



“Fizika-2005”
Beynəlxalq Konfrans
International Conference
Международная Конференция

7 - 9 **İyun** **June** **2005** №131 **sayfə** **page** **498-501**
Июнь **стр.**



Bakı, Azərbaycan

Baku, Azerbaijan

Баку, Азербайджан

**BÜTÖV NÜVƏLİ MAQNİT BURAXICISININ ELEKTROMAQNİT
PARAMETRLƏRİNİN TƏYİNİ MƏSƏLƏLƏRİNƏ DAİR**

MƏMMƏDOV F.İ., DADAŞOVA R.B., HÜSEYNOV R.A., TEYYUBOVA S.R.

*Sumqayıt Dövlət Universiteti, Sumqayıt ş., 43 məh.
Az 5008, sdu@sdu.edu.az*

Məqalədə maqnit sistemi bütöv konstruksiya poladından ibarət olan maqnit buraxıcısının (MB) elektromaqnit parametrlərinin riyazi ifadələri alınmışdır. Nüvənin en kəsiyindən qapanan maqnit selinin təyin olunmasında elektrodinamikanın xüsusi tərtibli diferensial tənliyindən istifadə edilmişdir. Bu tənliyin həllindən alınmış maqnit selinin düsturuna əsasən MB-nin dartı qüvvəsinin ifadəsi alınmışdır. Həmin ifadə MB-nin həndəsi ölçülərindən asılı olaraq onun layihələndirilməsinə imkan verir.

Elektromaqnit buraxıcıları avtomatikanın əsas elementləri olub, elektrik maşınlarının iş buraxılmasında, onların artıq cərəyanı mühafizəsində geniş istifadə olunur [1]. Belə elektromaqnit buraxıcıların nüvəsi «III» şəkilli elektrotexniki polad vərəqələrdən yığılır və vərəqələr toplusu ən azı on bir yerdən bir-birinə bərkidilir. Elektromaqnit buraxıcısının konstruksiyası şəkil 1-də veriləlidir.

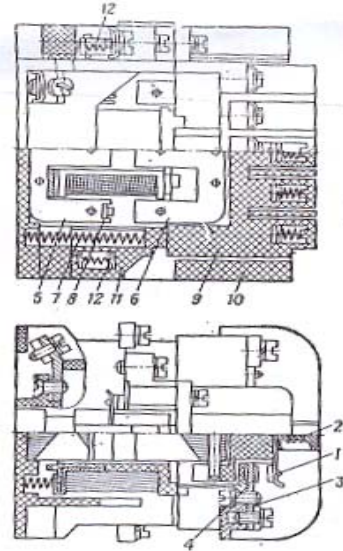
Şəkilə göstərilən 1-özübərpaolunan və körpü tipli hərəkət edə bilən kontakt; 2-1 kontaktı hərəkətə gətirən yay; 3-cərəyan daşıyan şin; 4-tərpənməz kontakt olub, 3 şini ilə elə əlaqələndirilir ki, yaranan qüvvə elektrodinamik qüvvə altında sıxılır və söndürülür; 5-«III» şəkilli nüvə; 6-lövbər; 7-lövbəri ilkin vəziyyətdə qayıtaran yay; 8- nüvənin iki kənar hissələrinin sonluğunda yerləşən qısaqapalı dolaq; 9-izolyasiyaedici qapaqlıq; 10-istiqamətləndirici; 11- gövdə; 12-köməkçi kontaktlardır.

Elektromaqnitlərdə kontaktorun hərəkət yolu ilə lövbərin hərəkət yolu eyni olur. Belə elektromaqnit buraxıcıların əsas çatışmayan cəhəti ondan ibarətdir ki, nüvənin hazırlanma texnologiyası çox mürəkkəbdir. O, qalınlığı 0,25-0,3 mm olan nazik vərəqlər formasında «III» şəklində ştamplanır. Onların bir üzünə nazik təbəqəli izolyasiya lak çəkilir, sonra lak qurudulur. Lakı qurudulmuş vərəqlər bir-biri üzünə elə yığılır ki, vərəqlər arasında lak pərdəsi yerləşmiş olsun. Yığılmış vərəqlər toplusu bir-birinə metal çubuqlar vasitəsilə bərkidilir. Vərəqlərin bir-birinə kip bərkidilməsi üçün nüvənin tərpənməz hissəsi ən azı altı yerdən, lövbər vərəqləri isə beş yerdən bərkidilir. Vərəqlər yığılmasının bərkidilməsi metal çubuqlarla pərçimlənmək yolu ilə əldə edilir.

Maqnit buraxıcılarının (MB) nüvəsinin belə bir mürəkkəb texnologiya ilə hazırlanması onun çatışmayan cəhətlərindən biridir. Bu çatışmamazlığı aradan qaldırmaq üçün onun nüvəsinin bütöv konstruksiya poladından hazırlanması təklif olunur. Bununla əlaqədar olaraq,

bütöv nüvəli maqnit buraxıcısının elektromaqnit parametrlərinin təyin edilməsi lazım gəlir.

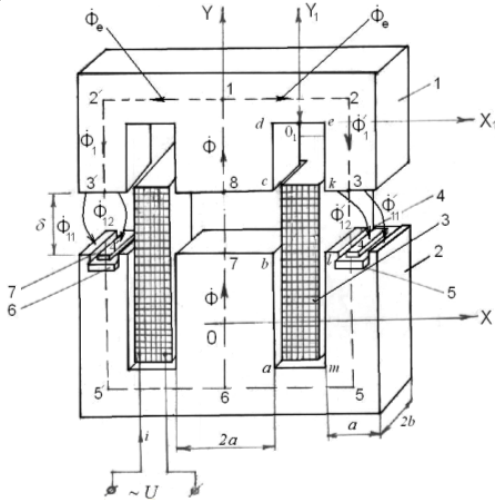
MB nüvəsi onun işləməsi zamanı dəyişən maqnit sahəsində olur və nüvənin en kəsiyində həmişə dəyişən maqnit seli yaranır. Bu maqnit seli nüvənin en kəsiyində qeyri-müntəzəm paylanır və bunun da nəticəsində nüvədən onun təsirlənmə dolağında köçürülmüş və tezlikdən asılı olan, eyni zamanda dövrü cərəyan itkisini xarakterizə edən müqavimət yaranır. Bu müqavimət təsirlənmə dolağının aktiv müqavimətinə ardıcıl qoşulmuş əlavə müqavimət kimi qəbul edilir.



Şəkil 1. Maqnit buraxıcısının konstruksiyası

Nüvədə yaranan dövrü cərəyan itkilərini təyin etmək üçün nüvənin daxilində maqnit xassəsinin tədqiqatını aparmaq lazım gəlir. Şəkil 2-də nüvənin təsirlənmə dolağından axan cərəyanın yaratdığı maqnit selinin yolu göstərilmişdir.

Şəkil 2-dən görünür ki, MB-nin maqnit sistemi 1-lövbərindən, 2-tərpənməz hissəsindən, 3-təsirlənmə dolağından, 4 və 7-yuvalarından, 5 və 6-qısaqapalı dolaqlarından ibarətdir.



Şəkil 2. Maqnit buraxıcısının maqnit sistemi

Tərpənən və tərpənməz nüvə hissələri arasında δ hava məsafəsi vardır. 3-dolağından axan i -cərəyanı nüvədə $\dot{\Phi}$ -dəyişən maqnit selini yaradır və bu maqnit seli nüvənin sağ və sol qolları arasında budaqlanır. Bu maqnit selləri uyğun olaraq $\dot{\Phi}_1$ və $\dot{\Phi}'_1$ kimi işarələndirilir. $\dot{\Phi}_1$ və $\dot{\Phi}'_1$ maqnit selləri öz növbəsində hava məsafəsindən keçərək göstərilən formada 2 hissəyə ayrılır.

Nüvənin sağ tərəfindən qapanan $\dot{\Phi}_1$ maqnit selinin $\dot{\Phi}_{11}$ hissəsi 6-qısaqapalı dolağının daxilindən, $\dot{\Phi}_{12}$ hissəsi isə sonluğun qalan hissəsinin en kəsiyindən qapanır. Eyni qayda üzrə $\dot{\Phi}'_1$ maqnit selinin $\dot{\Phi}_{12}$ hissəsi 5-qısaqapalı dolağının daxilindən, $\dot{\Phi}'_{11}$ hissəsi isə sonluğun qalan hissəsindən qapanır. 5-qısaqapalı dolağıni kəsən $\dot{\Phi}'_{12}$ maqnit seli onda \dot{E}_5 e.h.q.-ni və 6-qısaqapalı dolağıni kəsən $\dot{\Phi}_{11}$ maqnit seli onda \dot{E}_6 e.h.q.-ni yaradır. \dot{E}_5 e.h.q. 5-qısaqapalı dolağında, \dot{E}_6 e.h.q. 6-qısaqapalı dolaqda induksiya cərəyanlarını yaradır. Alınmış i_5 və i_6 induksiya cərəyanları öz növbəsində uyğun dolaqlar ətrafında maqnit seli yaradır. Bu maqnit selləri sağda $\dot{\Phi}'_{12}$ maqnit selini, solda isə $\dot{\Phi}_{11}$ maqnit selini zəiflətməyə çalışır. 5 və 6 qısaqapalı dolaqlarından qapanan i_5 və i_6 cərəyanlarının yaratdıqları maqnit sellərinin bir hissəsi dolaqların öz ətrafından, qalan hissəsi isə nüvənin qollarından qapanır. i_5 və i_6 cərəyanlarının yaratdıqları maqnit sellərinin ümumi $\dot{\Phi}$ maqnit selinə $\dot{\Phi}_1$ və $\dot{\Phi}'_1$ maqnit sellərinə təsirini araşdırmaq üçün qondarma metodundan istifadə olunur [2].

Birinci növbədə qəbul edək ki, nüvənin sonluqlarında qısaqapalı dolaqlar yoxdur. Bu halda təsirlənmə cərəyanının yaratdığı $\dot{\Phi}_1$ maqnit selinin və onun budaqlanan hissəsi $\dot{\Phi}_1$ və $\dot{\Phi}'_1$ sellərinin təyin olunmasına baxaq. Burada istifadə olunan nüvənin en kəsiyi dördbucaqlı formasındadır. Buna görə də maqnit sahəsinin tədqiqi üçün dekart-koordinat sistemindən

istifadə etmək lazım gəlir. Burada tədqiqat aparılarkən təsirlənmə dolağının yerləşdiyi hissənin uzunluğu boyu səpələnən maqnit seli toplusu çox kiçik olduğu üçün nəzərdən atılır.

Nüvənin en kəsiyindən maqnit hərəkətədirici qüvvə 7-8;9-1;1-2;2-3;6-7;7-8;8-9;2'-3';6'-7 aralıqlarında ancaq bir təşkilədiçiyə malikdir. Buna görə də baxdığımız koordinat sistemində nüvənin en kəsiyində maqnit sahə gərginliyi $\dot{H}_{y=0}$ təşkilədiçiyə malik olur və bu təşkilədiçi x, z koordinatlarından asılı olur, özü də

$$\frac{d^2 \dot{H}_{y=0}}{dx^2} + \frac{d^2 \dot{H}_{y=0}}{dz^2} = k^2 \dot{H}_{y=0} \quad (1)$$

tənliyi şəkilində yazılır. Burada $K = \sqrt{j\omega\gamma\mu\mu_0}$; ω - maqnit sahəsinin yaradan cərəyanın bucaq tezliyi; γ, μ, μ_0 - uyğun olaraq nüvənin xüsusi keçiriciliyi, nisbi maqnit nüfuzluğu və boşluğun mütləq maqnit nüfuzluğudur. $\dot{H}_{y=0}$ - maqnit sahə gərginliyinin nüvənin en kəsiyində təsviri şəkil 3-də veriləlidir.

(1) tənliyini həll etmək üçün Furiye metodundan istifadə edilir. Bu metoda görə $\dot{H}_{y=0} = A(x)B(z)$ kimi təsvir edilir. Burada $A(x)$ ancaq x -dən, $B(z)$ isə ancaq z -dən asılı funksiya kimi nəzərdə tutulur. Bu deyilənləri nəzərə alaraq (1) tənliyində bir qədər çevirmə aparmış olsaq

$$\frac{1}{A(x)} \frac{\partial^2 A(x)}{\partial x^2} + \frac{1}{B(z)} \frac{\partial^2 B(z)}{\partial z^2} = k^2 \quad (2)$$

olar. Burada

$$\frac{1}{A(x)} \frac{\partial^2 A(x)}{\partial x^2} = \alpha^2 \quad (3)$$

$$\frac{1}{B(z)} \frac{\partial^2 B(z)}{\partial z^2} = \beta^2$$

qəbul edilir. 2 və 3 tənliklərindən

$$a^2 + \beta^2 = k^2 \quad (4)$$

alınır.

(3) tənliklərinin həllini

$$A(x) = 2A \operatorname{ch} \alpha x \quad (5)$$

$$B(z) = 2B \operatorname{ch} \beta z$$

şəklində yazıb, sonuncu ifadələri $\dot{H}_{y=0}$ -in ifadəsində nəzərə almış olsaq

$$\dot{H}_{y=0} = 4AB \cdot \operatorname{ch} \alpha x \cdot \operatorname{ch} \beta z = N \operatorname{ch} \alpha x \cdot \operatorname{ch} \beta z \quad (6)$$

olduğunu alırıq. $x=0$ və $z=0$ olduqda $\dot{H}_{y=0} = \dot{H}_{0y}$ alınır

və $N = \dot{H}_{0y}$ olur. Bunu (6)-də nəzərə almış olsaq

$$\dot{H}_{y=0} = \dot{H}_{0y} \cdot \operatorname{ch} \alpha x \cdot \operatorname{ch} \beta z \quad (7)$$

olar. $z=0$ və $x=a$ olduqda $\dot{H}_{1m} = \dot{H}_{y=0}$ olur. Yaxud da

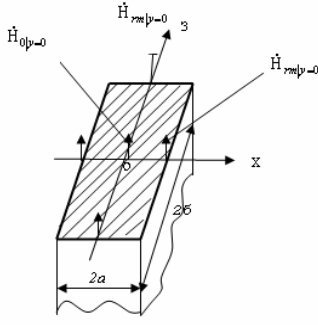
$z=b$ və $x=0$ olduqda $\dot{H}_{y=0} = \dot{H}_{2m}$ olur.

Bu deyilənləri (7)-də nəzərə alıb alınan bərabərlikləri tərəf-tərəfə bölmüş olsaq

$$\frac{\dot{H}_{1m}}{\dot{H}_{2m}} = \frac{\operatorname{ch} \alpha a}{\operatorname{ch} \beta b} \quad (8)$$

alırıq. (8) ifadəsində olan \dot{H}_{1m} və \dot{H}_{2m} maqnit sahə gərginliklərinin təyin olunması üçün maqnit sistemində tam cərəyan qanunundan istifadə olunur. \dot{H}_{1m} maqnit sahə gərginliyinin təyin olunması üçün tam cərəyan

qanununu şəkil 2-də göstərilən qapalı *abcdeklma* konturuna tətbiq edək. Bu kontur nüvənin $2b$ qalınlığının tən ortasında pəncərənin daxili divarları boyu götürülür.



Şəkil 3. Nüvənin en kəsiyində maqnit sahəsi

Götürülmüş konturun *ab* və *cd* uzunluqlarına uyğun olan maqnit sahə gərginliyi \dot{H}_{1m} , *de*, *ek*, *lm*, *ma* uzunluqlarına uyğun gələn maqnit sahə gərginlikləri isə uyğun olaraq $\dot{H}_{de} = \dot{H}_{ma}$; $\dot{H}_{ek} = \dot{H}_{em}$ ilə işarə olunur. Konturun *bc* və *ke* uzunluqlarında maqnit sahə gərginlikləri hava boşluğunda olan maqnit sahə gərginlikləri olub \dot{H}_{bc} və \dot{H}_{ke} ilə işarələnir. Beləliklə, göstərilən kontur üçün tam cərəyan qanunu

$$\dot{H}_{1m}(\ell_{ab} + \ell_{cd}) + \dot{H}_{de}(\ell_{de} + \ell_{ma}) + \dot{H}_{ek}(\ell_{ek} + \ell_{em}) + (\dot{H}_{bc} + \dot{H}_{ke}) \cdot \delta = \mathcal{E}W \quad (9)$$

kimi yazılır. Burada

$$\ell_{de} = \ell_{ma}; \ell_{ab} + \ell_{cd} = \ell_{ek} + \ell_{em}$$

götürülmüş kontur boyu maqnit selinin arası kəsilməməzlik prinsipini elementar en kəsiyə tətbiq etmiş olsaq $\dot{H}_{1m} = \dot{H}_{de} = \dot{H}_{ek}$ və $\dot{H}_{bc} = \mu\dot{H}_{1m}$, $\dot{H}_{ke} = \mu\dot{H}_{1m}$ olur. Bu deyilənləri (9)-də nəzərə almış olsaq və $\ell_{ab} = h_1 = \ell_{1m}$; $\ell_{cd} = h_e = \ell_{ek}$; $\ell_{dc} = \ell_{ma} = \ell$ qəbul etsək

$$\dot{H}_{1m} = \frac{\mathcal{E}W}{2[h_1 + h_2 + \ell + \mu\delta]} \quad (10)$$

olduğunu alırıq.

\dot{H}_{2m} maqnit sahəsi gərginliyini təyin etmək üçün 1-2-3-4-5-6-7-8-1 qapalı konturuna tam cərəyan qanunu tətbiq edilir. Bu kontur nüvənin xarici yan səthində götürülür. Konturun 6-7, 8-1 hissələrinə uyğun olan maqnit sahə gərginlikləri \dot{H}_{2m} -ə bərabər qəbul edilir. 1-2; 5-6 uzunluqlarına uyğun maqnit sahə gərginlikləri $\dot{H}_{12} = \dot{H}_{56}$; 2-3; 4-5 hissələrinə uyğun olan maqnit sahə gərginlikləri $\dot{H}_{23} = \dot{H}_{45}$ qəbul edilir. 7-8 və 3-4 hava aralığında maqnit sahə gərginlikləri $\dot{H}_{78} = \mu\dot{H}_{2m}$; $\dot{H}_{34} = \mu\dot{H}_{45}$ olur. Nüvənin yan səthində sönmə dərinliyinə bərabər olan qalınlıqda dövrü cərəyanlar olmadığı üçün kontur daxilindən ancaq təsirlənmə cərəyanı keçir. Bunu nəzərə aldıqda maqnit selinin arakəsilməməzlik prinsipinə görə $\mu\mu_0 \cdot \dot{H}_{2m} = \mu\mu_0 \cdot \dot{H}_{12}$ və ya $\dot{H}_{12} = \dot{H}_{2m}$ olur. Bu qayda ilə müəyyən edilir ki, $\dot{H}_{23} = \dot{H}_{45} = \dot{H}_{12} = \dot{H}_{2m}$ olur.

Beləliklə, bu deyilənləri nəzərə alsaq

$$\dot{H}_{2m} = \frac{\mathcal{E}W}{2(h_1 + h_2) + 2\left(\frac{3a}{2} + \ell\right) + 2\mu\delta + 2a} = \quad (11)$$

$$= \frac{\mathcal{E}W}{2\left[h_1 + h_2 + \frac{5}{2}a + \ell + \mu\delta\right]}$$

olar. (10) və (11) ifadələrini (8) də nəzərə alıb bir qədər çevirmə aparsaq

$$\frac{ch\alpha a}{ch\beta b} = \frac{h_1 + h_2 + \ell + \frac{5a}{2} + \mu\delta}{h_1 + h_2 + \ell + \mu\delta} = \quad (12)$$

$$= 1 + \frac{5a}{2(h_1 + h_2 + \ell + \mu\delta)}$$

alırıq. Burada

$$5a \ll 2(h_1 + h_2 + \ell + \mu\delta) \quad (13)$$

olduğu üçün (12) ifadəsindən $ch\alpha a = ch\beta b$, yaxud $\alpha a = \beta b$ olur. Buradan

$$\beta = \frac{\alpha a}{b} \quad (14)$$

olur. (14) ifadəsini (4) -də nəzərə alsaq

$$\alpha = \frac{kb}{\sqrt{a^2 + b^2}} \text{ və } \beta = \frac{ka}{\sqrt{a^2 + b^2}} \quad (15)$$

olar. (15) tənliyini (7)-də nəzərə alsaq $\dot{H}_{y=0}$

$$\dot{H}_{y=0} = \dot{H}_{0y} \cdot ch \frac{kbx}{\sqrt{a^2 + b^2}} \cdot ch \frac{kaz}{\sqrt{a^2 + b^2}} \quad (16)$$

kimi yazılır.

Beləliklə, nüvənin orta hissəsindən qapanan maqnit seli üçün

$$\dot{\Phi}_y = 4\mu\mu_0 \dot{H}_{oy} \cdot \int_0^a \int_0^b ch \left(\frac{kbx}{\sqrt{a^2 + b^2}} \right) \cdot ch \left(\frac{kaz}{\sqrt{a^2 + b^2}} \right) dx dz = \quad (17)$$

$$= 2\mu\mu_0 \dot{H}_{oy} \frac{a^2 + b^2}{k^2 ab} \left(ch \frac{2kab}{\sqrt{a^2 + b^2}} - 1 \right)$$

alınır.

Şəkil 2-dən görünür ki, $\dot{\Phi}_y$ maqnit seli, $\dot{\Phi}_1$ və $\dot{\Phi}'_1$ maqnit sellərinə ayrılır. Burada maqnit dövrəsi simmetrik olduğu üçün $\dot{\Phi}_1 = \dot{\Phi}'_1 = \dot{\Phi}_e$ qəbul edilir. Göstərilən maqnit dövrəsində maqnit selinin arakəsilməməzlik prinsipini tətbiq etmək üçün lövbərin sağ və ya sol pəncərəsinin orta hissəsində Y_1OX_1 koordinat sistemində uyğun maqnit sahəsinin tənliyini yazıb həll etmək lazımdır. Həmin hissədə maqnit sahə gərginliyinin ancaq \dot{H}_x təşkil edicisi vardır. Buna görə də maqnit sahəsinin tənliyi

$$\frac{d^2 \dot{H}_{x=0}}{dy_1^2} = k^2 \dot{H}_{x_1=0} \quad (18)$$

kimi yazılır.

Bu tənliyin həlli $\dot{H}_{x_1=0} = A_{1x_1} e^{ky_1} + A_{2x_1} e^{-ky_1}$ şəklində yazılır. Qeyd etmək lazımdır ki, y_1 kordinatının artması ilə əlaqədar $\dot{H}_{x_1=0}$ -in qiyməti arta bilməz. Buna görə də

$A_{1x_1} = 0$ qəbul edilir. Bu halda $\dot{H}_{x_1=0} = A_{2x_1} e^{-ky_1}$. Burada $y_1 = 0$ olduqda $\dot{H}_{x_1=0} = \dot{H}_{3m}$ olur və buna uyğun olaraq $A_{2x_1} = \dot{H}_{3m}$ olur. Bunu nəzərə alduqda baxılan en kəsikdən keçən maqnit seli

$$\dot{\Phi}_e = 2\mu_0\mu_0\dot{H}_{3m}b\frac{1}{k}(1 - e^{-ka}) \quad (19)$$

şəklində alınır. $\dot{\Phi}_y = 2\dot{\Phi}_e$ olduğunu nəzərə alaraq (17) və (19) ifadələrindən

$$\begin{aligned} \mu\mu_0 \frac{a^2 + b^2}{kab} \dot{H}_{oy} \left(ch \frac{2kab}{\sqrt{a^2 + b^2}} - 1 \right) &= \\ &= 2\mu\mu_0 b \dot{H}_{3m} (1 - e^{-ak}) \end{aligned}$$

Burada

$$\dot{H}_{3m} = \frac{(a^2 + b^2) \dot{H}_{oy}}{2kab^2(1 - e^{-ak})} \left(ch \frac{2kab}{\sqrt{a^2 + b^2}} - 1 \right) \quad (20)$$

olur.

(7) bərabərliyində $z=0$ və $x=a$ qəbul etmiş olsaq

$\dot{H}_{y=0} = \dot{H}_{1m}$ olur. Buna uyğun olaraq $\dot{H}_{oy} = \frac{\dot{H}_{1m}}{ch\alpha a}$ alınır.

Bu ifadəni (20)-də nəzərə almış olsaq

$$\begin{aligned} \dot{H}_{3m} &= \frac{(a^2 + b^2) \dot{H}_{1m}}{2kab^2(1 - e^{-ak}) ch\alpha a} \times \\ &\times \left(ch \frac{2kab}{\sqrt{a^2 + b^2}} - 1 \right) \end{aligned} \quad (21)$$

Həmin bu ifadəni \dot{H}_{2m} -ə görə də yazmaq olar və bu halda $x=0, z=b$ olduqda

$$\dot{H}_{3m} = \frac{(a^2 + b^2) \dot{H}_{2m}}{2kab^2(1 - e^{-ak}) ch\beta b} \left(ch \frac{2kab}{\sqrt{a^2 + b^2}} - 1 \right) \quad (22)$$

alınar. MB-nin real ölçülərini nəzərə almış olsaq və təsirlənmə cərəyanının tezliyinin 50 Hs qiymətində

$e^{-ak} \ll 1, ch \frac{2kab}{\sqrt{a^2 + b^2}} \gg 1$ bərabərsizlikləri ödənilir.

Bu halda (21) ifadəsi

$$\dot{H}_{3m} = \frac{(a^2 + b^2) \dot{H}_{1m}}{2kab^2 chka} ch \frac{2kab}{\sqrt{a^2 + b^2}} \quad (23)$$

kimi yazılır. Beləliklə, nüvənin sağ və sol qollarından qapanan maqnit seli

$$\begin{aligned} \dot{\Phi}_e &= 2\mu\mu_0 \dot{H}_{3m} b \frac{1}{k} = \\ &= \mu\mu_0 \frac{(a^2 + b^2) \dot{H}_{1m}}{2k^2 abchka} \cdot ch \frac{2kab}{\sqrt{a^2 + b^2}} \end{aligned} \quad (24)$$

ifadəsindən tapılır.

Burada (10)-u nəzərə almış olsaq

$$\dot{\Phi}_e = \mu\mu_0 \frac{a^2 + b^2}{2k^2 ab} \frac{IWch \frac{2kab}{\sqrt{a^2 + b^2}}}{(h_1 + h_2 + \ell + \mu\delta) chka} \quad (25)$$

olar. $\dot{\Phi}_e$ maqnit seli MB-nin hava boşluğundan qapanır və burada lövbəri dartan qüvvə yaranır. Bu qüvvə maqnit selinin kvadratına mütənasib olaraq

$$\dot{F} = -\frac{1}{2} \dot{\Phi}_e^2 \frac{dR_m}{d\delta}$$

kimi yazılır. Burada R_m hava boşluğunun müqavimətidir.

Sonuncu ifadədə $\dot{\Phi}_e$ maqnit selinin modulunu nəzərə almış olsaq

$$F = \frac{1}{2} |\dot{\Phi}_e|^2 \frac{dR_m}{d\delta} \quad (26)$$

olar. Burada

$$\begin{aligned} R_m &= \frac{\delta}{\mu_0 S_\delta}; \quad |\dot{\Phi}_e| = \frac{\mu\mu_0 (a^2 + b^2)}{2ab} \times \\ &\times \frac{W}{(h_1 + h_2 + \ell + \mu\delta)} \cdot \left| \frac{ich \frac{2kab}{\sqrt{a^2 + b^2}}}{k^2 chka} \right| \end{aligned} \quad (27)$$

olur.

MB-nin hava boşluğunda yaranan dartı qüvvəsinin qiymətini artırmaq üçün «III»-şəkilli nüvənin tərpnəmz hissəsinin sağ və sol qollarının ucluqlarında mis naqıldən ibarət qısaqapalı dolaqlar şəkil 2-də göstərilən formada yerləşdirilir. Bu məqsədlə həmin ucluqların hər birində nüvənin pəncərəsinin daxili səthinə paralel iki yuva açılır və bu yuvalarda qısaqapalı dolaq yerləşdirilir. MB işlədikdə $\dot{\Phi}_e$ maqnit selinin bir hissəsi qısaqapalı dolağın daxilindən keçərək onu kəsir və onda \dot{E}_0 induksiya e.h.q yaradır. Bu induksiya e.h.q isə öz növbəsində qısaqapalı dolaqda induksiya cərəyanı, sonuncu isə $\dot{\Phi}_e$ maqnit selinin əksinə maqnit seli yaradır. Yaranmış maqnit seli nüvənin tərpnəmz hissəsinin sonluqlarında $\dot{\Phi}_e$ maqnit selinin qüvvə xətlərini sıxışdıraraq kiçik en kəsikdən qapanmasını təmin edir ki, bu da nüvənin hava boşluğu ilə sərhəddinə keçid yerində maqnit induksiyasının qiymətini, sonuncu isə öz növbəsində dartı qüvvəsinin qiymətini artırır. Beləliklə, lövbərin dartılmış vəziyyətdə stabil qalması təmin edilir.

Qeyd etmək lazımdır ki, lövbərin dartılmış vəziyyətdə nüvənin tərpnəmz hissəsinin sonluqları ilə lövbərin sonluqları arasında müəyyən hava məsafəsi alınır. Bu hava məsafəsinin uzunluğu qısaqapalı dolaq yerləşən yuvanın eninə yaxın ölçüdə olur. Belə olduqda qısaqapalı dolağın yaratdığı maqnit selinin əksər hissəsi onun öz ətrafından, çox az hissəsi isə nüvənin orta hissəsindən qapanır və $\dot{\Phi}_y$ -in əksinə olur. $\dot{\Phi}_y$ -in əksinə olan maqnit seli çox kiçik olduğu üçün o, nəzərdən atılır. Beləliklə, qısaqapalı dolağın yaratdığı maqnit seli $\dot{\Phi}_e$ maqnit selinə ancaq nüvənin sonluq hissəsində öz təsirini göstərir. Alınmış (26) və (27) ifadələri MB-nin həndəsi ölçülərini özündə əks etdirdikləri üçün, onların ehtimal ölçüyə malik olmasını təyin etməyə imkan verir.

[1]. Чунихин А.А. Электрические аппараты., М., «Энергия» - 1975, 648 с.

[2]. Kazımzadə Z.İ. Elektrotexnikanın nəzəri əsasları. Bakı, Azərneftnəşr, 1952, 646 səh.