

ONE METHOD OF CALCULATION OF THE AXIALLY SYMMETRICAL MAGNETIC SYSTEM'S FIELD BY THE INTEGRAL EQUATIONS

INTEGRĀLVIENĀDOJUMU PIELIETOJUMS AKSIĀLI SIMETRISKAS MAGNĒTISKAS SISTĒMAS APRĒĶINĀ

A.Purviņš

Atslēgas vārdi: aksiāli simetriska magnētiska sistēma, magnetizācijas vektors, integrālvienādojumu metode

Problēmas nostādne

Aksiāli simetriskas magnētiskās sistēmas ir guvušas plašu pielietojumu elektrotehnikā. Tās sastāv no cilindriskiem strāvu tinumiem un magnētvasdiem ar kopīgām asīm. Šī tematika ir guvusi atspoguļojumu daudzos darbos, piemēram, [1-3].

Rakstos [2,3] parādīts lauka aprēķins nelineārai videi. Rakstā [2] šis aprēķins ir veikts ar galīgo diferencu metodi. Rakstā [3] ar integrālvienādojumu metodi atrasts magnetizācijas vektora sadalījums magnētvasdā, pie kam integrālvienādojuma atrisinājums iegūts ar kolokācijas metodi. Šajā rakstā integrālvienādojuma atrisinājums iegūts ar precīzāku metodi: Gaļorkina metodi [4].

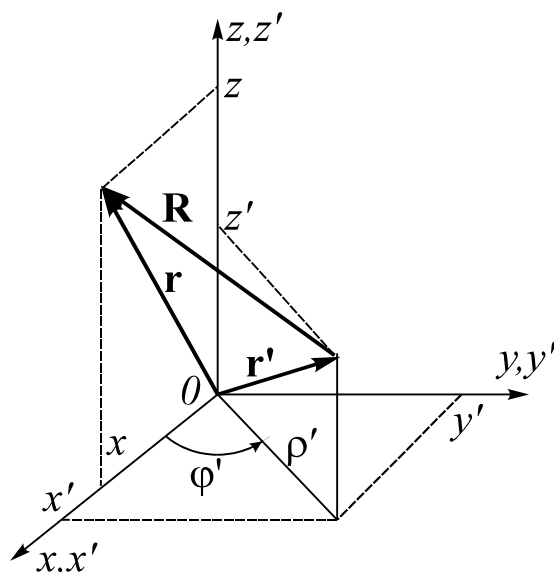
Matemātiskā modeļa apraksts

Apskatīsim divas pilnīgi savietotas cilindriskas koordinātu sistēmas: $(0, \rho, \varphi, z)$ un $(0, \rho', \varphi', z')$. Ar $\vec{r}' = (\rho', \varphi', z')$ apzīmēsim magnētiskā lauka avota atrašanās punktu, bet ar $\vec{r} = (\rho, \varphi, z)$ - lauka aprēķina punktu. Ar šīm koordinātu sistēmām saistīsim magnētisku sistēmu, kura ir aksiāli simetriska attiecībā pret asīm z un z' . Lauka avoti šeit būs: 1) spoļu tinumi, kuros plūst strāva, 2) magnētvasdi, kurus magnetizējis spoļu strāvu magnētiskais lauks. Pieņemsim, ka visi cilindriskās sistēmas elementi ir ar taisnstūrveida šķērsriezumu (1.att.). Tā kā sistēma ir aksiāli simetriska, tad magnētisko lauku raksturojošie lielumi nebūs atkarīgi no φ koordinātes. Tāpēc ir pietiekami tos noteikt tikai vienā pusplaknē, kuru ierobežo z ass. Vienkāršības labad izvēlēsimies pusplakni, kurai spēkā sakarība $\varphi = 0$. Ar indeksu "e" apzīmēsim tos lauka raksturlielumus, kurus nosaka strāvas spoļu tinumos, bet ar indeksu "d" - tos raksturlielumus, kurus nosaka magnetizētie magnētvasdi.

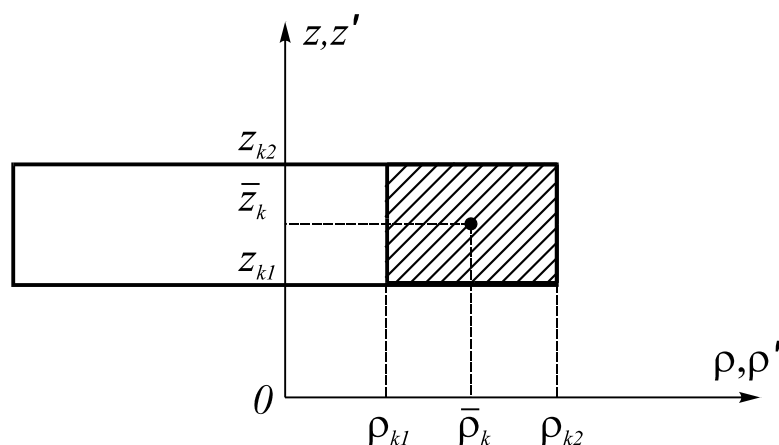
Izteiksim lauka avotu raksturlielumu projekcijas cilindriskā koordinātu sistēmā:

$$\begin{aligned} \vec{j}(\vec{r}) &= (0; j_{\varphi}(\vec{r}); 0); \quad j_{\varphi}(\vec{r}) = j_{\varphi}(\rho; z); \quad \vec{M}(\vec{r}) = (M_{\rho}(\vec{r}); 0; M_z(\vec{r})); \\ M_{\rho}(\vec{r}) &= M_{\rho}(\rho; z); \quad M_z(\vec{r}) = M_z(\rho; z); \end{aligned} \quad (1)$$

kur $\vec{j}(\vec{r})$ - strāvas blīvuma sadalījums spolēs, $\vec{M}(\vec{r})$ - magnetizācijas vektora sadalījums magnētīvadros.



1.att. Avotu un lauka aprēķina punkti



2.att. Magnētiskās sistēmas elementa šķērsgriezums

Magnētīvadros iekšienē ir spēkā sakarības:

$$\vec{H}(\vec{r}) = v\vec{M}(\vec{r}); \quad \vec{H}(\vec{r}) = \vec{H}^e(\vec{r}) + \vec{H}^d(\vec{r});$$

$$\text{rot}(\vec{H}^d(\vec{r})) = 0; \quad \vec{H}^d(\vec{r}) = -\text{grad}(V_m(\vec{r}));$$

$$V_m(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{V'=V^d} \frac{\vec{M}(\vec{r}')\vec{R}dV'}{R^3}; \quad \vec{R} = \vec{r} - \vec{r}'; \quad (2)$$

$$R = |\vec{R}| = \sqrt{\rho^2 + \rho'^2 + (z - z')^2 - 2\rho\rho' \cos(\varphi - \varphi')};$$

kur $\vec{H}(\vec{r})$ - magnētiskā lauka intensitāte,

$V_m(\vec{r})$ - skalārais magnētiskais potenciāls,
 ν - apgrieztā magnētiskā uzņēmība.

No izteiksmes (2) izriet integrālvienādojums attiecībā pret magnetizācijas vektoru $\vec{M}(\vec{r})$:

$$\nu \vec{M}(\vec{r}) + \text{grad} \left(\frac{1}{4\pi} \int_{V^d} \frac{\vec{M}(\vec{r}') \vec{R} dV'}{R^3} \right) = \vec{H}^e(\vec{r}). \quad (3)$$

Sadalīsim magnētīvodus gredzenos ar pēc iespējas vienādiem šķērsriezuma laukumiem (2.att.). Integrāļa (3) vienkāršošanas nolūkos pieņemsim, ka viena gredzena robežās ir spēkā sakarības:

$$\text{div}(\vec{M}(\vec{r})) = 0; \quad \text{rot}(\vec{M}(\vec{r})) = 0; \quad (4)$$

kas lineāras $M(H)$ atkarības gadījumā izpildās jebkurā punktā magnētīvu iekšienē. Tad magnetizācijas vektora \vec{M} komponentēm cilindriskā sistēmā ir spēkā sakarības:

$$M_{\rho}(\vec{r}) = \sum_{k=1}^N M_{\bar{\rho}_k} \varphi_{\rho_k}; \quad M_z(\vec{r}) = \sum_{k=1}^N M_{\bar{z}_k} \varphi_{z_k}; \quad (5)$$

kur 1) $\varphi_{\rho_k} = \frac{\bar{\rho}_k}{\rho}; \varphi_{z_k} = 1$; ja $(\rho; z) \in S_k$;

2) $\varphi_{\rho_k} = 0; \varphi_{z_k} = 0$; ja $(\rho; z) \notin S_k$;

$M_{\bar{\rho}_k}; M_{\bar{z}_k}$ - magnetizācijas vektoru komponentes k -tā gredzena šķērsriezuma ģeometriskajā centrā,

$\bar{\rho}_k$ - k -tā gredzena šķērsriezuma ģeometriskā centra koordināte,

N - magnētīvu gredzenu skaits,

S_k - k -tā gredzena šķērsriezuma laukums.

Pārveidojam skalārā manētiskā potenciāla izteiksmi (2), pielietojot Ostrogradska-Gausa formulu un sakarības (4):

$$V_m(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \oint_{S^d} \frac{\vec{M}(\vec{r}') \vec{n}(\vec{r}') dS'}{R}; \quad (6)$$

kur S^d - magnētīvu virsma,

$\vec{n}(\vec{r}')$ - elementārlaukumiņa dS' ārējās normāles vienības vektors.

Pārveidosim izteiksmi (6), ievietojot tajā izteiksmes (5) un izmantojot pilnos eliptiskos integrāļus saskaņā ar [2]. Tad iegūsim:

$$V_m(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \sum_{k=1}^N \left\{ \left[\int_{\rho_{k1}}^{\rho_{k2}} \int_0^{2\pi} \frac{M_z(\vec{r}') \rho' d\varphi' d\rho'}{R} \right]_{z'=z_{k1}}^{z_{k2}} + \left[\int_{z_{k1}}^{z_{k2}} \int_0^{2\pi} \frac{M_{\rho}(\vec{r}') \rho' d\varphi' dz'}{R} \right]_{\rho'=\rho_{k1}}^{\rho_{k2}} \right\} =$$

$$= \frac{1}{4\pi} \sum_{k=1}^N \left\{ \left[M_{\bar{\rho}_k} \bar{\rho}_k \int_{z_{k1}}^{z_{k2}} C dz' \right]_{\rho'=\rho_{k1}}^{\rho_{k2}} + \left[M_{\bar{z}_k} \int_{\rho_{k1}}^{\rho_{k2}} \rho' C d\rho' \right]_{z'=z_{k1}}^{z_{k2}} \right\}; \quad (7)$$

kur
$$C = \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi'}{R} = \frac{2kK(k)}{\sqrt{\rho\rho'}}; \quad k = \sqrt{\frac{4\rho\rho'}{(z-z')^2 + (\rho+\rho')^2}};$$

$K(k)$ - pilnais eliptiskais integrālis.

Saskaņā ar Gaļorkina metodi no vienādojuma (3) ρ un z projekcijām iegūsim $2N$ vienādojumu sistēmu attiecībā pret mainīgajiem ($M_{\bar{\rho}_k}; M_{\bar{z}_k}; k = 1, \dots, N$):

$$\begin{cases} \int_{V_k} \varphi_{\rho_k} \left(\nu M_{\bar{\rho}_k} \varphi_{\rho_k} + \frac{\delta V_m}{\delta \rho} - H_{\rho}^e \right) dV = 0; \\ \int_{V_k} \varphi_{z_k} \left(\nu M_{\bar{z}_k} \varphi_{z_k} + \frac{\delta V_m}{\delta z} - H_z^e \right) dV = 0; \\ k = 1, \dots, N; \end{cases} \quad (8)$$

kur skalārā potenciāla V_m parciālos atvasinājumus pēc lauka aprēķina punktu koordinātēm ρ un z iegūst no izteiksmes (7). Ievērosim, ka tikai funkcija C ir atkarīga no ρ un z . Tad funkciju $\delta V_m / \delta \rho$ un $\delta V_m / \delta z$ izteiksmes atšķiras no funkcijas V_m izteiksmes (7) tikai ar to, ka funkcija C ir aizvietota ar funkcijām $\delta C / \delta \rho$ un $\delta C / \delta z$. Pēc algebriskiem pārveidojumiem saskaņā ar [2] iegūsim:

$$\begin{aligned} \frac{\delta C}{\delta \rho} &= \frac{2}{\sqrt{\rho\rho'}} \left\{ \frac{\delta k}{\delta \rho} * \frac{E(k)}{1-k^2} - \frac{kK(k)}{2\rho} \right\}; \quad \frac{\delta C}{\delta z} = \frac{2}{\sqrt{\rho\rho'}} \left\{ \frac{\delta k}{\delta z} * \frac{E(k)}{1-k^2} \right\}; \\ \frac{\delta k}{\delta \rho} &= \frac{k}{2\rho} \left(1 - \frac{k^2(\rho+\rho')}{2\rho'} \right); \quad \frac{\delta k}{\delta z} = -\frac{k^3(z-z')}{4\rho\rho'}. \end{aligned} \quad (9)$$

No magnetostatikas zināms, ka lauka intensitāti $\vec{H}^e(\vec{r})$ izsaka integrālis:

$$\vec{H}^e(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{V^e} \frac{\vec{j}(\vec{r}') \times \vec{R}}{R^3} dV';$$

kuru no tilpuma integrāļa var pārveidot par strāvas tinumu šķērsriezuma integrāli (2.att.):

$$\vec{H}^e(\vec{r}) = (H_{\rho}^e(\vec{r}); 0; H_z^e(\vec{r}));$$

$$H_{\rho}^e(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \sum_{m=1}^{M_0} \int_{\rho_{m1}}^{\rho_{m2}} \int_{z_{m1}}^{z_{m2}} j_{\varphi}(\vec{r}') Q_z \rho' d\rho' dz';$$

$$\begin{aligned}
H_z^e(\vec{r}) &= \frac{1}{4\pi} \sum_{m=1}^{M_0} \int_{\rho_{m_1}}^{\rho_{m_2}} \int_{z_{m_1}}^{z_{m_2}} j_\varphi(\vec{r}') Q_\rho \rho' d\rho' dz'; \\
Q_z &= -\frac{2}{\sqrt{\rho\rho'}} * \frac{\delta F(k)}{\delta z}; \quad Q_\rho = \left\{ 2 \frac{\delta F(k)}{\delta \rho} + \frac{F(k)}{\rho} \right\} \frac{1}{\sqrt{\rho\rho'}}; \\
F(k) &= \frac{(2-k^2)K(k) - 2E(k)}{k}; \\
\frac{\delta F(k)}{\delta z} &= \frac{\delta F(k)}{\delta k} * \frac{\delta k}{\delta z}; \quad \frac{\delta F(k)}{\delta \rho} = \frac{\delta F(k)}{\delta k} * \frac{\delta k}{\delta \rho}; \\
\frac{\delta F(k)}{\delta k} &= \frac{1}{k^2} \left\{ -2K(k) + \left(1 + \frac{1}{1-k^2} \right) E(k) \right\};
\end{aligned} \tag{10}$$

kur M_0 - strāvas tinumu skaits.

Lai samazinātu skaitliskās integrēšanas kārtu, pilnos eliptiskos integrāļus $K(k)$ un $E(k)$ lietderīgi aproksimēt ar polinomu saskaņā ar [5].

Saskaņā ar izteiksmēm $\vec{H}(\vec{r}) = \vec{H}^e(\vec{r}) + \vec{H}^d(\vec{r})$; $\vec{H}^d(\vec{r}) = -grad(V_m(\vec{r}))$ un (10) rezultējošo lauku $\vec{H}(\vec{r})$ var atrast jebkurā telpas punktā kā magnētiskās sistēmas iekšienē, tā arī ārpus tās. Palielinot N (magnēt vadu sadalījuma skaits gredzenos), palielinās atrastā magnetizācijas vektora $\vec{M}(\vec{r})$ sadalījuma precizitāte. Tas, savukārt, nosaka precizitātes pieaugumu lauka intensitātes aprēķinos ($\vec{H}^d(\vec{r})$ un $\vec{H}(\vec{r})$).

Praktiskos aksiāli simetriska lauka aprēķina uzdevumos jāņem vērā arī apgrieztās magnētiskās uzņēmības $\nu(|\vec{M}|)$ nelineārā atkarība no magnetizācijas vektora moduļa. Tad vienādojumu sistēma (8) kļūst nelineāra. Tādu sistēmu var atrisināt ar iteratīvām metodēm, kā tas ir darīts rakstā [6]. Tajā vienādojumu sistēma vispirms tiek analītiski linearizēta.

Nobeigumā uzrakstīsim sistēmu (8) diskretizētā veidā:

$$\left\{ \begin{aligned}
& M_{\bar{\rho}_k} \left[2\pi (Z_{k_2} - Z_{k_1}) \bar{\rho}_k^2 \int_{\rho_{k_1}}^{\rho_{k_2}} \frac{v d\rho}{\rho} \right] + \\
& \quad + \sum_{k'=1}^N [M_{\bar{\rho}_{k'}} T_{\rho_k \rho_{k'}} + M_{\bar{z}_{k'}} T_{\rho_k z_{k'}}] = 2\pi \bar{\rho}_k \int_{\rho_{k_1}}^{\rho_{k_2}} \int_{z_{k_1}}^{z_{k_2}} H_\rho^e d\rho dz; \\
& M_{\bar{z}_k} \left[2\pi (Z_{k_2} - Z_{k_1}) \int_{\rho_{k_1}}^{\rho_{k_2}} v \rho d\rho \right] + \sum_{k'=1}^N [M_{\bar{\rho}_{k'}} T_{z_k \rho_{k'}} + M_{\bar{z}_{k'}} T_{z_k z_{k'}}] = \\
& \quad = 2\pi \int_{\rho_{k_1}}^{\rho_{k_2}} \int_{z_{k_1}}^{z_{k_2}} H_z^e \rho d\rho dz; \quad k = 1, \dots, N;
\end{aligned} \right. \tag{11}$$

$$\text{kur } T_{\rho_k \rho_{k'}} = \frac{\bar{\rho}_k \bar{\rho}_{k'}}{2} \left[\int_{z_{k1}}^{z_{k2}} \int_{\rho_{k1}}^{\rho_{k2}} C \right]_{\rho'=\rho_{k1}}^{\rho_{k2}} dz dz';$$

$$T_{\rho_k z_{k'}} = \frac{\bar{\rho}_k}{2} \left[\int_{z_{k1}}^{z_{k2}} \int_{\rho_{k1}}^{\rho_{k2}} \rho' C \right]_{z'=z_{k1}}^{z_{k2}} dz d\rho';$$

$$T_{z_k \rho_{k'}} = \frac{\bar{\rho}_{k'}}{2} \left[\int_{\rho_{k1}}^{\rho_{k2}} \rho \int_{z_{k1}}^{z_{k2}} C \right]_{\rho'=\rho_{k1}}^{z_{k2}} d\rho dz';$$

$$T_{z_k z_{k'}} = \frac{1}{2} \left[\int_{\rho_{k1}}^{\rho_{k2}} \rho \int_{\rho_{k1}}^{\rho_{k2}} \rho' C \right]_{z'=z_{k1}}^{z_{k2}} d\rho d\rho'.$$

Redzams, ka skaitliskās integrēšanas kārtā koeficientiem T pārveidojumu rezultātā ir samazinājusies no 6 līdz 2, bet brīvajiem locekļiem sistēmā (11) – no 6 līdz 4. Tas ir svarīgi aprēķinos ar datoru.

Tā kā meklējamais lielums (magnetizācijas vektora \vec{M} sadalījums magnētvdā) ir atšķirīgs no nulles tikai magnētveda iekšienē, tad integrālvienādojumu metode ļauj ievērojami samazināt vienādojumu skaitu sistēmā (11) salīdzinājumā ar galīgo diferencu metodi. Galīgo diferencu metodes priekšrocība ir tā, ka atbilstošā vienādojumu sistēmas matrica satur maz elementus, kas atšķirīgi no nulles, turpretī integrālvienādojumu metodē matrica sistēmā (11) ir pilnīgi aizpildīta.

Testa uzdevums

Uz šajā rakstā izvesto formulu bāzes ir izstrādāts datorprogrammu komplekss, kura ātrdarbības pārbaudei sastādīts testa uzdevums (skat. 3.att.). Tajā spoles tinums un magnētvdas katrs sadalīti 25 gredzenos. Spole sastāv no 100 vijumiem, pa kuriem plūst 900 A stipra strāva. Skaitliskās integrēšanas solis ir 0,002 m. Uzdevuma izpildes laiks ir 0,2288 minūtes (izmantots dators ar procesoru Pentium III-600MHz). Katrā magnētveda šķērsriezuma centrā ir izrēķināts magnetizācijas vektors, kurš mērogā 0,2 T/cm parādīts zīmējumā. Ikviens magnetizācijas vektors cilindriskajā koordinātu sistēmā satur tikai ρ un z komponentes (zīmējumā ρ ass vērsta virzienā pa labi, bet z ass - uz augšu). Sekojošā tabulā apkopoti dati par uzdevuma izpildes laiku atkarībā skaitliskās integrēšanas soļa un magnētiskās sistēmas elementu dalījuma gredzenos. Tajā izmantoti sekojoši apzīmējumi:

a_0 - skaitliskās integrēšanas solis spolē,

M_0 - spoles dalījumu skaits gredzenos,

a - skaitliskās integrēšanas solis magnētvdā,

N - magnētveda dalījumu skaits gredzenos,

t_{kop} - kopīgais uzdevuma veikšanas laiks (laiks, kurā tiek atrasti magnetizācijas vektori visos magnētvasda gredzenu šķēsgriezumu centros),

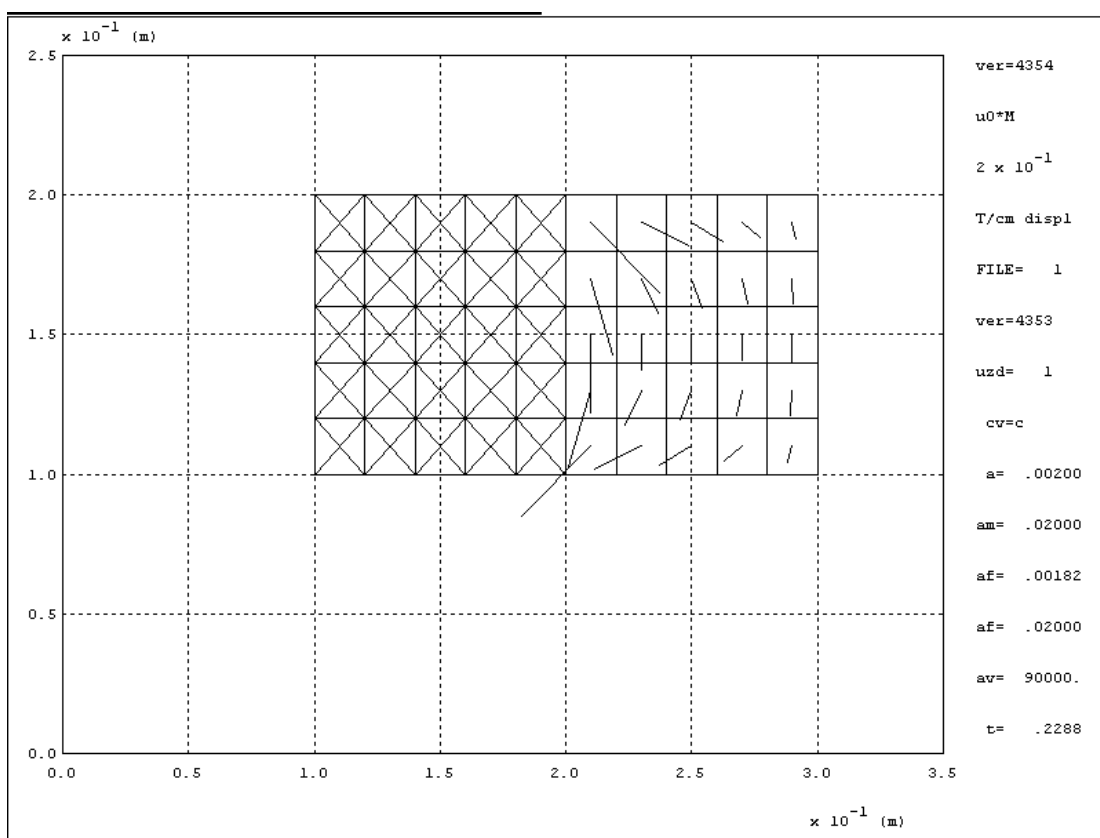
t_{br} - vienādojumu sistēmas (11) brīvo locekļu aprēķina laiks,

t_{matr} - vienādojumu sistēmas (11) galvenās matricas T elementu aprēķina laiks,

t_{sist} - nelineārās vienādojumu sistēmas atrisināšanas laiks (iteratīvs process).

1.tabula. Uzdevuma izpildes laiks.

a_0 (m)	M_0	a (m)	N	t_{kop} (min)	t_{br} (min)	t_{matr} (min)	t_{sist} (min)
0,002	25	0,002	25	0,23	0,17	0,04	0,02
0,002	25	0,001	25	0,69	0,60	0,07	0,02
0,002	25	0,001	100	1,17	0,72	0,35	0,10
0,001	25	0,001	100	3,11	2,66	0,35	0,10
0,001	100	0,001	100	3,12	2,67	0,35	0,10
0,001	100	0,0005	400	35,25	10,93	4,97	19,65



3.att. Magnetizācijas vektora sadalījums testa uzdevumā.

No tabulas datiem redzams, ka visilgāk tiek rēķināti brīvie locekļi sistēmā (11). Tas ir tāpēc, ka skaitliskās integrēšanas kārtā tiem ir 4, kamēr galvenās matricas locekļiem – 2. Eksperimentāli novērots, ka integrāļi (10), kuros integrēšana notiek spoles tilpumā, skaitliskajā integrēšanā konverģē straujāk nekā citi. Tādēļ skaitliskās integrēšanas soli spolē varam izvēlēties lielāku nekā magnētavadā. Pēdējā tabulas rindiņa atbilst magnētvasda dalījumam $N = 400$ gredzenos. Vienādojumu skaits sistēmā (11) tad ir $2N = 800$. Divdesmit iterācijās šī sistēma tiek 20 reizes atrisināta, un tas kļūst par visdarbietilpīgāko izskaitļojumu šajā aprēķinā. No šejienes izriet secinājums nepalielināt magnētvasdu dalījumu skaitu gredzenos virs 400 bez pamatotas vajadzības.

Praktiski metode ir pielietota magnētiskās piekares lauka aprēķinos, kas atspoguļoti rakstā [7].

Literatūra

1. Тозони О.В. Метод вторичных источников в электротехнике. - М.: Энергия, 1975 – с.200.
2. Жиличев Ю.Н. Комбинированный расчет трехмерных и осесимметричных полей в кусочно неоднородных средах. - Изв. АН Латв.ССР. Сер. физ. и техн. наук, 1986, №3, с.61-71.
3. Акишин П.Г. Об одном методе расчета магнитных полей в системах с осесимметричной конфигурацией ферромагнетика. - Журнал вычислительной математики и математической физики, 1989, №8, с.1168-1174.
4. Ректорис К. Вариационные методы в математической физике и технике. - М.:Мир, 1985 – с.590.
5. Справочник по специальным функциям / Под ред. Абрамовица М., Стиган И.; Пер. с англ. - М.: Наука, 1979, - с.404-405.
6. A.Petrazhitskii, New development in solving magnetization integral equation for magnitostatic problems // Beijing International Symposium on Electromagnetic Fields in Electrical Engineering, October 1988, - pp.20-28.
7. Пурвиньш А. Непрерывная аппроксимация намагниченности в расчетах поля осесимметричной магнитной системы с применением интегральных уравнений. – Latvian Journal of physics and technical sciences, 1998, №1, с.46-57.

Andris Purvins, lector, M.Sc.Eng.

Riga Technical University, Institute of Electrotechnics and Electronics

Address: Meza 1/1-110, LV1048, Riga, Latvia

Phone: +371 7089505

E-mail: blv@inet.lv

Purviņš A. Integrālvienādojumu pielietojums aksiāli simetriskas magnētiskas sistēmas aprēķinā

Aksiāli simetriskas magnētiskas sistēmas lauku atrod sekojoši : vispirms atrisina integrālvienādojumu attiecībā pret magnetizācijas vektora sadalījumu magnētīvadā ar Gaļorkina metodi, pēc tam no tā un sākotnēji dotā strāvas blīvuma sadalījuma spolēs atrod magnētiskā lauka intensitāti. Iegūtās skalārā un magnētiskā potenciāla, strāvas tinumu radītās magnētiskā lauka intensitātes un diskretizētas integrālvienādojumu sistēmas koeficientu analītiskās izteiksmes. Lai samazinātu skaitliskās integrēšanas kārtu, tajās izmantota pilno eliptisko integrāļu aproksimācija ar polinomiem. Pēc aprakstītās metodes ir izstrādāts algoritms aprēķiniem uz datora. Darbā apskatīts piemērs, kurš ilustrē aprēķiniem nepieciešamo laiku.

Purvins A. One Method of Calculation of the Axially Symmetrical Magnetic System's Field by the Integral Equations

The field of the axially symmetrical systems is obtained in following sequence : the integral equation referring to the distribution of the magnetization's vector in magnetic bodies is solved by the Galorkin's method at first, and the field strength is obtained with use of found distribution of magnetization's vector and primarily given distribution of current density at second. The analytical expressions for the computation of the scalar magnetic potential, magnetic strength of the current windings field and coefficients of the discretized system of the integral equations are given. On purpose to reduce the multiplicity of the numerical integration they are expressed by complete elliptical integrals which are approximated with polynomials. The algorithm of computations is created by this method. The example, which illustrates the time needing for computations is given in this article.

Пурвиньш А. Об одном методе расчета поля осесимметричной магнитной системы с применением интегральных уравнений

Поле осесимметричной магнитной системы определяется в следующей последовательности: сначала решается интегральное уравнение относительно распределения вектора намагниченности в магнитопроводах методом Галеркина, а затем исходя из него и исходно данном распределении плотности токов определяется напряженность магнитного поля. Приведены аналитические выражения для расчета скалярного магнитного потенциала, напряженности поля обмоток, а также для коэффициентов дискретизированной системы интегральных уравнений. В целях снижения кратности численного интегрирования в них использована аппроксимация полных эллиптических интегралов полиномами. По описанной методике разработан алгоритм расчета на компьютере. В работе приведен пример иллюстрирующий необходимое время расчетов.