetlen menetét) a saját síkjában állandó  $a_0$  gyorsulással. Ha a gyorsulásra merőlegesen, de ugyancsak a vezeték síkjában  $E_0$  nagyságú homogén elektromos mező is jelen van, akkor – a fentiek logikáját követve – a körvezetőben

$$U = \frac{a_0 E_0}{c^2} S$$

feszültség megjelenését várjuk. ( $S = r_0^2 \pi$  a körvezetőre fektetett síklap területe.) Megnyugtató lenne ezt az állítást (az 5. példában leírtakhoz hasonlóan) oly módon ellenőrizni, hogy „beleülünk” a körvezetővel együtt mozgó koordináta-rendszerbe, és ott számoljuk a (véltetően örvényessé váló) elektromos tér körintegrálját. Itt azonban egy komoly nehézséggel kerülünk szembe: a kérdéses koordináta-rendszer *nem inerciarendszer*, amelyben a Maxwell-egyenletek nem a megszokott alakban érvényesek. A probléma elemzése az általános relativitáselmélet keretei között végezhető csak el, ez azonban meghaladja a cikk eredeti célkitűzéseit és a szerző ez irányú felkészültségét.

## Összefoglalás

Az elektrodinamika törvényei differenciális és integrális alakban is megfogalmazhatóak, és az utóbbi leírás még akkor is lehetséges, ha a mágneses és elektromos fluxust időben változó felületekre számítjuk ki. Ennek azonban ára van: a vonalintegrálokban nem csak az egyik térerősség szerepel, hanem – a mozgás miatt – megjelenik a mágneses, illetve elektromos „Lorentz-erő” járuléka is; a gerjesztési törvényben pedig az áramok számításánál a töltéshordozók felülethez viszonyított (relatív) sebességével kell számolnunk.

Az integrális Maxwell-egyenletek (I. 3'') és (I. 13) alakjának levezetésénél sehol nem használtuk ki, hogy

a felület sebessége milyen nagyságú a fénysebességhez viszonyítva, tehát az egyenletek akár relativisztikus sebességeknél is alkalmazhatóak. (A körintegrálok körfeszültségként, tehát munkavégzésként való értelmezése azonban már csak kvázistacionárius közelítésben vihető végig. Ugyancsak problematikus az „együtt mozgó” koordináta-rendszerek használata, ha túl akarunk lépni a Galilei-transzformáció keretein.)

Felmerül a kérdés: mi lehet az oka annak, hogy amíg a Faraday-féle indukciótörvényt minden tankönyv és elektrodinamika kézikönyv megfogalmazza időben változó felületekre is, addig a gerjesztési törvény megfelelő alakjáról nem tesznek említést. Feltehetően az elektromos töltés létezése és a mágneses monopólus hiánya okozza ezt az aszimmetriát.

Az időben változó helyzetű zárt görbe mentén mozgásba hozható elektronok fizikailag megvalósítható helyzetet írnak le (például egy villanymotor forgórészét), és létezik olyan műszer (a voltmérő), amely mérni tudja a teljes elektromotoros erő körintegrálját, vagyis a körfeszültséget.

Ha léteznének mágneses monopólusok, amelyek valamilyen „mágneses vezetékben” mozogni tudnának, és lenne olyan műszerünk („mágneses voltmérő”), amelyik a teljes „magnetomotoros erő” körintegrálját, vagyis a mágneses körfeszültséget mutatná, akkor – véltetően – a kézikönyvek ugyanolyan részletességgel tárgyalnák a gerjesztési törvény általános megfogalmazását, mint a mai könyvek az indukciótörvényt. A tapasztalat szerint azonban nem ez a helyzet! A mágneses monopólusok – mai tudásunk szerint – *nem léteznek* a Természetben, emiatt a mágneses körfeszültség direkt módon nem, csak közvetett úton mérhető.

## Köszönetnyilvánítás

A cikkben leírt problémakör vizsgálatát *Koppa Pállal* (BME) folytatott eszmecsere indította el. A részleteket több kollégámmal megvitatam, és közben lehetőségem nyílt a megfogalmazás finomítására. Különösen hálás vagyok *Hraskó Péternek* (PTE) a hosszas, alapos diszkusszióért és értékes tanácsaiért, valamint *Szabados Lászlónak* (Wigner FK) és *Etesi Gábornak* (BME) az általános relativitáselmélet és az elektrodinamika kapcsolódási pontjainak elemzéséért.



Tanítsd meg diákjaidnak!  
Töltsd le!  
Nézzed meg!  
Mutasd meg másoknak!

Hogyan  
érkezett  
a Curiosity  
a Marsra?

**VAN ÚJ A FÖLD FELETT**

Keress a [fizikaiszemle.hu](http://fizikaiszemle.hu) mellékletek menüpontjában!