

PÁRHUZAMOS ELEKTROMOS VEZETŐK MÁGNESES TERÉNEK SZÁMÍTÁSÁRÓL

2. rész

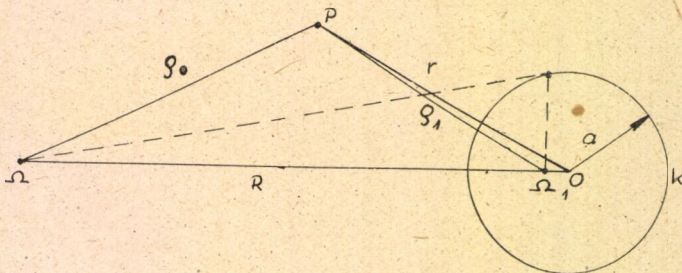
FREUD GÉZA és SZILVAY GÉZÁNÉ

Összefoglalás

Két párhuzamos körkeresztmetszetű vezetőlől álló vezetők önindukcióját a (24) képlet szolgáltatja. A számítás során a szerzők feltételezik, hogy az egyes vezetők az árameloszlás radiálisan szimmetrikus, ami teljesül, ha a vezetők elég messze vannak egymástól, vagy a frekvencia nem túl nagy. A számítás során tekintetbevétték a vezető-hengerek mágnesesződésének befolyását.

Bevezetés

Röviden áttekintjük a dolgozat első részében közölt eredményeket, melyeket számításainknál később felhasználunk. Meg kell jegyeznünk, hogy



1. ábra

az előzőekben Gauss-féle mértékrendszerben számoltunk, most pedig képleteinket MKS egységekben adjuk meg.¹

Az a sugarú μ_1 permeabilitású V vezetőhenger tengelyétől R távolságban I intenzitású vonalszerű áram folyik. A hengeren kívül a teret μ_0 permeabilitású anyag tölti ki. Kimutattuk, hogy a henger mágnesesződése útján létrejött mágneses tér két vonalszerű áram I_1 és I_1^* mágneses terével helyettesíthető. Ha az I áram egyenese a V vezetőhenger k keresztmetszetszögének síkját Ω pontban metszi, akkor I_1 vonalszerű áram egyenese a keresztmetszet-

¹ A dolgozat már megjelent első felébe néhány jelölési következetlenség és pontatlanság csúszott. Ezeket most korrigáljuk.

kör síkját Ω -nak k körre vonatkozó inverz pontjában Ω_1 -ben metszi. Ω_1 -nek 0-tól való távolsága $\frac{a^2}{R}$. Az I_1^* áram a V henger tengelyében folyik. A V henger belsejében ekkor olyan a mágneses tér, mintha az egész teret μ_1 permeabilitású közeg tölténé ki és I helyén I' áram folyna. A mágneses tér vektorpotenciálja a V henger tengelyével párhuzamos és értéke V hengeren kívül

$$(1a) \quad A = -\frac{1}{2\pi} \mu_0 [I \log \varrho_0 + I_1 \log \varrho_1 + I_1^* \log r],$$

a V hengeren belül

$$(1b) \quad A' = -\frac{1}{2\pi} \mu_1 I' \log \varrho_0 + C.$$

Vezessük be az (r, φ) polárkoordinátarendszert, az 1. ábra szerint

$$(2) \quad \begin{aligned} \varrho_0 &= (R^2 + r^2 - 2Rr \cos \varphi)^{\frac{1}{2}} \\ \varrho_1 &= \left(\frac{a^4}{R^2} + r^2 - 2 \frac{a^2}{R} r \cos \varphi \right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

(1)-re teljesülnie kell a dolgozat első részének (2) és (3) egyenlőségének, valamint felhasználva (2)-t, a következő formulákat nyerjük²:

$$(3) \quad C = \frac{1}{2\pi} \mu_0 \frac{\mu_1 - \mu_0}{\mu_1 + \mu_0} I \log R = \frac{1}{2\pi} \mu_0 \xi_1 I \log R$$

és

$$(4) \quad I_1 = \frac{\mu_1 - \mu_0}{\mu_1 + \mu_0} I = \xi_1 I = -I_1^*$$

$$I' = \frac{2\mu_0}{\mu_1 + \mu_0} I = \eta_1 I.$$

A V vezetőhenger tengelyével párhuzamosan, tőle d távolságban a sugarú W vezetőhengert helyezünk el, melyben $-I$ áram folyik. A W vezető mágneses permeabilitása μ_2 , és keresztmetszete κ .

A további számítás során a tüköráramok keltette tüköráramokat is számításba vettük. Ezek középpontjai az ábra síkjában az O_n , ill. Ω_n pontok, melyeknek az utolsó inverziócentrumtól mért távolságát r_n , ill. ϱ_n -nel jelöltük, aszerint, hogy az utolsó inverziót k , vagy a κ körre végeztük. Az így nyert tüköráramok, melyek összességükben ugyanazt a mágneses teret hozták létre,

² Mint az első részben.

$$\xi_1 = \frac{\mu_1 - \mu_0}{\mu_1 + \mu_0}, \xi_2 = \frac{\mu_2 - \mu_0}{\mu_2 + \mu_0}, \eta_1 = \frac{2\mu_0}{\mu_1 + \mu_0}, \eta_2 = \frac{2\mu_0}{\mu_2 + \mu_0}$$

mint a vezetők anyagának mágneseződése, az első rész 2a, 2b táblázatában vannak összefoglalva. Az r_n , ill. ϱ_n sorozatok monoton növekedők és az a , ill. α korlát alatt maradnak, tehát a

$$\lim_{n \rightarrow \infty} r_{2n} = \lim_{n \rightarrow \infty} r_{2n+1} = r_{\infty}$$

és

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \varrho_{2n} = \lim_{n \rightarrow \infty} \varrho_{2n+1} = \varrho_{\infty}$$

határértékek léteznek.

Miután 0_n és r_n -t, illetőleg Ω_n és ϱ_n -t iterált tükrözéssel nyertük, az

$$(5) \quad r_{n+1} = \frac{a^2}{d - \frac{a^2}{d - r_{n-1}}}, \quad \varrho_{n+1} = \frac{a^2}{d - \frac{a^2}{d - \varrho_{n-1}}}$$

rekurziós formulák érvényesek. Ennek alapján az $\{r_n\}$ és $\{\varrho_n\}$ sorozatok határértéke számítható, mivel a keresett határértéket az

$$r_{\infty} = \frac{a^2}{d - \frac{a^2}{d - r_{\infty}}}, \quad \varrho_{\infty} = \frac{a^2}{d - \frac{a^2}{d - \varrho_{\infty}}}$$

formulák rendezése után nyert másodfokú egyenletek

$$\begin{aligned} dr_{\infty}^2 - r_{\infty}(d^2 - a^2 + a^2) + a^2 d &= 0 \\ d\varrho_{\infty}^2 - \varrho_{\infty}(d^2 - a^2 + a^2) + a^2 d &= 0 \end{aligned}$$

a , ill. α -nál kisebb gyökei szolgáltatják. Ugyanis az r_{∞} és ϱ_{∞} értékek a V ill. W vezető belsejébe esnek.

A továbbiakban szükségünk lesz néhány becslésre, melyet a dolgozat első részéből idézünk :

$$(6) \quad \frac{r_{\infty} - r_{n+1}}{r_{\infty} - r_{n-1}} < \left[\frac{a\alpha}{(d - r_{\infty})(d - \varrho_{\infty})} \right]^2 = q^2$$

és

$$(7) \quad \frac{\varrho_{\infty} - \varrho_{n+1}}{\varrho_{\infty} - \varrho_{n-1}} < \left[\frac{a\alpha}{(d - \varrho_{\infty})(d - r_{\infty})} \right]^2 = q^2.$$

A (6) és (7) egyenlőtlenségekből összeszorzással nyerhetjük a következő egyenlőtlenségeket :

$$(8) \quad \begin{aligned} r_{\infty} - r_{2n+1} &< (r_{\infty} - r_1) q^{2n} & n = 1, 2, \dots \\ r_{\infty} - r_{2n} &< (r_{\infty} - r_0) q^{2n} & n = 1, 2, \dots \\ \varrho_{\infty} - \varrho_{2n+1} &< (\varrho_{\infty} - \varrho_1) q^{2n} & n = 1, 2, \dots \\ \varrho_{\infty} - \varrho_{2n} &< (\varrho_{\infty} - \varrho_0) q^{2n} & n = 1, 2, \dots \end{aligned}$$

Mivel ϱ_0 és r_0 definíciószerűen 0 és ϱ_1 ill. r_1 pozitív értékek, becsléseinknek a következő formát adhatjuk:

$$(9) \quad \left. \begin{aligned} r_\infty - r_{2n+1} \\ r_\infty - r_{2n} \end{aligned} \right\} < r_\infty q^{2n}$$

$$\left. \begin{aligned} \varrho_\infty - \varrho_{2n+1} \\ \varrho_\infty - \varrho_{2n} \end{aligned} \right\} < \varrho_\infty q^{2n}.$$

Hengeres vezetékrendezések mágneses terének energiájáról

A mágneses térenergia ismert kifejezésének érvényességét akarjuk megvizsgálni, ha hengeres elrendezésről van szó. A külön vizsgálatra azért van szükség, mert a szokásos levezetés, ami az elektrodinamika kézikönyveiben megtalálható, feltételezi, hogy a mágneses térerősség $1/r^2$ nagyságrendű és a vektorpotenciál $1/r$ nagyságrendű, ezenkívül a vezetők és a környező szigetelő mágneses permeabilitását is rendszerint egyenlőnek veszik. Kimutatjuk, hogy az eredmény hengeres elrendezésre is használható, és megfontolásainkból a továbbiak szempontjából lényeges következtetéseket fogunk levonni a vektorpotenciál normálására.

Egyetlen egyenes idő áramot tartalmazó áramfonal vektorpotenciálja, ha a térben mágneseződő anyag nincs jelen

$$d\mathbf{A} = -\frac{\mu_0}{2\pi} \mathbf{i} df \log \varrho,$$

ahol ϱ jelenti a potenciálpontnak az áramfonal egyenesétől mért távolságát. Tehát a hengeres árameloszlásból származó vektorpotenciál

$$\mathbf{A} = -\frac{\mu_0}{2\pi} \int \mathbf{i} \log \varrho df,$$

ahol egy lehetséges additív állandót zérusnak választottunk. Jelöljük r -rel a potenciálpontnak egy térben rögzített, az áramfonalakkal párhuzamos egyenestől mért távolságát. Akkor³

$$\log \varrho = \log r + O\left(\frac{1}{r}\right),$$

amiből leolvasható, hogy

$$\mathbf{A} = -\frac{\mu_0}{2\pi} \log r \int \mathbf{i} df + O\left(\frac{1}{r}\right).$$

³ Az analízisben szokásos módon $O\left(\frac{1}{r}\right)$ egy $\frac{1}{r}$ nagyságrendű olyan $f(r)$ függvényt jelöl, amelyre $|rf(r)|$ egész térben korlátos marad.

hacsak az összes áramfonalak egy véges átmérőjű nyalábban helyezkednek el. A töltés megmaradása folytán ugyanannyi áram folyik előre, mint visszafelé, tehát

$$(10) \quad \int i \, df = 0$$

és így

$$(11) \quad \mathbf{A} = O\left(\frac{1}{r}\right).$$

A dolgozat első részében láttuk, hogy a vezetők mágnesezése olyan mágneses teret kelt a vezetők közt, amely páronként ellentétes előjelű, egyenlő vonalszerű áramokra bontható, ilyen módon a tetszőleges additív állandó választásával elérhető, hogy a teljes vektorpotenciál nagyságrendje is $O\left(\frac{1}{r}\right)$ legyen.

Ez általános esetben is kimutatható.

Válasszunk ki egy keresztmetszetsíkot az áramok i anyára merőlegesen; ezen a felületelemet df -fel fogjuk jelölni. Az a mágneses térenergia, amely két egymástól hosszegységnyi távolságban levő, a vezetőkre merőleges sík közti térben van tárolva

$$(12) \quad U_m = \frac{1}{2} \int \mathbf{H} \mathbf{B} \, df = \frac{1}{2} \int \mathbf{H} \operatorname{rot} \mathbf{A} \, df.$$

Felhasználva a

$$\operatorname{div} (\mathbf{A} \times \mathbf{H}) = \mathbf{H} \operatorname{rot} \mathbf{A} - \mathbf{A} \operatorname{rot} \mathbf{H}$$

összefüggést, a Gauss-tétel segítségével (12)-ből

$$(13) \quad U_m = \frac{1}{2} \int \mathbf{A} \operatorname{rot} \mathbf{H} \, df + \frac{1}{2} \sum \oint (\mathbf{A} \times \mathbf{H})_n \, dl,$$

ahol az összeg második tagjában integrálnunk kell egyrészt egy az egész síkot a vezetőnyalábtól »végtelen nagy távolságra« burkoló C_1 görbére, továbbá mindazon C_2 görbék mindkét pontjára, amelyek két oldalán a vektorpotenciált (és így a mágneses térerősséget is) két különböző analitikus kifejezés állítja elő; vagyis a vezetők határgörbéire. A C_1 görbét, mint egy rögzített a vezetők közelében levő pontból rajzolt r sugarú kör határhelyzetének tekintjük. Ha $H_{\max}(r)$ jelenti a mágneses térerősség maximumát ezen a körön, akkor tekintettel (11)-re

$$|\oint (\mathbf{A} \times \mathbf{H})_n \, df| < 2\pi r \cdot H_{\max}(r) \cdot O\left(\frac{1}{r}\right) \rightarrow 0, \text{ ha } r \rightarrow \infty.$$

A vezető és szigetelő határán a mágneses térerősség tangenciális komponense folytonosan megy át. Feltételezzük, hogy a vektorpotenciált a vezetők belsejében úgy normáltuk, hogy a vezetők kívüli tér vektorpotenciáljához folytonosan csatlakozzék. Mindkét körülményt figyelembevéve $\mathbf{A} \times \mathbf{H}$ -nak a C_2 -re merőleges komponense folytonosan megy át. Tekintettel arra, hogy a C_2 görbe két pontjára vett integrálban a normális irányítása ellentétes, a két

partra vett integrál egymást kiejti. Tehát (13)-ban a jobboldalon álló összeg zérust eredményez. Tehát (13)-ból, tekintettel arra, hogy $\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{i}$

$$(14) \quad U_m = \frac{1}{2} \int \mathbf{A} \cdot d\mathbf{f}.$$

Fenti képlet levezetésénél feltételeztük, hogy

a) a vektorpotenciál az egyes vezetők és a szigetelő határán folytonosan megy át ;

b)⁴ a vezetőktől nagy távolságra a vektorpotenciál nagyságrendje $O\left(\frac{1}{r}\right)$.

Az alábbiakban a vektorpotenciált ennek megfelelően fogjuk normálni. A mágneses térenergiát a hosszegységre eső önindukció együttthatóival, Λ -val kifejezve :

$$U_m = \frac{1}{2} \Lambda I^2 = \frac{1}{2} \int \mathbf{A} \cdot d\mathbf{f},$$

tehát

$$(15) \quad \Lambda = \frac{1}{I^2} \int \mathbf{A} \cdot d\mathbf{f}.$$

Ezt a képletet használjuk a vezeték önindukciójának számítására. Továbbiakban az egyszerűség kedvéért legyen $I = 1$.

Önindukció számítása

Nyilván elegendő a (15) integrál számítását az egyik vezetőre, pl. V -re részleteznünk. Az integráljel alatt a vektorpotenciált 3 tagra bontjuk :

$$(16) \quad \Lambda_V = \int_{(V_1)} \mathbf{A}_1 \cdot d\mathbf{f} + \int_{(V)} \mathbf{A}_2 \cdot d\mathbf{f} + \int_{(V)} \mathbf{A}_3 \cdot d\mathbf{f},$$

ahol $\mathbf{A}_1$ a V vezető saját áramától származó mágneses tér vektorpotenciálja, $\mathbf{A}_2$ a W vezetőben folyó áram által keltett mágneses tér vektorpotenciálja és végül $\mathbf{A}_3$ a V és W vezetők mágnesesződésétől származó mágneses tér vektorpotenciálja, amit a tüköráramok segítségével fejeztünk ki.

a) Λ_1 számítását arra az esetre részletezzük, amikor a radiális áramkiszorítás elhanyagolható. A vezető belsejében $\mathbf{A}_1$ -nek a

$$\Delta A_1 = \frac{d^2 A_1}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dA_1}{dr} = -\frac{1}{\pi a^2}$$

⁴ Ez a feltétel (10) következtében

$$A = C + O\left(\frac{1}{r}\right)$$

becsléssel helyettesíthető, ahol C egy állandó vektort jelent.

differenciálegyenletet kell kielégítenie, amiből

$$(17) \quad A_1 = -\frac{\mu_1}{4\pi} \frac{r^2}{a^2} + C_1.$$

A vezetőkön kívül

$$(18) \quad A_1 = -\frac{\mu_0}{2\pi} \log r.$$

Miután $r = a$ esetén (17) folytonosan megy át (18)-ba, kapjuk, hogy

$$C_1 = \frac{\mu_1}{4\pi} - \frac{\mu_0}{2\pi} \log a.$$

Ennek alapján

$$(19) \quad \int_{(V)} \mathbf{A}_1 \cdot \mathbf{i} \, df = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\mu_1}{4} - \mu_0 \log a \right).$$

Amennyiben a radiális áramkiszorítást nem hanyagoljuk el, (19) helyett az

$$(19a) \quad \int_{(V)} \mathbf{A}_1 \cdot \mathbf{i} \, df = A_{bV} - \frac{\mu_0}{2\pi} \log a$$

összefüggést nyerjük, ahol A_{bV} a V körkeresztmetszetű vezető belső önindukció együtthatója, ennek számítását illetően *Sommerfeld* [2] dolgozatára utalunk. Ha a radiális áramkiszorítást elhanyagoljuk, (19a) (19)-be megy át.

b) A W vezetőben folyó $-I = -1$ áram által közvetlenül keltett vektorpotenciál az (1b), (3), (4) alapján, tekintettel arra, hogy W vezető tengelye a V vezető tengelyétől d távolságra van,

$$A_2 = \frac{1}{2\pi} \mu_1 \eta_1 \log \varrho_0 - \frac{1}{2\pi} \mu_0 \xi_1 \log d.$$

Ebből

$$(20) \quad \int_{(V)} \mathbf{A}_2 \cdot \mathbf{i} \, df = \frac{1}{2\pi} \mu_1 \eta_1 \int_0^a \mathbf{i}(r) \cdot r \, dr \int_{-\pi}^{+\pi} \log \varrho_0 \, d\varphi - \frac{1}{2\pi} \mu_0 \xi_1 \log d$$

Az első tagban a belső integrál értéke r -től független:

$$(21) \quad \int_{-\pi}^{+\pi} \log \varrho_0 \, d\varphi = 2\pi \log d.$$

Tekintettel arra, hogy

$$\int_0^a \mathbf{i}(r) \cdot 2\pi r \cdot dr = \int_{(V)} \mathbf{i} \, df = 1$$

(20) és (21)-ből kapjuk, hogy

$$(22) \quad \oint_{(V)} \mathbf{A}_2 \mathbf{i} \, df = \frac{1}{2\pi} (\mu_1 \eta_1 - \mu_0 \xi_1) \log d = \frac{\mu_0}{2\pi} \log d.$$

(V. ö. 2. lábjegyzet.)

(19a), ill. (19) és (22) összege kiegészítve a W vezetőre vonatkozó megfelelő tagokkal, szolgáltatja a párhuzamos vezetők már *Maxwell* [1] által közölt, az elektrotechnikában jól ismert kifejezését. A teljesség kedvéért részletezzük a (21) integrál számítását: A residuumtétel alapján

$$\oint \log(z-d) \frac{dz}{z} = 2\pi i \log(-d) = 2\pi i \log d - 2\pi^2,$$

ha a baloldali integrált az $|z| = r < d$ kör mentén végezzük el. A $z = re^{i\varphi}$ helyettesítéssel

$$\oint \log(z-d) \frac{dz}{z} = i \int_{-\pi}^{+\pi} \log(re^{i\varphi} - d) d\varphi = i \int_{-\pi}^{+\pi} \log \varrho_0 d\varphi - \int_{-\pi}^{+\pi} \arccos \frac{z-d}{\varrho_0} d\varphi$$

és fenti két egyenletünkben a jobboldalon a képzetes részt egyenlővé téve, (21)-et nyerjük.

c) Az $\int \mathbf{A}_3 \mathbf{i} \, df$, azaz a tükráramoktól származó járulék számítása újabb elvi nehézséggel nem jár, mert ugyanolyan tagokból tevődik össze, mint amelyet a b) pont (22) képletében számítottunk. A (2a) és (2b) táblázatok felhasználásával

$$(23) \quad \oint_{(V)} \mathbf{A}_3 \mathbf{i} \, df = \frac{\mu_0}{2\pi} \left[\xi_2 \log \frac{d-\varrho_1}{d-\varrho_1} - \xi_1 \xi_2 \log \frac{d-\varrho_1}{d-\varrho_2} + \right. \\ + \xi_1 \xi_2^2 \log \frac{d-\varrho_2}{d-\varrho_3} - \xi_1^2 \xi_2^2 \log \frac{d-\varrho_3}{d-\varrho_4} + \\ + - \dots \\ + \xi_1^n \xi_2^{n+1} \log \frac{d-\varrho_{2n}}{d-\varrho_{2n+1}} - \xi_1^{n+1} \xi_2^{n+1} \log \frac{d-\varrho_{2n+1}}{d-\varrho_{2n+2}} + \\ \left. + - \dots \right].$$

A teljes önindukció tehát (19), (22) és (23) felhasználásával

$$A = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{\mu_1}{4} + \mu_0 \left(\log \frac{d}{a} + \xi_2 \log \frac{d}{d-\varrho_1} - \right. \right. \\ \left. \left. - \xi_1 \xi_2 \log \frac{d-\varrho_1}{d-\varrho_2} + \xi_1 \xi_2^2 \log \frac{d-\varrho_2}{d-\varrho_3} + \dots \right) \right].$$

Kimutatjuk, hogy a (23)-ban szereplő végtelen sor igen gyorsan konvergál úgyhogy segítségével az önindukció könnyen számítható.

$$\begin{aligned}\log \frac{d - \varrho_{2n}}{d - \varrho_{2n+1}} &= \log \left(1 + \frac{\varrho_{2n+1} - \varrho_{2n}}{d - \varrho_{2n+1}} \right) < \frac{\varrho_{2n+1} - \varrho_{2n}}{d - \varrho_{2n+1}} \\ \log \frac{d - \varrho_{2n+1}}{d - \varrho_{2n+2}} &= \log \left(1 + \frac{\varrho_{2n+2} - \varrho_{2n+1}}{d - \varrho_{2n+2}} \right) < \frac{\varrho_{2n+2} - \varrho_{2n+1}}{d - \varrho_{2n+2}}\end{aligned}$$
$$\begin{aligned} \log \frac{d - \varrho_{2n}}{d - \varrho_{2n+1}} &< \frac{\varrho_{\infty}}{d - \varrho_{\infty}} - q^{2n} \\ \log \frac{d - \varrho_{2n+1}}{d - \varrho_{2n+2}} &< \frac{\varrho_{\infty}}{d - \varrho_{\infty}} q^{2n}. \end{aligned}$$

Végeredményképpen felírhatjuk a V és W vezető együttes önindukcióját.

Tekintsük a (24) képlet segítségével különböző anyagból készült vezetők azonos geometriai elrendezéséhez tartozó önindukcióját ; feltételeztük, hogy a vezetők sugara azonos : $a = \alpha$. Amennyiben $\frac{d}{\alpha} = 3$, a következő eredményre jutunk :

487

0,2%, bár ez utóbbi a külső önindukciónak 4,6%-a. Számításunk természetesen csak a kezdeti permeabilitás tartományában érvényes. Rézvezetőnél a külső önindukció a túlnyomó, mely a teljes önindukciónak 81,6%-a, a belső önindukció viszont 18,6%. A A_m itt is kicsi, a teljes önindukciónak 0,8%-a.

Ilyen módon a technikában a mágneseződéstől származó önindukciókomponens elhanyagolása jogosult.

IRODALOM

[1] *J. C. Maxwell*: A treatise on electricity and magnetism. 3. ed. Oxford, 1892. §. 685—686 o.

[2] *A. Sommerfeld*: Elektromagnetische Schwingungen. *Frank—Mises*: Differential- und Integralgleichungen der Mechanik und Physik. II. Teil c. könyvében. XXI. Kapitel § 2.

О ВЫЧИСЛЕНИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОПРОВОДОВ

Г. Фрейд и Сильва Г.

Резюме

Самоиндукцию электропровода, состоящего из двух параллельных проводников круглого поперечного сечения, дает формула (24). При расчетах предполагаем, что распределение тока в каждом проводе радиально симметрическое. Это выполняется в том случае, если проводники находятся на достаточно большом расстоянии один от другого или при токе не слишком высокой частоты. При расчетах принималось во внимание влияние намагниченности ведущих цилиндров.

ÜBER DAS MAGNETISCHE FELD EINER PARALLELEITUNG. II.

G. FREUD UND FRAU G. SZILVAY

Zusammenfassung

Anschliessend an die in der vorigen Nummer erschienenen Arbeit des ersten Verfassers, wird die Selbstinduktion einer Parallelleitung berechnet, in dem die Berechnung der magnetischen Kraftlinien an der Oberfläche der Leitung berücksichtigt wird.