

## Elektromagnetiniai nevienalyčio srauto keitikliai

R. Šimeliūnas, J. A. Virbalis

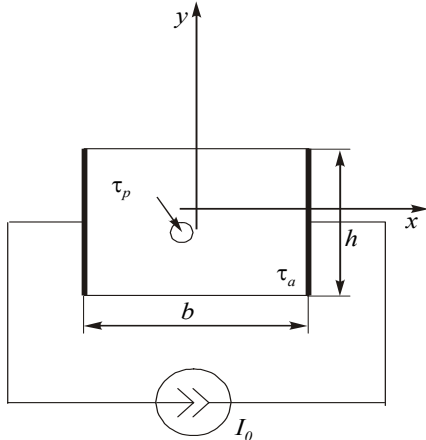
Teorinės elektrotechnikos katedra, Kauno technologijos universitetas,

Studentų g. 48, LT-51367 Kaunas, Lietuva, tel.+370 37 300267, el. p. arvydas.virbalis@ktu.lt

### Įvadas

Viena iš galimų elektromagnetinių srauto keitiklių (EMSK) taikymo sričių yra nevienalyčio srauto matavimas ir skysčio pernešamos kietos frakcijos apskaita. Tai aktualu, kai, pvz., įvairios birios medžiagos transportuojamos vamzdžiais vandens srautu. Toks transportavimas gana plačiai paplitęs naudingųjų iškasenų gavybos pramonėje. Keitiklių paklaidų analizei, matuojant nevienalytį srautą galima naudoti elektromagnetinių vienalyčio srauto keitiklių teoriją [1].

[2] pateikta EMSK paklaidų analizė, kai laikoma, kad smulkios priemaišos yra rutulio formos. [3] ši analizė apibendrinta elipsoido formos dalelėms. Magnetinio lauko ir virtualiosios srovės pokytis dalelių viduje bei išorėje gautas naudojantis dielektrinio elipsoido poveikiu vienalyčiam elektrostatiniam laukui ir atitinkamų laukų analogija. Vienos dalelės įtaka kitai, taip pat dalelės formos įtaka iš dalies nagrinėjama [3]. Čia parodyta, kokios paklaidos gaunamos dviejose sulipusiose dalelėse, taip pat įgaubtos formos dalelėse. Be to, [4] analizuojamas laukas skystyje, kuriame yra bet kurios koncentracijos ir formos dalelių. Tačiau [2] – [4] atlikta analizė tinka tik tuo atveju, kai tokių dalelių koncentracija nedidelė ir tolygi. Didėjant priemaišų koncentracijai, gautieji rezultatai tampa nekorektiški. Visi šie rezultatai naudingi, nagrinėjant EMSK signalą, kuriame kietos frakcijos tūris sulyginamas su skysčio tūriu. Čia nagrinėsime skystį su nemagnetinėmis priemaišomis.



1 pav. Nagrinėjamo EMSK kanalo skerspjūvis

### Elektrodų signalas vienalyčiame magnetiniame lauke

Stačiakampio kanalo EMSK su tiesiniais elektrodais statmenas kanalui skerspjūvis parodytas 1 pav. Būtent toks EMSK gali būti neįtrauktas skysčio greičio profiliui kanale, o tai ypač aktualu skysčiui su priemaišomis [1]. Tarkim, Dekarto koordinatinių sistemos  $x$  ašis yra statmena elektrodų plokštumoms ir sutampa su jų geometrinio centru,  $y$  ašis statmena kanalo viršutinei ir apatinei sienelėms,  $z$  ašis sutampa su kanalo išilgine ašimi, o skysčio greičio vektoriaus  $\mathbf{v}$  kryptis sutampa su šios ašies kryptimi. Laikysime, kad sukuriamas magnetinis laukas yra vienalytis, o jo kryptis sutampa su  $y$  ašimi;  $\mathbf{B} = \mathbf{e}_y B_0$ .

Tarkim, kad magnetinis laukas užima plotą  $l \times d$  ( $d$  – atstumas tarp elektrodų, o  $l$  – ilgis kanalo ašies kryptimi). Koordinatinių pradžių parenkame taip, kad elektrodų geometriniai centrai būtų taškuose  $-d/2$  ir  $d/2$ , o vienalytis magnetinis laukas  $z$  kryptimi užimtų sritį  $[-l/2, l/2]$ . Laikome, kad elektrodų matmuo  $z$  kryptimi  $\Delta \rightarrow 0$  ir virtualiosios srovės tankio vertė  $J \rightarrow 0$ , jei  $|z| > l/2$ . Be to, laikome, kad skysčio greitis lygiagretus ir simetriškas su kanalo ašimi. Aktyvioji kanalo zona laikysime kanalo tūrį, kuriame veikia magnetinis laukas. Jeigu kanalo aukštis  $h$ , tai aktyvioji zona užima tūrį  $l \times d \times h$ . Elektrodų signalas formuojamas tik joje. Kadangi skysčio greitis nukreiptas  $z$  kryptimi,  $\mathbf{v} = \mathbf{e}_z v$ , signalas  $U_p$  bus toks [1]:

$$U_p = \int_{\tau} \mathbf{W} \mathbf{v} d\tau = \int_{\tau} W_z(x, y, z) v dx dy dz; \quad (1)$$

čia  $\mathbf{W}$  – svorinis vektorius;  $\mathbf{J}(x, y, z)$  – virtualiosios srovės tankis kanalo taške  $x, y, z$ ;  $\tau$  – aktyviosios zonos tūris. Žinoma, kad  $\mathbf{J}$  formaliai lygus  $I_0 = 1A$  srovės šaltinio, prijungto prie elektrodų (žr. 1 pav.), kuriamos srovės tankiui. Laikysime, kad skysčio greičio profilis plokščias, t. y. jis vienodai pasiskirstęs visame kanalo skerspjūvyje, o jo vertė – vienetinė, t. y.  $|\mathbf{v}| = |\mathbf{e}_z v_z| = 1$ . Nepriklausomai nuo to, kaip srovės tankio dedamoji  $J_x$  pasiskirsčiusi aktyviojoje zonoje, iš srovės nenutrūkstatumo principo išplaukia, kad bet kurioje plokštumoje  $x = \text{const}$  teisinga lygybė  $\int_S J_x dy dz = I(x) = 1A$ . Visą

įvertinę, elektrodų signalą galime išreikšti taip:

$$U_0 = \int_{\tau} W_z d\tau = B_0 \int_{-d/2}^{d/2} \left( \int_S J_x dy dz \right) dx = B_0 d. \quad (2)$$

(2) išraiška tinka tiek vienalyčiam, tiek nevienalyčiam srautui, jei tik virtualiosios srovės tankio linijos neišstumiamos už vienalyčio magnetinio lauko ribų.

Taigi, jeigu kietosios frakcijos ir ją nešančio skysčio greitis vienodas, o greičio profilis plokščias, EMSK su vienalyčiu magnetiniu lauku tiksliai išmatuoja tokios suspensijos srautą. Norint sužinoti, kiek pernešama kietos frakcijos, telieka atskirai išmatuoti švaraus skysčio, skirto transportuoti, srautą.

Jeigu skysčio profilis yra atstumo nuo ašies funkcija, o skysčio ir kietos frakcijos elektriniai laidžiai skirtingi, atsiras paklaida dėl virtualiosios srovės persiskirstymo ([1]-[3]). Tačiau laikant, kad kietosios frakcijos pasiskirstymo bet kurioje kanalo skerspjūvio vietoje tikimybė yra vienoda, vidutinė paklaida, matuojant ilgesnį laiką, bus labai nedidelė, tik išaugs signalo fliuktuacijos.

Jeigu magnetinis laukas bus nevienalytis tose kanalo srityse, kuriose virtualiosios srovės tankis dar nėra nykstamai mažas, matuojant nevienalytį srautą atsiras matavimo paklaida, nes dalis virtualiosios srovės tankio linijų bus išstumtos į nevienalyčio lauko sritį (kai priemaišos nelaidžios), arba priešingai - dalis virtualiosios srovės tankio linijų iš nevienalyčio lauko srities pereis į vienalyčio lauko sritį (kai priemaišos laidesnės už skystį). Žinodami, kokia santykinė signalo dalis formuojama nevienalyčio srauto srityje, žinosime, su kokia maksimalia paklaida galime matuoti nevienalytį srautą realiam srauto matuoklyje. Todėl turime atlikti kai kuriuos preliminarinius skaičiavimus.

### Virtualiosios srovės tankio pasiskirstymas

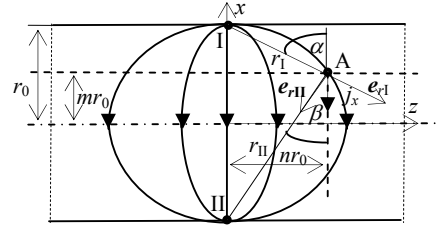
Jeigu elektrodai yra tiesiniai, virtualiosios srovės pasiskirstymą galima apskaičiuoti analogiškai dvilaidės linijos laukui. Bet kuriame aktyviosios zonos taške A virtualiosios srovės tankio  $x$  dedamąją galime išreikšti taip:

$$\begin{cases} J_x = J_{xI} + J_{xII}, \\ J_{xI} = J_I \cos \alpha = \gamma E_I \cos \alpha, \\ J_{xII} = J_{II} \cos \beta = \gamma E_{II} \cos \beta, \\ \mathbf{J}_I = \mathbf{e}_{rI} J_{rI}, \quad \mathbf{E}_I = \mathbf{e}_{rI} E_{rI}, \\ \mathbf{J}_{II} = \mathbf{e}_{rII} J_{rII}, \quad \mathbf{E}_{II} = \mathbf{e}_{rII} E_{rII}. \end{cases} \quad (3)$$

Čia  $J_{xI}$  ir  $J_{xII}$  – atitinkamai I ir II elektrodų virtualiosios srovės komponentės, laikant, kad srovė teka tarp atitinkamo elektrodo ir be galo nutolusio paviršiaus:  $J_{rI}$ ,  $E_{rI}$  ir  $J_{rII}$ ,  $E_{rII}$  – atitinkamai I ir II elektrodų virtualiosios srovės tankio ir elektrinio lauko stiprio vertės taške A, laikant, kad I ir II elektroduose yra pasiskirstę linijiniai krūviai, kurių tankiai  $\tau$  ir  $-\tau$ . Kiekvieno elektrodo virtualiosios srovės tankis ir lauko stipris nukreipti atitinkamo spindulio vektoriaus kryptimi. Kampą  $\alpha$  sudaro I elektrodo, o kampą  $\beta$  – II elektrodo vektorius spindulys su  $x$  ašimi (2 pav.).

Atitinkamus lauko stiprius galime išreikšti taip:

$$\begin{cases} E_I = E_{rI} = \frac{\tau}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0 r_I} = \frac{K_0}{r_I}, \quad K_0 = \frac{\tau}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0}, \\ E_{II} = E_{rII} = \frac{K_0}{r_{II}}. \end{cases} \quad (4)$$



2 pav. Virtualiosios srovės  $x$  dedamosios  $J_x$  formavimas

Naudodamiesi 2 pav. pateiktu brėžiniu, gauname:

$$\begin{cases} r_I = \sqrt{r_0^2(1-m)^2 + (nr_0)^2} = r_0\sqrt{(1-m)^2 + n^2}, \\ r_{II} = r_0\sqrt{(1+m)^2 + n^2}, \\ \cos \alpha = \frac{r_0(1-m)}{r_I}, \\ \cos \beta = \frac{r_0(1+m)}{r_{II}}, \\ 0 \leq m \leq 1, \quad 0 \leq n < \infty. \end{cases} \quad (5)$$

Įvertinę (3) – (5) priklausomybes, virtualiosios srovės  $J_x$  dedamąją galime išreikšti taip:

$$J_x = \frac{\gamma K_0}{r_0^2} \left[ \frac{r_0(1-m)}{(1-m)^2 + n^2} + \frac{r_0(1+m)}{(1+m)^2 + n^2} \right]. \quad (6)$$

### Elektrodų signalo dalis gaunama vienalyčiame lauke, kai vertinamas ir nevienalytis laukas

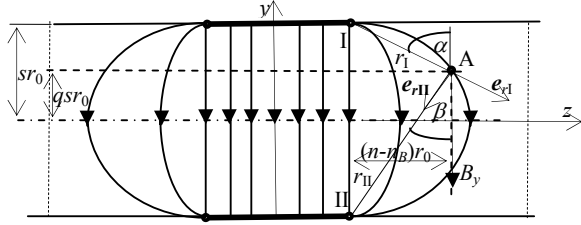
Laikome, kad vienalytis magnetinis laukas, kurio srauto tankis yra  $B_0$ ,  $z$  ašies kryptimi yra kuriamas tarp  $z$  verčių  $-nr_0$  ir  $nr_0$ . Virtualiosios srovės tankis  $J_x \rightarrow 0$  tik tada, kai  $n \rightarrow \infty$ . Nustatysime, kuri signalo dalis  $U_v$  suformuojama vienalyčio lauko srityje. Iš (1) gausime:

$$\begin{aligned} U_v(n_B) &= \frac{\gamma K_0 B_0}{r_0^2} \int_0^{n_B} \left\{ \int_0^{n_B} \left[ \frac{1-m}{(1-m)^2 + n^2} + \frac{1+m}{(1+m)^2 + n^2} \right] dn \right\} dm \\ &= \frac{\gamma K_0 B_0}{r_0^2} \left( \int_0^{n_B} \arctan \frac{n_B}{x} dx + \int_1^2 \arctan \frac{n_B}{x} dx \right) = \\ &= \frac{\gamma K_0 B_0}{r_0^2} \int_0^2 \arctan \frac{n_B}{x} dx = \frac{\gamma K_0 B_0}{r_0^2} \left( 2 \arctan \frac{n_B}{2} + \frac{n_B}{2} \ln \frac{n_B^2 + 4}{n_B^2} \right). \end{aligned} \quad (7)$$

Jei  $n_B = 3$ , tai  $U_v \approx 2,7(\gamma K_0 B_0 / r_0^2)$ .

### Magnetinio srauto tankis nevienalytėje srityje

Kai  $n > n_B$ , magnetinio lauko stipris mažėja. Magnetinio lauko pasiskirstymas tarp dviejų plokščių magnetolaidžio paviršių parodytas 3 pav. Čia  $sr_0$  – pusė atstumo tarp magnetolaidžio polių. Galime tarti, kad magnetinis laukas pasiskirstęs taip pat, kaip plokščiojo kondensatoriaus elektrinis laukas. Tai reiškia, kad fiktyvūs magnetiniai krūviai susikaupę magnetolaidžio krašte.



3 pav. Magnetinio srauto tankio  $y$  dedamosios  $B_y$  formavimas

Laikome, kad tik šie krūviai formuoja magnetinį lauką už vienalyčio lauko ribų, t. y. kai  $|n| > n_B$ . Tada magnetinio lauko pasiskirstymas, kai  $|n| > n_B$ , bus analogiškas virtualiosios srovės pasiskirstymui, kai  $|n| > 0$ . Samprotaudami taip pat, kaip apskaičiuodami virtualiosios srovės tankio  $J_x$  dedamąją, magnetinio lauko srauto tankio dedamosios  $B_y$  pasiskirstymą zonoje  $|n| > n_B$  gausime tokį:

$$B_y = \frac{B_0}{r_0} \left[ \frac{s(1-q)}{s^2(1-q)^2 + (n-n_B)^2} + \frac{s(1+q)}{s^2(1+q)^2 + (n-n_B)^2} \right]. \quad (8)$$

Dabar galime apskaičiuoti, kuri elektrodų signalo dalis  $U_n$  nagrinėjamoju atveju suformuojama nevienalyčio lauko zonoje. Naudojamės (1) išraiška. Joje  $v=1$ , o  $W_z \cong J_x B_y$ . Tada signalo dalį  $U_n$  galime išreikšti taip:

$$U_n = \frac{\gamma K_0 B_0}{r_0^2} \int_0^{11} \int_0^{11} \left[ \frac{1-m}{(1-m)^2 + n^2} - \frac{1+m}{(1+m)^2 + n^2} \right] \cdot \left[ \frac{s(1-q)}{s^2(1-q)^2 + (n-n_B)^2} + \frac{s(1+q)}{s^2(1+q)^2 + (n-n_B)^2} \right] dn dm dq. \quad (9)$$

Šį integralą galime pakeisti taip:

$$U_n = \frac{\gamma K_0 B_0}{r_0^2} (I_{11} + I_{12} + I_{21} + I_{22}),$$

$$I_{ij} = \int_{x_{ia}}^{x_{iv}} \int_{y_{ja}}^{y_{jv}} \int_{n_B}^{\infty} \frac{dn}{(n^2 + x_i^2)[(n-n_B)^2 + s^2 y_j^2]} dx_i dy_j; \quad (10)$$

čia  $i = 1, 2; j = 1, 2; x_1 = 1 - m; x_2 = 1 + m; y_1 = 1 - q; y_2 = 1 + q; x_{1a} = y_{1a} = 0; x_{2a} = y_{2a} = 1; x_{1v} = y_{1v} = 1; x_{2v} = y_{2v} = 2$ ,

o apibendrinti taip:

$$U_n(n_B, s) = \frac{\gamma K_0 B_0}{r_0^2} \int_0^{22} \int_0^{22} \left[ kxy \int_{n_B}^{\infty} \frac{dn}{(n^2 + x^2)[(n-n_B)^2 + k^2 y^2]} \right] dx dy =$$

$$= \frac{\gamma K_0 B_0}{r_0^2} (I_{n1} + I_{n2} + I_{n3} + I_{n4}). \quad (11)$$

Integralus  $I_{n1}-I_{n4}$  galime skaidyti, naudodamiesi išraiška

$$\frac{1}{(n^2 + x^2)[(n-n_B)^2 + k^2 y^2]} = \frac{C_1 n + C_2}{x^2 + n^2} + \frac{C_3 n + C_4}{(n-n_B)^2 + k^2 y^2}.$$

Apskaičiuavus koeficientus  $C_1, C_2, C_3$  ir  $C_4$ , integralų išraiškos bus tokios:

$$\left\{ \begin{aligned} I_{n1} &= \int_0^{22} \int_0^{22} \frac{2sn_B xy}{00(y^2 - x^2 + n_B^2)^2 + 4n_B^2 x^2} \left( \int_{n_B}^{\infty} \frac{ndn}{n^2 + x^2} \right) dx dy, \\ I_{n2} &= \int_0^{22} \int_0^{22} \frac{sxy \cdot (y^2 - x^2 + n_B^2)}{00(y^2 - x^2 + n_B^2)^2 + 4n_B^2 x^2} \left( \int_{n_B}^{\infty} \frac{dn}{n^2 + x^2} \right) dx dy, \\ I_{n3} &= \int_0^{22} \int_0^{22} \frac{(-1) \cdot 2sn_B xy}{00(y^2 - x^2 + n_B^2)^2 + 4n_B^2 x^2} \left( \int_{n_B}^{\infty} \frac{ndn}{(n-n_B)^2 + s^2 y^2} \right) dx dy, \\ I_{n4} &= \int_0^{22} \int_0^{22} \frac{sxy \cdot (x^2 - y^2 + 3n_B^2)}{00(y^2 - x^2 + n_B^2)^2 + 4n_B^2 x^2} \left( \int_{n_B}^{\infty} \frac{dn}{(n-n_B)^2 + s^2 y^2} \right) dx dy. \end{aligned} \right. \quad (12)$$

Suintegravus pagal  $n$  šiuos integralus, galima pertvartinti taip:

$$U_n(n_B, s) = \frac{\gamma K_0 B_0}{r_0^2} s(I_I + I_{II} - I_{III}); \quad (13)$$

čia

$$I_I = \int_0^{22} \int_0^{22} \frac{n_B xy \ln \left[ \frac{y^2}{(x^2 + n_B^2)} \right]}{(n_B^2 - x^2 + y^2)^2 + 4n_B^2 x^2} dx dy \rightarrow 0, \quad (14)$$

$$I_{II} = \frac{\pi}{2} \int_0^{22} \int_0^{22} \frac{(n_B^2 + x^2 - y^2)x + (n_B^2 - x^2 + y^2)y}{(n_B^2 - x^2 + y^2)^2 + 4n_B^2 x^2} dx dy =$$

$$= \frac{\pi}{4} \int_0^{22} \ln \frac{(x^2 + n_B^2)^2 + 8(n_B^2 - x^2) + 16}{(x^2 + n_B^2)^2} dx \cong$$

$$\cong \frac{\pi}{8} \left[ \ln \frac{(4 + n_B^2)^2 + 8n_B^2 - 16}{(4 + n_B^2)^2} + \ln \frac{(n_B^2 + 4)^2}{n_B^4} \right], \quad (15)$$

$$I_{III} = \int_0^{22} \int_0^{22} \frac{(n_B^2 - x^2 + y^2)y}{00(n_B^2 - x^2 + y^2)^2 + 4n_B^2 x^2} \arctan \frac{n_B^2}{x} dx dy \cong$$

$$\cong \frac{1}{2} \left[ \ln \frac{(4 + n_B^2)^2 + 8n_B^2 - 16}{(4 + n_B^2)^2} \arctan \frac{n_B^2}{2} + \frac{\pi}{2} \ln \frac{(n_B^2 + 4)^2}{n_B^4} \right]. \quad (16)$$

Galutinai signalo dalį nevienalyčio magnetinio lauko zonoje galime įvertinti taip:

$$U_n(n_B, s) \cong \frac{\gamma K_0 B_0 s}{r_0^2} \cdot \left[ \ln \frac{(4 + n_B^2)^2 + 8n_B^2 - 16}{(4 + n_B^2)^2} \cdot \left( \frac{\pi}{8} - \frac{1}{2} \arctan \frac{n_B^2}{2} \right) + \frac{\pi}{8} \ln \frac{(4 + n_B^2)^2}{n_B^4} \right]. \quad (17)$$

Už vienalyčio lauko ribų formuojamą santykinę bendrojo signalo dalį  $\Delta(n_B, s)$  galima išreikšti taip:

$$\Delta(n_B, s) = \frac{U_n(n_B, s)}{U_v(n_B) + U_n(n_B, s)} \cdot 100\%. \quad (18)$$

Buvo apskaičiuota signalo dalis  $\Delta(n_B, s)$ , kai  $s=0,5$ , o  $n_B$  yra tarp 3 ir 6. Ji pateikta 1 lentelėje.

**1 lentelė.**  $\Delta(n_B, 0,5)$  priklausomybė

$n_B$	3	4	5	6
$\Delta, \%$	8,1	5,5	3,6	2,3

Su kokia maksimalia paklaida  $\delta_{\max}$ , su kuria galima išmatuoti nevienalytį srautą tokiu srauto matuokliu, esant bet kurios formos ir bet kurios koncentracijos nelaidžioms priemonėms, remdamiesi [2], nustatome iš formulės

$$\delta_{\max} \leq \Delta \cdot k. \quad (19)$$

Čia  $k$  – priemonių tūrinė koncentracija. Pagal leistiną paklaidos vertę galima parinkti vienalyčio magnetinio lauko santykinį ilgį kanalo kryptimi. Jei turime srauto matuoklį su žinoma tolydinio magnetinio lauko dalimi, tada pageidaujama matavimo paklaida gali būti užtikrinta, kai neviršijama tam tikra priemonių koncentracija.

#### Išvados

1. Nevienalytį srautą patogiausia matuoti jutikliu su stačiakampio skerspjūvio kanalu ir tiesiniais elektrodais.

2. Jeigu visame stačiakampio kanale sukurtas vienalytis magnetinis laukas, nevienalytį srautą be magnetinių priemonių galime matuoti be paklaidos.

3. Kai dalyje kanalo magnetinis laukas yra nevienalytis, maksimalią tikėtiną paklaidą galima nustatyti apskaičiavus santykinę elektrodų signalo dalį, sukuriamą nevienalyčio magnetinio lauko srityje.

4. Leistiną papildomą matavimo paklaidą galima užtikrinti didinant vienalyčio magnetinio lauko sritį arba ribojant leistiną priemonių koncentraciją.

#### Literatūra

1. **Bevir M.** The theory of induced voltage electromagnetic flow meters // J. Fluid Mech. – 1970. – Vol. 43. – Part 3. – P. 577–590.
2. **Virbalis J.A.** Errors in electromagnetic flow meter with magnetic particles // Flow Measurement and Instrumentation. – Elsevier Science Ltd., 2001. – No. 12. – P.275–282.
3. **Šimeliūnas R., Virbalis J.A.** Elipsoido formos magnetinės dalelės lauko tyrimas// Elektronika ir elektrotechnika.– Kaunas: Technologija, 2002.– Nr. 7(42).– P. 72–77.
4. **Bates J.J., Turner R.B.** Fluid flow studies with a new electromagnetic flowmeter // Measurement. – Elsevier Science Ltd., 2003. – Volume 33, Issue 1. – P.85–94.

Pateikta spaudai 2004 06 23

**R. Šimeliūnas, J.A. Virbalis. Elektromagnetiniai nevienalyčio srauto keitikliai // Elektronika ir elektrotechnika. – Kaunas: Technologija, 2005.– Nr. 1(57).– P. 48–51.**

Nevienalyčiam srautui matuoti patogiausia naudoti jutiklį su stačiakampio skerspjūvio kanalu ir tiesiniais elektrodais. Jeigu visame kanale sukurtas vienalytis magnetinis laukas, nevienalytį srautą, neturintį magnetinių priemonių, galima matuoti be papildomos paklaidos. Dalyje kanalo esant nevienalyčiam magnetiniam laukui, nevienalytis srautas matuojamas su papildoma paklaida. Maksimalią galimą papildomą paklaidą šiuo atveju galima įvertinti, apskaičiavus santykinę elektrodų signalo dalį, sukuriamą nevienalyčio magnetinio lauko srityje. Virtualiosios srovės tankio pasiskirstymą ir magnetinio lauko srauto tankio pasiskirstymą nevienalytėje zonoje patogiausia apskaičiuoti pagal analogiją su dvilaidės linijos lauku. Kad papildoma matavimo paklaida neviršytų leistinos, galima užtikrinti didinant vienalyčio magnetinio lauko srities ilgį kanalo ašies kryptimi arba ribojant leistiną priemonių koncentraciją. Il.3, bibl.4 (lietuvių kalba; santraukos lietuvių, anglų ir rusų kalbomis).

**R. Šimeliūnas, J.A. Virbalis. The Electromagnetic Meters of Non-homogeneous Flow // Electronics and Electrical Engineering.- Kaunas: Technologija, 2005. – No. 1(57). – P. 48–51.**

The electromagnetic flow meter with rectangular duct and linear electrodes is convenient for measurement of non-homogeneous flow. If uniform magnetic field is created in all volume of duct of meter and the magnetic admixtures are absent, the non-homogeneous flow can be measured without the complementary error. When the magnetic field is non-uniform in some volume of duct, the error of measurement appears. The maximal error can be calculated, if the relative part of the electrode signal, which is created in the part of duct with non-uniform magnetic field, is evaluated. The distribution of the density of virtual current and magnetic flow can be evaluated using the analogy with the field of line of two wires. The error can be diminished, if the part of uniform magnetic field is increased or the volume concentration of admixtures is diminished. Il. 3, bibl. 4 (in Lithuanian; summaries in Lithuanian, English and Russian).

**Р. Шимелюнас, Ю.А. Вирбалис. Электромагнитные расходомеры неоднородной жидкости // Электроника и электротехника. – Каунас: Технология, 2005. – № 1(57).– С. 48–51.**

Для измерения расхода неоднородной жидкости следует применять электромагнитные расходомеры с прямоугольным каналом и линейными электродами. Если на всем протяжении такого канала создано однородное магнитное поле, то расход жидкости с любой концентрацией примесей можно измерять без погрешности. При наличии в части канала неоднородного магнитного поля максимально возможную погрешность можно оценить, рассчитав, какая относительная часть сигнала на электродах создается в части канала с неоднородным магнитным полем. Распределение плотности виртуального тока и магнитного потока в неоднородной части можно рассчитать пользуясь аналогией с полем двухпроводной линии. Погрешность измерения можно уменьшить увеличивая протяженность магнитного поля в направлении оси канала и уменьшая концентрацию примесей. Ил.3, библи. 4 (на литовском языке; рефераты на литовском, английском и русском яз.).

DOI: 10.5755/j02.eie.10339