



ТЕХНІЧНА ЕЛЕКТРОДИНАМІКА

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ • ВІДДІЛЕННЯ ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИХ ПРОБЛЕМ ЕНЕРГЕТИКИ

ТЕОРЕТИЧНА ЕЛЕКТРОТЕХНІКА
ТА ЕЛЕКТРОФІЗИКА

ПЕРЕТВОРЕННЯ ПАРАМЕТРІВ
ЕЛЕКТРИЧНОЇ ЕНЕРГІЇ

ЕЛЕКТРОМЕХАНІЧНЕ
ПЕРЕТВОРЕННЯ ЕНЕРГІЇ

ЕЛЕКТРОЕНЕРГЕТИЧНІ СИСТЕМИ
ТА УСТАНОВКИ

ІНФОРМАЦІЙНО-ВИМІРЮВАЛЬНІ СИСТЕМИ
В ЕЛЕКТРОЕНЕРГЕТИЦІ

№6
2009

Редакційна колегія

Кириленко О.В., головний редактор, докт.техн.наук, академік НАН України, професор, директор, Інститут електродинаміки НАН України, Україна
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0003-3610-7670>
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/O-5750-2017>

Буткевич О.Ф., докт.техн.наук, професор, головний науковий співробітник, заступник головного редактора, Інститут електродинаміки НАН України, Україна
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-6613-0911>
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/Q-6722-2017>

Волков І.В., докт.техн.наук, професор, член-кореспондент НАН України, головний наук. співр., Інститут електродинаміки НАН України, Україна
ORCID ID : <http://orcid.org/0000-0002-0696-0382>
Researcher ID: <http://www.researcherid.com/rid/P-2955-2017>

Жаркін А.Ф., докт.техн.наук, професор, член-кореспондент НАН України, заст. директора, Інститут електродинаміки НАН України, Україна
ORCID ID : <http://orcid.org/0000-0001-5996-0901>
Researcher ID: <http://www.researcherid.com/rid/P-6937-2017>

Кенсицький О.Г., докт.техн.наук, провідний наук. співр., Інститут електродинаміки НАН України, Україна,
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-2665-207X>
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/P-2664-2017>

Кондратенко І.П., докт.техн.наук, член-кореспондент НАН України, зав. відділу, Інститут електродинаміки НАН України, Україна
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0003-1914-1383>
Researcher ID: <http://www.researcherid.com/rid/O-4479-2017>

Кузнецов В.Г., докт.техн.наук, член-кореспондент НАН України, головний науковий співр., Інститут електродинаміки НАН України, Україна
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-5399-2942>
ResercherID: <http://www.researcherid.com/rid/R-8075-2017>

Липківський К.О., докт. техн. наук, професор, провідний науковий співробітник, заступник головного редактора, Інститут електродинаміки НАН України, Україна
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-3292-1360>
Researcher ID: <http://www.researcherid.com/rid/P-9697-2016>

Мазуренко Л.І., докт.техн.наук, професор, зав. відділу, Інститут електродинаміки НАН України, Україна
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-7059-249X>
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/P-1479-2017>

Мислович М.В., докт.техн.наук, професор, зав. відділу, Інститут електродинаміки НАН України, Україна
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-6245-7917>
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/P-8217-2017>

Михальський В.М., докт.техн.наук, професор, член-кореспондент НАН України, зав. відділу, Інститут електродинаміки НАН України, Україна
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-8251-3111>
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/O-5200-2017>

Стогній Б.С., докт.техн.наук, академік НАН України, головний науковий співр., Інститут електродинаміки НАН України, Україна
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0001-9651-4177>
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/P-2687-2017>

Шаповал І.А., докт.техн.наук, заст. директора з наукової роботи,
Інститут електродинаміки НАН України, Україна
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-9107-5061>
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/J-9749-2013>

Шидловський А.К., докт.техн.наук, академік НАН України, головний науковий співр.,
Інститут електродинаміки НАН України, Україна
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-7643-365X>
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/P-7829-2017>

Шидловська Н.А., докт.техн.наук, член-кореспондент НАН України, головний науковий співр.,
Інститут електродинаміки НАН України, Україна
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-9907-7416>
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/P-7754-2017>

Щерба А.А., докт.техн.наук, член-кореспондент НАН України, зав. відділу,
Інститут електродинаміки НАН України; Україна;
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-0200-369X>
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/N-8710-2015>

Юрченко О.М., докт.техн.наук, зав. відділу, Інститут електродинаміки НАН України, Україна;
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-2107-2308>
Researcher ID: <http://www.researcherid.com/rid/P-3785-2015>

Городжа Л.В., канд.техн.наук, старш. наук. співр., **відповідальний секретар**,
Інститут електродинаміки НАН України, Україна
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-2501-8050>
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/R-5161-2017>

Міжнародна редакційна рада

Kyrylenko O.V., **Editor-in-Chief**, Member of NAS Ukraine, Institute of Electroynamics of NAS Ukraine, Ukraine
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0003-3610-7670> ,
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/O-5750-2017>

Clare Jon C., Professor, The University of Nottingham, United Kingdom
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0001-8243-4280>
Scopus ID: <https://www.scopus.com/authid/detail.uri?authorId=7006621743>

Kharitonov S.O., Professor, Novosibirsk State Technical University, Russia
ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0001-6483-9460>

Hubanski S., Professor, Chalmers University of Technology, Sweden
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-4173-5631>

Kulyk M.M., Member of NAS Ukraine, Institute of General Energy of NAS Ukraine, Ukraine
ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-5582-7027>

Oleshchuk V., Professor, Institute of Power Engineering of AS Moldova, Chisinau, Republic of Moldova;
Scopus ID: <https://www.scopus.com/authid/detail.uri?authorId=6701552532>

Peresada S.M., Professor, National Technical University of Ukraine "Kyiv Polytechnic Institute", Ukraine
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0001-8948-722X>

Pivniak H.H., Member of NAS Ukraine, National Mining University, Dnipropetrovsk, Ukraine
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-8462-2995>

Reztsov V.F., Corresponding Member of NAS Ukraine, Institute for Renewable Energy of NAS Ukraine, Ukraine
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0001-8431-3968>

Rozov V.Yu., Corresponding Member of NAS Ukraine,
State Institution "Institute of Technical Problems of Magnetism of the NAS Ukraine, Ukraine
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0001-7265-2030>

Rossi C., Professor, The University of Bologna, Italy
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-6263-265X>

Sokol Ye.I., Corresponding Member of NAS Ukraine,
National Technical University "Kharkiv Polytechnical Institute", Ukraine;
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0003-1960-3445>

Stakhiv P.H., Professor, National University "Lviv Polytechnica", Ukraine
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-5263-0747> ,
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/P-2078-2017>

Strzelecki R., Professor, Gdansk University of Technology, Poland
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0001-9437-9450> ,
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/C-3238-2018>

Zagirnyak M.V., Professor, The Kremenchuk M.Ostrogradskyi National University, Ukraine
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0003-4700-0967> ,
Researcher ID: <http://www.researcherid.com/rid/F-3416-2017>

Zhuikov V.Ya., Professor, National Technical University of Ukraine "Kyiv Polytecnic Institute", Ukraine
ORCID ID: <http://orcid.org/0000-0002-3338-2426> ,
ResearcherID: <http://www.researcherid.com/rid/J-2936-2017>

Адреса редакції:
03057, м.Київ, проспект Перемоги,56
Інститут електродинаміки НАН України
Тел. (044) 366 26 57
E-mail: ted@ied.org.ua

ЗМІСТ

Теоретична електротехніка та електрофізика

ШИДЛОВСЬКА Н.А., САМОЙЛЕНКО В.Г., КРАВЧЕНКО О.П. Дослідження нелінійних розрядних кіл в режимах роботи, близьких до резонансних	3
РОЗОВ В.Ю., АССУИРОВ Д.А., ДАВЫДОВ А.А. Методы формирования сигналов обратных связей в замкнутых системах управления магнитным полем технических объектов при наличии сторонних источников магнитного поля	8
КУЗНЕЦОВ В.Г., ГАШИМОВ А.М., КУРБАНОВ Э.Д. Исследование структуры наносекундного стримерного разряда методом электрографии	17
БЕСПРОЗВАННЫХ А.В. Физическая интерпретация кривых восстанавливающегося напряжения на основе схем замещения неоднородного диэлектрика.....	23

Електромеханічне перетворення енергії

ПЕТУХОВ И.С., РЕКСТИНА Л.В. Метод расчета потерь от внешних потоков рассеяния в конструктивных элементах трехступенных электрических машин	28
БУРБЕЛО М.Й., КРАВЕЦЬ О.М. Алгоритми вимірювання електричних параметрів асинхронних двигунів	33

Електроенергетичні системи та устаткування

ПЕНТЕГОВ И.В., РЫМАР С.В., БЕЗРУЧКО В.М. Расчет и сравнение индуктивностей цепей протекания токов нулевой последовательности в автотрансформаторных фильтрах	38
ІВАНКОВ В.Ф., БАСОВА А.В., ХІМЮК І.В., КОКОШИН С.С., ІВАНКОВ В.О. Розрахунок магнетного поля, втрат та нагріву у пресувальній пластині і електростатичному екрані на стрижні трансформатора і шунтувального реактора.....	46

Електротехнологічні комплекси та системи

ВОВЧЕНКО А.И., ДИВАК Н.П., ТЕРТИЛОВ Р.В. Оптимизация электрогидроимпульсных технологий и выбор соответствующих режимов работы источников энергии для них	54
ДРЕШПАК Н.С. Режимы индукционного нагрева цилиндричных деталей, з'єднаних посадкою з натягом	61

Інформаційно-вимірювальні системи в електроенергетиці

НОВИК А.И., ЛЕВИЦКИЙ А.С., НЕБОЛЮБОВ Е.Ю. Контроль воздушного зазора в мощных гидрогенераторах в процессе эксплуатации	66
БРАГИНЕЦ И.А., ЗАЙЦЕВ Е.А., КОНОНЕНКО А.Г., МАСЮРЕНКО Ю.А., НИЖЕНСКИЙ А.Д. Фазово-частотные лазерные дальномеры с треугольным законом частотной модуляции	70
ПАМ'ЯТИ товариша, вчителя, вченого	75

ПОКАЖЧИК статей за 2009 рік	76
Abstracts	80

CONTENTS

Theoretical electrical engineering and electrophysics

SHYDLOVSKA N.A., SAMOILENKO V.G., KRAVCHENKO O.P. Analysis of the nonlinear discharging circuits operating in near-resonance conditions.....	3
ROSOV V.Y., ASSUIROV D.A., DAVYDOV A.A. Methods of forming feedback signals in closed-loop control systems of the magnetic field of technical objects under the influence of external sources of the magnetic field.....	8
KUZNETSOV V.H., HASHIMOV A.M., KURBANOV E.D. Analysis of the structure of nanosecond streamer discharge by electrography method.....	17
BESPROSVANNYKH A.V. Physical interpretation of the curves of stress-strain voltage a basis the equivalent circuits of inhomogeneous dielectric.....	23

Electromechanical energy conversion

PETUKHOV I.S., REKSTINA L.V. Method of calculation of losses in external leakage fluxes in constructional parts of displacement electrical machines.....	28
BURBELO M.Y., KRAVETS O.M. Measurement algorithms of asynchronous motors electrical parameters.....	33

Electric power systems and installations

PENTEGOV I.V., RYMAR S.V., BEZRUCHKO V.M. Calculation and comparison of inductances of zero-sequence current flow circuits in autotransformer filters.....	38
IVANKOV V.F., BASOVA A.V., KHIMIUK I.V., KOKOSHYN S.S., IVANKOV V.O. Calculation of magnetic field, losses and heating in pressing plate and electrostatic screen on transformer and shunt reactor limb.....	46

Electrotechnological complexes and systems

VOVCHENKO A.I., DYVAK N.P., TERTYLOV R.V. Optimization of the electrohydropulsed technologies and choosing of appropriate modes of power sources.....	54
DRESHPAK N.S. Modes of inductive heating of cylindrical details connected by an interference fit.....	61

Information-measuring systems in power engineering

NOVYK A.I., LEVYTSKY A.S., NEBOLIUBOV E.Y. Air-gap control in high-powered hydrogenerators within operation processes.....	66
BRAHYNETS I.A., ZAITSEV E.A., KONONENKO A.H., MASIURENKO Y.A., NIZHENSKY A.D. Phase-frequency laser distometers with triangular law of frequency modulation.....	70

In memory friend, teacher, man of science.....	75
---	-----------

INDEX of papers in 2009.....	76
-------------------------------------	-----------

Abstracts.....	80
-----------------------	-----------

Науковий редактор К.О. ЛИПКІВСЬКИЙ
Редактор Т.І.МАЙБОРОДА

Друкується згідно з рекомендацією Вченої ради Інституту електродинаміки НАН України, протокол № 12 від 23.10.2009 р. Підписано до друку 27.10.2009. Формат 60x84/8. Пап. друк. офс. Офсет. Ум.-друк. арк. 10,1. Тираж 300 прим. Зам. 45. Зареєстровано 20.01.94. Свідоцтво: серія КВ, № 388. Ціна договірна.

Поліграфічна дільниця Інституту електродинаміки НАН України 03057, м. Київ, пр. Перемоги, 56.

УДК 621.3.011.74.005

Н.А.Шидловська, чл.-кор. НАН України, **В.Г.Самойленко**, докт.фіз.-мат.наук (Київський нац. ун-т ім. Т.Шевченка), **О.П.Кравченко**, канд.техн.наук (Інститут електродинаміки НАН України, Київ),

ДОСЛІДЖЕННЯ НЕЛІНІЙНИХ РОЗРЯДНИХ КІЛ В РЕЖИМАХ РОБОТИ, БЛИЗЬКИХ ДО РЕЗОНАНСНИХ

Проаналізовано особливості процесів у нелінійному розрядному колі в режимах роботи, близьких до резонансних, в залежності від того, який з елементів кола є нелінійним.

Проанализированы особенности процессов, происходящих в нелинейной разрядной цепи при режимах работы, близких к резонансным, в зависимости от того, какой из элементов является нелинейным.

В [1] авторами розроблено аналітичний метод розрахунку процесів в слабо нелінійних коливальних колах з втратами, який ґрунтується на розкладанні розв'язків слабо нелінійної системи по розв'язках незбуреної (породжуючої) системи. Основна перевага запропонованого методу полягає в тому, що завдяки спеціальній заміні змінних відбувається перехід від нелінійного рівняння другого порядку до системи лінійних диференціальних рівнянь першого порядку, що значно розширює клас задач, які можуть бути досліджені за його допомогою.

Ця робота є продовженням статті [3] і присвячена розгляду процесів у послідовному RLC -колі в режимах роботи, близьких до резонансних. Розглянуто три розрядних кола, в яких нелінійним почергово вважається один з елементів, а решта – лінійні.

Запишемо рівняння, що відображає процеси в послідовному RLC -колі:

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + 2\delta \frac{dq}{dt} + \omega^2 q = \varepsilon F\left(q, \frac{dq}{dt}\right). \quad (1)$$

Тут $2\delta = R/L$, $\omega^2 = LC^{-1}$, q – величина заряду на конденсаторі, L – індуктивність, що відповідає лінійному випадку, C – ємність конденсатора, R – опір, ε – малий параметр.

Вигляд нелінійної функції F в правій частині рівняння (1) визначається особливостями конкретного кола і залежить від типу нелінійності. У даній роботі будемо розглядати процеси у колі, коли корені характеристичного незбуреного (при $\varepsilon = 0$) рівняння (1) кратні і мають вигляд $\lambda_1 = \lambda_2 = -\delta$.

Для побудови наближеного розв'язку рівняння (1) виконується заміна змінних

$$q = y_1, \quad dq/dt = -\delta y_1 + y_2, \quad (2)$$

і рівняння (1) зводиться до еквівалентної системи диференціальних рівнянь вигляду:

$$\begin{cases} \dot{y}_1 = -\delta y_1 + y_2 \\ \dot{y}_2 = -2\delta y_2 + \varepsilon H_2(y_1, y_2) \end{cases} \quad (3)$$

де $H_2(y_1, y_2) = F(y_1, -\delta y_1 + y_2) = H_2(y)$.

Систему (3) можна записати наступним чином:

$$\dot{y} = \begin{pmatrix} \dot{y}_1 \\ \dot{y}_2 \end{pmatrix} = Wy + \varepsilon H(y), \quad (4)$$

де $W = \begin{pmatrix} -\delta & 1 \\ 0 & -\delta \end{pmatrix}$, $H(y) = \begin{pmatrix} 0 \\ H_2(y) \end{pmatrix}$.

Тут $H(y)$ залежить від типу нелінійності в колі і буде наведено нижче.

Розв'язок системи (4) будемо шукати у вигляді

$$y = \varphi(t, z) = \begin{pmatrix} U(t, z) \\ V(t, z) \end{pmatrix}, \quad z = \begin{pmatrix} z_1 \\ z_2 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

де z – нова невідома вектор – функція змінної t .

Функції $U(t, z)$ та $V(t, z)$ зобразимо наступним чином:

$$U(t, z) = u_{10}z_1 + u_{01}z_2 + u_{20}z_1^2 + u_{11}z_1z_2 + u_{02}z_2^2 + u_{30}z_1^3 + u_{21}z_1^2z_2 + u_{12}z_1z_2^2 + u_{03}z_2^3 + \dots, \quad (6)$$

$$V(t, z) = v_{10}z_1 + v_{01}z_2 + v_{20}z_1^2 + v_{11}z_1z_2 + v_{02}z_2^2 + v_{30}z_1^3 + v_{21}z_1^2z_2 + v_{12}z_1z_2^2 + v_{03}z_2^3 + \dots,$$

де $u_{10}, v_{10}, \dots, u_{03}, v_{03}, \dots$ – деякі невідомі функції, залежні від змінної t , явний вигляд яких визначається рекурентним чином.

Враховуючи те, що

$$\frac{dy}{dt} = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{\partial\varphi}{\partial t} + \frac{\partial\varphi}{\partial z} \frac{dz}{dt}, \quad (7)$$

де $\frac{\partial\varphi}{\partial z} = \begin{pmatrix} \frac{\partial U}{\partial z_1} & \frac{\partial U}{\partial z_2} \\ \frac{\partial V}{\partial z_1} & \frac{\partial V}{\partial z_2} \end{pmatrix}$, система рівнянь (4) перетвориться до вигляду

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} + \frac{\partial\varphi}{\partial z} \dot{z} = W\varphi + \varepsilon H(\varphi). \quad (8)$$

Беручи до уваги умову $\det\left(\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right) \neq 0$, невідомі функції $U(t, z), V(t, z)$ будемо визначати так, щоб виконувалася рівність

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} = W\varphi - \frac{\partial\varphi}{\partial z} Wz + \varepsilon H(\varphi). \quad (9)$$

Зауважимо, що співвідношення (9) забезпечують можливість зведення системи (4) до лінійної системи $\dot{z} = Wz$, загальний розв'язок якої має вигляд:

$$z_1 = (C_1 + C_2 t)e^{-\delta t}, \quad z_2 = C_2 e^{-\delta t}, \quad (10)$$

де C_1, C_2 – сталі інтегрування, які визначаються з відповідних початкових умов.

Враховуючи вирази (6) і те, що

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} = \begin{pmatrix} \frac{\partial U}{\partial t} \\ \frac{\partial V}{\partial t} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{du_{10}}{dt}z_1 + \frac{du_{01}}{dt}z_2 + \frac{du_{20}}{dt}z_1^2 + \frac{du_{11}}{dt}z_1z_2 + \frac{du_{02}}{dt}z_2^2 + \dots \\ \frac{dv_{10}}{dt}z_1 + \frac{dv_{01}}{dt}z_2 + \frac{dv_{20}}{dt}z_1^2 + \frac{dv_{11}}{dt}z_1z_2 + \frac{dv_{02}}{dt}z_2^2 + \dots \end{pmatrix}, \quad (11)$$

рівняння системи (9) набудуть наступного вигляду:

$$\begin{aligned} & \frac{du_{10}}{dt}z_1 + \frac{du_{01}}{dt}z_2 + \frac{du_{20}}{dt}z_1^2 + \frac{du_{11}}{dt}z_1z_2 + \frac{du_{02}}{dt}z_2^2 + \frac{du_{30}}{dt}z_1^3 + \frac{du_{21}}{dt}z_1^2z_2 + \frac{du_{12}}{dt}z_1z_2^2 + \frac{du_{03}}{dt}z_2^3 = \\ & = v_{10}z_1 + (v_{01} - u_{10})z_2 + (\delta u_{20} + v_{20})z_1^2 + (v_{11} - 2u_{20} + \delta u_{11})z_1z_2 + (\delta u_{02} + v_{02} - u_{11})z_2^2 + \\ & + (2\delta u_{30} + v_{30})z_1^3 + (2\delta u_{21} + v_{21} - 3u_{30})z_1^2z_2 + (2\delta u_{12} - 2u_{21} + v_{12})z_1z_2^2 + (2\delta u_{03} + v_{03} - u_{12})z_2^3. \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} & \frac{dv_{11}}{dt}z_1 + \frac{dv_{12}}{dt}z_2 + \frac{dv_{21}}{dt}z_1^2 + \frac{dv_{22}}{dt}z_1z_2 + \frac{dv_{23}}{dt}z_2^2 + \frac{dv_{31}}{dt}z_1^3 + \frac{dv_{32}}{dt}z_1^2z_2 + \frac{dv_{33}}{dt}z_1z_2^2 + \frac{dv_{34}}{dt}z_2^3 = \\ & = -v_{10}z_2 + \delta v_{20}z_1^2 + (\delta v_{11} - 2v_{20})z_1z_2 + (\delta v_{02} - v_{11})z_2^2 + 2\delta v_{30}z_1^3 + (2\delta v_{21} - 3v_{30})z_1^2z_2 + \\ & + (2\delta v_{12} - 2v_{21})z_1z_2^2 + (2\delta v_{03} - v_{12})z_2^3 + \varepsilon H_2(z), \end{aligned} \quad (13)$$

де $H_2(z)$ залежить від типу і вигляду характеристики нелінійного елемента і записується з урахуванням (5), (6).

Невідомі функції $u_{10}, u_{01}, v_{10}, v_{01}, u_{20}, u_{11}, u_{02}, v_{20}, v_{11}, v_{02}, \dots$ визначаються з рівнянь, які отримуються з (12), (13) шляхом прирівнювання коефіцієнтів при однакових степенях z_1, z_2 в лівій і правій частинах співвідношень (12), (13).

Необхідно відзначити, що функції $u_{10}, v_{10}, \dots, u_{03}, v_{03}$ набувають однакового вигляду для послідовного RLC -кола незалежно від того, який з елементів є нелінійним, і визначаються як частинні розв'язки системи диференціальних рівнянь (12), (13):

$$\begin{aligned} u_{10} = 1, \quad u_{01} = 0, \quad v_{10} = 0, \quad v_{01} = 1, \\ u_{20} = u_{11} = u_{02} = 0, \quad v_{20} = v_{11} = v_{02} = 0. \end{aligned} \quad (14)$$

Подальший аналіз проведемо з урахуванням особливостей нелінійних елементів і знайдемо наближені розв'язки системи (4) для кожного виду нелінійного розрядного кола.

1. Для кола, що містить **нелінійну індуктивність** з феромагнітним осердям, нелінійність якої описується співвідношенням [2]

$$\psi = Ldq / dt - \varepsilon (dq / dt)^3, \quad (15)$$

з урахуванням закону Кірхгофа можна записати:

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{q}{LC} = -\varepsilon \frac{3}{L} \left[\frac{R}{L} \left(\frac{dq}{dt} \right)^3 + \frac{q}{LC} \left(\frac{dq}{dt} \right)^2 \right]. \quad (16)$$

Застосуємо для аналізу описану вище методику. Функція $H_2(z)$ при такому типі нелінійної залежності з урахуванням рівностей (5), (6) буде мати вигляд:

$$H_2(z) = r \{ \delta^4 z_1^3 - 4\delta^3 z_1^2 z_2 + 5\delta^2 z_1 z_2^2 - 2\delta z_2^3 \}. \quad (17)$$

Функції u_{03}, v_{03}, \dots визначимо як частинні розв'язки системи диференціальних рівнянь (12), (13):

$$\begin{aligned} u_{30} = \varepsilon r \delta^2 / 4, \quad v_{30} = -\varepsilon r \delta^3 / 2, \\ u_{21} = -\varepsilon r \delta / 4, \quad v_{21} = 5\varepsilon r \delta^2 / 4, \\ u_{12} = 3\varepsilon r / 8, \quad v_{12} = -5\varepsilon r \delta / 4, \\ u_{03} = 0, \quad v_{03} = 3\varepsilon r / 8. \end{aligned} \quad (18)$$

Таким чином, підставляючи отримані вище значення функцій $u_{10}, v_{10}, \dots, u_{03}, v_{03}, \dots$ в (6) та враховуючи заміни (3) і (2), одержимо формули для наближеного розв'язку рівняння (15):

$$q = (C_1 + C_2 t) e^{-\delta t} + \varepsilon \frac{r \delta^2}{4} (C_1 + C_2 t)^3 e^{-3\delta t} - \varepsilon \frac{r \delta}{4} (C_1 + C_2 t)^2 C_2 e^{-3\delta t} + \varepsilon \frac{3}{8} r (C_1 + C_2 t) C_2^2 e^{-3\delta t}, \quad (19)$$

$$\begin{aligned} i = -\delta (C_1 + C_2 t) e^{-\delta t} + C_2 e^{-\delta t} - \varepsilon \frac{3r \delta^3}{4} (C_1 + C_2 t)^3 e^{-3\delta t} + \varepsilon \frac{3r \delta^2}{2} (C_1 + C_2 t)^2 C_2 e^{-3\delta t} - \\ - \varepsilon \frac{13r \delta}{8} (C_1 + C_2 t) C_2^2 e^{-3\delta t} + \varepsilon \frac{3}{8} r C_2^3 e^{-3\delta t}. \end{aligned} \quad (20)$$

Сталі інтегрування C_1, C_2 визначаються з початкових умов

$$q|_{t=0} = Q, \quad dq / dt|_{t=0} = 0 \quad (21)$$

і їхні наближені значення мають вигляд:

$$C_1 = Q - \varepsilon \frac{3}{8} r \delta^2 Q^3, \quad C_2 = \delta Q + \varepsilon \frac{r \delta^3}{8} Q^3.$$

2. У випадку розряду **нелінійного конденсатора** з сегнетодіелектриком, кулон-вольтна характеристика якого має вигляд [2]

$$u_c = q / C + dq^3, \quad (22)$$

процеси у колі описуються рівнянням

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{q}{LC} + \frac{d}{L} q^3 = 0. \quad (23)$$

Введемо додаткові позначення:

$$k = L^{-1}; \quad d = \varepsilon - \text{малий параметр}. \quad (24)$$

Використовуючи описану вище методику з урахуванням (24), рівняння (23) можна звести до системи рівнянь (12) і (13), в яких $H_2(z)$ має вигляд:

$$H_2(z) = kz_1^3. \quad (25)$$

Частинними розв'язками цих диференціальних рівнянь є функції:

$$\begin{aligned} u_{30} &= -\varepsilon k / 4\delta^2, & v_{30} &= -\varepsilon k / 2\delta, \\ u_{21} &= -3\varepsilon k / 4\delta^3, & v_{21} &= 3\varepsilon k / 4\delta^2, \\ u_{12} &= -9\varepsilon k / 8\delta^4, & v_{12} &= 3\varepsilon k / 4\delta^3, \\ u_{03} &= -3\varepsilon k / 4\delta^5, & v_{03} &= -3\varepsilon k / 4\delta^5. \end{aligned} \quad (26)$$

Підставляючи отримані значення функцій $u_{10}, v_{10}, \dots, u_{03}, v_{03}, \dots$ з (14), (26) в (6) та враховуючи заміни (2) та (3), одержимо

$$\begin{aligned} q &= (C_1 + C_2 t) e^{-\delta t} - \varepsilon \frac{k}{4\delta^2} (C_1 + C_2 t)^3 e^{-3\delta t} - \varepsilon \frac{3k}{4\delta^3} (C_1 + C_2 t)^2 C_2 e^{-3\delta t} - \\ &\quad - \varepsilon \frac{9k}{8\delta^4} (C_1 + C_2 t) C_2^2 e^{-3\delta t} - \varepsilon \frac{3k}{4\delta^5} C_2^3 e^{-3\delta t}, \\ i &= (-\delta C_1 + C_2) e^{-\delta t} - \delta C_2 t e^{-\delta t} + \varepsilon \frac{3k}{4\delta} (C_1 + C_2 t)^3 e^{-3\delta t} + \varepsilon \frac{3k}{2\delta^2} (C_1 + C_2 t)^2 C_2 e^{-3\delta t} + \\ &\quad + \varepsilon \frac{15k}{8\delta^3} (C_1 + C_2 t) C_2^2 e^{-3\delta t} + \varepsilon \frac{9k}{8\delta^4} C_2^3 e^{-3\delta t}. \end{aligned} \quad (27)$$

З урахуванням початкових умов (21) наближені значення сталих інтегрування набудуть вигляду:

$$C_1 = Q + \varepsilon \frac{23k}{8\delta^2} Q^3, \quad C_2 = \delta Q - \varepsilon \frac{19k}{8\delta} Q^3.$$

3. Нелінійність **активного опору**, як правило, (коли нелінійність не лежить в основі функціонування пристрою) описується співвідношенням [2]:

$$R = R_0(1 + \varepsilon i^2). \quad (28)$$

З урахуванням рівняння Кірхгофа для послідовного RLC -кола з нелінійним опором можна записати:

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{q}{LC} + \varepsilon \frac{R}{L} \left(\frac{dq}{dt} \right)^3 = 0. \quad (29)$$

Використовуючи описану вище методику, рівняння (29) можна звести до системи рівнянь (12), (1), де $H_2(z)$ описується співвідношенням:

$$H_2(z) = 2\delta \left\{ -\delta^3 z_1^3 + 3\delta^2 z_1^2 z_2 - 3\delta z_1 z_2^2 + z_2^3 \right\}, \quad (30)$$

а функції $u_{30}, v_{30}, \dots, u_{03}, v_{03}, \dots$ мають вигляд:

$$\begin{aligned} u_{30} &= \varepsilon \delta^2 / 2, & v_{30} &= -\varepsilon \delta^3, \\ u_{21} &= 0, & v_{21} &= 3\varepsilon \delta^2 / 2, \\ u_{12} &= 3\varepsilon / 4, & v_{12} &= -3\varepsilon \delta / 2, \\ u_{03} &= \varepsilon / 4\delta, & v_{03} &= \varepsilon / 4. \end{aligned} \quad (31)$$

Тоді, аналогічно з попереднім випадком, підставляючи (14) і (31) у (5) і (6) та враховуючи заміни (2) і (3), маємо:

$$q = (C_1 + C_2 t) e^{-\delta t} + \varepsilon \frac{\delta^2}{2} (C_1 + C_2 t)^3 e^{-3\delta t} + \varepsilon \frac{3}{4} (C_1 + C_2 t) C_2^2 e^{-3\delta t} + \frac{\varepsilon}{4\delta} C_2^3 e^{-3\delta t}, \quad (32)$$

$$\begin{aligned} i &= -\delta(C_1 + C_2 t) e^{-\delta t} + C_2 e^{-\delta t} - \frac{3}{2} \varepsilon \delta^3 (C_1 + C_2 t)^3 e^{-3\delta t} + \frac{3}{2} \varepsilon \delta^2 (C_1 + C_2 t)^2 C_2 e^{-3\delta t} - \\ &\quad - \frac{9}{4} \varepsilon \delta (C_1 + C_2 t) C_2^2 e^{-3\delta t}. \end{aligned} \quad (33)$$

Наближені значення сталих інтегрування для рівнянь (32), (33) знаходимо з початкових умов (21):

$$C_1 = Q - \varepsilon \frac{3}{2} \delta^2 Q^3, \quad C_2 = \delta Q + \varepsilon \frac{3}{4} \delta^3 Q^3.$$

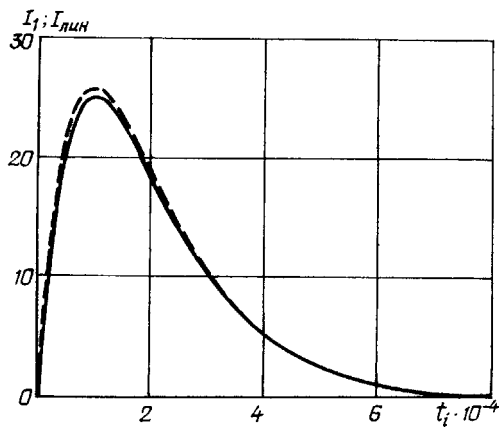


Рис. 1

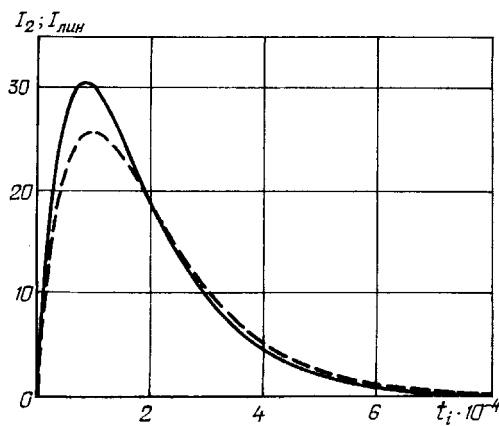


Рис. 2

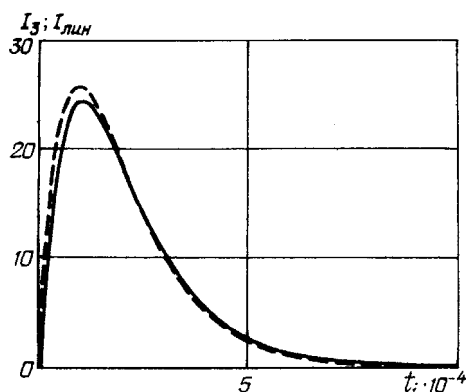


Рис. 3

Для порівняння впливу нелінійності різних елементів кола на процеси в ньому (для трьох розглянутих варіантів) побудовано графіки залежностей струму від часу (рис.1–3). Величина малого параметру нелінійних характеристик вибиралася виходячи із співвідношення між лінійною та нелінійною складовими:

$$k = \frac{R_n}{R_l} = \frac{\Psi_n}{\Psi_l} = \frac{Q_n}{Q_l} \approx 0,01.$$

На всіх графіках неперервною лінією відображено струм у нелінійному колі, пунктирною – у лінійному.

Як видно з рис. 1–3, в усіх випадках, незалежно від того, який з елементів кола нелінійний, існує точка перетину між графіками, що відображають лінійний та нелінійний процеси на відрізьку спаду струму. У випадку нелінійності конденсатора (рис. 2) точка перетину спостерігається і на відрізьку зростання струму. Це свідчить про те, що нелінійність, залежно від моменту часу, може збільшувати, або зменшувати струм у колі.

Крім того, ці графіки наочно демонструють, що при нелінійній характеристиці конденсатора, абсолютна величина різниці між лінійною та нелінійною характеристиками більша, ніж при нелінійності характеристик індуктивності (рис. 1) та опору (рис. 3). Зазначимо, що при нелінійності конденсатора екстремум струму набуває більшого значення, ніж в лінійному випадку, а при нелінійності індуктивності та опору – навпаки, має менше значення, ніж у лінійному випадку.

Висновки: Таким чином, за допомогою оригінального аналітичного методу проаналізовано кола розряду конденсатора на індуктивно-активне навантаження при по-черговій нелінійності усіх елементів кола за умови лінійності останніх в режимах роботи, близьких до резонансних. Одержані графіки наочно демонструють відмінності поведінки процесів у лінійному та нелінійному колах в залежності від того, який з елементів нелінійний.

1. Потороча В.В., Кравченко О.П., Самойленко В.Г., Шидловська Н.А. Побудова наближених розв'язків слабо збурених диференціальних рівнянь теорії нелінійних електричних кіл // В зб.: Крайові задачі для диференціальних рівнянь. – Чернівці, 2006. – №14. – С. 168–175.

2. Филиппов Е. Нелинейная электротехника. – М.: Энергия, 1976. – 496 с.

3. Шидловська Н.А., Самойленко В.Г., Кравченко О.П. Аналітичний метод дослідження нелінійних розрядних кіл // Техн. електродинаміка. – 2009. – №5. – С. 3–6.

Надійшла 18.06.2009

В.Ю.Розов, чл.-корр. НАН Украины, **Д.А.Ассуиров**, канд.техн.наук, **А.А.Давыдов** (Научно-технический центр магнетизма технических объектов НАН Украины, Харьков)

МЕТОДЫ ФОРМИРОВАНИЯ СИГНАЛОВ ОБРАТНЫХ СВЯЗЕЙ В ЗАМКНУТЫХ СИСТЕМАХ УПРАВЛЕНИЯ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ТЕХНИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ ПРИ НАЛИЧИИ СТОРОННИХ ИСТОЧНИКОВ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Предложены методы формирования сигналов обратных связей в замкнутых системах управления магнитным полем технических объектов, обеспечивающие повышение точности управления за счет уменьшения влияния на систему управления возмущающего действия магнитного поля внешних источников.

Запропоновано методи формування сигналів зворотних зв'язків у замкнутих системах управління магнітним полем технічних об'єктів, що забезпечують підвищення точності управління за рахунок зменшення впливу на систему управління збурювальної дії магнітного поля зовнішніх джерел.

Введение. Создание методов и средств управления магнитным полем (МП) технических объектов (ТО) является одной из актуальных проблем магнетизма ТО. В частности, задачи управления МП ТО возникают при магнитной защите подвижных ТО, при магнитном управлении ориентацией космических аппаратов на околоземной орбите, при снижении МП различных ТО для уменьшения их негативного влияния на здоровье людей и окружающую среду.

Современный уровень развития теории управления МП ТО [2,3,12–15] позволяет приступить к созданию работающих по замкнутому циклу систем автоматического управления МП, которые потенциально способны обеспечить наиболее эффективное управление МП ТО. На рис. 1 показана обобщенная структурная схема таких систем управления, где приняты следующие обозначения: СУР – система управления и регулирования; МИО – магнитный исполнительный орган; ИП – источник питания МИО; ДМП – датчик МП; ФСОС – формирователь сигналов обратных связей; ВИМП – внешний источник МП.

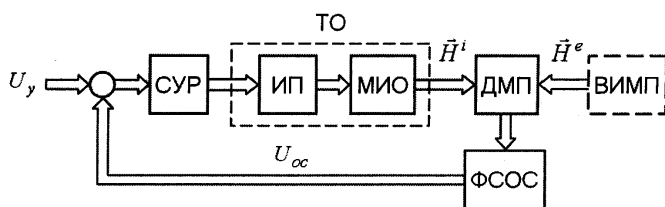


Рис. 1

Как известно [5], реализация управления в замкнутой системе связана с необходимостью формирования сигналов обратных связей U_{oc} для замыкания системы по управляемому переменным. В качестве таких переменных при стационарном (квазистационарном) характере магнитного поля ТО используют напряженность МП [15] или скалярный магнитный потенциал [3] в отдельных точках поверхности ТО.

Напряженность МП является физической величиной, которая может быть измерена с помощью специальных датчиков (ДМП), установленных на поверхности ТО. В отличие от нее скалярный магнитный потенциал является характеристикой МП, определение которой производится расчетным путем по измеренным значениям напряженности МП [14]. Таким образом, независимо от типа используемых управляемых переменных, необходимым этапом формирования сигналов обратных связей в замкнутых системах управления МП ТО является измерение напряженности МП на поверхности ТО.

Как правило, ТО находятся в МП Земли и могут находиться в МП других сторонних источников. Поэтому МП на поверхности ТО может быть измерено только как суперпозиция МП собственных (внутренних) источников ТО и МП сторонних, внешних относительно ТО источников. При этом МП внутренних источников является собственно МП ТО, подлежащим управлению, а МП внешних источников – помехой, негативно влияющей на процесс управления МП ТО [13].

В связи с изложенным, при решении проблем управления МП ТО возникает задача разделе-

ния суммарного МП, измеренного на поверхности ТО, на МП внешних и внутренних источников с целью селективного (выделения) собственного МП ТО.

Задача селективного собственного МП ТО может быть решена различными методами, которые можно разделить на три основные группы: аналитические методы, основанные только на математической обработке измеренных параметров суммарного МП; аппаратно-параметрические методы, использующие для селективного МП ТО дополнительную информацию о параметрах МП или его источников; комбинированные методы, сочетающие в себе элементы аналитического и аппаратно-параметрического методов селекции МП ТО.

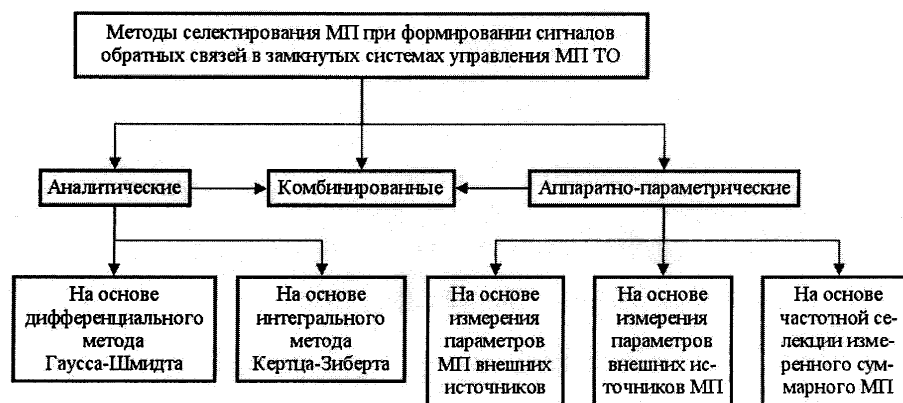


Рис. 2

Аналитические методы селективного МП ТО. В их основе лежат математические приемы разделения потенциального поля на составляющие внешних и внутренних относительно поверхности измерения источников. Эти приемы разработаны для решения задач геофизики, геологии, гравито- и магниторазведки [1,4,6–11,16,17]. Из существующих математических методов разделения потенциальных полей наибольший интерес для решения задачи селективного МП ТО представляют дифференциальный метод Гаусса-Шмидта и интегральные методы на основе интегралов Коши.

Метод селективного МП ТО на основе дифференциального метода Гаусса-Шмидта основан на разложении наблюдаемого в точке измерения МП в ряд по сферическим функциям. К.Гаусс, являясь первым исследователем проблемы разделения МП [6], поставил перед собой задачу аналитического описания стационарного МП Земли в виде функции координат заданной точки на поверхности Земли. При этом он исходил из предположения о потенциальности внешнего МП Земли \vec{H}

$$\text{rot}\vec{H} = 0, \quad (1)$$

считая, что все его источники находятся внутри Земного шара.

Свойство потенциальности (1) позволяет ввести для описания внешнего МП Земли скалярный потенциал, удовлетворяющий соотношению

$$\vec{H} = -\text{grad}U. \quad (2)$$

Стационарное МП поле обладает свойством соленоидальности

$$\text{div}\vec{H} = 0, \quad (3)$$

поэтому, подставляя (2) в уравнение (3), получим для потенциалов вне магнитных масс уравнение Лапласа

$$\Delta U = 0. \quad (4)$$

Используя это уравнение и принимая форму Земли за шарообразную, Гаусс получил для то-

чек вне Земли в сферических координатах r, θ, φ разложение скалярного магнитного потенциала в ряд

$$U^i = R_0 \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{R_0}{r} \right)^{n+1} \cdot \sum_{m=0}^n (g_n^m \cos m\varphi + h_n^m \sin m\varphi) \cdot P_n^m(\cos \theta), \quad r \geq R_0, \quad (5)$$

где R_0 – радиус земного шара; $P_n^m(\cos \theta)$ – полиномы Лежандра; g_n^m, h_n^m – постоянные коэффициенты.

Подставляя (5) в (2) и полагая после дифференцирования $r = R_0$, получаем в сферических координатах разложение в ряд сферических компонент стационарного МП внутренних источников на поверхности Земли:

$$\begin{aligned} H_r^i &= -\frac{\partial U}{\partial r} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (g_n^m \cos m\varphi + h_n^m \sin m\varphi) \cdot (n+1) P_n^m(\cos \theta); \\ H_{\theta}^i &= -\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial U}{\partial \theta} = -\sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (g_n^m \cos m\varphi + h_n^m \sin m\varphi) \cdot \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta}; \\ H_{\varphi}^i &= -\frac{1}{r \sin \theta} \cdot \frac{\partial U}{\partial \varphi} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (g_n^m \sin m\varphi - h_n^m \cos m\varphi) \cdot \frac{m P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta}. \end{aligned} \quad (6)$$

Для внешних относительно Земли источников МП А.Шмидтом [17] было получено аналогичное разложение скалярного магнитного потенциала в ряд для точек, расположенных внутри Земли

$$U^e = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{r^n}{R_0^{n-1}} \cdot \sum_{m=0}^n (a_n^m \cos m\varphi + b_n^m \sin m\varphi) \cdot P_n^m(\cos \theta), \quad r \leq R_0. \quad (7)$$

На основе этого разложения находятся выражения для сферических компонент стационарного МП внешних источников на поверхности Земли:

$$\begin{aligned} H_r^e &= -\sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (a_n^m \cos m\varphi + b_n^m \sin m\varphi) \cdot n P_n^m(\cos \theta); \\ H_{\theta}^e &= -\sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (a_n^m \cos m\varphi + b_n^m \sin m\varphi) \cdot \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta}; \\ H_{\varphi}^e &= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (a_n^m \sin m\varphi - b_n^m \cos m\varphi) \cdot \frac{m P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta}. \end{aligned} \quad (8)$$

Результирующее МП на поверхности Земли является суперпозицией (6) и (8), то есть

$$H_r = H_r^i + H_r^e; \quad H_{\theta} = H_{\theta}^i + H_{\theta}^e; \quad H_{\varphi} = H_{\varphi}^i + H_{\varphi}^e. \quad (9)$$

Подставляя (6) и (8) в (9) и вводя обозначения для коэффициентов:

$$\begin{aligned} p_n^m &= (n+1)g_n^m - na_n^m; \quad q_n^m = (n+1)h_n^m - nb_n^m; \\ c_n^m &= g_n^m + a_n^m; \quad d_n^m = h_n^m + b_n^m, \end{aligned} \quad (10)$$

получаем выражения для результирующего МП внутренних и внешних источников на поверхности Земли:

$$\begin{aligned} H_r &= -\sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (p_n^m \cos m\varphi + q_n^m \sin m\varphi) \cdot n P_n^m(\cos \theta); \\ H_{\theta} &= -\sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (c_n^m \cos m\varphi + d_n^m \sin m\varphi) \cdot \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta}; \end{aligned}$$

$$H_{\varphi} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (c_n^m \sin m\varphi - d_n^m \cos m\varphi) \cdot \frac{mP_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta}. \quad (11)$$

Полученные на основе разложений Гаусса и Шмидта формулы (11) позволяют по результатам наблюдения суммарного МП на поверхности сферы определить вклад в это поле внутренних и внешних источников [1,16].

Если ТО имеет сферическую поверхность, то с помощью формул (11) можно разделить суммарное МП, измеренное на поверхности ТО, на составляющие внутренних и внешних источников. Для этого необходимо, используя имеющиеся данные о сферических компонентах суммарного МП H_r , H_{θ} , H_{φ} на поверхности ТО, определить коэффициенты p_n^m , q_n^m , c_n^m , d_n^m , а затем, подставляя полученные коэффициенты в уравнения (10), определить коэффициенты g_n^m и h_n^m разложения (6) для МП внутренних источников. С помощью этого разложения можно непосредственно восстановить МП ТО в любой точке поверхности ТО. Если из уравнений (10) определить коэффициенты a_n^m и b_n^m разложения (8) для МП внешних источников и с его помощью восстановить это поле, то МП ТО может быть определено как разность измеренного суммарного МП и вычисленного МП внешних источников:

$$H_r^i = H_r - H_r^e; \quad H_{\theta}^i = H_{\theta} - H_{\theta}^e; \quad H_{\varphi}^i = H_{\varphi} - H_{\varphi}^e. \quad (12)$$

Вариант селектирования МП ТО по формулам (12) представляется более приемлемым в смысле вычислительных затрат, когда в качестве внешнего относительно ТО источника МП выступает Земля. Ее МП в пределах ТО можно считать однородным, поэтому для определения МП Земли в точках поверхности ТО, где ищется МП ТО, достаточно определить координатные компоненты МП Земли в одной какой-либо точке внутри или на поверхности ТО, а затем пересчитать эти данные для других точек поверхности ТО используя известные данные об их взаимном расположении.

При наличии достаточно плотных данных о суммарном МП на поверхности ТО коэффициенты p_n^m , q_n^m , c_n^m , d_n^m разложения (11) могут быть определены с помощью интегральных формул [1]:

$$\begin{aligned} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \left(\int_0^{\theta} H_{\theta} d\theta \right) \cos m\varphi d\varphi P_n^m(\cos\theta) \sin\theta d\theta &= -c_n^m = -g_n^m - a_n^m; \\ \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \left(\int_0^{\theta} H_{\theta} d\theta \right) \sin m\varphi d\varphi P_n^m(\cos\theta) \sin\theta d\theta &= -d_n^m = -h_n^m - b_n^m; \\ \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} H_{\varphi} \sin\theta \sin m\varphi d\varphi P_n^m(\cos\theta) \sin\theta d\theta &= mc_n^m = m(g_n^m + a_n^m); \\ \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} H_{\varphi} \sin\theta \cos m\varphi d\varphi P_n^m(\cos\theta) \sin\theta d\theta &= md_n^m = m(h_n^m + b_n^m); \\ \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} H_r \cos m\varphi d\varphi P_n^m(\cos\theta) \sin\theta d\theta &= p_n^m = (n+1)g_n^m - na_n^m; \\ \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} H_r \sin m\varphi d\varphi P_n^m(\cos\theta) \sin\theta d\theta &= q_n^m = (n+1)h_n^m - nb_n^m, \end{aligned} \quad (13)$$

которые получены с использованием условий ортогональности сферических и тригонометрических функций, а также правил интегрирования разложений на сфере. Поскольку система алгебраических уравнений (13) переопределена, для нахождения коэффициентов a_n^m , b_n^m , g_n^m , h_n^m из нее необходимо исключить часть уравнений, например, содержащих угловую компоненту поля H_{φ} . При этом определение коэффициентов a_n^0 , b_n^0 , g_n^0 , h_n^0 будет невозможным, так как правые части уравнений, содер-

жашие H_φ , при $m = 0$ обращаются в нуль.

Следует отметить, что реализация метода селектирования, основанного на математическом методе Гаусса-Шмидта, требует измерения в каждой из точек поверхности ТО, где осуществляется управление МП ТО, двух (из трех) координатных компонент суммарного МП – радиальной и одной из угловых. В то же время, для управления внешним МП ТО в замкнутой системе достаточно только одной радиальной компоненты [14]. Таким образом, использование математического метода Гаусса-Шмидта при формировании сигналов обратных связей по МП требует определенного усложнения измерительной части замкнутых систем управления МП ТО. Кроме того, данный метод может быть использован в системах управления МП ТО только сферической формы, что существенно ограничивает область его применения.

Интегральные методы селектирования МП ТО на основе интегралов типа Коши. Интегральный метод Кертца-Зибберта. Рассмотрим потенциальное в конечной области D векторное поле $\vec{F}(\vec{r})$, все источники которого находятся вне области D , то есть $\vec{F}(\vec{r})$ – лапласово поле, непрерывно дифференцируемое вплоть до границы S . Положим, что в области D это поле полностью характеризуется скалярным потенциалом U , вводимым соотношением $\vec{F}(\vec{r}) = -gradU(\vec{r})$. Тогда для этого поля будет справедливо соотношение [7]

$$\frac{1}{4\pi} \int_S \left\{ (\vec{n} \vec{F}(\vec{r})) grad \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} + [\vec{n} \times \vec{F}(\vec{r})] \times grad \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right\} ds = \begin{cases} \vec{F}(\vec{r}'), & \vec{r}' \in D, \\ 0, & \vec{r}' \in \overline{CD}, \end{cases} \quad (14)$$

где \overline{CD} – дополнение конечной области $\overline{D} = D \cup S$ до всей бесконечной области.

Формула (14) решает задачу определения лапласова векторного поля \vec{F} внутри области D по его значениям на границе S этой области. Вне области \overline{D} интеграл (14) обращается в нуль.

В частном случае, когда S – сферическая поверхность радиуса R с центром в точке \vec{r}_0 , из (14) можно получить простое интегральное выражение

$$\vec{F}(\vec{r}_0) = \frac{1}{4\pi R^2} \int_S \vec{F}(\vec{r}) ds, \quad (15)$$

позволяющее определить поле \vec{F} в центре сферы по его значениям на поверхности сферы.

Пусть поле $\vec{F}(\vec{r})$ является лапласовым в бесконечной области \overline{CD} и непрерывно дифференцируемо вплоть до границы S . Тогда для этого поля будет справедлива формула [16]

$$\frac{1}{4\pi} \int_S \left\{ (\vec{n} \vec{F}(\vec{r})) grad \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} + [\vec{n} \times \vec{F}(\vec{r})] \times grad \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right\} ds = \begin{cases} -\vec{F}(\vec{r}') + \vec{F}(\infty), & \vec{r}' \in \overline{CD}, \\ +\vec{F}(\infty), & \vec{r}' \in D, \end{cases} \quad (16)$$

где $\vec{F}(\infty) = \lim_{|\vec{r}| \rightarrow \infty} \vec{F}(\vec{r})$.

При рассмотрении физических полей справедливо равенство $\vec{F}(\infty) = 0$. В этом случае формула (16) преобразуется к виду

$$\frac{1}{4\pi} \int_S \left\{ (\vec{n} \vec{F}(\vec{r})) grad \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} + [\vec{n} \times \vec{F}(\vec{r})] \times grad \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right\} ds = \begin{cases} -\vec{F}(\vec{r}'), & \vec{r}' \in \overline{CD}, \\ 0, & \vec{r}' \in D. \end{cases} \quad (17)$$

Формула (17) решает задачу определения лапласова векторного поля \vec{F} вне области D по его значениям на границе S этой области. Внутри области D интеграл (17) обращается в нуль.

Следует отметить, что по своей структуре и внутреннему содержанию формулы (14), (16) и (17) имеют существенное сходство с известными в теории функций комплексного переменного классическими интегральными формулами Коши. Более того, для двухмерного векторного поля эти формулы становятся идентичными соответствующим формулам Коши. В этой связи формулы (14), (16) и (17) получили название трехмерных аналогов интегральных формул Коши [7].

Предположим теперь, что потенциальное поле $\vec{F}(\vec{r})$ создается двумя источниками, расположенными вне и внутри области D . Очевидно, что это поле может быть представлено в виде суммы

$$\vec{F}(\vec{r}) = \vec{F}^e(\vec{r}) + \vec{F}^i(\vec{r}), \quad (18)$$

где \vec{F}^e и \vec{F}^i – поле внешнего и внутреннего источников соответственно.

Тогда, используя формулы (14) и (17), можно записать [7]

$$\frac{1}{4\pi} \int_S \left\{ (\vec{n} \vec{F}(\vec{r})) \text{grad} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} + [\vec{n} \times \vec{F}(\vec{r})] \times \text{grad} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right\} ds = \begin{cases} \vec{F}^i(\vec{r}'), & \vec{r}' \in D, \\ \vec{F}^e(\vec{r}'), & \vec{r}' \in CD. \end{cases} \quad (19)$$

Формула (19) обладает селективными свойствами, позволяющими выделить поле внешних источников \vec{F}^e в области D или поле внутренних источников \vec{F}^i в области CD по известным значениям суммарного поля \vec{F} на граничной поверхности S . К сожалению, для селектирования поля на самой поверхности S формула (19) непригодна, поскольку ее интеграл становится сингулярным и в обычном понимании не существует.

Для селектирования поля внутренних и внешних источников на поверхности S может быть использован математический аппарат аналогов интегралов типа Коши [7].

Пусть на S задано непрерывно дифференцируемое векторное поле

$$\vec{\varphi} = \vec{\varphi}_n + \vec{\varphi}_\tau, \quad (20)$$

где $\vec{\varphi}_n$ и $\vec{\varphi}_\tau$ – нормальная и тангенциальная составляющие $\vec{\varphi}$, удовлетворяющее условию

$$\text{rot} \vec{\varphi}_\tau = 0. \quad (21)$$

Интеграл

$$\begin{aligned} C^S(\vec{r}', \vec{\varphi}) &= -\frac{1}{4\pi} \int_S \left\{ (\vec{n} \vec{\varphi}) \text{grad} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} + [\vec{n} \times \vec{\varphi}] \times \text{grad} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right\} ds = \\ &= \frac{1}{4\pi} \text{grad}' \int_S \frac{\vec{n} \vec{\varphi}_n}{|\vec{r} - \vec{r}'|} ds - \frac{1}{4\pi} \text{rot}' \int_S \frac{\vec{n} \vec{\varphi}_\tau}{|\vec{r} - \vec{r}'|} ds \end{aligned} \quad (22)$$

является трехмерным аналогом интеграла типа Коши, а функция $\vec{\varphi}$ – его векторной плотностью. Всюду вне поверхности S функция \vec{C}^S описывает лапласово поле: $\text{div} \vec{C}^S = 0$, $\text{rot} \vec{C}^S = 0$, а ее скалярные компоненты являются гармоническими функциями.

Интеграл (22), когда точка $\vec{r}' = \vec{r}_0$ находится на поверхности S , является несобственным, так как при $\vec{r} = \vec{r}_0$ подынтегральное выражение превращается в бесконечность. Для его вычисления используют следующий прием. Пусть точка \vec{r}_0 является центром сферы O_ρ радиуса ρ , а S_ρ – частью поверхности S вне сферы O_ρ . Тогда несобственный интеграл (22) по поверхности S может быть вычислен как предел соответствующего интеграла по поверхности S_ρ при $\rho \rightarrow 0$

$$\vec{C}^S(\vec{r}_0, \vec{\varphi}) = \lim_{\rho \rightarrow 0} \vec{C}^{S_\rho}(\vec{r}_0, \vec{\varphi}). \quad (23)$$

Этот предел называется сингулярным интегралом в смысле главного значения по Коши и обозначается тем же символом, что и обычный интеграл, исходя из соображения, что если интеграл несобственный, то рассматривается его главное значение.

В зависимости от типа точки $\vec{r}_0 \in S$, в которой вычисляется сингулярный интеграл, вычисление предела (23) производится по различным формулам. В частности, когда поверхность S гладкая, то есть все ее точки простые и в каждой из них существует касательная к S плоскость, сингулярный интеграл (23) вычисляется по формуле [7]

$$\bar{C}^S(\bar{r}_0, \bar{\varphi}(\bar{r})) = \bar{C}^S(\bar{r}_0, \bar{\varphi}(\bar{r}) - \bar{\varphi}(\bar{r}_0)) + \frac{\bar{\varphi}(\bar{r}_0)}{2}. \quad (24)$$

С использованием аналогов интегралов типа Коши составляющие потенциального поля (18) на поверхности S определяются следующим образом

$$\bar{F}^i(\bar{r}_0) = \frac{F(\bar{r}_0)}{2} + \bar{C}^S(\bar{r}_0, \bar{F}(\bar{r})), \quad \bar{F}^e(\bar{r}_0) = \frac{F(\bar{r}_0)}{2} - \bar{C}^S(\bar{r}_0, \bar{F}(\bar{r})). \quad (25)$$

Раскрывая в (25) выражение сингулярного интеграла для случая гладкой замкнутой поверхности S , получаем формулы:

$$\bar{F}^i(\bar{r}_0) = \frac{F(\bar{r}_0)}{2} - \frac{1}{4\pi} \int_S \left\{ (\bar{n} \bar{\varphi}) \operatorname{grad} \frac{1}{|\bar{r} - \bar{r}'|} + [\bar{n} \times \bar{\varphi}] \times \operatorname{grad} \frac{1}{|\bar{r} - \bar{r}'|} \right\} ds, \quad (26)$$

$$\bar{F}^e(\bar{r}_0) = \frac{F(\bar{r}_0)}{2} + \frac{1}{4\pi} \int_S \left\{ (\bar{n} \bar{\varphi}) \operatorname{grad} \frac{1}{|\bar{r} - \bar{r}'|} + [\bar{n} \times \bar{\varphi}] \times \operatorname{grad} \frac{1}{|\bar{r} - \bar{r}'|} \right\} ds, \quad (27)$$

которые составляют основу обобщенного метода Кертца-Зибера разделения трехмерных потенциальных полей [7]. Эти формулы позволяют выделить поле внешних источников \bar{F}^e или поле внутренних источников \bar{F}^i по значениям суммарного поля $\bar{F} = \bar{F}^e + \bar{F}^i$ на замкнутой граничной поверхности S .

Внешнее МП ТО \bar{H}^i и МП внешних источников \bar{H}^e внутри ТО являются лапласовыми полями, поэтому разделение суммарного поля $\bar{H} = \bar{H}^e + \bar{H}^i$ на поверхности ТО на его составляющие может быть произведено с помощью интегральных формул (26) и (27), в которых следует принять $\bar{F}^i = \bar{H}^i$ и $\bar{F}^e = \bar{H}^e$. Для осуществления управления МП ТО в замкнутой системе требуется определение МП \bar{H}^i на поверхности ТО. Это поле может быть определено непосредственно по формуле (26) с использованием измеренных на поверхности ТО значений суммарного МП \bar{H} . Однако поле \bar{H}^i может быть определено и как разность измеренного на поверхности ТО суммарного МП \bar{H} и вычисленного по формуле (27) поля внешних источников \bar{H}^e

$$\bar{H}^i = \bar{H} - \bar{H}^e. \quad (28)$$

В том случае, когда МП внешних источников \bar{H}^e в пределах объема ТО можно считать однородным, достаточно определить это поле только в одной какой-либо точке внутри или на поверхности ТО, а затем пересчитать координатные составляющие этого поля для других точек поверхности ТО, используя известные данные о взаимном расположении всех точек. В частности, когда поверхность ТО имеет форму шара, для определения МП внешних источников в объеме ТО может использоваться достаточно простая интегральная формула (19).

Необходимо отметить, что применение математического метода Кертца-Зибера для селективного МП ТО, также как и математического метода Гаусса-Шмидта, приводит к определенному усложнению системы управления МП ТО в связи с необходимостью измерения полного вектора суммарного МП в каждой из точек поверхности ТО, где осуществляется управление МП. Однако существенным преимуществом метода Кертца-Зибера по сравнению с методом Гаусса-Шмидта является возможность его использования для селективного МП ТО на замкнутых поверхностях произвольной формы.

Аппаратно-параметрические методы селективного МП ТО основаны на использовании дополнительной информации о МП внешних источников или параметрах самих источников, которая может быть получена с помощью аппаратных средств или иными способами. Наличие такой информации позволяет определить МП внешних источников в точках, в которых осуществляется управление МП ТО, и, соответственно, определить МП ТО в этих точках путем вычитания значений МП внешних источников, измеренных непосредственно или определенных по косвенным данным, из измеренных на поверхности ТО значений суммарного МП.

Так, например, информация о МП Земли в зоне расположения ТО может быть получена либо

путем измерения МП Земли с помощью датчиков, расположенных на таком расстоянии от ТО, где влиянием его собственного МП можно пренебречь (например, на мачте корабля), либо путем расчета МП Земли по специальным таблицам на основе данных о географическом местоположении и ориентации ТО в околоземном пространстве, полученных с помощью навигационных приборов. Если вблизи ТО расположены намагниченные в МП Земли ферромассы, то их индуцированное МП может быть определено расчетным путем по известным (измеренным) физическим параметрам этих масс и МП Земли. МП внешних токовых источников также может быть определено расчетным путем, если известна плотность распределения токов этих источников в окружающем ТО пространстве. В случаях, когда МП ТО изменяется во времени, селективное МП ТО может быть произведено путем фильтрации суммарного МП с помощью специальных избирательных фильтров, настроенных на выделение характерных спектральных составляющих МП ТО.

В заключение отметим, что в большинстве случаев для реализации аппаратно-параметрических методов селективного МП ТО достаточно измерения только одной (нормальной) компоненты суммарного МП на поверхности ТО, что не ведет к усложнению измерительной части системы управления МП ТО.

Комбинированные методы селективного МП ТО. В ряде случаев формирование обратных связей в системе управления МП ТО целесообразно выполнять с использованием элементов как аналитического, так и аппаратно-параметрического методов селективного МП ТО. В зависимости от конкретных условий такое комбинированное селективное МП ТО может быть реализовано в различных формах.

Рассмотрим пример использования комбинированного метода селективного МП ТО для случая, когда МП внешних источников является однородным в пределах пространства, занимаемого ТО, а сам ТО имеет форму шара радиуса R .

При наличии априорной информации о том, что МП внешних источников \vec{H}^e однородно, селекция МП ТО \vec{H}^i из суммарного поля $\vec{H} = \vec{H}^e + \vec{H}^i$, измеренного на поверхности ТО, может быть выполнена по следующей алгоритмической схеме. С помощью формулы (15) определяются координатные составляющие МП внешних источников в центре ТО

$$H_{x,y,z}^e(\vec{r}_0) = \frac{1}{4\pi R^2} \int_S H_{x,y,z}(\vec{r}) ds, \quad (29)$$

где $H_{x,y,z}$ – координатные составляющие суммарного МП \vec{H} на поверхности ТО S .

Поскольку МП внешних источников предполагается однородным, можно принять

$$H_{x,y,z}^e(\vec{r}_0) = H_{x,y,z}^e(\vec{r}), \quad (30)$$

где $H_{x,y,z}^e(\vec{r})$ – координатные составляющие МП внешних источников на поверхности ТО.

С учетом (30) координатные составляющие МП ТО на его поверхности рассчитываются по формуле

$$H_{x,y,z}^i(\vec{r}) = H_{x,y,z}(\vec{r}) - H_{x,y,z}^e(\vec{r}). \quad (31)$$

На практике информация о суммарном МП на поверхности ТО может быть получена только для точек поверхности ТО, где расположены измерительные датчики. В этом случае, аппроксимируя интеграл (29) конечной суммой и учитывая (30), получим приближенную формулу для определения координатных составляющих МП внешних источников на поверхности ТО

$$H_{x,y,z}^e(\vec{r}) \approx \tilde{H}_{x,y,z}^e(\vec{r}_0) = \frac{1}{4\pi R^2} \sum_{i=1}^N H_{x,y,z}(\vec{r}_i) s_i, \quad (32)$$

где $H_{x,y,z}(\vec{r}_i)$ – координатные составляющие суммарного МП на поверхности ТО, измеренного в центре i -й элементарной площадки s_i поверхности ТО; N – количество элементарных площадок, на которые разделена поверхность ТО.

Заключение. 1. Теоретически обоснована возможность управления магнитным полем технических объектов в замкнутой структуре при наличии магнитного поля сторонних источников и пред-

ложены методы селективного формирования собственного магнитного поля на поверхности технических объектов, обеспечивающие полноценное формирование сигналов обратных связей в условиях возмущающего действия стороннего магнитного поля.

2. Из предложенных аналитических методов наиболее предпочтительно применение метода селективного формирования на основе математического метода Кертца-Зильберта, позволяющего осуществлять формирование сигналов обратных связей инвариантно к форме поверхности технического объекта, однако применение как этого, так и других аналитических методов при синтезе замкнутых систем управления магнитным полем приводит к усложнению их измерительной части.

3. Дальнейшее развитие методов формирования сигналов обратных связей в замкнутых системах управления магнитным полем технических объектов целесообразно проводить в направлении совершенствования комбинированных методов селективного формирования, сочетающих в себе элементы как аппаратно-параметрических, так и аналитических методов и способных в ряде случаев обеспечить упрощение замкнутых систем управления магнитным полем технических объектов при сохранении высокого качества управления.

1. Аксенов В.В. Алгоритмы разделения геофизических полей. Новосибирск, 1989. – 59 с.
2. Ассуиров Д.А. Управление внешним магнитным полем технических объектов с источниками управляющего поля поверхностно-распределенного типа // *Технічна електродинаміка*. – 2007. – № 6. – С. 8–14.
3. Ассуиров Д.А. Управление внешним магнитным полем технических объектов с источниками управляющего поля поверхностно-распределенного типа в замкнутой системе // *Технічна електродинаміка*. – 2008. – № 1. – С. 19–24.
4. Бердичевский М.Н., Жданов М.С. Интерпретация аномалий переменного электромагнитного поля Земли. – М.: Недра, 1981. – 327 с.
5. Бесежерский В.А., Попов Е.П. Теория систем автоматического регулирования. – М.: Наука, 1966. – 992 с.
6. Гаусс К.Ф. Избранные труды по земному магнетизму. – М.: Изд. АН СССР, 1953.
7. Жданов М.С. Аналогии интеграла типа Коши в теории геофизических полей. М.: Наука, 1984. – 326 с.
8. Жданов М.С. Разделение переменных электромагнитных полей Земли // *Изв. АН СССР. Физика Земли*. – 1973. – № 8. – С. 43–54.
9. Краснов И.П. Об определении магнитных моментов по результатам измерений на замкнутых поверхностях // *Геомагнетизм и аэронавигация*. – 1981. – Т. 21. – № 1. – С. 137–142.
10. Логачев А.А., Захаров В.П. Магниторазведка. Изд. 4, перераб. и доп. Л.: Недра, 1973. – 352 с.
11. Неделков И.П. Разделение потенциальных полей // *Изв. АН СССР. Физика Земли*. – 1965. – № 12. – С. 31–44.
12. Розов В.Ю., Ассуиров Д.А. Принципы построения систем автоматического управления внешним магнитным полем технических объектов // *Вісник Нац. техн. ун-ту "Харківський політехнічний інститут"*. – Харків, НТУ "ХПИ". – 2005. – № 45. – С. 101–102.
13. Розов В.Ю., Кузнецов Б.И., Ассуиров Д.А. Робастное управление внешним магнитным полем технических объектов. *Збірник наукових праць Дніпродзержинського державного технічного університету (технічні науки). Тематичний випуск «Проблеми автоматизованого електропривода. Теорія і практика» / Дніпродзержинськ: ДГТУ, 2007. – С. 418–419.*
14. Розов В.Ю., Ассуиров Д.А., Реуцкий С.Ю. Замкнутые системы компенсации магнитного поля технических объектов с различными способами формирования обратных связей // *Техн. електродинаміка. Тем. вип. "Проблеми сучасної електротехніки"*. – 2008. – Ч. 4. – С. 97–100.
15. Шидловский А.К., Розов В.Ю. Системы автоматической компенсации внешних магнитных полей энергонасыщенных объектов // *Техн. електродинаміка*. – 1996. – № 1. – С. 3–9.
16. Яновский Б.М. Земной магнетизм. Часть 1. – Л.: Изд-во ЛГУ, 1964. – 446 с.
17. Schmidt A. Der magnetische Mittelpunkt der Erde und seine Bedeutung. *Gerlands Beitz Geophys.* – 1934. – Bd. 41. – № 3. – S. 346–358.

Надійшла 15.07.2009

В.Г.Кузнецов, член-корр. НАН Украины (Ин-т электродинамики НАН Украины, Киев),
А.М.Гашимов, **Э.Д.Курбанов** (Ин-т физики НАН Азербайджана, Баку)

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ НАНОСЕКУНДНОГО СТРИМЕРНОГО РАЗРЯДА МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОГРАФИИ

Исследовано влияние диэлектрических пластин, расположенных параллельно оси разрядного промежутка, на формирование и структуру наносекундного стримерного разряда в системе электродов “стержень-плоскость”. Показано изменение электрических характеристик импульсного разряда, геометрических размеров стримерного канала и головок стримеров при различных расстояниях между диэлектриком и коронирующим электродом и параметрах диэлектрика. Установлено, что процесс ветвления стримерного канала происходит как вдоль силовых линий, так и в радиальном направлении, вызванном за счет смещения максимальной точки напряженности поля на электроде с малым радиусом кривизны в сторону диэлектрической пластины.

Досліджено вплив діелектричних пластин, розміщених паралельно осі розрядного проміжку, на формування та структуру наносекундного стримерного розряду в системі електродів “стрижень-площина”. Показано зміну електричних характеристик імпульсного розряду, геометричних розмірів стримерного каналу та головок стримерів при різних відстанях між діелектриком і коронуючим електродом та параметрах діелектрика. Встановлено, що процес розгалуження стримерного каналу відбувається як вздовж силових ліній, так і у радіальному напрямку, спричиненому зміщенням максимальної точки напруженості поля на електроді з малим радіусом кривизни у бік діелектричної пластины.

Необходимость очистки газовых выбросов, возникающих при сжигании топлив, при работе химических производств, бытовых предприятий и животноводческих комплексов требует установки очистных сооружений, использующих газовый разряд. В последние годы получили распространение устройства, в которых процесс очистки газа идет в стримерной зоне положительного импульсного наносекундного разряда [2]. Отсутствие нагрева газа, простота реакционной камеры, легкая масштабируемость установки делают эту технологию очень привлекательной по сравнению с другими методами очистки (каталитический, термический и др.). Приводимые в литературе данные о характеристиках наносекундного стримерного разряда показывают, что для эффективной работы очистного устройства необходимо максимальное заполнение объема реакционной камеры стримерными каналами при их интенсивном ветвлении, что обеспечивает наибольшую эффективность образования химически активных частиц, участвующих в очистке газа. Для снижения затрат энергии необходимо обеспечить минимальную длительность импульса приложенного напряжения, при котором напряжение снимается сразу после пересечения промежутка стримерной зоной разряда. Кроме того, необходимо обеспечить отсутствие пробоя разрядного промежутка. Решение всех указанных задач невозможно без знания структуры стримерной зоны разряда, скорости движения ее фронта в разрядном промежутке и влияния на эти характеристики внешних условий. В реальных электроустановках очень часто встречаются изоляционные промежутки с диэлектрическими элементами. Поэтому важно также знать закономерности развития разряда в присутствии диэлектрика. При наличии в разрядном промежутке вставок из твердого диэлектрика свойства разряда изменяются. Это касается различных характеристик разряда, таких как, начальное напряжение, время запаздывания зажигания разряда, амплитуды и длительности импульса тока, пробивного напряжения и др. Большинство работ, посвященных влиянию диэлектрика на характеристики разряда, проводились с использованием импульсов напряжения микросекундной длительности [3,6,7]. Помимо этого, есть работы, в которых рассмотрен разряд при постоянном напряжении и поджигании разряда с помощью наносекундного импульса малой амплитуды [4,5] и лазера [8].

Настоящая статья посвящена исследованию структурных характеристик положительного импульсного наносекундного стримерного разряда в электродной системе “игла-плоскость”, характерной для технологической установки по очистке воздуха.

Для проведения экспериментов использовался кабельный генератор импульсов напряжения, создающий на выходе импульсы прямоугольной формы с амплитудой 67 кВ, длительностью фронта 50 нс и длительностью импульса 350 нс. Электродная система состояла из двух алюминиевых дисков, диаметром 300 мм, расположенных параллельно друг другу. В центре одного из дисков был закреплен цилиндрический алюминиевый держатель длиной 50 мм и диаметром 20 мм, закругленный с одной стороны до полусферы. Внутри держателя и изолированно от него был вставлен коронирующий электрод из нержавеющей стали, выступающий из держателя на 5–7 мм. В качестве коронирующего электрода использовалась игла с радиусом округления 100 мкм. Расстояние между кончиком иглы и нижней плоскостью изменялось в пределах 30–165 мм перемещением верхнего диска вверх или вниз. При подаче на нижний диск отрицательного импульса напряжения с коронирующего электрода стартовала положительная стримерная корона. Для регистрации импульса напряжения и тока разряда использовался цифровой запоминающий осциллограф Textronix TDS-754D, имеющий четыре входа и полосу пропускания 500 МГц. Он был помещен внутри металлического заземленного экрана. Запуск осциллографа осуществлялся от сигнала, снимаемого с антенны, помещенной внутри экрана разрядного промежутка.

Для определения структурных параметров стримерной короны при межэлектродных расстояниях – $L \sim 100 \div 165$ мм применялся метод электрографии. Для получения электрограмм в разрядный промежуток на различных расстояниях – $b \sim 0,3 \div 9$ мм от коронирующего электрода параллельно его оси помещались тонкие диэлектрические пластины различной толщины и диэлектрической проницаемости. Перед каждым новым использованием пластины с ее поверхности удалялся оставшийся заряд по методике, описанной в [8]. Для проявления осевшего на пластину заряда применялся тонер для лазерных принтеров HP 1100. Он представлял собой мелкозернистый порошок черного цвета. Пластина посыпалась небольшим количеством порошка, а затем подвергалась воздействию вибрации. При ее наклонении порошок медленно перемещался по поверхности пластины и оседал в местах расположения заряда. Полученная таким образом картина структуры стримерной короны позволяла наблюдать ветвящуюся картину разряда и анализировать параметры отдельных головок стримеров и стримерных каналов.

При внесении в разрядный промежуток диэлектрической пластины изменяются условия развития разряда. Степень влияния зависит от того, каким образом установлен барьер. Изучение структуры стримерного разряда должно проводиться при таком расположении пластины, при котором влияние ее на характеристики разряда минимально.

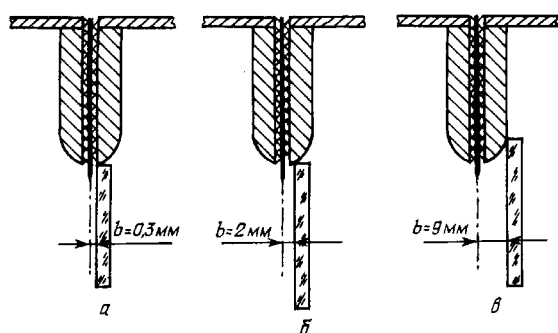


Рис. 1

Для работы были выбраны пластины из оргстекла толщиной 1,5 мм с установкой их в разрядный промежуток в трех вариантах (рис. 1): вплотную (*a*) к боковой поверхности иглы ($b=0,3$ мм), на расстоянии $b=2$ мм (*б*) и $b=9$ мм (*в*) от нее. На рис. 2 показаны осциллограммы тока разряда при длине промежутка $L=135$ мм и различных вариантах установки пластины в промежутке: 1 – на расстоянии $b=9$ мм от оси промежутка; 2 – на расстоянии $b=2$ мм; 3 – пластина расположена вплотную к игле ($b=0,3$ мм).

При установке пластины вплотную к боковой поверхности кривая тока разряда существенно изменяется. Амплитуда тока возрастает в среднем в 2 раза.

Кривая тока достигает амплитудного значения менее чем за 5 нс (в чисто воздушном промежутке – за 35–40 нс), затем идет спад по экспоненциальному закону. При установке пластины на расстоянии 9 мм от иглы характеристики разряда не претерпевают сколько-нибудь заметных изменений. Однако в этом случае поверхности пластины достигают лишь отдельные ветви, по которым сложно составить представление о структуре разряда. При установке пластины на расстоянии 2–3 мм от иглы характеристики разряда изменяются незначительно. Амплитуда тока разряда повышается в среднем на 10%, так же, как и интеграл тока разряда. Форма кривой тока также практически не изменяется по сравнению с разрядом в чисто воздушном промежутке.

Таким образом, при использовании электрографии необходимо устанавливать пластину не ближе 2 мм от коронирующего электрода. В противном случае происходит существенное изменение характеристик разряда.

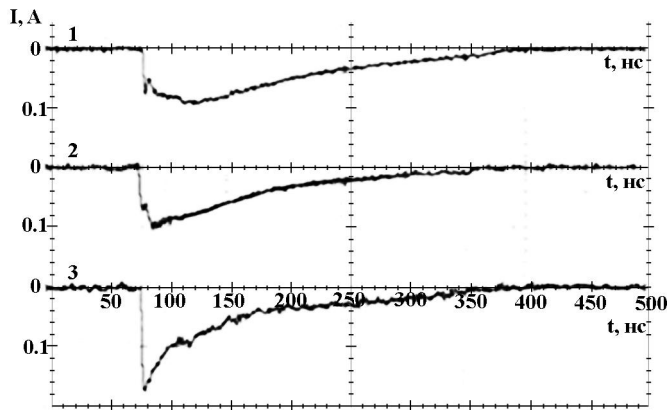


Рис. 2

в среднем в 2 раза для оргстекла и в 2,9 раз для керамики. Проявленные электрограммы позволяют сравнить картину осевшего заряда и оценить различие в структуре поверхностной части разряда для различных материалов. На рис. 4 показаны электрограммы, полученные на пластинах из оргстекла толщиной 1,5 мм, 9 мм (а, б) и на керамической пластине толщиной 1,5 мм. Как видно из рисунка, на более толстой пластине из оргстекла след разряда имеет большие габариты, чем на тонкой, а поверхность ее более плотно заполнена каналами и головками стримеров, особенно по периметру стримерной зоны. На керамике разряд имеет на 10–20 % большие размеры, чем на пластине из оргстекла, при этом картина разряда другая: интенсивность ветвления разряда меньше и каналы стримеров проявляются гораздо ярче, чем на пластинах из оргстекла.

Таким образом, с увеличением толщины и диэлектрической проницаемости диэлектрика влияние барьера на параметры разряда возрастает. Поэтому для электрографии целесо-

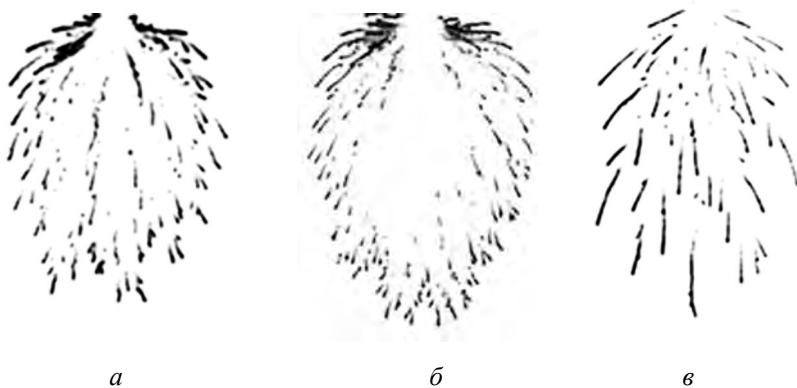


Рис. 4

образно использовать тонкие (не более 2 мм) пластины с возможно меньшим значением ϵ . Исследование структуры наносекундного разряда при малых межэлектродных расстояниях $L \sim 30 \div 60$ мм проводилось одновременно с использованием интегральных снимков, полученных с помощью CCD камеры и метода электрографии. На рис. 5 показаны фотографии разряда при различной длине промежутка с указани-

ем параметров тока. В зависимости от длины промежутка и в силу статистического характера развития разряда фотографии демонстрируют различное количество стримерных ветвей. При $L=45$ мм, $E_{cp}=7,7$ кВ/см, $I_m=72$ мА, $\tau_f/\tau_{imp}=16/340$ нс почти все стримеры, включая боковые ветви, пересекают разрядный промежуток и достигают противоположного электрода (рис 5, а). Когда напряженность поля меньше 7 кВ/см ($E_{cp} = 6,7$ кВ/см, $L=53$ мм, $I_m=51$ мА, $\tau_f/\tau_{imp}=14/180$ нс), только развивающиеся вблизи оси промежутка стримерные каналы доходят до плоскости, в то время как боковые стримеры проходят лишь около половины длины промежутка (рис. 5, б). Если же длина промежутка

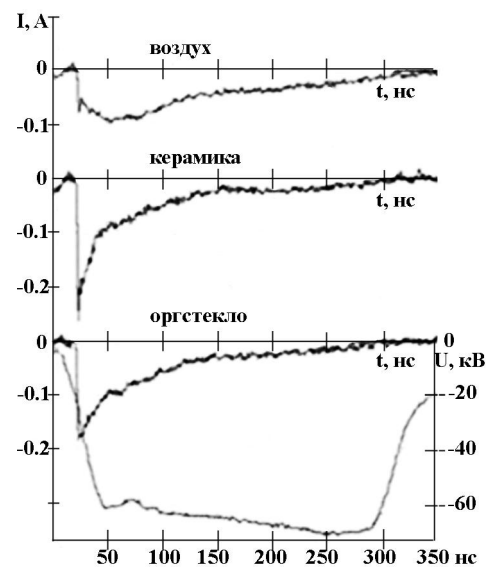


Рис. 3

образно использовать тонкие (не более 2 мм) пластины с возможно меньшим значением ϵ .

Исследование структуры наносекундного разряда при малых межэлектродных расстояниях $L \sim 30 \div 60$ мм проводилось одновременно с использованием интегральных снимков, полученных с помощью CCD камеры и метода электрографии. На рис. 5 показаны фотографии разряда при различной длине промежутка с указани-

превышает 53мм ($L=56$ мм, $I_m=28$ мА, $\tau_f/\tau_{imp}=17/130$ нс), то есть средняя напряженность поля меньше 6,5 кВ/см ($E_{cp}=6$ кВ/см), то стримерная зона не пересекает разрядный промежуток (рис 5, в).

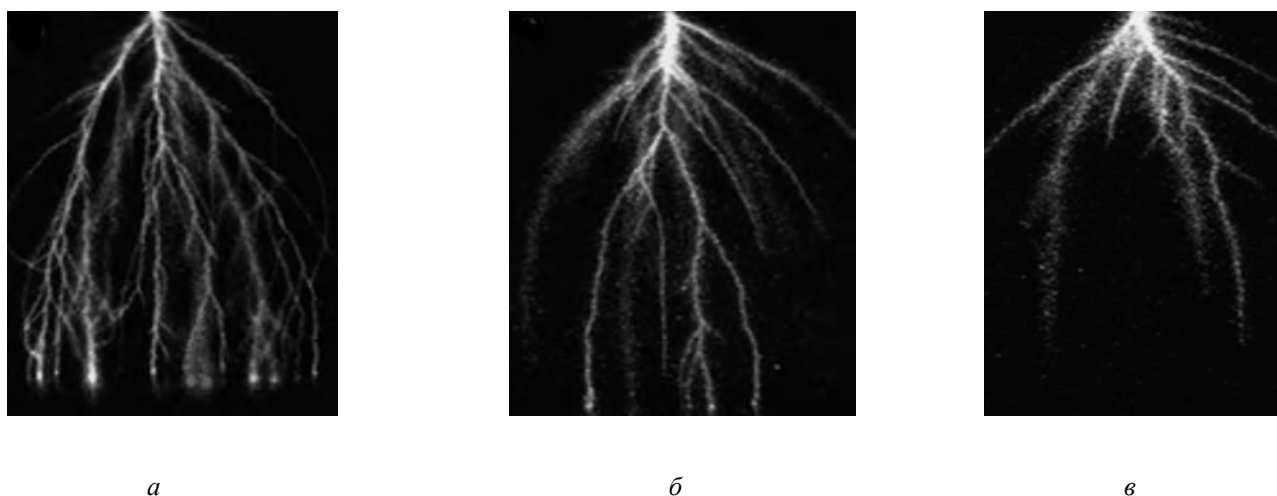


Рис. 5

При длине промежутка $L=36$ мм (рис. 6, а) и $L=31$ мм (рис. 6, б) в области иглы появляются короткие каналы, яркость которых на порядок больше яркости стримерных каналов. Их длина составляет 0,5–1 см, а количество колеблется в пределах 2–4.

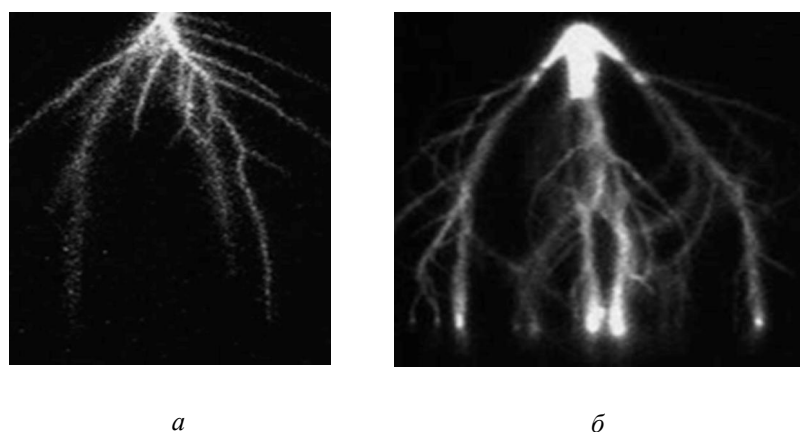


Рис. 6

На фотографиях разряда видно, как стримеры берут начало от ярких каналов, непосредственно примыкающих к коронирующему электроду. Многие авторы называют эти каналы “стеблем”, а отходящие от них многочисленные стримеры – “короной”.

На рис. 7 показаны фотографии структуры стримерной короны при разряде вдоль пластины из оргстекла, полученные с помощью CCD-камеры (а) и электрографии (б). Следует отметить, что эти два метода регистрации разряда дополняют друг друга. CCD-камера позволяет

получить изображение области разряда, примыкающей к игле, в то время как на электрограмме эта область не проявляется. С другой стороны, электрография дает более четкое изображение головок стримеров и множества коротких ветвей, которые практически не видны или совсем неразличимы на фотографиях. Высокая четкость изображения на электрограммах головок стримеров и примыкающих к ним каналов позволила измерить их размеры. Проведенные измерения показали, что диаметр головки стримера составляет 100–150 мкм, диаметр канала стримера на расстоянии 1 мм от головки равен 150–200 мкм, на расстоянии 3 мм и далее – 200–300 мкм. Изображение следа стримера проявляется неравномерно: головка представляет собой плотную черную точку, от которой отходят две полосы порошка – границы канала стримера. Центральная часть канала проявляется слабо, однако оказывается темнее, чем фон электрограммы. Можно сделать вывод, что избыточный положительный заряд в канале стримера распределен неравномерно: концентрация его мала на оси стримера и возрастает к боковой границе канала.

Как видно из рисунков, получаемое на пластине изображение стримерной короны представляет собой сильноветвящуюся структуру с множеством отдельных ветвей, заканчивающихся головками. Следы стримеров можно разбить на три части. Сначала идет сильно проявленная область *A* головки и прилегающий к ней канал длиной около 0,5 см. Затем область *B* канала стримера, в которой четко видны проявленные границы стримерного канала и слабо проявлена его центральная часть. Длина ее лежит в пределах 0,5–1,8 см. И, наконец, область *C*, в которой границы канала стримера размыты или не видны. Однако эти области наблюдаются не всегда. Фактически, количество наблюдаемых областей зависит от длины следа стримера.



a



б

Рис. 7

Все три области хорошо просматриваются в длинных следах стримеров, проходящих вдоль оси промежутка. Для стримеров, развивавшихся от кончика иглы практически перпендикулярно оси промежутка, характерно наличие первой и второй областей. У коротких ответвлений присутствует только первая область. Ответвления с одного и того же стримера могут образовываться довольно часто, однако не всегда попытка ветвления приводит к образованию самостоятельного стримера. На фотографиях такие ответвления практически не заметны, так как излучение разряда дает менее четкую картину каналов, чем электрограммы. Отдельная ветвь из центральной области электрограммы, от которой отходят четыре ответвления на длине 3,5мм, так и не развилась в самостоятельные ветви. Следует также отметить, что развитие стримерной зоны идет не только вдоль оси промежутка, но и в радиальном направлении. Причем, на границе стримерной зоны есть отдельные стримеры, развивающиеся почти перпендикулярно оси промежутка. Это говорит о большой плотности стримерных каналов и большом избыточном заряде головок, что в общем итоге приводит к значительному расталкиванию головок.

Выше было сказано, что наличие диэлектрика в разрядной зоне и его расположение относительно коронирующего электрода влияют на развитие стримеров в области сильного поля. В работе [6] приводятся результаты расчета, показывающие возрастание максимальной напряженности поля на коронирующем электроде в присутствии диэлектрической пластины (см.таблицу).

Параметры расчета	E_{max} , кВ/см	α , град.
Промежуток без пластины	640	0
Оргстекло, $h=1,5$ мм, $\delta=2$ мм	647	3
Оргстекло, $h=1,5$ мм, $\delta=0$ мм	700	17
Оргстекло, $h=6$ мм, $\delta=2$ мм	820	26
Керамика, $h=1,5$ мм, $\delta=0$ мм	860	32
Керамика, $h=1,5$ мм, $\delta=2$ мм	670	10

Из таблицы видно, что в присутствии пластины из оргстекла толщиной 1,5 мм, установленной вплотную к игле, значение максимальной напряженности возрастает с 640 кВ/см до 700 кВ/см. На рис. 8 показана качественная картина смещения точки *M* с максимальной напряженностью поля на угол α в сторону пластины толщиной h , расположенной на расстоянии b от стержня.

Точка максимальной напряженности на поверхности иглы *M* смещается так, что угол между осью промежутка и отрезком, соединяющим центр сферической части иглы и точку с максимальной напряженностью поля, составляет 17° . В аналогичном случае с пластиной из керамики, угол смещения составляет 32° , а значение максимальной напряженности поля составляет 860 кВ/см. При установке пластины на расстоянии 2 мм от иглы ее влияние на картину поля вблизи коронирующего электрода очень незначительно.

В случае с пластиной из оргстекла максимальная напряженность поля в промежутке увеличивается с 640 кВ/см до 647 кВ/см, с пластиной из керамики – до 670 кВ/см. Углы смещения точки на поверхности иглы с максимальной напряженностью поля составляют 3° и 10° , соответственно. Расчет с установкой в

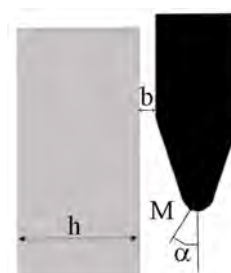


Рис. 8

промежуток пластины из оргстекла толщиной 6 мм показывает, что влияние толщины пластины на искажение поля вблизи иглы велико. Максимальная напряженность поля на игле в этом случае составляет 820 кВ/см, а угол смещения точки с максимальной напряженностью составляет 26° .

Таким образом, анализ изображений разряда, полученных совместно с помощью фотографирования и электрографии, показал, что эти два метода регистрации дополняют друг друга (рис. 7). Их совместное использование позволяет получить новую информацию о структуре разряда. CCD-камера дает изображение области разряда, примыкающей к игле, в то время как электрография дает более четкое изображение головок стримеров и множества коротких ветвей, которые практически неразличимы на фотографиях. Следует отметить, что практически всегда в местах ветвления стримера происходит искривление основного канала. Это происходит независимо от того, где развивается рассматриваемый стример: на фронте стримерной зоны, на боковой части или около коронирующего электрода. Это дает основание считать, что ветвление стримера происходит на его головке, и поле заряда головки ответвившегося стримера искривляет траекторию основного стримера. Выявлено, что при развитии вдоль поверхности пластины стример испытывает влияние поля поляризации пластины, что приводит к увеличению его поперечного размера. Кроме того, следует учитывать растекание заряда по поверхности пластины, которое также может приводить к увеличению поперечного размера проявленных следов головки и канала стримера. Показано, что увеличение толщины диэлектрика приводит как к усилению поля на коронирующем электроде, так и к усилению поля поляризации барьера, влияющего на развивающиеся вдоль его поверхности стримеры. Поэтому при увеличении толщины барьера растет амплитуда тока разряда и увеличивается интенсивность ветвления поверхностной части разряда.

1. *Иванов А.В.* Применение электрографии для исследования объемных и поверхностных зарядов. / Автореферат дисс. на соискание ученой степени канд. техн. наук. – Москва, 1971.

2. *Кудяков К.И., Кужекин И.П., Мусагалиев С.Г.* и др. Перспективы развития источников питания установок для очистки газов от экологически вредных примесей / Сб. научн. ст. «Теория и практика электрических разрядов в энергетике». Под ред. А.Ф. Дьякова. – Пятигорск: Из-во ЮЦПК РП "Южэнерготехнадзор", 1997. – С. 277 – 286.

3. *Abdel-Salam M., Weiss P., Lieske B.* Discharges in Air from Point Electrodes in the Presence of Dielectric Plates, Experimental Results // IEEE Transactions on Electrical Insulation. – 1992. – Vol.27. – № 2. – Pp. 309 – 319.

4. *Allen N.L., Mikropoulos P.N.* Influence of Insulator Profile on Streamer Propagation. // High Voltage Engineering Symp. IEE, 1999. – Pp. 3.15.S5–3.18.S5.

5. *Allen N.L., Mikropoulos P.N.* Profile Effect on Surface Flashover in a Uniform Field. // High Voltage Engineering Symp. IEE, 1999. – Pp. 3.216.P3–3.219.P3.

6. *Gallimberty, Marchesi G., Niemeyer L.* Streamer corona at an insulator surface // 7-th Intern. Symp. on High Voltage Engineering. Dresden, 1991. – № 41.10. – Pp. 47 – 50.

7. *Gao L., Gomes C., Cooray V., Roman F.* Comparison of long sparks in air over an insulator surface. // High Voltage Engineering Symp. IEE, 1999. – Pp. 3.31.S5–3.34.S5.

8. *Gaxiola E.H.R., Wetzer J.M.* Prebreakdown Phenomena along Insulator Surfaces in Dry Air. // High Voltage Engineering Symp. IEE, 1999. – Pp. 3.171.P3–3.174.P3.

Надійшла 25.06.09

А.В.Беспрозванных, канд.техн.наук (Национальный технический университет «ХПИ», Харьков)

ФИЗИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ КРИВЫХ ВОССТАНАВЛИВАЮЩЕГОСЯ НАПРЯЖЕНИЯ НА ОСНОВЕ СХЕМ ЗАМЕЩЕНИЯ НЕОДНОРОДНОГО ДИЭЛЕКТРИКА

Предложено отмечать три параметра кривых восстанавливающегося напряжения для оценки состояния изоляции: амплитуду, момент максимума и постоянную времени саморазряда. Установлены критические уровни этих параметров для кабелей с бумажно-масляной изоляцией.

Запропоновано визначати три параметри кривих напруги, за якими оцінюється стан ізоляції: амплітуду, момент максимуму та сталу часу саморозряду. Встановлено критичні рівні цих параметрів для кабелів з паперово-масляною ізоляцією.

Введение. Идея использования для контроля состояния изоляции абсорбционных характеристик, в частности метода восстанавливающегося напряжения, известна давно [2,3,6]. Интерес к методу возрос после внедрения полимерной изоляции, деградация которой протекает скрытно и сопровождается накоплением объемных зарядов (ОЗ). После появления автоматизированных приборов [4] возникли предпосылки для широкого внедрения метода, причем не только для полимерной, но и для традиционной бумажно-масляной изоляции (БМИ) [7].

Суть метода состоит в том, что ненагруженный кабель длительно подключается на постоянное напряжение. При этом в изоляции образуются ОЗ. Затем производится кратковременное закорачивание кабеля, в течение которого свободные заряды на электродах успевают нейтрализоваться, а ОЗ в толще диэлектрика – нет. После снятия коротки объемные заряды освобождаются из ловушек, и на кабеле появляется т.н. *восстанавливающееся напряжение* U_v . Чем больше величина *восстанавливающегося напряжения* U_v по отношению к зарядному напряжению E , тем больше неоднородность изоляции, тем хуже ее качество.

Физическую интерпретацию кривых восстанавливающегося напряжения рассмотрим на примере силовых кабелей с бумажно-масляной изоляцией. Так, кабели типа ААШВ, ААШвУ, ЦААБнЛГ и др. с непрерывным режимом эксплуатации являются основными в сетях 6 кВ «чистых» зон энергоблоков АЭС. Для состаренных кабелей обследования путем подачи высоких постоянных испытательных напряжений $U_{исп}$, достигающих $6U_n$ (где U_n – номинальное напряжение сети), не полностью выявляют дефекты изоляции. При этом они часто приводят к необратимым повреждениям изоляции.

Цель статьи – выявление параметров кривых восстанавливающегося напряжения, чувствительных к процессам старения изоляции кабелей.

Математическая модель двухслойной изоляции. Бумажно-масляная изоляция кабелей представляет собой двухкомпонентную систему, содержащую последовательно включенные слои твердой и жидкой фаз: клетчатки целлюлозы и пропиточного маслоканифоляного состава. Твердая фаза имеет более высокую диэлектрическую проницаемость и электрическую прочность. Продукты термической деструкции бумаги попадают в жидкую фазу, приводя к снижению сопротивления последней. В результате на границе раздела твердой и жидкой фаз накапливается все больший заряд, обусловленный растущим со временем различием диэлектрических характеристик компонентов. Оценим характер изменения кривых $U_v(t)$ в ходе старения БМИ.

Каждый из двух последовательно включенных слоев [5] бумажно-масляной изоляции представим схемой замещения (рис. 1, а): емкостями быстрых видов поляризации C_1, C_2 ; RC-цепочками замедленных видов поляризации $R_{11}-C_{11}; R_{22}-C_{22}$; сопротивлениями утечек R_1, R_2 . Дискретная резистивная схема замещения (ДРСЗ) имеет вид рис. 1, б. Стрелками указаны выбранные положительные направления токов в ветвях. На малый промежуток времени h каждая емкость C заменена резистором $R_C = h/C$ и идеальным источником ЭДС E_C , который направлен против тока и в котором «запоминается» напряжение на емкости в предыдущий момент времени.

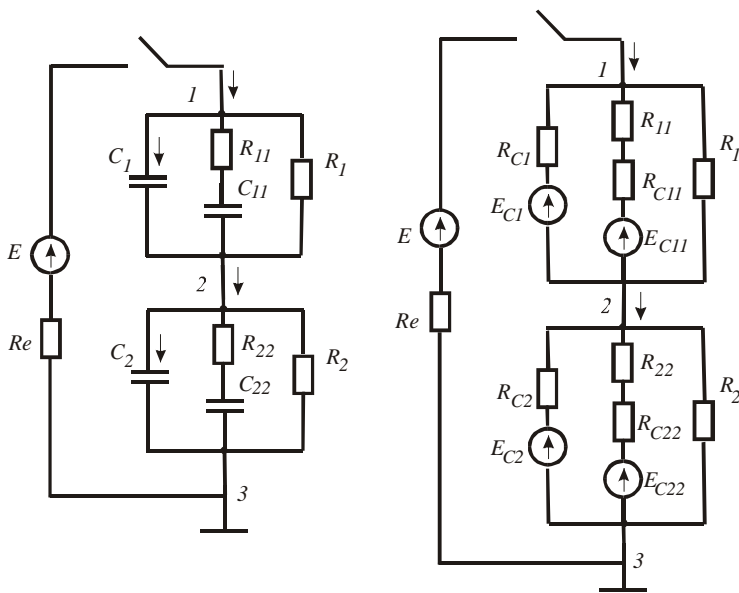


Рис. 1, а, б

Требуется найти, как изменяются напряжения на элементах схемы при ее подключении к источнику ЭДС E с внутренним сопротивлением R_e .

В начальный момент известны напряжения на всех емкостях: U_{C1} , U_{C11} , U_{C2} , U_{C22} . Каким будет состояние схемы через время h ? Для ответа на этот вопрос воспользуемся методом узловых потенциалов [1]. Потенциал узла 3 примем нулевым (рис. 1). Тогда неизвестные потенциалы φ_1 , φ_2 узлов 1 и 2 найдутся в результате решения системы линейных алгебраических уравнений второго порядка (рис. 1, б)

$$\begin{pmatrix} G_{11} & G_{12} \\ G_{21} & G_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} J_1 \\ J_2 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $G_{11}=1/R_e+1/R_{C1}+1/(R_{11}+R_{C11})+1/R_1$ и $G_{22}=1/R_{C1}+1/(R_{11}+R_{C11})+1/R_1+1/R_{C2}+1/(R_{22}+R_{C22})+1/R_2$ – узловые проводимости первого и второго узла; $G_{12}=-1/R_{C1}+1/(R_{11}+R_{C11})+1/R_1$ – взаимная проводимость между 1-м и 2-м узлами; $G_{21}=G_{12}$; $J_1=E/R_e+E_{C1}/R_{C1}+E_{C11}/(R_{11}+R_{C11})$ и $J_2=E_{C2}/R_{C2}+E_{C22}/(R_{22}+R_{C22})-E_{C1}/R_{C1}-E_{C11}/(R_{11}+R_{C11})$ – узловые токи первого и второго узлов.

Определив потенциалы узлов, найдем токи в ветвях и новые напряжения на емкостях:

$$\begin{aligned} i_{11} &= (\varphi_1 - \varphi_2 - E_{C11}) / (R_{11} + R_{C11}); & U_{C11} &= i_{11} \cdot R_{C11} + E_{C11}; & U_{C2} &= \varphi_2; \\ i_{22} &= (\varphi_2 - E_{C22}) / (R_{22} + R_{C22}); & U_{C22} &= i_{22} \cdot R_{C22} + E_{C22}. \end{aligned} \quad (2)$$

Циклическое использование формул (1), (2) позволяет шаг за шагом находить состояния схемы в каждый новый момент времени на участке заряда.

Для расчета участка разряда принимают: $E=0$; $R_e=R_p$, где R_p – величина разрядного сопротивления. Для расчета участка восстанавливающегося напряжения: $E=0$; $R_e=R_v$, где R_v – величина внутреннего сопротивления электрометра.

Выполним ряд расчетов схемы, включая три стадии: – длительную зарядку (60 с от единичного источника ЭДС с внутренним сопротивлением 10 Ом); – кратковременный разряд (в течение 2 с на резистор 5 кОм); – длительное наблюдение восстанавливающегося напряжения (в течение 500 с).

Зададимся постоянными времени клетчатки, например, $\theta_1=R_1 \cdot C_1=500$ с; $\theta_{11}=R_{11} \cdot C_{11}=500$ с. Постоянную времени слоя пропитки $\theta_2=R_2 \cdot C_2$ примем свободным параметром, изменяющимся от сотен секунд (в исходном состоянии пропитывающего состава) до единиц секунд (после длительного старения кабеля).

Пусть емкости слоев отличаются в 5 раз (например, $C_1=100$ пФ, $C_2=500$ пФ), а доля замедленных видов поляризации составляет 20 % от быстрых видов, т.е. $C_{11}=0,2C_1$. (Последнее предположение вытекает из того, что емкость БМИ возрастает примерно на 20% при переходе от переменного напряжения к постоянному).

На рис. 2 показаны результаты расчетов (рис. 2, а: по оси абсцисс – линейный масштаб, по оси ординат – полулогарифмический; рис. 2, б: по оси абсцисс и по оси ординат – логарифмические масштабы) – кривые восстанавливающегося напряжения при варьировании параметра θ_2 (кривая 1 – $\theta_2 = 80$; 2 – 40; 3 – 20; 4 – 10; 5 – 5; 6 – 2,5 с). Как видим, восстанавливающиеся напряжения изменяются по кривым с максимумами, причем момент t_m достижения максимума монотонно уменьшается по мере уменьшения θ_2 . Амплитуда восстанавливающегося напряжения сначала нарастает (при уменьшении θ_2 от 80 до 10 с), достигает наибольшего значения при $\theta_2 = 10$ с (что составляет 1/50

от постоянной времени первого слоя $\theta_1=500$ с), а затем уменьшается (когда θ_2 составляет менее, чем $\theta_1/50$).

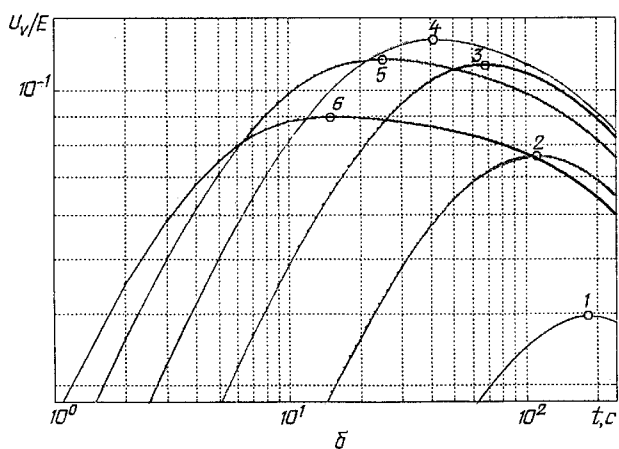
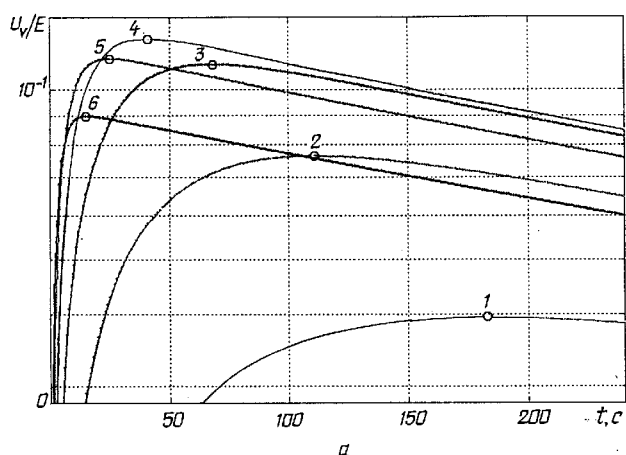


Рис. 2

рения изоляции: чем меньше наклон, тем более качественная изоляция. И, наоборот, чем больше наклон, тем менее качественная изоляция. *Постоянная времени саморазряда* $\theta=R \cdot C$ этого участка – т.е. время, в течение которого уровень U_v снижается в $e=2,71828\dots$ раз, определяется по наклону „хвоста” кривой восстанавливающегося напряжения (рис. 2, а).

Зная емкость C промежутка, находят сопротивление изоляции $R=\theta/C$. Особенностью этой характеристики изоляции является то, что она определяется при весьма низком остаточном напряжении – около 20 В, поэтому данную характеристику обозначим как R_{20} . При низких напряжениях не происходит активации примесей в изоляции, способных диссоциировать на ионы. Поэтому сопротивление R_{20} значительно выше того, которое определяется, скажем, при напряжении 2500 В – R_{2500} .

Отношение сопротивлений R_{20}/R_{2500} может быть также использовано в качестве меры *состаренности* изоляции. Чем сильнее она состарена, тем больше в ней примесей, способных диссоциировать на ионы, тем выше будет отношение R_{20}/R_{2500} .

Таким образом, из кривой восстанавливающегося напряжения получают **три параметра**, по которым выполняется оценка технического состояния изоляции.

Симметричный характер кривых восстанавливающегося напряжения в двойном логарифмическом масштабе наблюдается не всегда. Если внутреннее сопротивление вольтметра недостаточно высоко (как в аппаратуре фирмы SEBA KMT, Германия), то будет наблюдаться «ускоренный» спад кривой в правой части графика, соответствующей большим временам наблюдения. В этом случае параметры «хвоста» саморазряда будут определяться с большой погрешностью.

В табл. 1 приведены результаты исследований образцов трехжильных кабелей с бумажно-масляной изоляцией в металлической оболочке в исходном состоянии и после дополнительного теплового старения при температуре 120°C в течение недели. Обследования выполнены по схемам:

Наращение амплитуды восстанавливающегося напряжения при уменьшении постоянной времени θ_2 (от 80 до 10 с) связано с ростом различия диэлектрических свойств слоев, из-за чего на их границе накапливается все больший заряд. Уменьшение амплитуды восстанавливающегося напряжения при уменьшении постоянной времени θ_2 (ниже 10 с) связано с уменьшением падения напряжения на втором слое при росте его проводимости.

Параметры кривых восстанавливающегося напряжения кабелей с БМИ. В процессе старения БМИ кабелей происходит монотонное увеличение проводимости пропитки. Поэтому сначала наблюдается *рост* амплитуды восстанавливающегося напряжения U_m/E , а затем – *снижение*.

Как видим, знания одного параметра U_m/E недостаточно для однозначной оценки технического состояния БМИ. Требуется еще и фиксация второго параметра – момента достижения максимума t_m . В процессе старения изоляции наблюдается смещение этого параметра в область меньших значений времен (сравним кривые 1 и 6 рис. 2, б: значение t_m уменьшилось на порядок).

Анализ модельных кривых показывает, что наклон участка саморазряда кривых восстанавливающегося напряжения разный (рис. 2, а). Очевидно, он также является информативным параметром и связан с процессом старения

каждая из трех жил относительно всех остальных и металлической оболочки, соединенных вместе, обозначенными как: $r-s$, $g-s$, $y-s$; три жилы, соединенные вместе, относительно металлической оболочки, обозначенными как: $r, g, y-s$.

Таблица 1

Кабель	Схема обследования	ТЭТ, с	U_m/E	t_m
ААБнлГ – 6 кВ – 3x150	$r-s$	889	0,1612	55
	$g-s$	833	0,1507	60
	$y-s$	910	0,1531	57
	$r, g, y-s$	1370	0,1756	64
ЦААБнлГ – 6 кВ – 3x150	$r-s$	1008	0,1643	51
	$g-s$	889	0,1612	55
	$y-s$	792	0,1500	61
	$r, g, y-s$	1061	0,1772	54
После старения				
ААБнлГ – 6 кВ – 3x150	$r-s$	1755	0,1041	43
	$g-s$	1208	0,1124	36
	$y-s$	820	0,1145	37
	$r, g, y-s$	2576	0,1173	42
ЦААБнлГ – 6 кВ – 3x150	$r-s$	926	0,1104	36
	$g-s$	621	0,1134	39
	$y-s$	2033	0,1232	49
	$r, g, y-s$	1544	0,1269	39

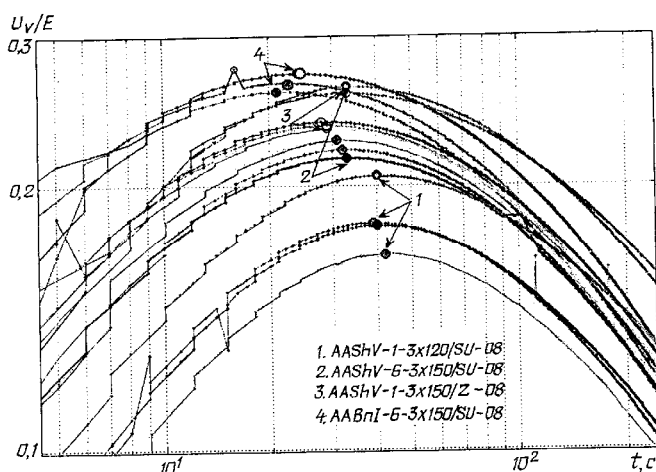


Рис. 3

дой и моментом максимума восстанавливающегося напряжения есть корреляционная связь: чем меньше t_m , тем больше U_m/E . Только при временах $t_m < 12$ с наблюдается снижение и амплитуды U_m/E . Постоянная времени саморазряда изоляции θ монотонно снижается с уменьшением момента максимума t_m . В области времен $t_m < 12$ с происходит резкое снижение постоянной времени. Поэтому значения параметра $t_m = 12$ с можно считать критическим для кабелей с БМИ. После достижения этого значения процессы деградации изоляции ускоряются.

Как видим, произошло снижение параметра t_m : с 64 до 42 с – для первого образца, с 54 до 39 с – для второго. Таким образом, экспериментально доказано положение об уменьшении параметра t_m в процессе старения кабелей.

На рис. 3 показаны результаты обследований образцов кабелей с БМИ в исходном состоянии: 1 – ААShv-1-3x120/SU-08; 2 – ААShv-6-3x150/SU-08; 4 – ААВнл-3-3x150/SU-08 – образцы с ОП ЮУАЭС; ААShv-1-3x150/Z-08 – образец с ОП ЗАЭС-08. По величине параметра t_m они находятся на разном удалении от критической области: ближе всего образец №4, дальше всего – №1.

Дальнейшая детализация параметров изоляционных промежутков кабелей с БМИ при низком и высоком напряжениях, представленная в табл. 2, действительно подтверждает более сильную состаренность изоляции образца №4: при переходе от 20 до 2500 В сопротивление его поясной изоляции снижается более, чем в 20 раз.

На рис. 4 показаны характеристики взаимных корреляционных зависимостей трех параметров восстанавливающегося напряжения обследованных кабелей в эксплуатации: нормированной амплитуды (U_m/E), момента максимума (t_m) и постоянной времени саморазряда (θ).

Кабели находятся на разных стадиях состаренности. Как видим, между амплиту-

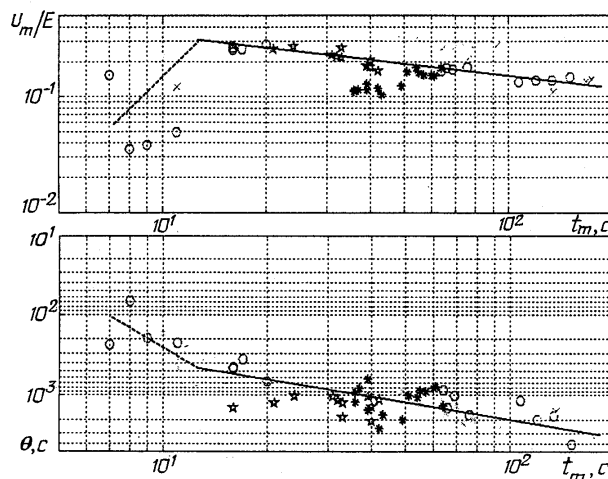


Рис. 4

Таблица 2

Образец кабеля	Схема обследования	C, пФ при 100 Гц	θ , с	R_{20} , ГОм	R_{2500} , ГОм	R_{20}/R_{2500}
1- AAShv-1- 3x120/SU-08	r-s	1582,0	1037,3	656	148	4,43
	g-s	1582,2	1131,3	715	155	4,61
	y-s	1577,5	1388,9	880	156	5,64
	r,g,y-s	2637,5	2137,2	810	91	8,90
2- AAShv-6- 3x150/SU-08	r-s	859,0	1170,4	1363	138	9,9
	g-s	889,5	1036,8	1166	143	8,2
	y-s	886,6	1257,4	1418	133	10,7
	r,g,y-s	1673,0	1888,0	1129	78	14,5
3 – AAShv-1- 3x150/Z-08	r-s	1040,78	839,48	807	144	5,60
	g-s	1076,88	1253,1	1164	150	7,76
	y-s	1027,19	1212,8	1181	158	7,47
	r,g,y-s	2023,8	2101,2	1038	71,1	14,6
4 - AABnl-3- 3x150/SU-08	r-s	798,88	1263,0	1581	131	12,1
	g-s	812,17	1027,3	1265	121	10,5
	y-s	805,81	1034,2	1283	129	10,0
	r,g,y-s	773,59	1423,0	1840	79	23,4

Наличие корреляционных связей между параметрами U_m/E , t_m и θ кривых восстанавливающегося напряжения кабелей с БМИ разной степени состаренности свидетельствует о том, что эти параметры связаны со структурой и старением диэлектрика и, возможно, с методикой измерения.

Выводы. 1. Предложено отмечать *три* параметра кривых восстанавливающегося напряжения для оценки технического состояния кабелей: амплитуду U_m/E , момент максимума t_m и постоянную времени саморазряда θ . Первый параметр – U_m/E – сначала растет в процессе старения БМИ, затем падает. Два других параметра монотонно снижаются в процессе старения, причем в области $t_m < 12$ с происходит резкое снижение и U_m/E , и θ , из-за чего эту область параметра t_m следует считать критической.

2. Момент достижения максимума t_m – наиболее информативный параметр технического состояния БМИ. Однако для корректного сопоставления результатов обследований надо выдерживать одинаковые режимы зарядки и разрядки кабеля.

3. По величине постоянной времени саморазряда θ определяется сопротивление R_{20} изоляционных промежутков кабелей – сопротивление при весьма малом остаточном напряжении на кабеле (около 20 В), при котором не происходит диссоциации полярных примесей в изоляции (продуктов ее термодеструкции). Сравнение величины этого сопротивления со значением R_{2500} , полученным при напряжении 2500 В, дает новый показатель степени состаренности изоляции R_{20}/R_{2500} .

4. Критические уровни параметров для БМИ следующие: момент максимума восстанавливающегося напряжения $t_m < 12$ с; амплитуда восстанавливающегося напряжения $U_m/E > 0,3$; отношение сопротивлений при 20 и 2500 В $R_{20}/R_{2500} > 30-50$.

1. Демирчян К.С., Нейман Л.Р., Коровкин Н.В., Чечурин В.Л. Теоретические основы электротехники / Учебник для вузов в 3-х томах – С-Пб.: Питер, 2003.– 463 с.

2. Канискин В.А. Неразрушающий экспресс-метод определения ресурса кабелей в условиях эксплуатации./ Тр. межд. н.-т. конф. “Электрическая изоляции – 99” С-Пб. политехн. ин-та – 1999. – С.99–100.

3. Койков С.Н. Перспективы развития неразрушающих методов диагностики электрической изоляции./ Тр. межд. н.-т. конф. “Электрическая изоляции – 99” С-Пб. политехн. ин-та – 1999. – С.12–13.

4. Система диагностики CD-31. Инструкция по эксплуатации. – Hagenuk KMT. Kabelmesstechnik GmbH, 2000. – 87 р.

5. Тареев Б.М. Физика диэлектрических материалов. – М: Энергия, 1973. – 328 с.

6. Nemeth E. The Fundamentals of Diagnostic Testing of Electrical./ Тр. межд. н.-т. конф. “Электрическая изоляции – 99” С-Пб. политехн. ин-та – 1999. – С.9–12.

7. Patrick J. Baird Non-Destructive Measurement of the Degradation of Transformer Insulating Paper // IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation. – 2006. – Vol. 13. – №1. – Pp. 309–318.

Надійшла 08.04.2009.

УДК 621.313.3.001

И.С.Петухов, канд.техн.наук, Л.В.Рекстина (Ин-т электродинамики НАН Украины, Киев)

МЕТОД РАСЧЕТА ПОТЕРЬ ОТ ВНЕШНИХ ПОТОКОВ РАССЕЙНИЯ В КОНСТРУКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ ТРЕХСТЕПЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАШИН

Проведено моделювання вихревих токів в тонкій електропровідній оболонці, возбуждаемых вращающимся магнитным полем. Предложено моделировать такую оболочку сеткой сопротивлений. Определены погрешности расчета потерь в оболочке в пренебрежении влиянием собственного магнитного поля токов в ребрах сеточной модели.

Проведено моделювання вихрових струмів у тонкій електропровідній оболонці, що збуджуються обертальним магнітним полем. Запропоновано моделювати таку оболонку сіткою опорів. Визначено похибки розрахунку втрат у оболонці за умов нехтування впливом власного магнітного поля струмів у ребрах сіткової моделі.

Введение. Трехступенные электрические машины, используемые в измерительных системах и системах управления, часто выполняются в условиях ограниченного объема и массы. Этот факт, естественно, влечет за собой весьма насыщенный режим магнитопровода, который, в свою очередь, приводит к увеличению потоков рассеяния, выходящих за пределы активной зоны машины. При этом в металлических конструктивных элементах, пронизываемых потоками рассеяния, неизбежно возрастают потери от вихревых токов. Соответственно, возрастают паразитные моменты, тормозящие ротор и приводящие к его несанкционированной процессии. Для компенсации ошибок, вызываемых указанными явлениями, приходится усложнять систему регулирования и увеличивать ее мощность [1].

Однако для создания требуемых компенсирующих моментов необходимо рассчитывать величину потерь и их зависимость от положения оси ротора и частоты его вращения.

На рис. 1 показан внешний двухполюсный ротор трехступенной электрической машины и охватывающая его металлическая оболочка, имеющая форму сферы, усеченной у обоих полюсов. Для простоты внутренний статор машины на рисунке не показан. Ротор вращается с частотой ω и может отклоняться от вертикальной оси на угол α . Потоки рассеяния Φ_{σ} схематически показаны на рисунке кривыми со стрелками в области наибольшего насыщения магнитопровода. Ввиду того, что ротор имеет небольшой размер в направлении оси его симметрии, магнитное поле, создаваемое магнитами в магнитопроводе и его окрестностях, является существенно трехмерным, что требует привлечения соответствующих методов расчета. Соответственно, вихревые токи в охватывающей магнитную систему оболочке также носят трехмерный характер. Трехмерное поле вихревых токов описывается системой уравнений относительно трех пространственных составляющих векторного магнитного потенциала A_x , A_y , A_z и скалярного электрического потенциала φ . Отметим, что показанная на рис. 1 сферическая оболочка является не единственным конструктивным элементом, в котором возникают вихревые токи. Обязательным элементом такой конструкции, является карданный подвес, расположенный с одной стороны (например, снизу, рис. 1).

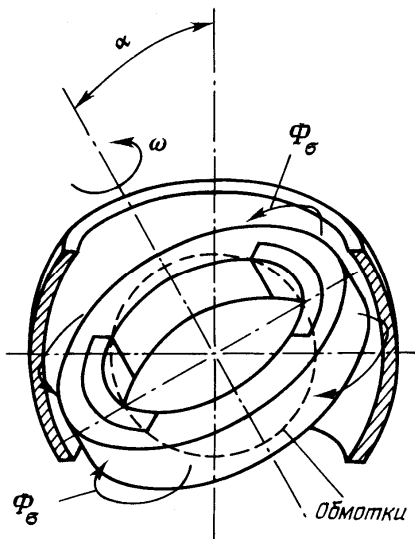


Рис. 1

странных составляющих векторного магнитного потенциала A_x , A_y , A_z и скалярного электрического потенциала φ . Отметим, что показанная на рис. 1 сферическая оболочка является не единственным конструктивным элементом, в котором возникают вихревые токи. Обязательным элементом такой конструкции, является карданный подвес, расположенный с одной стороны (например, снизу, рис. 1).

Отмеченная сложность геометрии и обуславливает невозможность выделения каких-либо плоскостей симметрии в картине распределения поля и приводит к необходимости решать трехмерную задачу во всей области относительно четырех неизвестных функций. Хотя такая задача может быть решена с помощью современных вычислительных средств, предпочтительным является упрощение исходной задачи с целью уменьшения трудоемкости и возможности проведения широкого спектра оптимизационных расчетов. Целью настоящей статьи является обоснование возможных упрощений математической модели и оценка возможных погрешностей, вызванных принятыми упрощениями.

Метод расчета. Для упрощения задачи решающим обстоятельством является тот факт, что высококоэрцитивные постоянные машины доминируют над другими источниками поля, а именно: токами обмоток управления и якорных обмоток, а также вихревыми токами в оболочке; и что эти источники не оказывают на поле магнитов практически никакого влияния. Учитывая сказанное, можно рассчитать магнитное поле рассеяния магнитопровода только лишь при учете одного источника – постоянных магнитов. В этом случае, хотя поле и остается трехмерным, в нем можно выделить три плоскости симметрии и рассматривать только один октант в координатной системе.

Другими обстоятельствами, позволяющими упростить решение задачи, является низкая электропроводность материала оболочки (выполняемой из нихрома или титановых сплавов), небольшая ее толщина и сравнительно невысокие частоты изменения магнитного поля (до 400 Гц). Вследствие этого, поле полностью пронизывает оболочку, величина вихревых токов весьма невелика и их поле не влияет на возбуждающее эти токи магнитное поле рассеяния магнитопровода. Приведенные доводы позволяют пытаться решить задачу в безындукционном приближении, то есть без учета собственного магнитного поля вихревых токов и использовать только одну расчетную функцию – скалярный магнитный потенциал φ_m . Аналогичные допущения применялись в математической модели для расчета потерь от вихревых токов в листах сердечника трансформатора [3]. Эти же допущения реализованы в пакете FemLab [6] применительно к задаче о “малых токах” в тонкой оболочке, когда растекание переменного тока в среде совпадает с таковым для постоянного тока и распределение плотности тока по толщине оболочки считается равномерным. То есть, будем считать, что в оболочке протекают только токи проводимости, вызванные некой сторонней ЭДС. В отличие от задачи о “малых токах” [6], где в качестве источника поля рассматривается распределение электрического потенциала на границе области и (или) распределение сторонних токов в этой области, в данном случае источником, возбуждающим токи в оболочке, является переменное магнитное поле. Очевидно, что ЭДС и токи в оболочке создает лишь составляющая магнитной индукции, нормальная к плоскости оболочки.

В соответствии с принятыми допущениями о равномерном распределении плотности тока по толщине оболочки и отсутствием влияния собственного магнитного поля вихревых токов на их распределение, поставим задачу о растекании тока в оболочке, вызванном распределенной напряженностью электрического поля E , которая наведена переменной нормальной индукцией B_n . Связь между этими двумя величинами выражается вторым уравнением Максвелла [2]

$$\oint \bar{E} \bar{C} d\bar{l} = -d\Phi/dt, \quad (1)$$

где \bar{l} – контур интегрирования, Φ – магнитный поток, пронизывающий контур, t – время. В соответствии с предположением, что в оболочке протекают только токи проводимости, уравнение (1) можно переписать в виде

$$\oint \rho \bar{\delta} d\bar{l} = -d\Phi/dt, \quad (2)$$

где ρ – удельное электрическое сопротивление материала оболочки, $\bar{\delta}$ – плотность тока в ней.

Для дальнейшего упрощения заменим оболочку электропроводящей сеткой с четырехугольными ячейками таким образом, чтобы удовлетворялись следующие требования: удельные эквивалентные активные сопротивления сетки во взаимоперпендикулярных направлениях совпадали с таковыми для оболочки; полный магнитный поток, пронизывающий ячейки сетки, должен соответствовать магнитному потоку, пронизывающему соответствующие участки оболочки.

Для такой сетки уравнение (2) вырождается во второй закон Кирхгофа, где правая часть представляет собой алгебраическую сумму ЭДС, действующих в контуре, а левая – алгебраическую сумму падений напряжений.

В качестве примера рассмотрим цилиндрическую модель оболочки, представленную на рис. 2, где в одной из ячеек символически изображены сопротивления ребер. Если обозначить количество ячеек вдоль окружности цилиндра N_x , а вдоль образующей – N_y , то сопротивления ребер сетки R_x, R_y в соответствующих направлениях могут быть вычислены по формулам

$$R_x = r \frac{pD}{hd} \varphi \frac{(N_y + 1)}{N_x}, \quad R_y = r \frac{h}{2pDd} \varphi \frac{N_x}{N_y}, \quad (3,4)$$

где D – диаметр цилиндрической оболочки, h, d – соответственно ее высота и толщина.

Как видно, выражения (3),(4) обеспечивают равенство активных сопротивлений оболочки и ее сеточной модели в двух взаимоперпендикулярных направлениях. Площадь же каждой ячейки определяется формулой

$$S_{xy} = \pi D h / N_x \cdot N_y. \quad (5)$$

По известному значению магнитного потока $\dot{\Phi}$ для всех ячеек сетки можно определить распределение токов по сетке и потери, выделяющиеся в ней.

Проверка точности предлагаемого метода и ограничений его применимости проведена на основе сравнения с точным решением модельной задачи. Рассмотрим поперечное сечение бесконечной цилиндрической оболочки толщиной d , по внешней поверхности которого задано вращающееся магнитное поле с нормальным значением индукции \dot{B}_n

$$\dot{B}_n(j,t) = B_n \varphi e^{j(\omega t - p\varphi)}, \quad (6)$$

где φ – угловая координата, ω – угловая частота поля, p – число пар полюсов вращающегося поля.

Это сечение показано на рис. 3.

Распределение комплексной амплитуды векторного магнитного потенциала, имеющего в данном случае только одну составляющую $\dot{A}_z = \dot{A}$ (перпендикулярную плоскости чертежа), описывается уравнением Бесселя

$$\frac{\partial \dot{A}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \dot{A}}{\partial r} - \left(\frac{p^2}{r^2} + \frac{j\omega\mu}{\rho} \right) \dot{A} = 0, \quad (7)$$

где r – радиальная координата.

Исходное соотношение (6) позволяет сформулировать граничное условие первого рода для комплексной амплитуды векторного потенциала на внешней границе оболочки

$$\dot{A}(R_a) = B_n / -j p. \quad (8)$$

Окружим оболочку также цилиндрической областью с радиусом R_∞ , моделирующей окружающее воздушное пространство. Радиус R_∞ выберем достаточно большим, чтобы поле на этом расстоянии затухало. Затуханию поля соответствует однородное граничное условие первого рода

$$\dot{A}(R_\infty) = 0. \quad (9)$$

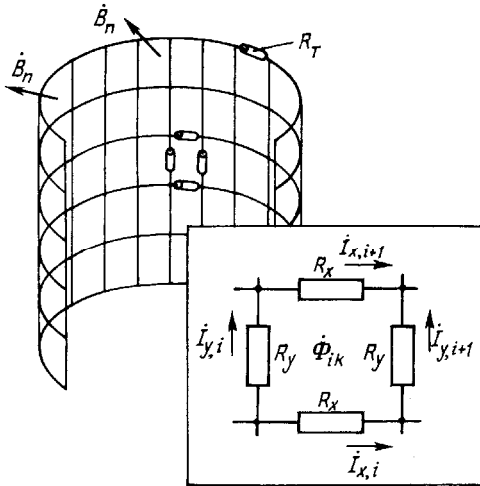


Рис. 2

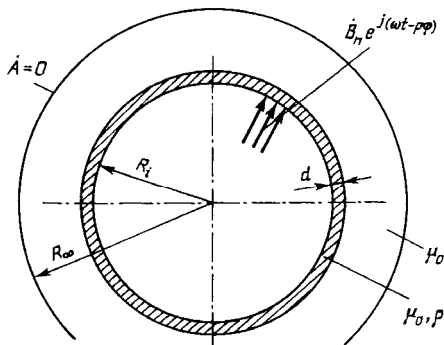


Рис. 3

Аналитическое решение краевой задачи известно [4] и позволяет определить распределение плотности тока $\dot{\delta}$

$$\dot{\delta} = -j\omega\dot{A}/\rho \quad (10)$$

и плотность потерь

$$P_a = |\dot{\delta}|^2 \rho . \quad (11)$$

Интегрирование выражения (11) по расчетной области позволило получить полные потери на единицу длины принятой двухмерной модели.

Следует также отметить, что испытываемая сеточная модель принципиально имеет трехмерный характер распределения токов, что обусловлено ее конечной длиной. Для уменьшения влияния конечной длины испытываемой модели и приближения ее к двухмерному аналогу (7)–(9) активные сопротивления торцевых ребер сеточной модели R_T (рис. 2) полагались достаточно малыми, чтобы максимально устранить тангенциальную составляющую токов вне торцов.

Условия и результаты моделирования. Очевидно, что точность моделирования зависит от числа разбиений расчетной области и частоты (определяющей глубину проникновения поля в проводник). В первую очередь было проведено определение зависимости погрешности расчета потерь в оболочке от числа разбиений по двум координатам N_x, N_y . Для этого была выбрана частота, при которой глубина проникновения поля в 1000 раз превышает толщину оболочки. Отметим, что глубина проникновения поля определялась по классической формуле [5]

$$\Delta = \sqrt{2/\mu \gamma \omega} . \quad (12)$$

Кроме того, для уменьшения влияния кривизны, полюсное деление принималось в 200 раз большим толщины оболочки. Интегральное соотношение (2) в случае синусоидального магнитного поля для одной ячейки по второму закону Кирхгофа запишется в виде

$$\dot{I}_{y,i} R_y + \dot{I}_{x,k+1} R_x - \dot{I}_{y,i+1} R_y - \dot{I}_{x,k} R_x = j\omega \dot{\Phi}_{ik} , \quad (13)$$

где нумерация (i, k) ветвей и ячеек соответствует рис. 2.

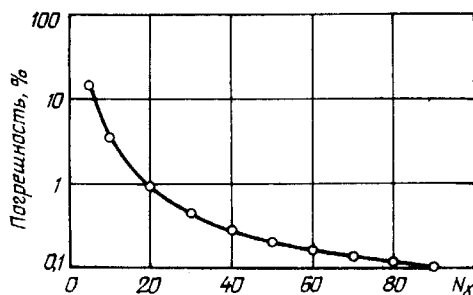


Рис. 4

но периода на 20 интервалов и спадает до 0,1 % при 90-ти интервалах, на которые разбит период.

Вторым испытанием сеточной модели оболочки являлось исследование погрешности при увеличении относительной толщины оболочки — отношения ее толщины d к глубине проникновения поля Δ . Для этого производились расчеты с изменяющейся угловой частотой ω в пределах, когда погрешность не превышала 10...20 %. Число разбиений сетки по угловой координате составляло 60. Результаты моделирования показаны на рис. 5, где видно, что при относительной толщине оболочки 0,5, то есть когда глубина проникновения поля в два раза больше толщины оболочки, погрешность превышает 10 %. Для того, чтобы погрешность не превышала 1%, толщина оболочки должна составлять не более четверти от глубины проникновения поля. Отметим, что в рассматриваемом случае при

Потоки, входящие в правую часть (13), определялись по значению индукции в центре тяжести ячейки в предположении постоянства индукции в пределах ячейки.

Как показали результаты моделирования, в данной задаче число разбиений по вертикальной координате N_y (поперек направлению движения поля) практически не влияет на точность решения, чего мы и добивались, устремив сопротивления торцевых ребер сетки к нулю. Зависимость же погрешности определения потерь от числа разбиений по горизонтальной координате N_x (рис. 3) на периоде бегущего поля показана на рис. 4, откуда видно, что искомая погрешность составляет 1 % при разбиении пространственного периода на 20 интервалов и спадает до 0,1 % при 90-ти интервалах, на которые разбит период.

относительной толщине оболочки менее 0,1 потери перестают зависеть от этой толщины и определяются числом разбиений по угловой координате в соответствии с графиком на рис. 4.

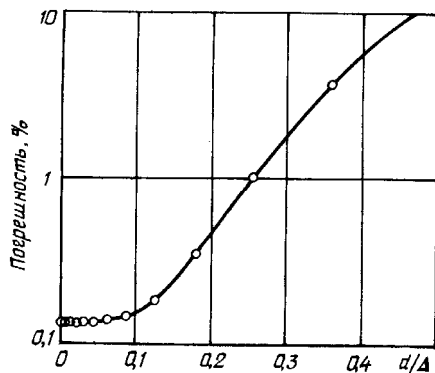


Рис. 5

показывают результаты моделирования, это достигается, когда толщина оболочки существенно меньше глубины проникновения поля.

Выводы. Задачу расчета потерь в тонкой оболочке (толщина которой меньше глубины проникновения поля) от вращающегося или бегущего синусоидального магнитного поля можно решить путем представления ее четырехугольной сеткой с сосредоточенными активными параметрами ребер. При этом можно положить, что индуктивная связь между ребрами отсутствует, а ЭДС в ребрах определяется потоком внешнего поля через соответствующую ячейку. Условием эквивалентности исходной оболочки и моделирующей ее сетки является равенство их удельных активных сопротивлений в двух взаимноперпендикулярных направлениях. Для достижения погрешности расчета потерь в оболочке от синусоидального вращающегося поля в пределах 0,1...1 % необходимо выбрать на периоде изменения внешнего поля вдоль направления его движения число ячеек сетки около 80, а глубина проникновения поля должна превышать толщину оболочки не менее чем в четыре раза.

1. Антонов А.Е. Двухкоординатные электрические машины для следящих систем. – Киев: Ин-т электродинамики НАН Украины, 2000. – 191 с.
2. Калантаров П.Л., Нейман Л.Р. Теоретические основы электротехники. – М.–Л.: Госэнергоиздат, 1951. – 464 с.
3. Каплянский А.Е., Лысенко А.П., Полотовский Л.С. Теоретические основы электротехники. – М.: Высшая школа. – 1972. – 448 с.
4. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. – М.: Наука. – 1977. – 832 с.
5. Нейман Л.Р. Поверхностный эффект в ферромагнитных телах. – М.–Л.: Госэнергоиздат, 1949. – 190 с.
6. FEMLAB User's Guide and Introduction. – FEMLAB 3.1. – COMSOL, Inc., 1994–2005. – 436 p.

Надійшла 14.07.2009

М.Й.Бурбело, докт.техн.наук, О.М.Кравець (Вінницький нац. техн. ун-т)

АЛГОРИТМИ ВИМІРЮВАННЯ ЕЛЕКТРИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ АСИНХРОННИХ ДВИГУНІВ

В статті обґрунтовано можливість підвищення точності визначення параметрів АД в системах діагностичного контролю та векторного керування. Досліджено, що при реалізації цифрових квазірівноважених вимірювальних каналів доцільно використовувати як інформативні параметри системи зрівноваження внутрішні недоступні змінні (похідну потокозчеплення та потокозчеплення) асинхронного двигуна, що забезпечує роздільність контурів регулювання.

В статье обоснована возможность повышения точности определения параметров АД в системах диагностического контроля и векторного управления. Исследовано, что при реализации цифровых квазиуравновешенных измерительных каналов целесообразно использовать в качестве информативных параметров системы уравновешивания внутренние недоступные переменные (производную потокозчепления и потокозчепление) асинхронного двигателя, что обеспечивает раздельность контуров регулирования.

Вступ. Неперервний контроль стану асинхронних двигунів (АД) за значеннями струму зворотної послідовності, струму витоку чи інших величин, які використовуються під час робочого (функціонального) діагностування АД, є достатньо ефективним щодо встановлення факту їх пошкодження. Однак на ранніх стадіях виникнення пошкоджень вірогідність робочого діагностування недостатня. За таких умов виникає необхідність застосування періодичного діагностичного контролю АД з вимірюванням таких основних параметрів як кутова швидкість, момент інерції, параметрів схеми заміщення АД. Проблема діагностичного контролю ускладнюється тим, що серійно не випускаються засоби для вимірювання основних параметрів діагностування АД. Однією з найбільш складних є задача створення засобів для вимірювання параметрів схеми заміщення АД. Особливо необхідними такі засоби є для систем векторного керування АД.

Сучасний рівень розвитку силової електроніки та мікропроцесорних засобів керування забезпечує широке поширення частотно-регульованого електроприводу. Системи векторного керування дозволяють створювати електроприводи, які за своїми характеристиками не поступаються приводам постійного струму. Переважно такі системи використовують принцип орієнтації поля, тобто забезпечують розділення каналів керування магнітним потоком та швидкістю шляхом регулювання у системі координат, що обертається і пов'язана, як правило, з вектором потокозчеплення ротора. Найбільш складною задачею, що затрудняє розробку систем векторного керування, є отримання поточних значень потоку, моменту та швидкості за відсутності сенсорів на валу двигуна. Виходячи з цього, постає необхідність поточної ідентифікації параметрів схеми заміщення АД в процесі роботи системи.

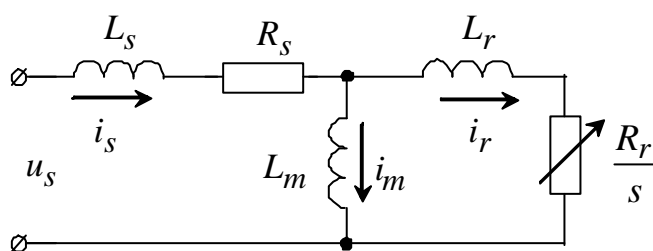


Рис. 1

Схема заміщення АД зображена на рис. 1, де L_s , L_r – індуктивності розсіювання відповідно статора і приведена ротора; L_m – взаємна індуктивність; R_s , R_r – активні опори фази відповідно статора та приведений ротора; s – ковзання; u_s , i_s – напруга і струм статора; i_m , i_r – струми намагнічування і приведений ротора.

Вирішенню проблеми оцінювання електричних параметрів АД присвячена

велика кількість наукових робіт, наприклад, [2,3], і шляхи оцінювання їх є дуже різноманітними. Однак складність вирішення задачі, яка зумовлена нелінійністю об'єкта дослідження, не дозволяє забезпечити необхідну точність.

Постановка завдання. Ставиться задача обґрунтування можливості підвищення точності визначення електричних параметрів асинхронних двигунів в системах векторного регулювання електроприводів.

Обґрунтування результатів. Оскільки індуктивність кола намагнічування L_m є нелінійним елементом, то систему рівнянь АД подамо через струм статора і потокозчеплення. Для цього спочатку запишемо систему рівнянь через струми статора і ротора

$$\frac{d\psi_m}{dt} = u_s - R_s i_s - L_s \frac{di_s}{dt}; \quad \frac{d\psi_m}{dt} = \frac{R_r}{s} i_r + L_r \frac{di_r}{dt}. \quad (1)$$

Виразивши струм ротора через струм статора та струм намагнічування, друге рівняння системи (1) подамо у вигляді

$$\frac{d\psi_m}{dt} = \frac{R_r}{s} i_s + L_r \frac{di_s}{dt} - \frac{R_r}{s} i_m - L_r \frac{di_m}{dt}. \quad (2)$$

Враховуючи, що $i_m = \psi_m / L_m$, запишемо вираз для похідної струму намагнічування

$$\frac{di_m}{dt} = \frac{1}{L_m} \left(\frac{d\psi_m}{dt} - \frac{\psi_m}{L_m} \frac{dL_m}{dt} \right).$$

Оскільки індуктивність намагнічування є складною функцією потокозчеплення $L_m = f(\psi_m)$, то $\frac{dL_m}{dt} = f'(\psi_m) \frac{d\psi_m}{dt}$, де $f'(\psi_m)$ – похідна індуктивності намагнічування по потокозчепленню, то остаточно вираз для похідної струму намагнічування

$$\frac{di_m}{dt} = \frac{1}{L_m} \left(1 - \frac{\psi_m}{L_m} f'(\psi_m) \right) \frac{d\psi_m}{dt}. \quad (3)$$

З урахуванням (1), (2) та (3) система рівнянь АД, що представлена через струм статора і потокозчеплення, набуде вигляду

$$\begin{aligned} L_s \frac{di_s}{dt} + \frac{d\psi_m}{dt} &= u_s - R_s i_s; \\ -L_r \frac{di_s}{dt} + \left(1 + \frac{L_r}{L_m} \left(1 - \frac{\psi_m}{L_m} f'(\psi_m) \right) \right) \frac{d\psi_m}{dt} &= \frac{R_r}{s} \left(i_s - \frac{\psi_m}{L_m} \right). \end{aligned} \quad (4)$$

Систему рівнянь (4) можна спростити до вигляду

$$\begin{aligned} L_s \frac{di_s}{dt} + \frac{d\psi_m}{dt} &= u_s - R_s i_s; \\ -L'_r \frac{di_s}{dt} + \frac{d\psi_m}{dt} &= \frac{R'_r}{s} \left(i_s - \frac{\psi_m}{L_m} \right), \end{aligned} \quad (5)$$

де $R'_r = \frac{R_r}{1 + \frac{L_r}{L_m} \left(1 - \frac{\Psi_m}{L_m} f'(\Psi_m)\right)}$; $L'_r = \frac{L_r}{1 + \frac{L_r}{L_m} \left(1 - \frac{\Psi_m}{L_m} f'(\Psi_m)\right)}$ – еквівалентні нелінійні параметри АД.

Виразивши $\frac{d\Psi_m}{dt}$ з першого рівняння і підставивши в друге, систему (5) можна привести до одного рівняння

$$u_s - R_s i_s - L_s \frac{di_s}{dt} - L'_r \frac{di_s}{dt} = \frac{R'_r}{s} \left(i_s - \frac{\Psi_m}{L_m} \right). \quad (6)$$

З (6) випливає, що п'ятиелементна схема заміщення АД (рис. 1) еквівалентна чотирьох-елементній схемі заміщення (рис. 2), на якій позначено: $R_1 = R_s$, $L_1 = L_s + L'_r$, $R_2 = R'_r / s$,

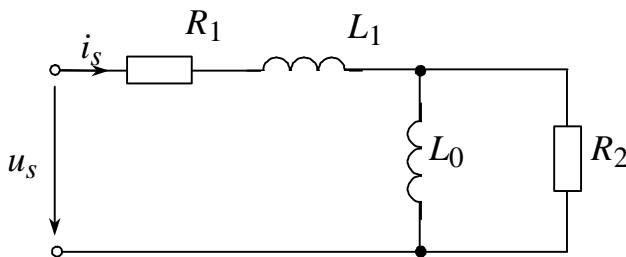


Рис. 2

$L_0 = L'_m$. Індуктивність L'_m визначається з умови рівності струму в колі намагнічування і також є еквівалентним нелінійним елементом. Однак застосування такої схеми заміщення можливе за незначної нелінійності і в усіх випадках має бути обґрунтованим, що не дозволяє однозначно рекомендувати такий підхід для визначення електричних параметрів АД.

Оскільки в процесі вимірювання напруга на статорі, струм статора та похідна струму статора можуть бути виміряні безпосередньо, то систему рівнянь (5) можна подати у вигляді двох рівнянь, записаних відносно похідної потокозчеплення

$$\frac{d\Psi_m}{dt} = u_s - R_s i_s - L_s \frac{di_s}{dt}; \quad (7)$$

$$\frac{d\Psi_m}{dt} = L'_r \frac{di_s}{dt} + \frac{R'_r}{s} \left(i_s - \frac{\Psi_m}{L_m} \right). \quad (8)$$

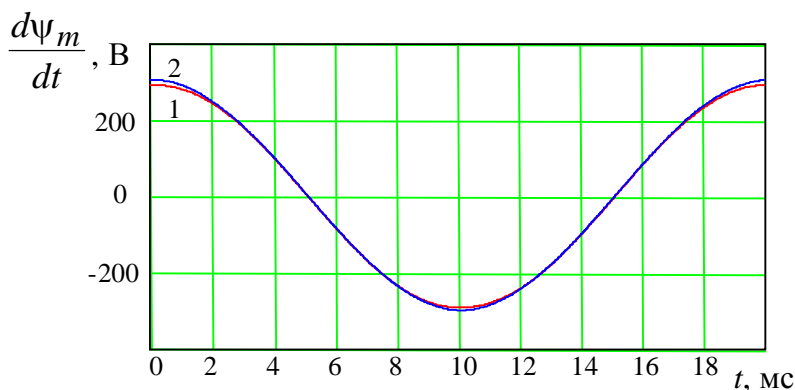


Рис. 3

На рис. 3 показано залежності похідної потокозчеплення, що розраховані за формулами (7) і (8), для краново-металургійного двигуна типу МТКН512-8 повторнокороткочасного режиму роботи (ПВ=25 %) з номінальною потужністю 45 кВт у режимі заданої синусоїдної напруги у разі наближеного визначення параметрів $R'_r \approx R_r$; $L'_r \approx L_r$. Параметри двигуна такі:

$$R_s = 0,103 \text{ Ом}, \quad R_r = 0,237 \text{ Ом},$$

$$X_s = \omega L_s = 0,172 \text{ Ом},$$

$$X_r = \omega L_r = 0,366 \text{ Ом}, \quad X_m = \omega L_m = \omega(b_0 + b_2 \Psi_m^2), \quad b_0 = 0,036 \text{ Гн}, \quad b_2 = -0,02 \text{ Гн/Вб}^2, \quad s = 0,075.$$

Близькість залежностей похідної потокозчеплення, що розраховані за формулами (7) і (8), вказує на можливість представлення даного типу двигуна чотирьохелементною схемою заміщення і наближеного визначення параметрів $R'_r \approx R_r$; $L'_r \approx L_r$. У даному випадку необхідним є уточнення параметра R'_r , зокрема, при $R'_r = 0,230$ Ом криві $d\psi_m/dt$ збігаються. Інформативними у даному

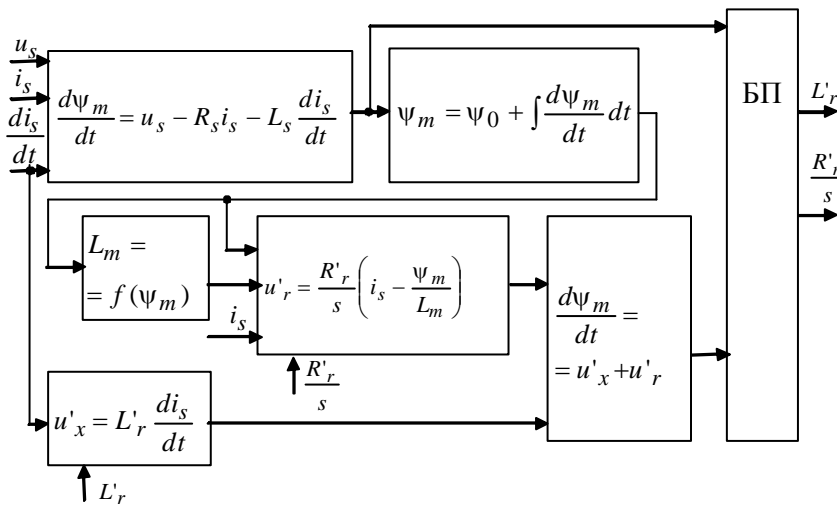


Рис. 4

випадку є амплітудні значення $d\psi_m/dt$. Функціональну схему вимірювальних перетворень, які необхідно здійснювати для визначення електричних параметрів АД за формулами (7) і (8), зображено на рис. 4. Після знаходження похідної потокозчеплення з формули (7) передбачається визначення потокозчеплення $\psi_m = \psi_0 + \int \frac{d\psi_m}{dt} dt$, де ψ_0 – стала інтегрування, а потім – індуктивності намагнічування $L_m = f(\psi_m)$. В подальшому визначаються напруги $u'_x = L'_r \frac{di_s}{dt}$ та $u'_r = \frac{R'_r}{s} \left(i_s - \frac{\psi_m}{L_m} \right)$, причому параметри L'_r та R'_r налагоджуються в процесі визна-

чення параметрів моделі, а також похідної потокозчеплення $\frac{d\psi_m}{dt} = u'_x + u'_r$. Налагодження моделі здійснюється блоком порівняння та прийняття рішень (БП), який аналізує миттєві значення двох реалізацій похідної потокозчеплення, що поступають на його входи, і приймає рішення щодо зміни параметрів, які ідентифікуються.

Другий підхід до визначення параметрів АД полягає у порівнянні миттєвих значень потокозчеплення, розрахованих за формулами

$$\psi_m = \psi_0 + \int_0^t (u_s - R_s i_s) dt - L_s i_s; \quad \psi_m = L_m \left(i_s + \frac{L'_r}{R'_r} \frac{di_s}{dt} - \frac{1}{R'_r} \frac{d\psi_m}{dt} \right). \quad (9,10)$$

На рис. 5 показано залежності потокозчеплення, що розраховані за формулами (9) і (10), які позначено відповідно цифрами 1 та 2, для вказаного вище типу двигуна. За відхиленнями миттєвих значень потокозчеплень, відображених кривими 1 та 2, можна зробити висновок, що використання

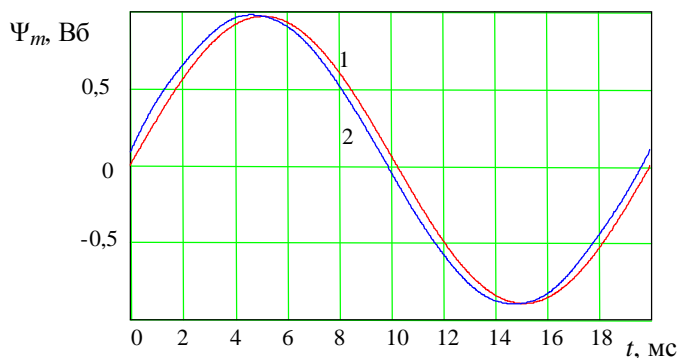


Рис. 5

потокозчеплення забезпечує порівняно вищу чутливість вимірювальних каналів, ніж у разі використання похідної потокозчеплення.

Криві ψ_m після уточнення параметра $R'_r = 0,230$ Ом зображено на рис. 6, з якого випливає, що інформативним є фазовий зсув між потокозчепленнями, розрахованими за формулами (9) і (10). Функціональну схему вимірювальних перетворень за формулами (9) і (10) зображено на рис. 7. У даному випадку після визначення потокозчеплення за формулою (9) визначаються напруга

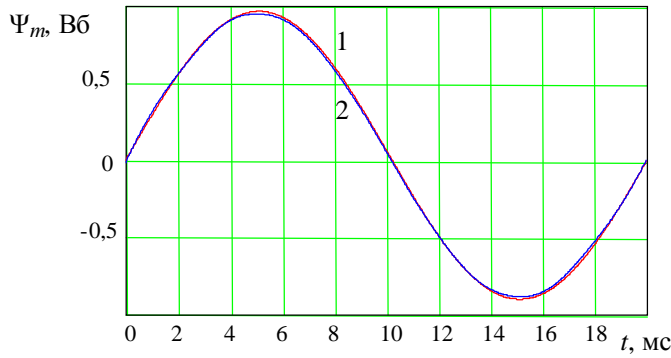


Рис. 6

$u'_x = L'_r \frac{di_s}{dt}$, струм $i'_r = \frac{s}{R'_r} \left(u'_x - \frac{d\psi_m}{dt} \right)$, а також потокозчеплення $\psi_m = L_m (i_s + i'_r)$.

Згідно із запропонованими алгоритмами визначаються параметри R'_r / s та L'_r . Отримані значення мають однакову методичну похибку: для даного типу двигуна при заданому ковзанні отримані результати приблизно на 3 % менші від відповідно R_r / s та L_r . Причому постійна часу ротора як один з найбільш важливих параметрів ідентифікації визначається без методичної похибки.

Розглянуті алгоритми можуть бути безпосередньо використані при визначенні одного параметра у разі відомих решти параметрів. За невідомих двох параметрів АД потрібний пошук станів квазірівноваги, які забезпечують роздільність двох контурів зрівноваження. Якщо невідомих параметрів три і більше, то необхідною також є зміна умов проведення експерименту, наприклад, використання двох режимів роботи з різним ковзанням або використання двох частот напруги чи струму живлення АД [1].

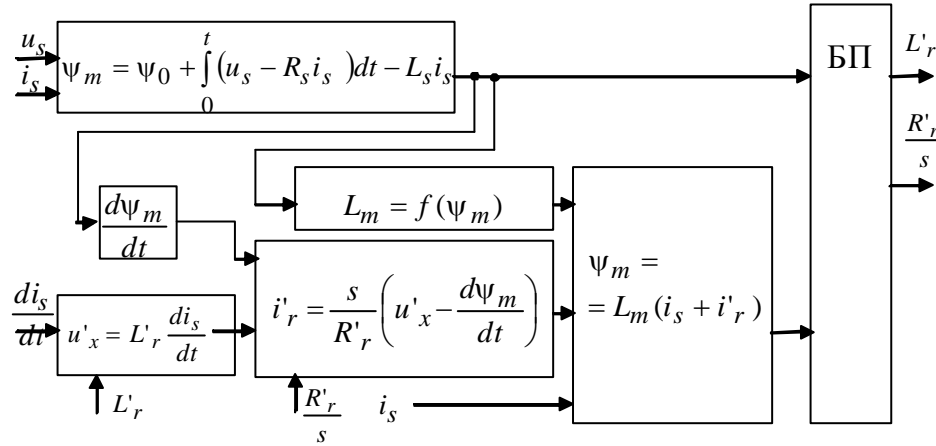


Рис. 7

Висновки. Отримано умови можливості представлення асинхронних двигунів чотирьохелементною схемою заміщення. Для цього здійснюється

порівняння двох залежностей похідної потокозчеплення та потокозчеплення. За незначних їхніх відхилень, які можна скоригувати налагодженням параметрів моделі, робиться висновок про можливість використання чотирьохелементної схеми заміщення.

Показано, що при реалізації цифрових квазірівноважених вимірювальних каналів доцільно використовувати як інформативні параметри системи зрівноваження – внутрішні недоступні змінні схеми заміщення АД, наприклад, похідну потокозчеплення та потокозчеплення, що забезпечує роздільність контурів регулювання.

1. Бурбело М.Й. Квазірівноважені частотно-варіаційні вимірювальні системи. – Вінниця: УНІВЕРСУМ-Вінниця, 2004. – 225 с.
2. Волков А.В. Идентификация внутренних параметров частотно-регулируемого асинхронного двигателя // Электротехника та електроенергетика. – 2003. – №1. – С. 82–87.
3. Волков А.В. Идентификация потокозчепления ротора частотно-регулируемого асинхронного двигателя // Электротехника. – 2002. – №6. – С. 40–46.

Надійшла 27.02.2009

УДК 621.3.017.2:621.318.43;621.3.011.732.1

И.В.Пентегов, докт.техн.наук, **С.В.Рымар**, канд.техн.наук (Ин-т электросварки им. Е.О.Патона НАН Украины, Киев), **В.М.Безручко** (Черниговский гос. технологический университет, Чернигов)

РАСЧЕТ И СРАВНЕНИЕ ИНДУКТИВНОСТЕЙ ЦЕПЕЙ ПРОТЕКАНИЯ ТОКОВ НУЛЕВОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ В АВТОТРАНСФОРМАТОРНЫХ ФИЛЬТРАХ

Рассмотрены методы расчета индуктивностей цепей протекания токов нулевой последовательности в автотрансформаторных фильтрах при бифилярной и концентрической намотке проводников обмоток. Проведено сравнение и сформулированы рекомендации по использованию рассмотренных способов изготовления обмоток фильтров токов нулевой последовательности.

Розглянуто методи розрахунку індуктивностей кіл протікання струмів нульової послідовності в автотрансформаторних фільтрах при біфілярній та концентричній намотці провідників обмоток. Проведено порівняння і сформульовано рекомендації щодо використання розглянутих способів виготовлення обмоток фільтрів струмів нульової послідовності.

Введение. В последнее время в электросетях крупных административных зданий увеличилось количество устройств, работающих с импульсными источниками питания, являющихся ярко выраженными нелинейными нагрузками, генерирующими высшие гармоники тока, в том числе и токи нулевой последовательности (ТНП), что, наряду с асимметрией нагрузок, приводит к перегрузке нейтрального провода питающей сети. Известны случаи, когда действующее значение тока нейтрали распределительной сети превышало фазные значения токов в 1,5 и более раза [2]. Негативные воздействия высоких уровней ТНП описаны в работах [2,5].

Устройства фильтрации ТНП называют фильтрами токов нулевой последовательности (ФТНП) [8], фазокомпенсирующими, шунтовыми симметрирующими устройствами (ФКУ, ШСУ) [9,10] или Zero-фильтрами [11]. Большой вклад в разработку ФКУ и ШСУ в СССР и Украине внесли ученые Института электродинамики НАН Украины А.К.Шидловский, В.Г.Кузнецов, И.В.Волков, А.Ф.Жаркин, А.Д.Музыченко, Н.Н.Каплычный, В.А.Новский, В.Б.Данилюк, А.В.Самков, О.С.Якимов и др.

Наиболее удачными ФКУ и ШСУ являются автотрансформаторы (АТ) с трехстержневыми магнитопроводами и включенными бифилярно намотанными обмотками (для уменьшения индуктивности цепи протекания ТНП) во встречный зигзаг. До 70–80 гг. подобные АТ применялись в основном для симметрирования напряжения и тока в фазах при несимметричном распределении однофазных нагрузок.

Целью статьи является описание разработанных в ИЭС им Е.О.Патона современных автоматизированных методов расчета индуктивности цепи протекания ТНП обмоток АТ фильтров при бифилярной и концентрической намотке проводников обмоток, сравнение значений этих индуктивностей при различном выполнении обмоток и выработка рекомендаций по использованию рассмотренных способов изготовления обмоток ФТНП применительно к электросетям с различными параметрами.

На основе метода расчета индуктивности сложных систем однофазных шин прямоугольного сечения [3], предварительно преобразовав табличные данные из этой работы в непрерывные сплайн-функции, авторами разработан автоматизированный метод расчета индуктивности цепи протекания ТНП в бифилярных (однослойных двухходовых спиральных) обмотках АТ ФТНП. Метод позволяет автоматизировать процесс расчета индуктивного сопротивления рассеяния ФТНП и с достаточной для практики точностью рассчитывать значение этой индуктивности. Задание требуемого уровня индуктивности цепи протекания ТНП в фильтре тесно связано с уровнем индуктивностей рассеяния сетевого трансформатора $L_{S,tr}$ и индуктивности участка линии L_{line} между трансформатором и ФТНП. Чем меньше индуктивность рассеяния ФТНП по сравнению с суммой $L_{S,tr}$ и L_{line} , тем лучше фильтрация

ТНП. Для этого используется бифилярная [8] или чередующаяся концентрическая (послойная) намотка проводников обмоток на каждом из стержней магнитопровода.

Рассмотрим катушку с бифилярной намоткой проводников двух обмоток фаз АТ ФТНП типа зигзаг, с количеством витков в каждой обмотке w и имеющих одинаковое количество параллельных проводников. На рис. 1 показаны два случая расположения двух параллельных проводников двух обмоток фаз на одном стержне магнитопровода. Одной обмотке соответствуют номера параллельных проводников 1 и 2, другой – 3 и 4. Направления в проводниках даны для ТНП (в ФТНП они в противофазе).

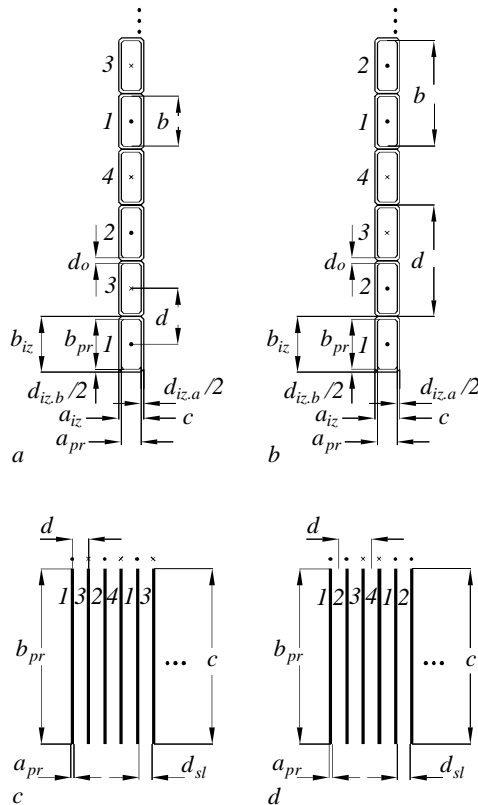


Рис. 1

Рассчитаем эквивалентное расстояние между центрами проводников или центрами набора параллельных проводников двух обмоток:

– в случае проводников из фольги

$$d = k_{raz}[n'_r a_{pr} + d_{sl}]; \quad (1)$$

– в случае проводников прямоугольного поперечного сечения при расположении соседних проводов в бифиляре в аксиальном направлении

$$d = n'_a b_{iz} / k_{uk}, \quad (2)$$

где k_{raz} – коэффициент разбухания обмотки (в радиальном направлении), $k_{raz} = 1,05 \dots 1,25$; n'_r – эквивалентное количество параллельных проводников в радиальном направлении. При чередовании проводников по схеме 1–3–2–4–1–3–2–4–..., $n'_r = 1$, при чередовании проводников по схеме 1–2–3–4–1–2–3–4–..., $n'_r = n_r$; n_r – фактическое количество проводников в радиальном направлении; a_{pr} – ширина проводника; d_{sl} – толщина межслоевой изоляции; n'_a – эквивалентное количество проводников в аксиальном направлении. При чередовании проводников по схеме 1–3–2–4–1–3–2–4–..., $n'_a = 1$, при чередовании проводников по схеме 1–2–3–4–1–2–3–4–..., $n'_a = n_a$; n_a – фактическое количество проводников в аксиальном направлении; k_{uk} – коэффициент укладки обмотки (в аксиальном направлении), $k_{uk} = 0,85 \dots 0,95$. Таким образом, в случае, когда $n'_r = n_r$ и $n'_a = n_a$, параллельные проводники в расчетных формулах будут приниматься в виде одного эквивалентного проводника. Если обмотка выполняется одним проводом (без распараллеливания проводников обмоток), то $n'_r = n_r = 1$, $n'_a = n_a = 1$.

Эквивалентная высота проводников из фольги:

$$c = b_p, \quad (3)$$

или эквивалентная ширина проводника прямоугольного поперечного сечения в радиальном направлении

$$c = n_{sl} k_{raz} [n'_a a_{pr} + (n'_r - 1) d_{iz.a}]. \quad (4)$$

Здесь n_{sl} – количество слоев обмотки; $d_{iz.a}$ – толщина изоляции проводника на две стороны по ширине проводника a_{pr} (рис. 1 и рис. 2).

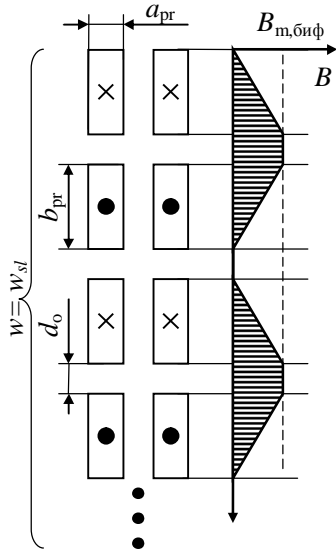


Рис. 2

Эквивалентная высота проводника прямоугольного поперечного сечения:

$$b = [n'_a b_{pr} + (n'_a - 1) d_{iz.b}] / k_{uk}, \quad (5)$$

где b_{pr} – высота проводника; $d_{iz.b}$ – толщина изоляции проводника на две стороны по высоте проводника b_{pr} .

Толщина изоляции между двумя проводниками прямоугольного поперечного сечения:

$$d_o = d_{iz.b} / k_{uk}. \quad (6)$$

Выражения для определения индуктивности цепи протекания ТНП, запишем в виде, удобном для составления программы автоматизированных расчетов, в частности в пакете MathCAD [4].

В работе [3] значение отношения эквивалентных сторон c/b проводника прямоугольного поперечного сечения определяет величина ϵ' . Обозначим отношение c/b величиной α' и представим значения этих величин в виде векторов:

$$\alpha' = \| 0,0 \ 0,1 \ 0,2 \ 0,3 \ 0,4 \ 0,5 \ 0,6 \ 0,7 \ 0,8 \ 0,9 \ 1,0 \|;$$

$$\epsilon' = \| 0,0 \ 0,00210 \ 0,00249 \ 0,00244 \ 0,00228 \ 0,00211 \ 0,00197 \ 0,00187 \ 0,00181 \ 0,00178 \ 0,00177 \|.$$

Для того чтобы в пакете MathCAD получить непрерывно изменяющиеся значения этих величин, зададим отношения c/b в виде параметра α , величина которого находится в диапазоне $\alpha=0,00, 0,02 \dots 1,00$. Выполняем сплайн значений векторов ϵ' и α' кубической сплайн-функцией «cspline», приравняв ее введенной переменной F_ϵ : $F_\epsilon = \text{cspline}(\alpha', \epsilon')$, которую интерполируем функцией «interp» и получаем гладкую функцию ϵ (которая соответствует величине ϵ'), зависящую от параметра α : $\epsilon(\alpha) = \text{interp}(F_\epsilon, \alpha', \epsilon', \alpha)$. Таким образом, для автоматизированного расчета в пакете MathCAD образуется аппроксимационная функция $\epsilon(\alpha)$.

По данным работы [3] зададим векторы X_{yz} и Y_{xz} , значения которых равны соответственно значениям отношений величин b/d и c/b (параметр α):

$$X_{yz} = \| 0,0 \ 0,1 \ 0,2 \ 0,3 \ 0,4 \ 0,5 \ 0,6 \ 0,7 \ 0,8 \ 0,9 \ 1,0 \|;$$

$$Y_{xz} = \| 0,0 \ 0,1 \ 0,2 \ 0,3 \ 0,4 \ 0,5 \ 0,6 \ 0,7 \ 0,8 \ 0,9 \ 1,0 \|$$

и векторы Z_{xy} , которые зависят от величин X_{yz} и Y_{xz} [3]:

$$Z_{xy_1} = - \| 0,0 \ 0,0008 \ 0,0034 \ 0,0076 \ 0,0138 \ 0,0220 \ 0,0325 \ 0,0458 \ 0,0625 \ 0,0839 \ 0,1137 \|;$$

$$Z_{xy_2} = - \| 0,0 \ 0,0008 \ 0,0033 \ 0,0076 \ 0,0136 \ 0,0217 \ 0,0321 \ 0,0452 \ 0,0616 \ 0,0825 \ 0,1106 \|;$$

$$Z_{xy_3} = - \| 0,0 \ 0,0008 \ 0,0032 \ 0,0073 \ 0,0132 \ 0,0210 \ 0,0310 \ 0,0435 \ 0,0591 \ 0,0788 \ 0,1037 \|;$$

$$Z_{xy_4} = - \| 0,0 \ 0,0008 \ 0,0030 \ 0,0069 \ 0,0125 \ 0,0198 \ 0,0292 \ 0,0408 \ 0,0551 \ 0,0726 \ 0,0942 \|;$$

$$Z_{xy_5} = - \| 0,0 \ 0,0007 \ 0,0028 \ 0,0064 \ 0,0115 \ 0,0182 \ 0,0267 \ 0,0370 \ 0,0497 \ 0,0646 \ 0,0828 \|;$$

$$Z_{xy_6} = - \| 0,0 \ 0,0006 \ 0,0025 \ 0,0057 \ 0,0102 \ 0,0161 \ 0,0235 \ 0,0324 \ 0,0431 \ 0,0555 \ 0,0700 \|;$$

$$Z_{xy_7} = - \| 0,0 \ 0,0005 \ 0,0021 \ 0,0048 \ 0,0086 \ 0,0136 \ 0,0196 \ 0,0269 \ 0,0354 \ 0,0451 \ 0,0561 \|;$$

$$Z_{xy_8} = - \| 0,0 \ 0,0004 \ 0,0017 \ 0,0038 \ 0,0068 \ 0,0106 \ 0,0152 \ 0,0207 \ 0,0269 \ 0,0337 \ 0,0413 \|;$$

$$Z_{xy_9} = - \| 0,0 \ 0,0003 \ 0,0012 \ 0,0027 \ 0,0047 \ 0,0073 \ 0,0103 \ 0,0137 \ 0,0176 \ 0,0216 \ 0,0258 \|;$$

$$Z_{xy_{10}} = - \| 0,0 \ 0,0002 \ 0,0006 \ 0,0014 \ 0,0024 \ 0,0036 \ 0,0048 \ 0,0062 \ 0,0075 \ 0,0087 \ 0,0098 \|;$$

$$Z_{xy_{11}} = \| 0,0 \ 0,0 \ 0,0 \ 0,0001 \ 0,0002 \ 0,0005 \ 0,0010 \ 0,0019 \ 0,0031 \ 0,0046 \ 0,0065 \|.$$

Средствами пакета MathCAD при помощи функции «augment» создаем матрицу M_{xy} из значений векторов X_{yz} и Y_{xz} :

$$M_{xy} = \text{augment}(X_{yz}, Y_{xz})$$

и матрицу M_z из значений векторов $Z_{xy_1} \dots Z_{xy_{11}}$:

$$M_z = \text{augment}(Z_{xy_1}, Z_{xy_2}, Z_{xy_3}, Z_{xy_4}, Z_{xy_5}, Z_{xy_6}, Z_{xy_7}, Z_{xy_8}, Z_{xy_9}, Z_{xy_{10}}, Z_{xy_{11}}).$$

Выполним сплайн значений матриц M_{xy} и M_z функцией «cspline», приравняв ее введенной переменной F_{xyz} :

$$F_{xyz} = \text{cspline}(M_{xy}, M_z),$$

которую интерполируем функцией «interp» и приравниванием введенной гладкой функции F_{xyz} , зависящей от введенных непрерывно изменяемых параметров X_{yz} и Y_{xz} (соответствующих параметрам X_{yz} и Y_{xz}), значения которых лежат в диапазоне $0 \dots 1$,

$$F_{xyz}(X_{yz}, Y_{xz}) = \text{interp} \left[F'_{xyz}, M_{xy}, M_z, \begin{pmatrix} X_{yz} \\ Y_{xz} \end{pmatrix} \right].$$

Для расчета индуктивности на единицу длины L_{1l} одного проводника секции, которая состоит из пары соседних проводников с токами разного направления, можно воспользоваться формулами из работы [3] для расчета индуктивности на единицу длины L_1 одного проводника пакета с бесконечным количеством параллельных проводников и чередующимся направлением тока в них. Однако, применительно к рассматриваемому случаю эти формулы нуждаются в уточнениях.

Во-первых, они должны учитывать влияние соседних слоев обмотки. Во-вторых, в работе [3] эпюры магнитных индукций, обусловленные магнитными потоками рассеяния соседних проводников при бесконечном количестве проводников, симметричны относительно нуля и знакопеременны по аналогии с мощными шинпроводами, у которых крайние шины имеют половинную толщину и половинные значения токов, протекающих в них. Для пакета с конечным количеством проводников при учете краевых условий, когда все проводники пакета и токи, протекающие в них (в том числе и в крайних), одинаковы, эпюры названных магнитных индукций будут одного знака. При этом квадраты площадей эпюр, а соответственно и значения рассматриваемой индуктивности (индуктивность пропорциональна квадрату магнитной индукции) увеличатся для тонкой фольги практически в 2 раза, а для проводников с малой толщиной изоляции между проводами – приблизительно в 4 раза. Индуктивность на единицу длины одного проводника секции в случае проводников из тонкой фольги при $b_{pr} \gg a_{pr}$ (формула (3-103) работы [3])

$$L_{1l} = 2L_1 = 2 \cdot \frac{\pi \mu_0}{8} \left(\ln 2 + \frac{\pi}{2} \cdot \frac{c}{d} \right)^{-1}, \quad (7)$$

а в случае проводников прямоугольного поперечного сечения (формула (3-109) работы [3])

$$L_{1l} = 4k_{sl} n_{sl} L_1 = 4k_{sl} n_{sl} \cdot \frac{\mu_0}{2\pi} \left\{ \ln \frac{2d}{\pi(b+c)} + \frac{3}{2} - \varepsilon(\alpha) + 2 \cdot \sum_{k=1}^{20} \left[(-1)^{k+1} F_{xyz}(\beta(k), \alpha) \right] \right\}, \quad (8)$$

где μ_0 – магнитная постоянная, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м; k_{sl} – коэффициент, учитывающий уменьшение индуктивности за счет перекрестного расположения проводников обмоток по слоям; α – параметр с фактическим значением отношения эквивалентных сторон проводников прямоугольного поперечного сечения c/b ; β – функция вида

$$\beta(k) = b/(kd). \quad (9)$$

Как показали расчеты, в выражении (8) достаточно просуммировать 20 членов ряда k , так как при больших количествах слагаемых индуктивность L_{1l} практически не изменяется.

При однослойной обмотке и многослойных обмотках, когда проводники располагаются друг над другом (рис. 3, на котором показана двухслойная обмотка), в формуле (8) значения коэффициента $k_{sl} = 1$. Но обычно проводники по слоям обмоток располагаются перекрестно. На рис. 4 схематично показаны ячейки, образованные тонкими проводниками двух слоев обмоток, направления токов в проводниках, наличие или отсутствие магнитной индукции B в ячейках и направления магнитных потоков в них. При таком расположении обмоток

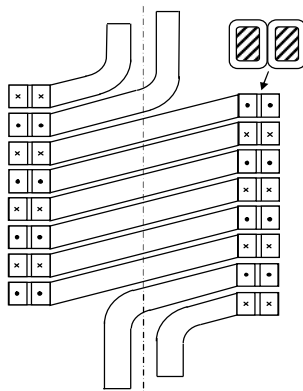


Рис. 3

энергия магнитного поля для тонких проводников снижается примерно в 2 раза по сравнению со случаем однослойных обмоток, и $k_{sl} = 1/2$. Сравнение расчетных и экспериментальных значений индук-

тивности L_{1l} для АТ ФТНП показали, что значения k_{sl} для реальных проводников лежат обычно при двухслойных обмотках в диапазоне 0,6...0,7, при количестве слоев больше двух – $k_{sl} \approx 0,7...0,9$ (значения возрастают с увеличением количества слоев).

Для нахождения индуктивности секции L_l на единицу длины, состоящей из пары соседних проводников с токами разного направления (в рассматриваемом случае – бифилярно намотанных проводников двух обмоток), необходимо значение индуктивности L_{1l} умножить на 2:

$$L_l = 2L_{1l}. \quad (10)$$

При определении индуктивности цепи протекания ТНП L_{0l} на единицу длины проводника обмотки АТ ФТНП для бифилярно намотанных проводников двух обмоток зигзага необходимо значение индуктивности L_l умножить на количество проводников с током одного направления (на количество витков w одной обмотки зигзага):

– в случае проводников из фольги

$$L_{0l} = wL_l n'_r / n_r; \quad (11)$$

– в случае проводников прямоугольного поперечного сечения

$$L_{0l} = wL_l n'_a / n_a. \quad (12)$$

Индуктивность цепи протекания ТНП L_0 АТ ФТНП для бифилярно намотанных проводников двух обмоток зигзага при средней длине витка обмотки l_{sr} будет равна

$$L_0 = l_{sr} L_{0l}. \quad (13)$$

Погрешность расчета индуктивности цепи протекания ТНП L_0 по сравнению с опытными данными АТ ФТНП в случае проводников из фольги не превышала 10%, а в случае проводников прямоугольного поперечного сечения с двухслойными бифилярными обмотками – 12%, что допустимо для проектирования. При многослойной обмотке без экранов эта погрешность может возрасти до 18%. Однако, катушка с бифилярными обмотками в рассматриваемых фильтрах содержит обычно не более трех слоев, а при их большем количестве между каждыми парами слоев устанавливаются электромагнитные экраны, уменьшающие рассеяние, сводя для расчета индуктивности рассеяния многослойную обмотку к двухслойной. Поэтому разработанный метод может быть рекомендован для расчета индуктивности L_0 АТ ФТНП.

Авторами предложен еще один метод расчета индуктивности цепи протекания ТНП, основанный на методе расчета индуктивности рассеяния чередующихся обмоток трансформатора [1], который может быть применен в методиках расчета и компьютерных программах АТ ФТНП, содержащих циклы по многократному пересчету параметров АТ (например, в оптимизационных математических моделях АТ). На рис. 2 показаны эпюры магнитной индукции, обусловленные магнитными потоками рассеяния пар проводников обмоток АТ ФТНП.

Индуктивность на единицу длины одной секции, состоящей из пары проводников прямоугольного поперечного сечения [1], будет равна:

– в случае проводников из фольги

$$L_l = \mu_0 \frac{1}{n'_a b_{pr}} \left(k_{raz} d_{sl} + \frac{2d}{3} \right), \quad (14)$$

– в случае проводников прямоугольного поперечного сечения

$$L_l = k_{sl} \mu_0 \frac{k_R}{n'_r a_{pr}} \left(d_o + \frac{2d}{3} \right), \quad (15)$$

где k_R – коэффициент Роговского для чередующихся обмоток [1]:

$$k_R = 1 - \frac{1}{\pi u} \left(1 - e^{-\pi u} \right) \left[1 - \frac{1}{2} e^{-2\pi v} \left(1 - e^{-\pi u} \right) \right], \quad (16)$$

u, v – безразмерные коэффициенты $u = c/(2d)$, $v = (d_{kor} + 0,5d_{iza})/(2d)$; d_{kor} – толщина корпусной изоляции катушки с обмоткой (расстояние от стержня магнитопровода до обмотки).

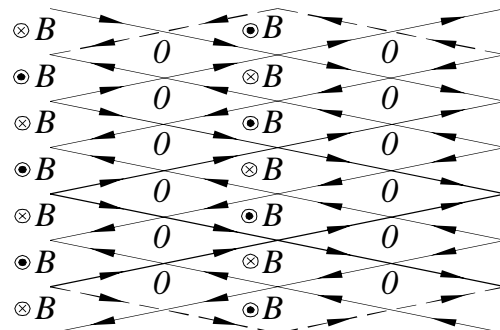


Рис. 4

Индуктивность на единицу длины L_{1l} одного проводника секции равна:

$$L_{1l} = L_l/2. \quad (17)$$

Индуктивности L_{0l} и L_0 вычисляются соответственно по формулам (12) и (13). Погрешность расчета индуктивности цепи протекания ТНП L_0 по сравнению с опытными данными АТ ФТНП для проводников из фольги соизмерима с рассмотренным первым методом, а для проводников прямоугольного поперечного сечения с двухслойными бифилярными обмотками не превышала 10%.

Отметим, что при бифилярной намотке проводников межвитковое напряжение равно фазному напряжению. И, если для проводников из фольги усиление межвитковой изоляции (соответствующей межслойной изоляции, рассчитанной на фазное напряжение) не вызывает трудностей при изготовлении обмотки, то для проводников прямоугольного поперечного сечения, помимо усиления межслойной изоляции, требуется дополнительно изолировать проводники друг от друга в одном слое, что существенно усложняет технологию изготовления катушек с обмотками.

Подобного усложнения технологии в случае проводников прямоугольного поперечного сечения лишены катушки с чередующимися слоями обмоток (так называемая послойная намотка), позволяющими обеспечить еще меньшие значения индуктивности протекания ТНП. При этом обмотки наматываются так, как обмотки классического АТ, но с усиленной межслойной изоляцией, за тем лишь исключением, что в конце каждого слоя делается так называемая «петля». После окончания намотки каждая «петля» разрезается, и образуется два вывода. Выводы соединяются таким образом, как это показано на рис. 5, на котором представлен принцип намотки катушки с чередующимися обмотками (два слоя в секции), где $O1-O1'$ – первая обмотка, $O2-O2'$ – вторая обмотка; $I_1 = I_2$ – токи в этих обмотках. Такая намотка подразумевает наличие секций с различными обмотками. Секция может состоять из пары слоев (слой одной обмотки и слой второй обмотки), либо большего количества слоев. При большем количестве слоев в секции, наматываются два слоя одной обмотки, а потом два слоя другой обмотки.

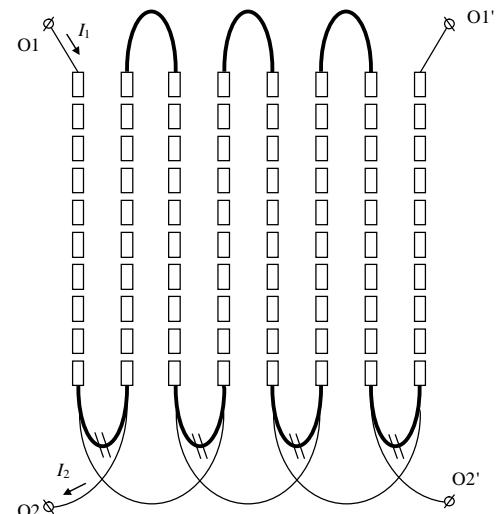


Рис. 5

Расположение проводников в катушке с чередующимися обмотками и направление тока в них для обмотки с двумя слоями показано на рис. 6. Также на рис. 6 показана эпюра распределения магнитной индукции в аксиальном направлении между слоями проводников обмоток.

Расчет индуктивности цепи протекания ТНП при исполнении катушек подобным образом может быть произведен с помощью формул, приведенных в работе [1]. В данной работе предложены формулы для расчета индуктивности рассеяния трансформатора в случае, когда слои с проводниками двух обмоток чередуются друг с другом. В рассмотрение принимается симметричная чередующаяся обмотка. Рассуждения, приведенные в работе [1], можно адаптировать и к случаю чередующихся слоев обмоток АТ.

Запишем формулу для нахождения индуктивности рассеяния одной двуслойной секции ФТНП

$$L_0 = \frac{\mu_0 w_{sl}^2 k_R l_{sr} (\delta_{12} + 2a_{pr} / 3)}{h_k}. \quad (18)$$

Здесь коэффициент Роговского равен

$$k_R = 1 - \frac{1}{\pi u} (1 - e^{-\pi u}), \quad (19)$$

а безразмерный коэффициент $u = h_k / (2a_{pr} + \delta_{12})$; δ_{12} – расстояние между проводниками разных обмоток; h_k – высота катушки

$$h_k = (w_{sl} + 1)(b_{pr} + d_o); \quad (20)$$

w_{sl} – количество витков в слое обмотки.

Общая индуктивность ФТНП для ТНП при n секциях, соединенных последовательно, с учетом (16) равна

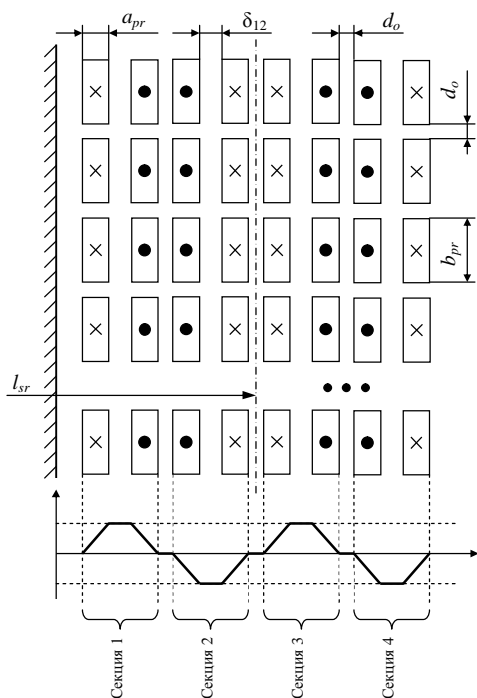


Рис. 6

На рис. 7 показаны зависимости индуктивностей цепи протекания ТНП на единицу длины проводника обмотки L_l и L_{0l} (мкГн/м) от соотношения сторон проводника b_{pr}/a_{pr} при его сечении, равном 20 мм^2 , и изоляционных расстояниях $\delta_{12} = d_o = 0,5 \text{ мм}$. Графики даны для различных способов выполнения обмотки. На рис. 7: 1 – бифилярное расположение проводников обмотки по схеме на рис. 1, а; 2 – бифилярное расположение проводников обмотки по схеме на рис. 1, б; 3 – бифилярное расположение проводников двухслойной обмотки, выполненной как показано на рис. 3; 4 – чередующиеся обмотки с секциями по два слоя.

Можно сделать вывод, что при намотке обмоток бифилярно наименьшее значение индуктивности цепи протекания ТНП имеет место при проводниках с соотношением сторон $b_{pr}/a_{pr} = 1$, а наименьшее значение индуктивности можно получить при выполнении обмотки в 1 слой, что возможно лишь в АТ с малым количеством витков (в мощных АТ). При выполнении обмотки в 2 слоя индуктивность цепи протекания ТНП возрастает в 1,4...2,4 раза, по сравнению с однослойной обмоткой. При соотношении сторон проводника $b_{pr}/a_{pr} > 2$ для получения наименьшего значения индуктивности цепи протекания ТНП, целесообразно применение чередующихся обмоток с секциями по два слоя. По сравнению с двухслойными бифилярными обмотками индуктивность чередующихся обмоток может быть уменьшена в 2,0...8,5 раза, причем тем сильнее, чем больше соотношение b_{pr}/a_{pr} , что благоприятно для параллельных проводников обмоток, располагаемых в аксиальном направлении. При этом значительно уменьшаются уровень добавочных потерь в проводниках обмотки от вихревых токов, вызываемых магнитными потоками рассеяния. В чередующихся обмотках не возникают проблемы с необходимостью использования межвитковой изоляции, а само изготовление обмоток технологичнее по сравнению с выполнением бифилярных обмоток.

Индуктивное сопротивление ТНП для основной частоты АТ ФТНП на фазу будет равно

$$X_0 = \omega L_0 \quad (24)$$

или в относительных единицах:

$$X_{0*} = X_0/Z_b, \quad (25)$$

где Z_b – базовое сопротивление, определяемое при номинальных значениях напряжения U_{ph} и тока I_{ph} фаз (фаза – нуль), $Z_b = U_{ph}/I_{ph}$. Ток I_{ph} равен для рассматриваемого АТ 1/3 тока нейтрали.

Полное сопротивление ТНП

$$Z_0 = \sqrt{R_0^2 + X_0^2}, \quad (26)$$

$$L_0 = \frac{\mu_0 w_{sl}^2 k_R l_{sr} n (\delta_{12} + 2a_{pr} / 3)}{(w_{sl} + 1)(b_{pr} + d_o)}. \quad (21)$$

Отметим, что найденная индуктивность равна искомой индуктивности двух обмоток зигзага на разных стержнях, соединенных последовательно.

В случае, когда в секции два слоя, расчет индуктивности рассеяния цепи протекания ТНП на единицу длины одного проводника обмотки производится после деления на полную длину провода $w l_{sl} = w_{sl} n l_{sl}$ по формуле

$$L_{0l} = \frac{\mu_0 w_{sl} k_R (\delta_{12} + 2a_{pr} / 3)}{(w_{sl} + 1)(b_{pr} + d_o)}. \quad (22)$$

Для оценки величины и сравнения индуктивности L_{0l} при намотке различными способами пренебрежем высотой одного витка в слое (при переходе со слоя на слой) считая, что место, необходимое под обмотку, определяется количеством витков в слое w_{sl} , а не $(w_{sl} + 1)$. Исходя из этих соображений, преобразуем формулу (22)

$$L_{0l} \approx \frac{\mu_0 k_R (\delta_{12} + 2a_{pr} / 3)}{b_{pr} + d_o}. \quad (23)$$

а в относительных единицах

Здесь R_0 – активное сопротивление проводников обмотки.

$$Z_{0*} = Z_0/Z_b. \quad (27)$$

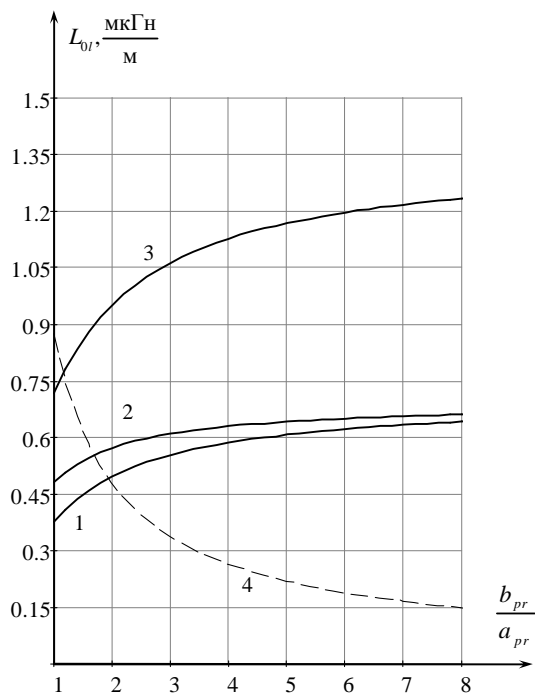


Рис. 7

ность цепи протекания ТНП возрастает. При соотношении сторон проводника больше двух для получения наименьшего значения индуктивности цепи протекания ТНП целесообразно применение чередующихся обмоток с секциями по два слоя, при этом индуктивность таких обмоток значительно меньше, чем у бифилярных обмоток, а технологичность их изготовления выше.

Значения индуктивного сопротивления ТНП должно рассчитываться для основной частоты, так как его определение на изготовленном АТ ФТНП по стандартам измеряется по основной частоте. Значения Z_{0*} и X_{0*} (при средней температуре в обмотке 20°C) для АТ ФТНП различных проходных мощностей обычно не должны превышать следующих значений:

- 15 кВ·А...150 кВ·А – $Z_{0z*} < 0,95\%$, $X_{0z*} < 0,3\%$;
- 225 кВ·А...300 кВ·А – $Z_{0z*} < 1,00\%$, $X_{0z*} < 0,5\%$;
- 400 кВ·А – $Z_{0z*} < 1,20\%$, $X_{0z*} < 0,6\%$;
- 500 кВ·А – $Z_{0z*} < 1,50\%$, $X_{0z*} < 1,0\%$.

В случае, когда значение Z_{0z*} оказывается больше требуемого, его можно понизить, применяя параллельные проводники, увеличивая суммарное поперечное сечение проводника обмотки и уменьшая его активное сопротивление.

Выводы. Разработанные методы расчета индуктивности цепи протекания ТНП при бифилярном и послойном выполнении обмоток АТ ФТНП обладают приемлемой для практики точностью. При намотке обмоток бифилярно наименьшее значение индуктивности цепи протекания ТНП имеет место при однослойной обмотке и проводниках с квадратным поперечным сечением. При выполнении обмотки в два слоя и более индуктив-

1. Васютинский С.Б. Вопросы теории и расчета трансформаторов. Л.: Энергия, 1970. – 432 с.
2. Григорьев О.А., Петухов В.С., Соколов, В.А., Красилов И.А. Высшие гармоники в сетях электроснабжения 0,4 кВ // Новости электротехники.– 2002. – № 6.
3. Калантаров П.Л., Цейтлин Л.А. Расчет индуктивностей: Справочная книга. – 3е изд. Перераб. и доп. Л.: Энергоатомиздат, 1986 – 488 с.
4. Кирьянов Д.В. MathCAD 14 / Д.В. Кирьянов.– С.-Пб.: БХВ-Петербург, 2007.– 704 с.
5. Климов В.П., Москалев А.Д. Проблемы высших гармоник в современных системах электропитания // Практическая силовая электроника. Науч.-техн. сб. / Под ред. Г.М. Малышкова, А.В. Лукина. – М.: АОЗТ «ММП-Ирбис», 2002.– Вып. 5.
6. Особенности работы трехфазно-двухфазного фильтра токов нулевой последовательности / И.В.Пенегов, И.В.Волков, А.С.Письменный, В.М.Безручко, Г.С.Кривенко, С.В.Рымар, В.П.Кабан, В.Ю.Матвеев // Вісник нац. техн. ун-ту «ХПІ». Зб. наук. пр. “Проблеми удосконалення електричних машин і апаратів. Теорія і практика.” – Харків: НТУ «ХПІ». – 2008. – № 45. – С. 110–118.
7. Тихомиров П.М. Расчет трансформаторов. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 528с.
8. Шидловский А.К., Жаркин А.Ф. Высшие гармоники в низковольтных электрических сетях. – К.: Наук. думка, 2005. – 210 с.
9. Шидловский А.К., Кузнецов В.Г. Повышение качества энергии в электрических сетях. – К.: Наук. думка, 1985.– 268 с.
10. Шидловский А.К., Новский В.А., Капльчичный Н.Н. Стабилизация параметров электрической энергии в распределительных сетях. – К.: Наук. думка, 1989. – 312 с.
11. Paice D.A. Power Electronic Converter Harmonics. Multipulse methods for clean power. – NY: IEEE PRESS, 1995. – 202 p.

Надійшла 05.05.2009

В.Ф.Іванков, канд.техн.наук, **А.В.Басова** (ВАТ «Запоріжтрансформатор», Запоріжжя), **І.В.Хімюк**, канд.техн.наук, **С.С.Кокошин**, канд.фіз.-мат.наук (Інститут електродинаміки НАН України, Київ), **В.О.Іванков** (Вінницький НТУ, Вінниця)

РОЗРАХУНОК МАГНЕТНОГО ПОЛЯ, ВТРАТ ТА НАГРІВУ У ПРЕСУВАЛЬНІЙ ПЛАСТИНІ І ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОМУ ЕКРАНИ НА СТРИЖНІ ТРАНСФОРМАТОРА І ШУНТУВАЛЬНОГО РЕАКТОРА

Розглянуто практичні методики розрахунку магнетного поля, вихрових струмів, втрат і оцінки нагрівів у провідних смугах пресувальної пластини та електростатичних екранів, розташованих на стрижнях магнетної системи трансформатора і шунтувального реактора. За величиною максимальних поверхневих втрат проведено оцінку нагріву на вертикальних краях смуг екрану. При розгляді етапів розв'язання задачі використані як аналітичні методи, так і спеціальні процедури чисельного аналізу методом скінченних елементів із застосуванням програмного забезпечення ANSYS.

Рассмотрены практические методики расчета магнитного поля, вихревых токов, потерь и оценки нагревов в проводящих полосах пресующей пластины и электростатических экранов, устанавливаемых на стержнях магнитной системы трансформатора и шунтирующего реактора. По величине максимальных поверхностных потерь проведена оценка нагрева на вертикальных краях полос экрана. При рассмотрении этапов решения задачи использованы как аналитические методы, так и специальные процедуры численного анализа методом конечных элементов с применением программного обеспечения ANSYS.

Вступ. У силових трансформаторах і в електричних шунтувальних реакторах для екранування стрижнів магнетної системи (МС) застосовуються електропровідні електростатичні екрани. Зокрема, фірмою Weidmann поставляються так звані гнучкі циліндрові екрани [11,12]. Між картонними циліндрами екрану розташовані ізолювані одна від одної вертикальні електропровідні смуги з алюмінію (рис. 1 – з роботи [11]). На кінцях знизу і зверху ці смуги сполучені провідними елементами, що замикають загальний електричний контур екрану. Під дією магнетного поля в провідних смугах екрану наводяться вихрові струми з концентрацією найбільших втрат і нагрівів на їх вертикальних краях.

У дослідженнях фірми [11] розрахунковими оцінками і експериментально показано, що для трансформатора рекомендованим є застосування алюмінієвих смуг, що мають товщину $d = 0.02$ мм та ширину смуги $b = 20 - 25$ мм. Такі розміри смуг забезпечують допустимі нагріву екрану.

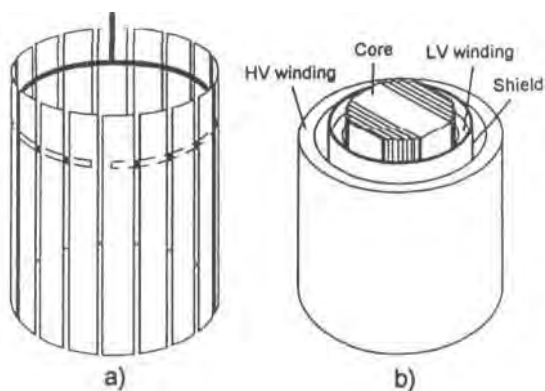


Рис. 1

Застосування вказаних екранів для електричних шунтувальних реакторів вимагає спеціального розгляду. Це пов'язано із різним характером магнетного поля на поверхні провідних смуг екрану реактора в порівнянні з полем на поверхні екрану трансформатора.

Стрижень МС реактора виконується у вигляді феромагнетних кругових дисків, які набираються з пластин електротехнічної сталі. По висоті стрижня диски відокремлюються один від одного циліндровими керамічними прокладками. Так зване «випинання» магнетного потоку із проміжків стрижня викликає на поверхні вставок стрижня, а отже, і на поверхні близько розташованих до стрижня смуг екрану, значні магнетні поля. При цьому емпора поля на поверхні смуг екрану має різкі переходи по кількості повітряних проміжків.

Подібні питання виникають і при аналізі розподілу вихрових струмів, втрат та нагрівів в пресувальних плитах з немагнетної сталі, що розташовані на поверхні стрижня трансформатора.

Метою роботи є виклад практичної методики, що дозволяє виконати розрахунок магнетного поля, вихрових струмів і нагріву пресувальних плит та електростатичного екрану як трансформатора, так і шунтувального реактора із проміжками в стрижні МС.

Формулювання загальної електромагнетної задачі. Виходячи із системи рівнянь Максвелла для комплексних амплітуд та використовуючи векторний потенціал \vec{A} , електромагнетне поле трансформаторного пристрою визначають рівнянням [3,7]

$$\Delta \vec{A} = i\omega\sigma\mu\vec{A} - \vec{j}^{cm} - grad \varphi, \quad (1)$$

де ω – кругова частота струму, σ – електрична провідність, μ – магнетна проникність, \vec{j}^{cm} – вектор густини сторонніх струмів, $i = \sqrt{-1}$. Для анізотропних середовищ величини σ , μ є тензорами. Рівняння (1) доповнюється відповідними граничними умовами для векторного потенціалу [3,7].

Потенціал φ , що входить в рівняння (1), може бути вибраний довільно і, зокрема, тотожно рівним нулю. Рівняння (1) зв'язує електромагнетне поле, яке збуджується сторонніми струмами в обв'язках, і поле, що виникає в результаті дії вихрових струмів в провідних частинах, в яких електрична провідність не рівна нулю, тобто в даному випадку – в смугах пресувальної пластини та екрану.

Якщо провідність середовища σ рівна нулю або зворотною дією вихрових струмів нехтують, то визначають магнетне поле тільки через струми обвиток [3,7]

$$\Delta \vec{A} = -\vec{j}^{cm}. \quad (2)$$

Вихрові струми розподілені в площині пластин, що викликає необхідність розгляду загальної моделі як тривимірної. Рішення такої задачі неможливе аналітичними методами. Пряме чисельне моделювання рівняння (1) для комплексних амплітуд сумарного електромагнетного поля трансформаторних пристроїв методом скінченних елементів із застосуванням програмного забезпечення, наприклад, ANSYS\Emag3D [10], також зустрічає принципові труднощі через надмірно велику розрахункову сітку кінцево-елементної моделі пристрою, оскільки загальні розміри МС, обвиток трансформатора або реактора вимірюються метрами, а товщина провідної пластини екрану – частками міліметрів.

Основні допущення і розрахункові моделі. Фізично обґрунтовано ряд допущень, які дозволяють загальну задачу звести до розгляду ряду простіших розрахункових моделей.

Смуги пресувальної пластини та електричного екрану можуть розглядатися як тонкі немагнетні пластини товщиною d з питомою електричною провідністю σ і магнетною проникністю повітря μ_0 .

Товщина таких пластин набагато менша глибини проникнення електромагнетної хвилі $\Delta = \sqrt{2/(\omega\sigma\mu_0)}$, і тому розподіл вихрових струмів по товщині пластин можна вважати рівномірним.

Також для геометричних співвідношень, які характерні для смуг пресувальної пластини та екрану при промисловій частоті $f = 50$ Гц, допустимим є нехтування зворотнім впливом вихрових струмів на зовнішнє поле збудження. Тому зовнішнім магнетним полем збудження до поверхні смуг пресувальної пластини та екрану можна прийняти поле, яке створюється полем розсіяння обвиток трансформатора або магнетним полем обвитки реактора в повітрі, по контуру, який співпадає з положенням цих елементів на стрижні МС.

Для трансформаторів можуть бути застосовані двовимірні плоскопаралельні і плоскомеридіанні розрахункові моделі, що допускають розв'язання аналітичними методами [3]. Для реакторів застосовується комбінація аналітичних методів (для виділення первинного поля обмотки реактора) і чисельного методу інтегральних рівнянь (для врахування дискретних феромагнетних вставок стрижня МС) [3]. При цьому особливості магнетного поля у так званих перетинах вздовж малої осі (у бік поздовжніх стінок бака) або вздовж великої осі (у вікні МС) трансформатора або реактора можуть бути вивчені шляхом формування положення феромагнетних частин конструкції, що враховуються (ярем МС, магнетних екранів у області обвиток і на баку, бака і т.п.) за вказаними перетинами.

Більш повна інформація про магнетне поле трансформатора або реактора може бути отримана чисельним моделюванням тривимірних розрахункових моделей за допомогою програмного забезпечення (ПЗ) ANSYS\Emag3D. Приклади таких досліджень наведено в роботі [2]. Із застосуванням вказаного ПЗ також можуть бути досліджені спрощені двовимірні розрахункові моделі окремого стрижня з обмотками трансформатора і реактора.

Розглянемо модель для розрахунку вихрових струмів у провідній пластині.

Враховуючи, що площини вертикальних смуг паралельні твірним обвиток, і переходячи до двовимірної системи координат, пов'язаної з окремою смугою, нормальне до площини смуги магнетне поле збудження по її ширині (по осі OX) може бути прийнято постійним, а по висоті екрану (по осі OY) – у вигляді розподіленої функції $B_n = f(y)$, $y \in (0, H)$. Таким чином, задача розрахунку вихрових струмів у провідній смузі при заданому зовнішньому магнетному полі зводиться до двовимірної.

Запишемо крайову задачу для визначення вихрових струмів у межах пластини. Оскільки вихрові струми в межах пластини замкнуті і $\text{div } \vec{J} = 0$, введемо потенціал U так, щоб

$$\vec{J} = \text{rot}(\vec{n}U), \quad (3)$$

де \vec{n} – напрям нормалі до площини пластини.

Враховуючи рівняння Максвелла і гармонійну зміну поля ($\partial/\partial t = i\omega$), для потенціалу U отримуємо рівняння Пуассона [7]

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} = -i\omega d\sigma B_n. \quad (4)$$

На зовнішній границі G пластини відсутні нормальні складові вихрового струму. Тому рівняння (4) для потенціалу U доповнюється умовами Діріхле

$$U|_G = 0. \quad (5)$$

Складові вектора вихрового струму в площині пластини (смуги екрану) визначаються виразами

$$J_x = \frac{\partial U}{\partial y}; \quad J_y = -\frac{\partial U}{\partial x}. \quad (6)$$

Усереднена за період коливань поверхнева густина w потужності втрат від вихрових струмів в пластині буде визначатись наступним чином

$$w = \frac{1}{2} \frac{d}{\sigma} j^2. \quad (7)$$

Задача (4) – (5) розглянута рядом авторів стосовно виконаної з немагнетної сталі пресувальної пластини, що встановлюється на поверхні стрижня трансформатора або на поверхні феромагнетних вставок до стрижня реактора при планарному шихтуванні пластин по перетину стрижня [6,8]. Розв'язання задачі (4) – (5) у [8] представлено у вигляді системи кінцево-різницевої рівнянь. Визначено параметри, які характерні для умов трансформатора: епюри поля в зоні поля збудження представлено у вигляді синусоїди, трапеції, трикутника; обмежено співвідношення ширини смуги пластини до довжини основи епюри поля збудження, обмежено набір товщини пластин. У кінцевому результаті для цих характерних співвідношень для інженерних розрахунків отримано спеціалізовані номограми для розрахунку максимальних втрат і оцінки нагрівів. Проте, вказані обмеження в цих параметрах не дозволяють застосувати вказану методику для провідних смуг електростатичних екранів реакторів.

Зручнішим для даної задачі є застосування розв'язання задачі (4) – (5) у вигляді ряду Фур'є з розподілом гармонік по довжині пластини, яке представлено в роботі [6], також за умови, що по ширині пластини поле постійне. Стосовно смуг електростатичних екранів таке допущення застосовне. Проте для пресувальних пластин це допущення не цілком прийнятне (допустиме), оскільки пластину за її положенням на стрижні необхідно розглядати як хорду до кола обвиток, а тому поле збудження, в принципі, не є постійним по ширині пластини. Тому в загальному вигляді розподіл поля збудження є нерівномірним як по ширині, так і по висоті пресувальної пластини.

У цьому випадку більш застосовне рішення, коли епюру магнетного поля на поверхні пресувальної пластини або смуги екрану можна представити у вигляді суперпозиції кусково-постійного по ширині ряду $k = 1, \dots, K$ ділянок пластини зовнішнього поля, але періодичного по довжині кожної ділянки. Тобто в правій частині рівняння (4) функція розподілу зовнішнього поля може бути представлена у вигляді $B(x, y) = \sum_k B_k(y, x_k, x_{k+1})$. Розв'язок такої задачі наведено у [4] з використанням ряду

Фур'є по довжині пластини l

$$U_k = \sum_m^{\infty} X_m(x, b, x_k, x_{k+1}) \sin(m\pi/l). \quad (8)$$

Функції по ширині пластини X_m є комбінацією експоненційних функцій залежно від місця k -ділянки в межах інтервалу ширини пластини $\{0, b\}$ і в явних виразах наведені в [4].

Результуючі вихрові струми визначаються шляхом накладення вихрових струмів, які збуджуються по всій області пластини від дії зовнішнього поля окремих ділянок. Розрахунок втрат як локальних, так і сумарних виконується з використанням визначення (7).

Проте методики [4,6,8] непридатні у разі, коли необхідно досліджувати вихрові струми в пресувальних пластинах не тільки проти торців обвоток, де пластини мають вертикальні розрізи і кожна із смуг розглядається окремо, але і на ділянках, де в цих пластинах власне і починаються розрізи. Тому задача розрахунку вихрових струмів в пластинах довільної конфігурації, включаючи і розрізи, є актуальною і, як показано в цій роботі, може бути досліджена чисельним методом скінченних елементів (МСЕ) із застосуванням ПЗ ANSYS.

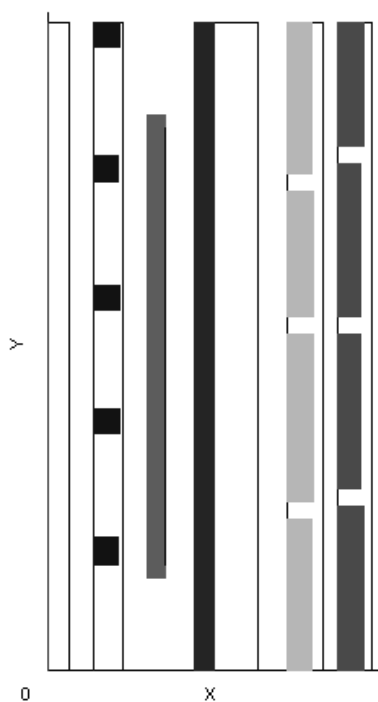


Рис. 2

Розрахунок магнетного поля. У даній роботі для розв'язання задачі розрахунку магнетного поля трансформаторів і реакторів за рівняннями (1) і (2) застосовується стандартне ПЗ ANSYS\Emag3D. Отримані чисельні розв'язки порівнюються при однакових постановках крайових задач з аналітичними і чисельно-аналітичними методами [3]. Для задачі (4) – (5) розрахунку вихрових струмів в провідній смузі електростатичного екрану також застосовуються два методи – аналітичний [4] і МСЕ.

Для порівняльного аналізу моделювання магнетного поля вибрано перетворювальний трансформатор, в якому при певному включенні в одній з обвоток розподіл ампервитків по її висоті різко нерівномірний, що викликає значні величини радіальної складової магнетної індукції в області обвоток. На рис. 2 контурними лініями показано розміри обвоток, а затіненими прямокутниками – зони певної щільності ампервитків.

Розрахункова область зверху і знизу обмежена поверхнями феромагнетних напівпросторів, які замінують поверхні горизонтальних торцевих ярем МС. В аналітичних рішеннях [3] ці напівпростори є ідеальними феромагнетиками, а моделі для МСЕ – ізотропними феромагнетиками із значенням магнетної проникності $\mu = 1000 \mu_0$. Для розрахунку стаціонарного магнетного поля розрахункової моделі трансформатора в ПЗ ANSYS/Emag3D використано елемент PLANE53 2D 8-Node Magnetic Solid. Картина силових ліній показана на рис. 3.

Для внутрішньої обмотки, прилеглої до головного каналу розсіяння, розподіл радіальної B_r і осьової B_o складових індукції магнетного поля на внутрішній (нижній індекс в позначенні – 1), на середній (2), на зовнішній (3) вертикальних твірних обмотки показано на рис. 4 для плоскомеридіанної моделі (для зручності аналізу складова B_r збільшена на графіку у 3 рази). Аналогічний розрахунок виконано і для варіанту плоскопаралельної розрахункової моделі. Порівняння результатів показало, що значення осьової складової в обох випадках практично однакові, радіальні складові на краю обвотки відрізняються незначно. Одержаний результат підтверджує, як і відзначено в [3], що для розрахунку магнетного поля розсіяння в області обвоток, стрижня МС трансформатора можуть бути застосовані як плоскопаралельні, так і плоскомеридіанні розрахункові моделі. При розрахунку поля в області істотно тривимірних частин конструкції, таких, наприклад, як ярмові балки чи бак трансформатора, необхідно застосовувати квазітривимірні моделі як просторову суперпозицію полів окремих стрижнів [5] або виконувати тривимірне моделювання [2].

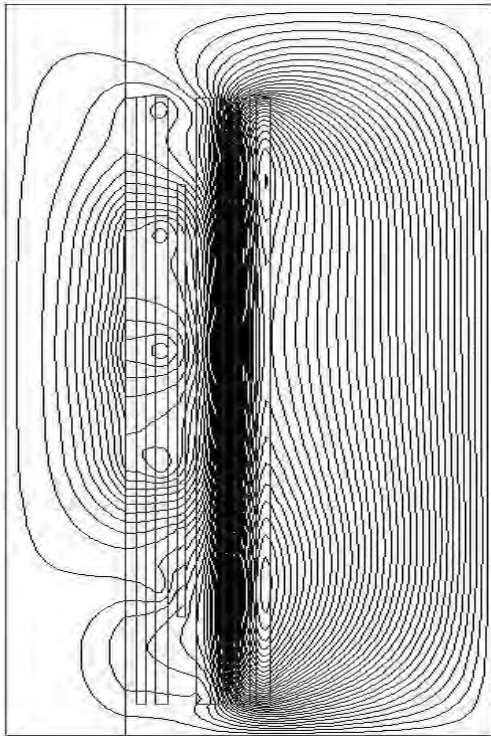


Рис. 3

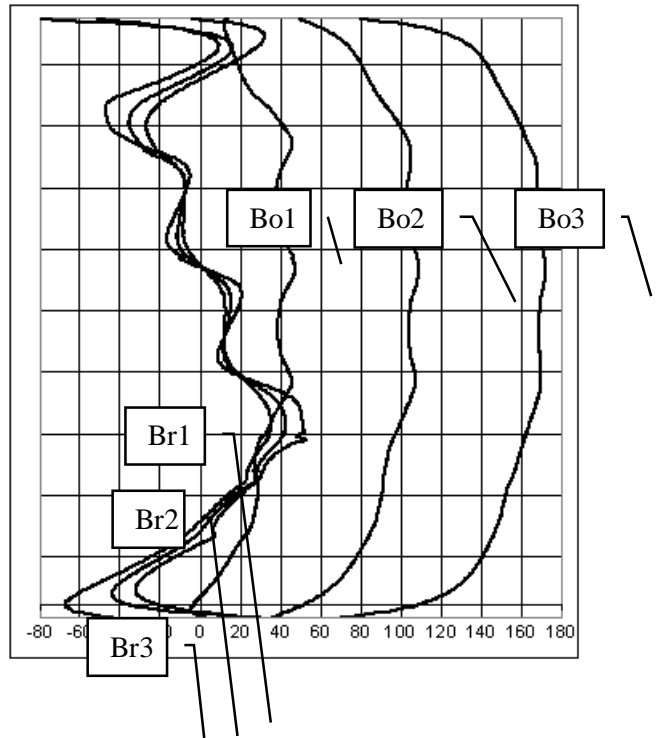


Рис. 4

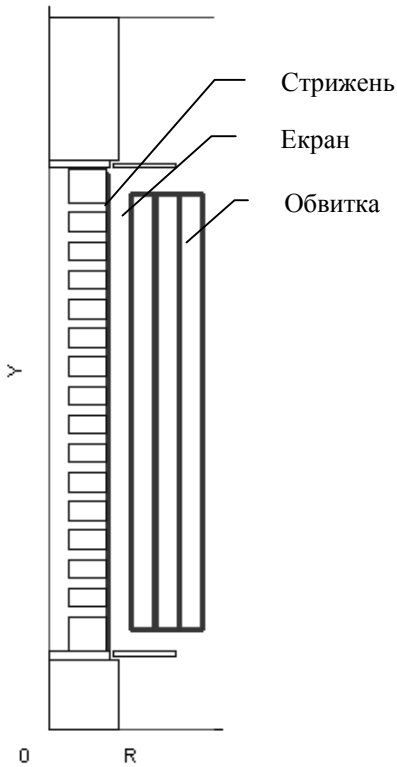


Рис. 5

Розподіл нормальної до поверхні стрижня індукції магнетного поля розсіяння силового трансформатора, розрахований з використанням відкритої плоскопаралельної моделі [3], показаний на рис. 6. Даний розподіл може бути використаний для подальшого розрахунку вихрових струмів і втрат, як у пресувальній пластині стрижня МС, так і в смугах електростатичного екрану. Для розрахунку магнетного поля реактора розглянута плоскомеридіанна розрахункова модель у вікні МС, яка показана на рис. 5.

Модель містить феромагнетні елементи стрижня МС, торцевих ярем, радіальних шунтів на краях обвитки, яка представлена трьома концентрами, розділеними один від одного вертикальними охолоджуючими каналами. Розрахунок виконано по методиці, детально наведеній в [5], з використанням комбінації аналітичного методу у вигляді рядів Фур'є-Бесселя для поля обвитки без стрижня і чисельного методу інтегральних рівнянь для врахування дискретних феромагнетних елементів. На рис. 6 представлено розподіл нормальної до поверхні смуги екрану на стрижні МС індукції магнетного поля реактора. Епюра поля носить характер, що різко змінюється. Максимальне значення поля проти торців обвитки складає 0.657 Тл.

Розрахунок вихрових струмів. Пряме моделювання задачі (4)–(5) для потенціалу U вихрових струмів в плоскій пластині в ПЗ ANSYS/Emag3D відсутнє. Тому з використанням елементу PLANE53 2D 8-Node Magnetic Solid застосовано моделювання рівняння (4) як аналога рівняння (2) з визначенням правої частини рівняння через задане розподілене поле збудження на всій повер-

хні пластини [1]. Умова Діріхле (5) забезпечується завданням рівності нулю потенціалу на границі пластини.

Оператори елемента PLANE53 дозволяють врахувати як довільний двовимірний розподіл поля збудження на поверхні тонкої немагнетної пластини, так і можливий складний геометричний контур її границі G , у тому числі – внутрішні розрізи в пресувальній пластині. За допомогою розробленого макросу для елемента PLANE53 формується крайова задача (4)–(5) із завданням правої частини рівняння (4) через поле $B_n = f(x, y)$. За наслідками розв'язання крайової задачі за допомогою виразу (7) обчислюється розподіл поверхневої густини втрат $w = f(x, y)$ і загальних втрат в розрахунковій моделі провідної пластини.

При розподілі магнетного поля (рис. 6) на верхній половині пресувальної пластини силового трансформатора на рис. 7 показано вектори щільності поверхневих струмів, а на рис. 8 – інтенсивність поверхневих втрат як результат чисельного моделювання.

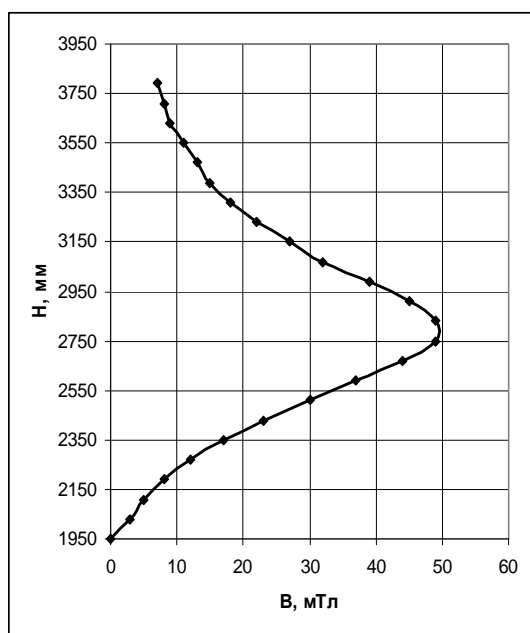


Рис. 6

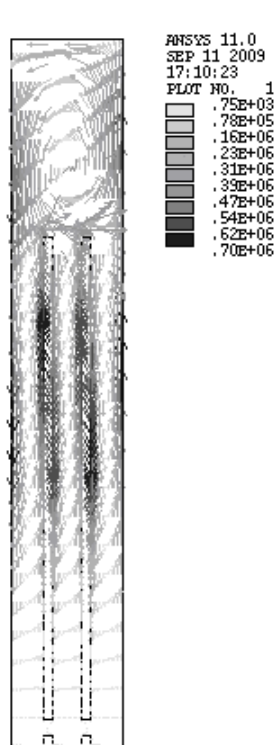


Рис. 7

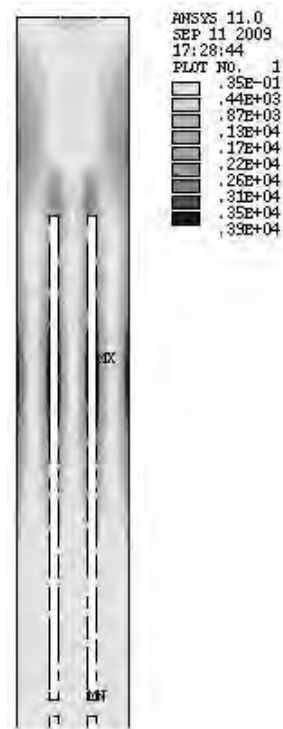


Рис. 8

Як видно з результатів розрахунку, максимальні значення вихрових струмів (втрат, нагрівів) найбільші на вертикальних краях окремих смуг в зоні проти торця обвитки. Інтенсивність вихрових струмів у цій зоні обумовлена, з одного боку, найбільшою величиною поля збудження, а з другого боку – зменшеним розміром окремої смуги пресувальної пластини. Вище за початок вертикальних розрізів в пресувальній пластині (в зоні торцевого яра) інтенсивність поля зменшена приблизно в три рази, проте позначається (у квадраті) загальна ширина пластини. Тому вихрові струми в цій області яра і у області торця обмотки майже співрозмірні.

Як зазначалось раніше, епюри магнетного поля на поверхні провідних смуг трансформатора і реактора відрізняються. Для реактора – це епюри з числом переходів, яке визначається числом повітряних проміжків в стрижні МС. По полю, показаному на рис. 9, із застосуванням описаної процедури в ANSYS\Emag3D одержано розподіл вихрових струмів по ширині і по висоті смуги екрану. Враховуючи їхню значну висоту, на рис. 10 (вектори струму) та на рис. 11 (щільність втрат) показаний фрагмент смуги у верхній частині екрану в зоні максимального значення магнетного поля навпроти верхнього торця обвитки та першого повітряного проміжку в стрижні МС.

Виконано також аналогічні розрахунки із застосуванням аналітичної методики, що наведена в [4]. Результати з допустимою похибкою відповідають одержаним із застосуванням методу чисельного моделювання.

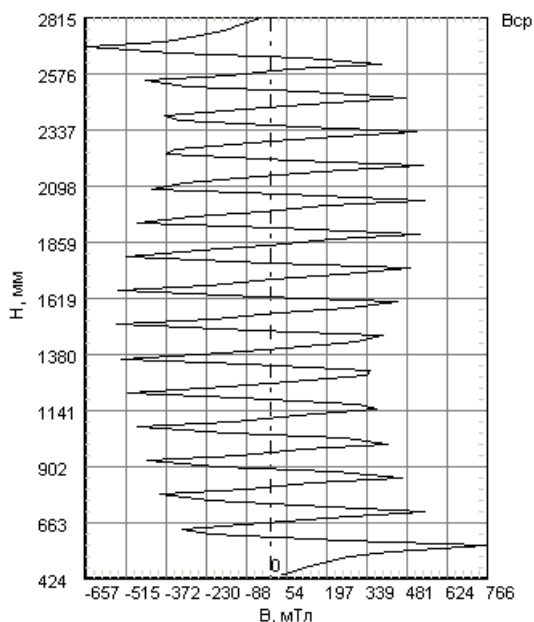


Рис. 9

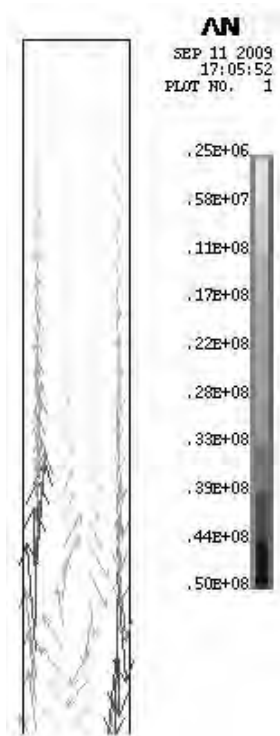


Рис. 10

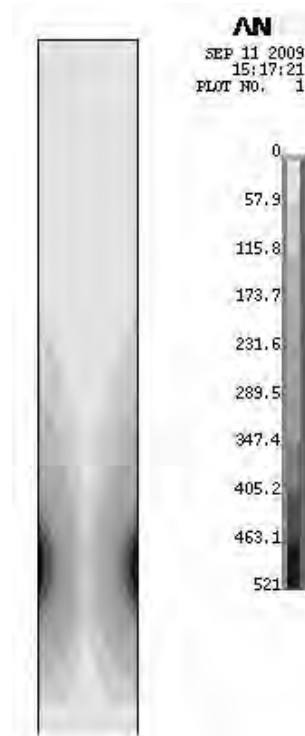


Рис. 11

Оцінка нагріву. Оцінка нагріву пресувальної пластини може бути виконана по методиці, що наведена в [9]. Розрахунок нагрівів провідних смуг електростатичного екрану реактора в даній роботі проведено згідно з прийнятими в [11,12] спрощеннями. Розглядається нагрів ділянки смуги електростатичного екрану з найбільшими поверхневими втратами на вертикальному краю смуги. Не враховується теплопровідність по ширині і по довжині смуги. Вважається, що теплообмін з охолоджуючим маслом відбувається з одного боку (другий бік, від стрижня, ізолюваний картоном). Спрощений коефіцієнт тепловіддачі, використаний в [11,12] $\alpha = 100 \text{ Вт/м}^2/\text{}^\circ\text{С}$, замінений на вираз, який визначений на підставі експериментальних даних для умов природної циркуляції масла у вертикальному каналі у вигляді функції, залежної від усереднених q_s поверхневих втрат по висоті ділянки – $\alpha = 4.3q_s^{0.4}$.

За конструктивними даними досліджуваного реактора потужністю 60 МВ.А діаметр екрану 616 мм, висота 2415 мм, ширина окремої провідної смуги екрану 25 мм, товщина смуги 0.02 мм, товщина ізоляції екрану на одну сторону 1 мм. Питомий опір матеріалу екрану рівний питомому опору провідного шару – алюмінію, тобто $\rho = 0,028 \text{ Ом}\cdot\text{мм}^2/\text{м}$. Теплопровідність просоченого маслом ізоляційного картону $\lambda = 0,3 \text{ Вт/м}^\circ\text{С}$. Тепловий опір екрану з односторонньою ізоляцією $R = d / \lambda$.

Для дослідженого випадку максимальна поверхнева густина теплового потоку на краю верхньої ділянки смуги (рис. 11) складає $q = 521 \text{ Вт/м}^2$, усереднені втрати на ділянці $q_s = q / 2 = 260.5 \text{ Вт/м}^2$. При цьому $\alpha = 39.8 \text{ Вт/м}^2/\text{}^\circ\text{С}$. Перевищення температури екрану над маслом $\Delta t_3 = q / \alpha = 13.1 \text{ }^\circ\text{С}$. Перепад температури в ізоляції $\Delta t_H = q R = 1.7 \text{ }^\circ\text{С}$. Перевищення температури екрану над температурою масла в місці розташування розрахункової ділянки $\Delta t = \Delta t_3 + \Delta t_H = 14.8 \text{ }^\circ\text{С}$. Вказане значення в сумі з температурою масла в верхній частині бака реактора не повинно перевищувати норм нагріву целюлозної ізоляції екрану. У даній конструкції такі норми забез-

печені, що визначає можливість застосування розглянутого екрану для реактора 60 МВ.А і для інших реакторів з подібними конструкціями електростатичних екранів і інтенсивністю магнетного поля.

Висновки. Запропоновані методики забезпечують практичні розрахунки магнетного поля, вихрових струмів, втрат і оцінку нагрівів у пресувальних пластинах та в провідних смугах електростатичних екранів, розташованих на стрижнях магнетної системи трансформатора і шунтувального реактора.

1. *Басова А. В., Іванков В. Ф., Кокошин С. С., Химюк І. В.* Численное моделирование вихревых токов, нагретов в конструктивных элементах из немагнитной стали трансформаторов и электрических реакторов. // XIII Междун. науч.-техн. конф. "Теоретическая электротехника" ISTET '05. Львов, 4-7 июля, 2005г. – Львов, 2005. – С. 52–54.
2. *Басова А.В., Жук В.В., Іванков В.Ф., Кокошин С.С., Химюк І.В.* Анализ электромагнитных и механических процессов в силовых трансформаторах и реакторах методом конечных элементов // Техн. електродинаміка. Тем.випуск «Проблеми сучасної електротехніки». Ч. 3. – 2008. – С. 9–14.
3. *Іванков В.Ф., Нижник Л.П.* Математические модели электромагнитных полей в трансформаторах. // В кн.: Математические проблемы энергетики. – Киев: Наукова думка. – 1988. – С. 50–63.
4. *Іванков В.Ф.* Математические модели к расчету вихревых токов в элементах конструкции из немагнитной стали трансформаторов и электрических реакторов. / Праці ІЕД НАН України. Електродинаміка. – Київ. – 2001. – С. 9–25.
5. *Іванков В.Ф.* Расчет магнитного поля, потерь в баках трансформаторов и электрических реакторов. // Праці ІЕД НАН України. – 2001. – №1(10). – С. 91–104.
6. *Лурье С.И.* Расчет вихревых токов в тонкой пластине для определения добавочных потерь в трансформаторах и реакторах.// Электричество. – 1968. – № 6. – С. 80–82.
7. *Степанов А.Е., Блаудзевич Ю.Г., Борукаев З.Х., Рапцун Н.В., Сикора Р.А., Гаврильчик К.К., Грамс М.М., Гратковски С.М., Зюлковски М.Т.* Моделирование электромагнитных полей в электротехнических устройствах. /Под редакцией А. Степанова и Р. Сикоры. – К.: Техніка, 1990. – 188 с.
8. *Морозов Д.Н.* Расчет общих и местных потерь в пластинах, принизываемых потоком рассеяния трансформатора или реактора.// Электричество. – 1967. – №12. – С. 32–38.
9. *Морозов Д.Н.* Нагрев вставок стержневого реактора от потоков выпучивания // Вопросы трансформаторостроения. Труды ВЭИ. – М.: Энергия, 1969. Вып.79. – С. 192–205.
10. ANSYS/Structural/Emag3D. Лицензия ОАО «ЗТР».
11. *Kirch H.J., Krause Ch., Schneider E., Schultz K.* Development of a new flexible shield for application in power transformers // International symposium on high voltage engineering. Yokohama, Japan (august 23–27, 1993). Paper No. 68.02, 1993. – Pp. 205–208.
12. *Moser H.P., Dahinden V.* Transformerboard 11 // Weidmann Ltd., Rapperswil, 1987. – Pp. 34–52.

Надійшла 15.09.09

УДК 537.528+621.372.011.74

А.И.Вовченко, докт.техн.наук, **Н.П.Дивак**, **Р.В.Тертилов** (Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины, Николаев)

ОПТИМИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОГИДРОИМПУЛЬСНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ И ВЫБОР СООТВЕТСТВУЮЩИХ РЕЖИМОВ РАБОТЫ ИСТОЧНИКОВ ЭНЕРГИИ ДЛЯ НИХ

Развит подход по оптимизации электрогидроимпульсных технологий и выбору соответствующих режимов работы высоковольтных емкостных источников энергии на базе решения обратных задач. Предложена математическая модель для синтеза высоковольтных емкостных источников энергии, реализующих конкретные электрогидроимпульсные технологии. Приведены результаты расчётов.

Розвинуто підхід щодо оптимізації електрогідроімпульсних технологій та вибору відповідних режимів роботи високовольтних ємнісних джерел енергії на базі рішення обернених задач. Запропоновано математичну модель синтезу високовольтних ємнісних джерел енергії, що реалізують конкретні електрогідроімпульсні технології. Наведено результати розрахунків.

Введение. Основной тенденцией развития электрогидроимпульсных технологий (ЭГИТ) и соответствующих высоковольтных электроразрядных систем (ВЭРС), реализующих ЭГИТ, является выбор режимов работы и параметров ВЭРС, а также оперативное управление ими в зависимости от требования технологического процесса и объекта обработки [4]. Именно в этом случае обеспечиваются низкие удельные энергозатраты, высокая производительность, надежность и т.п. В настоящее время достаточно изучены, частично математически описаны и обобщены физические процессы, происходящие на всех стадиях преобразования энергии в ВЭРС [1–3,5,7–9,14,15], разработаны различные способы целенаправленного управления этими процессами [2,5]. Это позволило создать при определенных приближениях математическую модель, описывающую всю цепочку последовательного преобразования энергии электрического поля.

Фактически решена, с различными степенями приближения, прямая задача: энергоисточник – выходные силовые нагрузки. Теоретически это позволяет путем численного вариационного эксперимента выбрать и соответствующие режимы работы, параметры вновь проектируемых и работающих ВЭРС для реализации оптимального распределения силовых нагрузок в зависимости от требований конкретной ЭГИ технологии и объекта обработки. Практически чрезвычайная многофакторность и, в некоторых случаях, стохастичность явлений приводят к малой вероятности получения положительного результата. Этот подход зачастую используется как прогнозный.

В результате в большинстве случаев разработка ВЭРС, выбор режимов их работы и параметров ведутся на базе прогнозных расчетов и накопленного опыта с последующим уточнением данных на натурном эксперименте.

Принципиально иная ситуация заложена в подходе, когда ставится задача синтеза такого импульсного энергоисточника (или энергоисточников), который бы реализовал в зоне объекта обработки оптимальную по интенсивности и форме гидродинамическую нагрузку $P(t)$ для конкретной ЭГИТ. Физическая модель такого подхода базируется на выделении из сложной системы простых независимых подсистем, описывающих класс взаимодействующих физических процессов, разных по природе и взаимодействующих между собой по цепочному принципу, когда выходные характеристики одной подсистемы являются входными для последующей [6]. Однако в этой работе методология разработана для стабилизированного микропроводником разряда и не учитывает особенности большинства электрогидроимпульсных технологий обработки материалов, которые используют высоко-

вольтовый пробой жидкостного промежутка. Кроме того, в [6] задача до конца не решена, так как фактически не указаны пути синтеза ВЭРС.

В данной работе развивается подход по выбору режимов работы и синтеза ВЭРС на базе емкостного накопителя исходя из требований конкретных технологий с учетом свойств рабочей жидкости и геометрии электродной системы.

В работе [6] сложная система преобразования энергии разбивалась на три более простые подсистемы – гидродинамическую (ГДПС), электродинамическую (ЭДПС) и электротехническую (ЭТПС), что справедливо для разрядов, стабилизированных микропроводником. Для электрогидроимпульсных технологий, где используется высоковольтный пробой жидкости, всегда характерно наличие предпробивной стадии, то есть процессов, происходящих в разрядном промежутке до его пробоя. Эти процессы – энергозатратные, они определяются многими факторами (свойствами жидкой среды, геометрией электродной системы, напряжённостью электрического поля и т.д.) и их необходимо учитывать при определении параметров (синтезе) емкостного энергоисточника. Поэтому в данной работе они выделены в отдельную подсистему – каналоформирующую (КФПС), которая включена в структуру ранее обозначенных подсистем при решении обратной задачи (рис. 1).

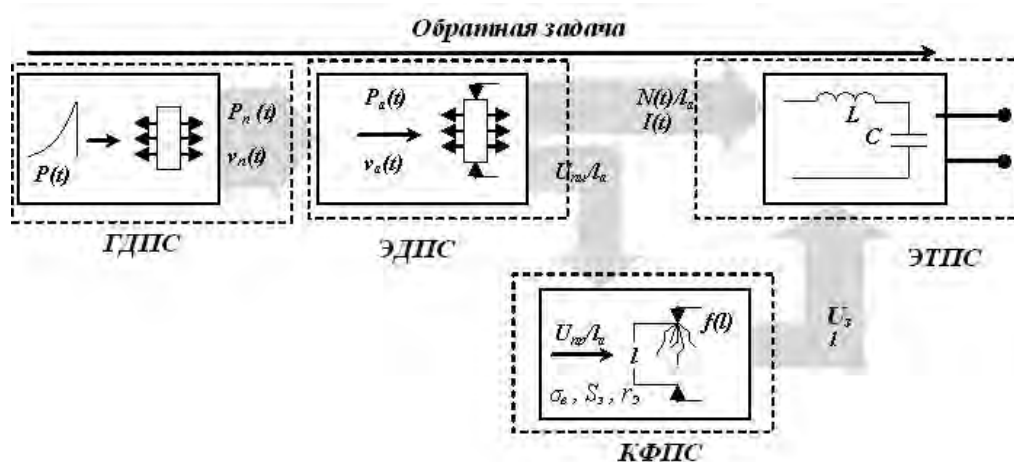


Рис. 1

На этом рисунке использованы следующие обозначения: $P_n(t)$, $P_a(t)$ – давления в расширяющемся поршне и в канале разряда соответственно; $v_n(t)$, $v_a(t)$ – скорости расширения поршня и канала разряда соответственно; σ_e – удельная электропроводность воды; S_e – площадь смачиваемой поверхности положительного электрода; r_e – радиус закругления стержня положительного электрода; U_3 – напряжение заряда конденсаторной батареи; l – длина межэлектродного промежутка; l_a – длина канала разряда; $f(l)$ – величина предпробивных потерь как функция от длины межэлектродного промежутка; $I(t)$ – ток в канале разряда; $N(t)/l_a$ – удельная мощность, выделявшаяся на активном сопротивлении канала разряда; U_{np}/l_a – удельное напряжение пробоя.

В соответствии с рис. 1 на первом этапе с использованием подхода [6] решается задача, когда по заданной функции давления в точке среды $P(t)$ на расстоянии r от оси расширяющегося поршня определяются необходимое давление в поршне $P_n(t)$ и скорость его расширения $v_n(t)$, обеспечивающие заданное $P(t)$. Данное решение получено при условии непроницаемости границы расширяющегося поршня с числом Маха, не превосходящим 0,2. На втором этапе моделируется расширяющийся поршень каналом разряда, в котором давление $P_a(t)$ и скорость его расширения $v_a(t)$ соответствуют $P_n(t)$ и $v_n(t)$. Решение обратной задачи для ЭДПС направлено на определение необходимых: электрической мощности, выделяемой на активном сопротивлении канала разряда $N(t)$, величины протекающего тока $I(t)$, активного сопротивления канала разряда $R_a(t)$ и падения напряжения на нём $U(t)$, которые обеспечат $P_a(t)$ и $v_a(t)$. Задача КФПС состоит в определении длины разрядного промежутка и величины зарядного напряжения генератора импульсных токов в зависимости от удельной проводимости рабочей среды, геометрии электродной системы и величины предпробивных потерь. Наконец, по известным $N(t)$, $I(t)$, U_3 , l выполняется синтез емкостного генератора импульсных токов (ЭТПС).

Подсистемы взаимодействуют между собой в соответствии со связями, указанными на рис. 1, и описываются соответствующими системами уравнений.

Алгоритм решения задачи. Математическая модель ОЭДЗ для высоковольтного электрического разряда в жидкости [6], преобразованная для прямого решения уравнений относительно получаемых из обратной гидродинамической задачи выходных параметров [6] – сечения канала $S(t)$ и давления $P_a(t)$ в нем, может быть записана в виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{N(t)}{\ell_a} &= \frac{S(t)}{\gamma-1} \cdot \frac{dP_a(t)}{dt} + \frac{\gamma}{\gamma-1} \cdot P_a(t) \cdot \frac{dS(t)}{dt}, \\ \sigma_a(t) &= [A(\gamma-1)]^{-1} \cdot P_a(t), \\ \frac{R_a(t)}{\ell_a} &= A(\gamma-1) \cdot [P_a(t) \cdot S(t)]^{-1}, \\ I(t) &= (\gamma-1)^{-1} \cdot \left\{ A^{-1} \cdot P_a(t) \cdot S(t) \cdot \left[S(t) \cdot \frac{dP_a(t)}{dt} + \gamma \cdot P_a(t) \cdot \frac{dS(t)}{dt} \right] \right\}^{\frac{1}{2}}, \\ \frac{U(t)}{\ell_a} &= \sqrt{A} \cdot \left\{ \frac{d[\ln(P_a(t))]}{dt} + \gamma \cdot \frac{d[\ln(S(t))]}{dt} \right\}^{\frac{1}{2}}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где γ – эффективный показатель адиабаты разрядной плазмы; $A=0,25 \cdot 10^5 \text{ В}^2 \cdot \text{с}/\text{м}^2$ – искровая постоянная.

Система уравнений (1) записана при следующих допущениях: вводимая в канал разряда энергия расходуется только на расширение канала и изменение его внутренней энергии [10,16]; существование пропорциональной зависимости между проводимостью и внутренней энергией плазмы единицы длины канала разряда [10]; цилиндрическая симметрия непроницаемого расширяющегося канала разряда с равномерным радиальным распределением его проводимости.

Длина канала l_a при высоковольтном пробое жидкости, согласно экспериментальным данным [9,10, 15], примерно вдвое превышает длину разрядного промежутка l , т.е.:

$$l_a \approx 2l. \quad (2)$$

Тогда удельные электродинамические функции, получаемые из решения обратной электродинамической задачи, можно преобразовать к терминам длины разрядного промежутка, увеличив их значения соответственно в два раза. В дальнейшем все электродинамические параметры на единицу длины разрядного промежутка будем записывать с верхним индексом *.

Напряжение на разрядном промежутке l в момент его пробоя (пробивное напряжение) U_{np} может быть определено из выражений амплитудных значений тока и мощности, полученных в работах [10,16]

$$I_{\max} = U_{np} \cdot \sqrt{\frac{C}{L}} \cdot (0,92 - 0,65 \cdot \eta^2), \quad (3)$$

$$N_{\max} = U_{np}^2 \cdot \sqrt{\frac{C}{L}} \cdot (1 - 0,85 \cdot \eta) \cdot (\eta^3 \cdot (0,37 + 0,6 \cdot \eta^2))^{\frac{1}{2}}, \quad (4)$$

где η – критерий подобия электродинамических характеристик разряда, характеризующий режим разряда, при $\eta=1$ – разряд критический. Тогда из (3) и (4) имеем

$$U_{np} = \frac{N_{\max}}{I_{\max}} \cdot \frac{(0,92 - 0,65 \cdot \eta^2)}{(1 - 0,85 \cdot \eta) \cdot \sqrt{\eta^3 \cdot (0,37 + 0,6 \cdot \eta^2)}} \quad (5)$$

или в удельных величинах

$$U_{np}^* = \frac{N_{\max}^*}{I_{\max}^*} \cdot \frac{(0,92 - 0,65 \cdot \eta^2)}{(1 - 0,85 \cdot \eta) \cdot \sqrt{\eta^3 \cdot (0,37 + 0,6 \cdot \eta^2)}}, \quad (6)$$

где $N_{\max}^* = N_{\max} / 2l$. Абсолютное значение пробивного напряжения определится как $U_{np} = 2 \cdot l U_{np}^*$.

Для нахождения значения U_{np}^* из (11) необходимо знать величину η . Чтобы определить ее, воспользуемся семейством нормированных кривых тока, приведенных в [10], из которого построена

зависимость критерия η от отношения времен максимума тока τ_m и длительности его первой полу- волны τ_1 (рис. 2, сплошная линия). Для получения функциональной зависимости данная кривая при помощи программы «Advanced Grapher 1.61» была аппроксимирована степенным полиномом восьмого порядка:

$$\eta = \sum_{k=0}^n A_k \cdot (\tau_m / \tau_1)^{n-k}, \quad (7)$$

где $n=8$ со следующими коэффициентами: $A_k = \{-2,6270759 \cdot 10^6; 5,7296242 \cdot 10^6; -1,9246031 \cdot 10^6; -5,0664742 \cdot 10^6; 6,1038601 \cdot 10^6; -2,6447811 \cdot 10^6; 336956,2843562; 76384,4564086; -19426,3114159\}$.

Это позволило по любой заданной временной зависимости тока определять критерий η . Аппроксимированная кривая показана на рис. 2 пунктирной линией. Как видно из рисунка, аппроксимация с достаточной степенью точности отображает исходную кривую.

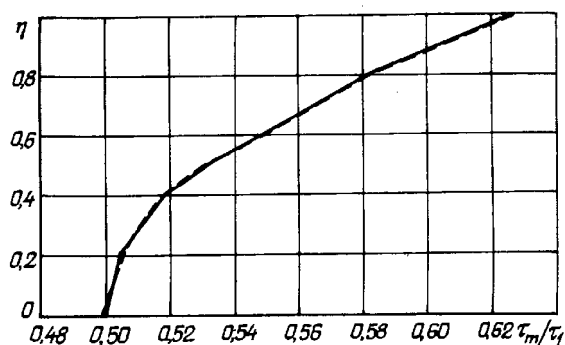


Рис. 2

Затрачиваемая на формирование канала разряда энергия W_n (предпробивные потери), описываемая в КПФС, может быть представлена как часть от запасенной энергии $W_3 = C \cdot U_3^2 / 2$ в емкостном накопителе энергии

$$W_n = f \cdot C \cdot U_3^2 / 2, \quad (8)$$

где f – доля энергии от запасенной, затрачиваемой на формирование канала разряда (коэффициент предпробивных потерь); C – величина ёмкости конденсаторной батареи, Ф; U_3 – зарядное напряжение емкостного накопителя, В.

С другой стороны, энергия потерь может быть найдена из соотношения, полученного И.П.Ку- жекиным [13], которое учитывает удельную электропроводность воды σ_6 , площадь смачиваемой по- верхности положительного электрода S_3 , длину промежутка l , зарядное напряжение емкостного накопителя U_3

$$W_n = \frac{2 \cdot \sqrt{\pi \cdot S_3} \cdot \alpha \cdot l \cdot \sigma_6 \cdot U_3^2 \cdot (1 + k \cdot l)}{(U_3 - U_o)}, \quad (9)$$

где $\alpha = 0,36 \cdot 10^6$ В²·с/м; $k=40$ м⁻¹ – постоянные; U_o – минимальное пороговое напряжение перехода теплового пробоя в лидерный

$$U_o = 1,82 \cdot 10^6 \cdot r_3 \cdot \ln(4 \cdot l / r_3). \quad (10)$$

Выражение (9) применимо для разрядов, сформированных при параметрах генератора, гео- метрии электродной системы и проводимости воды, значения которых находятся в пределах:

- величина ёмкости накопителя энергии $C=1 \dots 10$ мкФ;
- зарядное напряжение емкостного накопителя $U_3=10 \dots 100$ кВ;
- значение длины оголенной части электрода $l_3=5 \dots 70$ мм;
- длина межэлектродного промежутка $l=10 \dots 300$ мм;
- радиус закругления стержня положительного электрода $r_3=1 \dots 5$ мм;
- значение электропроводности воды $\sigma_6=0,01 \dots 0,04$ См/м.

Из (8) и (9) получаем зависимость для определения зарядного напряжения конденсаторной батареи

$$U_3 = \frac{4 \cdot \sqrt{\pi S_3} \cdot \alpha \cdot l \cdot \sigma_6 (1 + kl)}{fC} + U_o. \quad (11)$$

Тогда напряжение на зарядном промежутке в момент его пробоя

$$U_3 = \sqrt{1-f} \frac{4\sqrt{\pi S_3} \cdot \alpha \cdot l \cdot \sigma_6 (1+kl)}{fC} + U_o. \quad (12)$$

В соответствии с выражением (12) можно для полученного из решения обратной задачи U_{np}^* выбранной электродной системы, принятой проводимости воды и конкретного значения предпробивных потерь рассчитать длину разрядного промежутка.

Таким образом, совокупность выражений (2), (8)–(12) можно рассматривать как математическую модель КФПС.

Входными параметрами для ЭТПС будут электродинамические характеристики канала разряда, полученные из ЭДПС, и величина разрядного промежутка, полученная из КФПС.

Величину емкости накопителя энергии найдем из взаимосвязи между выделившейся в канале разряда за время первого полупериода тока энергией W_1 и энергией, запасенной в накопителе в момент пробоя W_o , т.е. $W_1 = \eta W_o$. С учетом (6) получаем “удельную” емкость

$$\left. \begin{aligned} W_o &= \frac{C \cdot (U_{np})^2}{2} \\ W_1 &= \int_0^{\tau_1} N(t) \cdot dt \end{aligned} \right\} \rightarrow \left. \begin{aligned} \frac{W_o}{l_a} &= \frac{C \cdot l_a}{2} \cdot \left(\frac{U_{np}}{l_a} \right)^2 \\ \frac{W_1}{l} &= \int_0^{\tau_1} \frac{N(t)}{l_a} \cdot dt \end{aligned} \right\} \rightarrow \left. \begin{aligned} W_o^* &= \frac{C^* \cdot (U_{np}^*)^2}{2} \\ W_1^* &= \int_0^{\tau_1} N^*(t) \cdot dt \end{aligned} \right\} \Rightarrow C^* = \frac{2}{\eta} \cdot \frac{\int_0^{\tau_1} N^*(t) \cdot dt}{(U_{np}^*)^2} \quad (13)$$

и абсолютную величину емкости накопителя

$$C = C^* / l_a = \frac{2}{l_a \cdot \eta} \cdot \frac{\int_0^{\tau_1} N^*(t) \cdot dt}{(U_{np}^*)^2}. \quad (14)$$

Величина индуктивности RLC разрядного контура с нелинейным активным сопротивлением канала разряда R_a определяется из соотношения для длительности первого полупериода тока τ_1 [10]

$$\frac{\tau_1}{\pi \cdot \sqrt{L \cdot C}} = 1 + \eta^3. \quad (15)$$

С учетом (14) имеем

$$L = \left(\frac{1}{\pi \cdot \sqrt{C}} \cdot \frac{\tau_1}{1 + \eta^3} \right)^2 = \left(\frac{\tau_1}{\pi \cdot (1 + \eta^3)} \right)^2 \cdot \frac{l \cdot \eta \cdot (U_{np}^*)^2}{2 \cdot \int_0^{\tau_1} N^*(t) \cdot dt}. \quad (16)$$

Совокупность выражений (11), (14) и (16) является математической моделью синтеза для ЭТПС и позволяет при заданных потерях находить значения C , L , U_3 импульсного энергоисточника.

Пример расчёта. Используя предложенный выше алгоритм и математические модели, выполним синтез параметров энергоисточника по заданной временной зависимости гидродинамического давления $P(t)$ (рис. 3) на расстоянии $r=0,09$ м от источника возмущения (канала разряда) для различных предпробивных потерь на стадии формирования канала. Для расчёта взяты параметры одной из реальных электродных систем, используемых в установках по электрогидравлической обработке материалов: значение длины оголенной части электрода $l_3 = 0,05$ м, Радиус закругления стержня положительного электрода $r_3 = 0,0045$ м, площадь смачиваемой поверхности положительного электрода $S_3 = 0,00141$ м² и удельная электропроводность воды $\sigma_6 = 0,02$ (Ом·м)⁻¹.

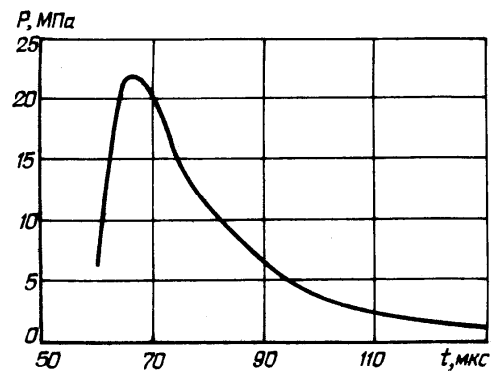


Рис. 3

По заданной функции гидродинамического давления найдены зависимости давления в канале разряда $P_a(t)$ и $v_a(t)$ (из решения ГДПС [11]), показанные на рис. 4, а и 4, б.

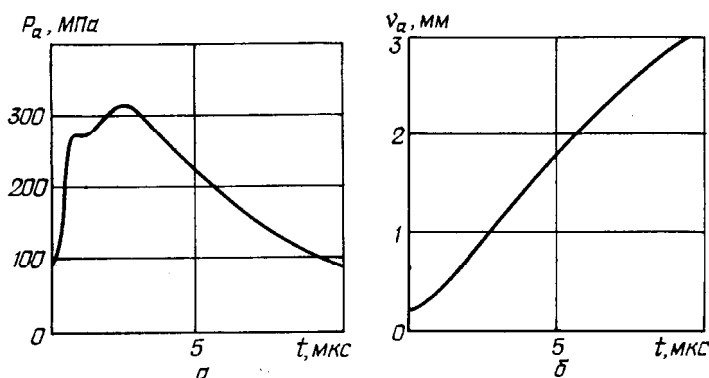


Рис. 4

По зависимостям $P_a(t)$ и $v_a(t)$ рассчитаны функции тока и удельной на единицу длины канала разряда мощности (из решения ЭДПС (рис. 5)).

Расчёт параметров энергоисточника был проведен для различных значений предпробивных потерь f (таблица). Кроме того, в таблице представлена величина удельной энергии W^* , выделившейся за время первого полупериода тока для различных параметров энергоисточника,

$$W^* = f \cdot \eta \cdot \frac{C \cdot U_3^2}{4 \cdot l} \quad (18)$$

Как следует из приведенных данных, возможно при различных значениях предпробивных потерь и длинах разрядного промежутка путём выбора необходимых параметров энергоисточника обеспечить необходимую мощность $N^*(t)$ и ток $I(t)$ в канале разряда, которые, в свою очередь, позволят реализовать давление в канале разряда $P_a(t)$, скорость его расширения $v_a(t)$ и необходимую (заданную) по интенсивности и форме гидродинамическую нагрузку $P(t)$, т.е. оптимизировать технологический процесс в целом. Достоверность расчётных данных подтверждается удовлетворительным для инженерных расчётов совпадением удельных энергий, выделяемых в разрядном канале на единицу его длины (таблица), и из решения обратной электродинамической задачи

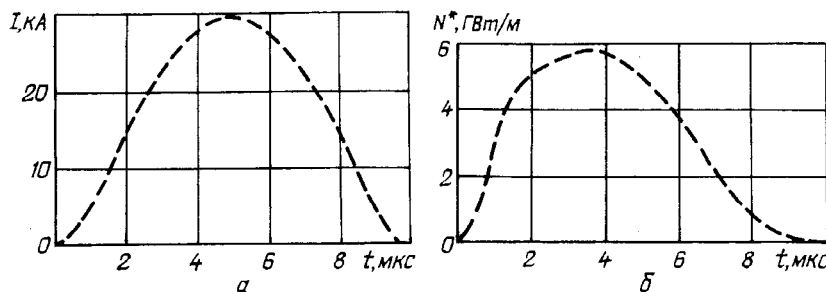


Рис. 5

$f, \%$	10,5	12	15	20	25
$l, \text{м}$	0,027	0,021	0,016	0,012	0,01
$C, \text{мкФ}$	2,326	2,991	3,925	5,234	6,281
$L, \text{мкГн}$	2,547	1,981	1,51	1,132	0,9435
$U_3, \text{кВ}$	66,84	51,36	38,74	29,2	24,54
$W^*, \text{кДж/м}$	34,83	33,7	32,12	30,43	28,86

$$W^* = \int_0^{\tau_1} N^*(t) = 31,93 \text{ кДж/м} \quad (19)$$

так и отсутствием физических противоречий с имеющимися представлениями о процессах, протекающих в рассматриваемых системах.

Заключение. Разработан подход по оптимизации ЭГИ технологий

путем выбора соответствующих параметров и режимов работы высоковольтных электроразрядных емкостных источников энергии, обеспечивающих необходимое по интенсивности и форме давление $P(t)$ на объекте обработки для устройств по электрогидроимпульсной обработке материалов.

Предложены математические модели для каналоформирующей и электротехнической подсистем, позволяющие впервые на базе решения обратной задачи методом численного моделирования выполнять оптимизацию электрогидроимпульсных технологий в целом с соответствующим выбором параметров и режимов энергоисточника с учётом конструктивных особенностей электродных систем и свойств рабочей среды.

Для оптимизации электрогидроимпульсных технологий, в которых в качестве воздействия на объект обработки используется волна сжатия, то есть задан импульс давления $P(t)$ (штамповка, разрушение негабаритов), необходимо проводить расчёт по полной схеме, показанной на рис. 1. В случае ЭГИ технологий, где применяется непосредственно высоковольтный разряд на объект обработки, и параметром, определяющим интенсивность и характер воздействия на объект, служит давление в

канале разряда $P_a(t)$ (очистка отливок, снятие остаточных напряжений), оптимизация выполняется на базе ЭДПС, КФПС, ЭТПС.

1. Блащенко А.Д., Шишов А.М. Аппроксимация исходных временных зависимостей тока и напряжения для формирования схемной функции, обеспечивающей синтез импульсного источника энергии // Материалы XII Межд. науч. шк.-семинара «Физика импульсных разрядов в конденсированных средах». – Николаев: КП «Николаевская обл. тип». – 2005. – С. 137–138.
2. Вовк И.Т., Друмирецький В.Б., Кривицький Е.В., Овчинникова Л.Е. Управление электрогидроимпульсными процессами. – Киев.: Наук. думка, 1984. – 188 с.
3. Вовченко О.І. Високовольтні електророзрядні системи з керуванням перетворенням енергії: Автореф. дис... д-ра техн. наук / НАН України, Ін-т електродинаміки. – К., 2002. – 33 с.
4. Вовченко А.И., Цуркин В.Н., Швець И.С. Перспективы развития исследований при проектировании электроразрядных импульсных технологий // Материалы XII Межд. науч. шк.-семинара «Физика импульсных разрядов в конденсированных средах». – Николаев: КП «Николаевская обл. тип». – 2005. – С. 3 – 4.
5. Вовченко А.И., Посохов. А.А. Управляемые электровзрывные процессы в конденсированных средах. – Киев: Наук. думка, 1992. – 168 с.
6. Вовченко А.И., Шомко В.В., Шишов А.М. Математическое моделирование и оптимизация электрогидроимпульсных технологических процессов // Техн. електродинаміка. – 2005. – №3. – С. 68–73.
7. Горovenko Г.Г., Ивлиев А.И., Малюшевский П.П., Пастухов В.Н. Электровзрывные силовые импульсные системы. – К.: Наук. думка, 1987. – 220 с.
8. Гулый Г.А. Научные основы разрядноимпульсных технологий. – К.: Наук. думка, 1990. – 208 с.
9. Кривицький Е.В., Петриченко В.Н., Бондарец Л.М. Исследование энергетических характеристик предпробойной стадии подводного искрового разряда // Журн. техн. физики. – 1977. – Т.47. – Вып.2. – С. 319–325.
10. Кривицький Е.В., Шамко В.В. Переходные процессы при высоковольтном разряде в воде. – К.: Наук. думка, 1979. – 208 с.
11. Крутиков В.С. Волны, окружающие расширяющийся проницаемый цилиндр в сжимаемой среде // Доклады РАН. – 1999. – Том 368. – №6. – С. 755–758.
12. Крутиков В.С. Об одной обратной задаче для волнового уравнения в областях с подвижными границами и об итерационном методе определения функций управления // Доклады РАН. – 2006. – Том 406. – №1. – С.1–5.
13. Кузнецкин И.П. Импульсный пробой и канал разряда в жидкости: Дис... канд. техн. наук. 05.09.05 / Моск. энерг. ин-т. – М., 1967. – 186 с.
14. Исследовать методы управления импульсными процессами при электровзрывном преобразовании энергии: Отчет о НИР (заключительный) / Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины. Руководитель А.И.Вовченко; № ГР 0101U 005362; Инв. № 942. – НС. – Николаев, 2003. – 266 с.
15. Окунь И.З. Исследования электрических характеристик импульсного разряда в жидкости // Журн. техн. физики. – 1969. – Т.39, вып. 5. – С. 837–849.
16. Романов В.Г., Кабанихин С.И., Пухначева Т.П. Обратные задачи электродинамики / Под. ред. М.М.Лаврентьева. – Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1984. – 202 с.
17. Шамко В.В., Кучеренко В.В. Теоретические основы инженерных расчетов электрических и гидродинамических параметров подводного искрового разряда. – Николаев, 1991. – 51 с. (Препр. / НАН Украины; Ин-т импульсных процессов и технологий; №20).

Надійшла 17.03.09

Дрешпак Н.С. (Національний гірничий університет, Дніпропетровськ)

РЕЖИМИ ІНДУКЦІЙНОГО НАГРІВУ ЦИЛІНДРИЧНИХ ДЕТАЛЕЙ, З'ЄДНАНИХ ПОСАДКОЮ З НАТЯГОМ

Обґрунтовано значення частоти струму індукційної установки для демонтажу циліндричних деталей, з'єднаних посадкою з натягом. Визначені параметри магнітного поля, що відповідають режиму ліквідації натягу посадки.

Обосновано значение частоты тока индукционной установки для демонтажа цилиндрических деталей, соединенных посадкой с натягом. Определены параметры магнитного поля, отвечающие режиму ликвидации натяга посадки.

Вступ. В машинобудуванні часто застосовують з'єднання циліндричних деталей (втулки і вала) посадкою з натягом. З'єднання прості у виконанні, а нерухомість деталей забезпечується механічними напруженнями, що виникають у матеріалі завдяки деформації контактних поверхонь. При наявності крутильного моменту, прикладеного до втулки, її нерухомість забезпечується значною поверхнею контакту з валом та відносно малою товщиною, тобто втулка виконується тонкостінною. Прикладами таких з'єднань слугують посадки на вал внутрішніх кілець підшипників, а також буртів, бандажів, що фіксують положення одних деталей відносно інших [4].

Часто ремонт механізмів передбачає демонтаж з'єднаних деталей. Для цього використовують знімачі, які забезпечують переміщення втулки по валу завдяки прикладеному осьовому зусиллю. Таке переміщення супроводжується пошкодженням поверхні вала. Виникають подряпини, риси. Після декількох ремонтів вал стає непридатним до експлуатації.

Нагрівання втулки в процесі демонтажу дозволяє уникнути небажаних наслідків. В результаті нагріву втулка розширюється і її знімають з вала без пошкоджень. Інтенсивний нагрів втулки можна забезпечити індукційним методом. При цьому час на виконання операції скорочується, що сприяє підвищенню енергетичної ефективності процесу. Важливо, щоб втулка і вал мали різні температури поверхонь в зоні з'єднання. Це забезпечить ліквідацію натягу посадки і створення зазору, необхідного для безперешкодного знімання втулки з вала. На рис. 1 показана стальна втулка 1, що посаджена на сталевий вал 2 з натягом. На поверхні втулки розташована обмотка індуктора 3, виконана у вигляді соленоїда. Таке розташування обмотки сприяє активному нагріванню втулки і створенню необхідної різниці температур Δt_T в зоні з'єднаних поверхонь.

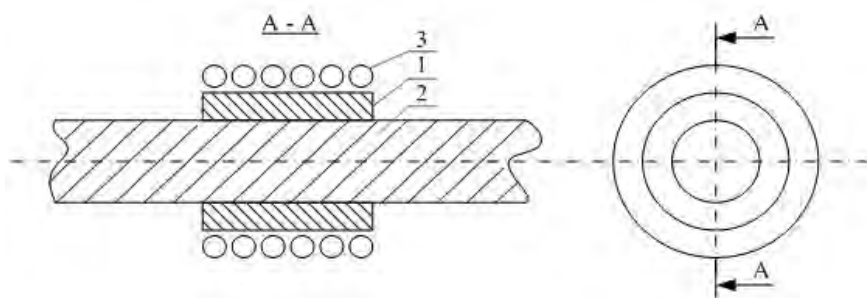


Рис. 1

Пов'язані між собою електромагнітні, теплові процеси, процеси температурного деформування втулки, що супроводжують демонтаж з'єднання індукційним методом, достатньо не досліджені. Проведені раніше дослідження [3,5,6] стосувалися інших умов індукційного нагріву циліндричних деталей, що не пов'язувалися з особливостями контакту поверхні втулки з валом, необхідністю ліквідації натягу посадки.

Відсутність методики розрахунку параметрів індукційного нагріву, що забезпечують демонтаж з'єднаних деталей, призвело до невизначеності параметрів індуктора та джерела живлення. Їх вибір не мав наукового підґрунтя, що на практиці призводило або до надмірного завищення потужності, або до спроб застосувати малопотужні джерела живлення, які не могли забезпечити демонтаж.

Завдання полягало у визначенні режиму індукційного нагріву, що гарантує виконання операції демонтажу при мінімальній потужності джерела живлення. В роботах [2,7] показано, що для виконання цих умов доцільно використовувати однорідне магнітне поле, а ліквідація натягу посадки повинна завершуватись у режимі стаціонарного теплового процесу. Шляхом проведення експериментальних досліджень безпосередньо на реальному об'єкті здійснюють вирівнювання параметрів магнітного поля на поверхні втулки та ідентифікують параметри теплопередачі між з'єднаними деталями [2]. Це дозволяє з достатньою для практики точністю визначити значення питомої поверхневої потужності P_0 , яка забезпечує ліквідацію натягу посадки. Створення необхідної картини магнітного поля та обмеження області його дії розмірами втулки дозволило розглядати електромагнітні процеси в системі нагріву як такі, що виникають у поздовжньому магнітному полі, яке діє в суцільному однорідному циліндрі. Це значно спростило аналіз, дозволило застосувати відомий математичний апарат [6], який визначає зв'язок між параметрами магнітного поля на поверхні втулки і електричними та магнітними параметрами матеріалу, що підлягає нагріву. При цьому враховується залежність відносної магнітної проникності матеріалу від напруженості магнітного поля, що підвищує точність розрахунку параметрів режиму.

Мета роботи. Стаття присвячена обґрунтуванню раціонального значення частоти струму індукційного нагріву втулки та визначенню на цій основі параметрів магнітного поля, які забезпечують демонтаж деталей.

Результати досліджень. При виборі частоти струму для нагрівання циліндричних деталей входять із умови забезпечення високої енергетичної ефективності процесу [3,6]. Звертають увагу на той факт, що із збільшенням кривизни циліндричної поверхні її спроможність до поглинання енергії електромагнітного поля знижується. Для оцінки ступеня кривизни поверхні в [3,6] вводиться параметр $m = \sqrt{2} \cdot R_1 / \xi$ (ξ – глибина активного шару дії струму; R_1 – зовнішній радіус втулки). Зменшення інтенсивності поглинання енергії призводить до зниження електричного ККД процесу нагріву. При збільшенні параметра m ситуація покращується, електричний ККД зростає, але в результаті концентрації джерел тепла на поверхні деталі процес нагрівання внутрішніх прошарків затримується і час нагрівання деталі збільшується. Це призводить до збільшення втрат енергії з поверхні деталі, що супроводжується зменшенням термічного ККД. У результаті цього загальний ККД зменшується [3]. Виходячи з вищевикладеного, слід орієнтуватися на реалізацію енергоефективних режимів, що відповідають умові $2,5 < m < 6$ [3]. Проте встановлені в [3] межі зміни параметра m можуть бути не прийнятними для процесів демонтажу з'єднань. Це зумовлено тим, що додатковим обмеженням глибини проникнення електромагнітної хвилі при нагріванні з'єднання деталей є товщина втулки. Проникнення хвилі у вал призведе до його нагрівання і зменшення різниці температур Δt_T , необхідної для роз'єднання деталей. Тому повне затухання хвилі повинно відбуватися у втулці. Виходячи із того, що повне затухання хвилі при залежному від напруженості магнітного поля значенні відносної магнітної проникності μ ($\mu = \text{var}$) відбувається на відстані від поверхні втулки $X_n = 1,68\Delta_e$ [6], сформульована умова відповідає нерівності

$$X_n \leq \Delta_e; \quad \Delta_e \leq \frac{\Delta_e}{1,68}, \quad (1)$$

де Δ_e – глибина проникнення струму ($\Delta_e = \xi \cdot f(n)$, для вуглецевих сталей $n=9.4$; $f(n)=1.32$ [6]); Δ_e – товщина втулки.

Через те, що для тонкостінних втулок значення Δ_e/R_1 складає $0.1 \div 0.2$, слід очікувати збільшення параметра m . Дійсно, нижня межа m_n , що відповідає значенню $\Delta_e/R_1 = 0.2$ та $\Delta_{en} = \Delta_e/1,68$ складає $m_n = 15.6$. Зрозуміло, що умова (1) буде виконуватися при $m \geq m_n$. Викладене свідчить про те, що обмеження глибини проникнення електромагнітної хвилі товщиною втулки призводить до отримання значень m , які дещо перевищують значення рекомендованого для використання в [3] діапазону $2,5 \leq m \leq 6$. Тому доцільно вибирати режим нагріву, якомога ближчий до рекомендованого. Такий режим відповідає граничному значенню $m = m_n$. Для режиму характерне „глибоке” прогрівання втулки по всій її товщині, що дозволяє скоротити час для отримання необхідної різниці температур Δt_T .

Граничному m_n відповідає ефективна глибина проникнення струму

$$\xi_n = \frac{\Delta_{en}}{f(n)} = \frac{\Delta_e}{2,2}. \quad (2)$$

Зосередимося на визначенні граничного значення частоти струму f_n при $m = m_n$. Для цього визначимо амплітуду напруженості магнітного поля на поверхні втулки Hm_{en} , що відповідає значенню f_n . Її можна отримати із залежності [6]

$$1,2P_0 = \frac{1}{2} Hm_{en}^2 \cdot \frac{\rho_t}{\Delta_{en}} f(n) \cdot F(m), \quad (3)$$

де ρ_t – питомий опір матеріалу втулки при температурі t_n на її поверхні, що відповідає режиму ліквідації натягу; $F(m)$ – поправочна функція, що враховує залежність P_0 від форми поверхні, яку нагрівають [3].

В (3) підставляють значення P_0 , що відповідає розрахованому в [3] режиму нагріву, а також відповідні значення Δ_{en} та m_n . Ураховуючи можливу похибку розрахунку P_0 , значення поверхневої потужності в (3) збільшено на 20% ($1,2 P_0$). Рівняння розв'язують відносно параметра Hm_{en} . У зв'язку з тим, що розглядаються режими з $m > m_n$, значення $F(m)$ приймаємо приблизно рівними 0,95 [3].

Визначення напруженості магнітного поля Hm_{en} при використанні струму частотою f_n дозволяє розрахувати відповідні значення відносної магнітної проникності сталеної втулки μ_{en} на її поверхні. Для цього слід застосувати залежність [6]

$$\mu_{en} = 5 \cdot 10^5 \cdot (H_{en})^{-0,894}, \quad (4)$$

де H_{en} – діюче значення напруженості магнітного поля на поверхні втулки.

Значення частоти f_n отримаємо із рівняння [6]

$$\Delta_{en} = 503 \sqrt{\rho_t / (\mu_{en} f_n)}. \quad (5)$$

Таким чином визначають значення f_n , що відповідає параметру m_n . На рис. 2 показано залежності $f_n(P_0)$, побудовані для різних значень Δ_e при $\rho_t = 25 \cdot 10^{-8}$ Ом·м (1 – $\Delta_e = 0,005$ м, 2 – $\Delta_e = 0,01$ м, 3 – $\Delta_e = 0,015$ м, 4 – $\Delta_e = 0,02$ м, температура зовнішньої поверхні втулки $t_n = 100^\circ\text{C}$).

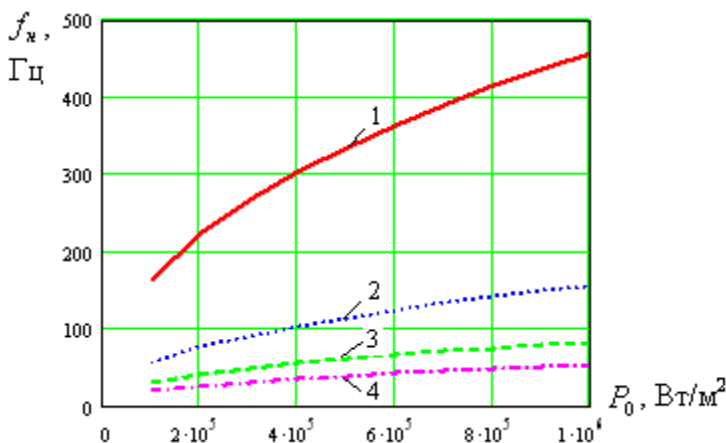


Рис. 2

Таким чином, вихідну частоту джерела живлення слід вибирати мінімальною з урахуванням її стандартних значень та виконанням умови $f_n \leq f_g$. Із рис. 2 видно, що при товщині втулки Δ_e більшій 2 см доцільно здійснювати нагрів на промисловій частоті $f_g = 50$ Гц. При менших значеннях Δ_e частоту f_g слід підвищувати.

Так як зменшення частоти струму джерела живлення призводить до зменшення його вартості, то доцільно вибирати вихідну частоту джерела f_g якомога ближчою до значення f_n . Необхідно також вибирати значення f_g виходячи із нормативних стандартних значень вихідних частот джерел живлення індукційних установок. Наприклад, з урахуванням діючого державного стандарту такими частотами f_g для напівпровідникових перетворювачів частоти є 500, 1000, 2400, 4000, 8000, 10000 Гц. Крім того, для демонтажу з'єднань широко використовується промислова частота $f_g = 50$ Гц.

Визначення вихідної частоти джерела живлення f_g дозволяє розрахувати значення параметрів електромагнітного поля та матеріалу, що відповідають режиму ліквідації натягу H_e , μ_e , m . Для цього скористаємося залежностями, що містять параметри, які необхідно розрахувати. З урахуванням формули для визначення питомої поверхневої потужності [3,6], отримаємо

$$1,2P_0 = 2 \cdot 0,993 \cdot 10^{-3} H_e^2 \sqrt{\rho_t \mu_e f_g} \cdot f(n) \cdot F(m); \quad (6)$$

$$m = \frac{\sqrt{2} R_1 f(n)}{503 \sqrt{\rho_t / (\mu_e \cdot f_g)}}. \quad (7)$$

Аналітичні залежності (4), (6), (7), що встановлюють характер існуючих зв'язків між конструктивними, технологічними параметрами об'єкта та параметрами електромагнітного поля, дозволяють створити математичну модель, орієнтовану на визначення параметрів поля, що відповідають ліквідації натягу посадки. Характер цих залежностей показує, що для розрахунку значень H_e , μ_e , m , які відповідають питомій поверхневій потужності $1,2P_0$ та встановленому значенню частоти f_g , необхідно розв'язувати систему нелінійних алгебраїчних рівнянь відносно змінних H_e , μ_e .

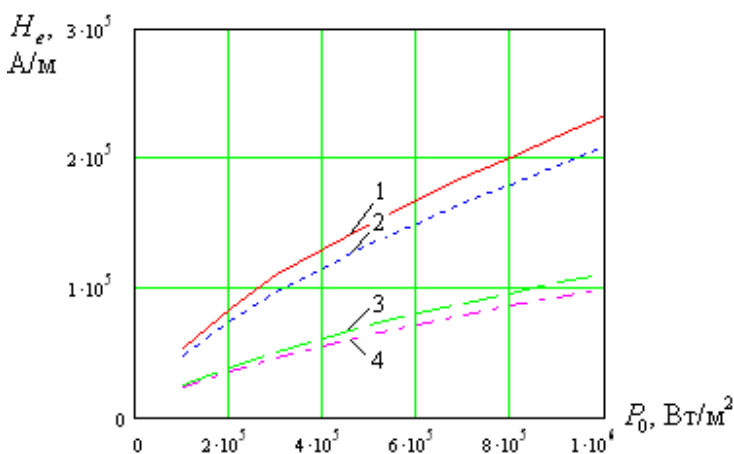


Рис. 3

На рис. 3 та рис. 4 показано залежності $H_e(P_0)$ та $\mu_e(P_0)$, розраховані для різних значень частоти струму індуктора f_g і питомого опору ρ_t (1 – $f_g=50$ Гц, $\rho_t=25 \cdot 10^{-8}$ Ом·м; 2 – $f_g=50$ Гц, $\rho_t=35 \cdot 10^{-8}$ Ом·м; 3 – $f_g=500$ Гц, $\rho_t=25 \cdot 10^{-8}$ Ом·м; 4 – $f_g=500$ Гц, $\rho_t=35 \cdot 10^{-8}$ Ом·м).

Прийняті при розрахунку питомі опори відповідають очікуваному температурному режиму ліквідації натягу. Вони можуть бути отримані, виходячи з відомих значень Δt_T [1] і залежності ρ_t від температури, наведеної, наприклад, в [3].

Із рис. 3 видно, що однакові значення питомої поверхневої потужності P_0 на

різних частотах f_g реалізуються при різних значеннях напруженості магнітного поля. Більшому значенню частоти відповідає менше значення напруженості.

Зрозуміло, що більше значення напруженості поля потребує збільшення струму, який протікає в індукторі. Це призводить до збільшення габаритних розмірів обмотки індуктора, а також маси матеріалу (міді), який використовується в обмотці. При необхідності покращення цих показників доцільно підвищувати частоту струму. Прийнятним є діапазон частот, що вимірюється одиницями кГц. Джерела живлення з такими вихідними частотами мають достатньо високий ККД (біля 0,9) [1] і можуть бути реалізовані з використанням напівпровідникових приладів порівняно низької вартості (наприклад, одноопераційних тиристорів). Із рис. 3, 4 видно, що параметри H_e , μ_e в незначній мірі залежать від ρ_t .

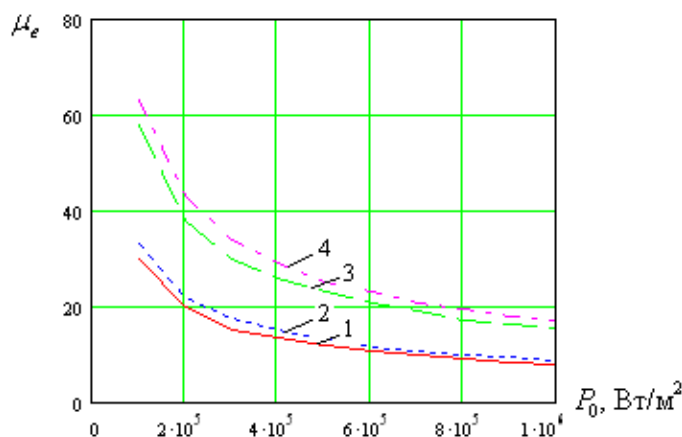


Рис. 4

Тому при визначенні цих параметрів можливе використання середнього значен-

ня $\rho_t = 25 \cdot 10^{-8}$ Ом·м ($t_n = 100^\circ\text{C}$), характерного для виконання технологічної операції. Залежності $H_e(P_0)$, $\mu_e(P_0)$ для частот f_g в одиниці кГц ($\rho_t = 25 \cdot 10^{-8}$ Ом·м) показано на рис. 5 (1 – $f_g=500$ Гц; 2 – $f_g=1000$ Гц; 3 – $f_g=2400$ Гц; 4 – $f_g= 8000$ Гц; 5 – $f_g=10000$ Гц).

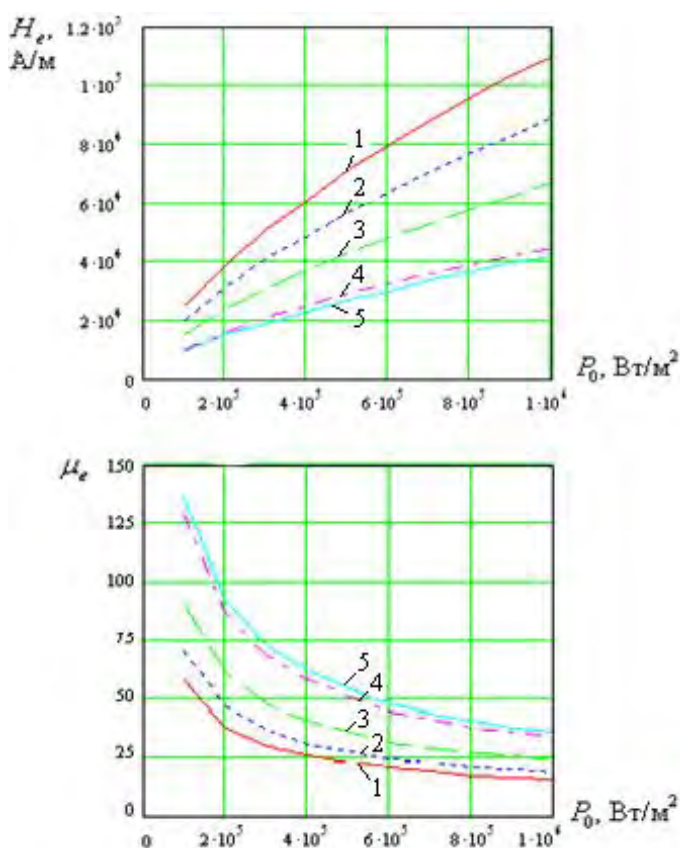


Рис. 5

Результати розрахунку на моделі значень параметрів характеризуються досить високою точністю, тому що базуються на використанні аналітичних залежностей із загальноприйнятими допущеннями. Розрахунок з використанням цих залежностей забезпечує похибку, що не перевищує декількох одиниць відсотків [6].

Залежності, показані на рис. 3,4,5, мають важливі для практики демонтажу з'єднань значення, тому що встановлюють зв'язок між розрахунковим рівнем P_0 [2] і значеннями H_e , μ_e . Визначення параметрів P_0 , f_g , H_e , μ_e створює основу для розрахунку індуктора, вибору потужності джерела живлення і рівня напруги живлення. При цьому можна користуватися відомими методами розрахунку, викладеними, наприклад, в [3,6].

Висновки. При виборі частоти струму індукційної установки запропоновано виходити з умови високої енергетичної ефективності процесу нагріву, обмеження проникнення електромагнітного поля у вал з'єднаних деталей та урахування стандартних значень вихідної частоти джерела живлення. Встановлено значення нижньої межі цього параметра. При товщині втулки, більший 2 см, доцільно здійснювати нагрів на промисловій частоті 50 Гц. При менших значеннях товщини, а також при масогабаритних обмеженнях конструкції індуктора, доцільне використання підвищених частот (одиниці кГц).

Визначення параметрів P_0 , f_g , H_e , μ_e створює основу для розрахунку індуктора та вибору потужності джерела живлення, що забезпечує ліквідацію натягу посадки і демонтаж з'єднання циліндричних деталей.

Визначення параметрів P_0 , f_g , H_e , μ_e створює основу для розрахунку індуктора та вибору потужності джерела живлення, що забезпечує ліквідацію натягу посадки і демонтаж з'єднання циліндричних деталей.

1. Беркович Е.И., Ивенский Г.В., Йоффе Ю.С., Матчак А.Т., Моргунов В.В. Тиристорные преобразователи высокой частоты. – Л.: Энергия, 1973. – 200 с.

2. Витанасенко Н.С. Определение удельной поверхностной мощности индукционного нагрева соединенных деталей, выполненных посадкой с натягом // Вісник Приазовського держ. техн. ун-ту. – 2008. – Вип. № 18. – Ч.2. – С. 131–136.

3. Кувалдин А.Б. Индукционный нагрев ферромагнитной стали. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 200 с.

4. Мягков В.Д. Допуски и посадки. – М.: Машиностроение. 1966. – 550 с.

5. Немков В.С., Демидович В.Б. Теория и расчет устройств индукционного нагрева – Л.: Энергоатомиздат, 1988. – 280 с.

6. Слухоцкий А.Е., Немков В.С., Павлов Н.А., Бамуэр А.В. Установки индукционного нагрева: Учебное пособие для вузов / Под ред. А.Е. Слухоцкого. – Л.: Энергоатомиздат, 1981. – 328 с.

7. Dreshpak N, Induction Heating Requirements for Cylindrical Connections Dismantling // Збірник наукових праць ХНАДУ «Студентство. Наука. Іноземна мова». – 2009. – Рр. 318–321.

Надійшла 02.07.2009

УДК 621.313.3; 621.317.39

А.И.Новик, докт.техн.наук, **А.С.Левицкий**, канд.техн.наук, **Е.Ю.Неболюбов**, канд.техн.наук
(Институт электродинамики НАН Украины, Киев)

КОНТРОЛЬ ВОЗДУШНОГО ЗАЗОРА В МОЩНЫХ ГИДРОГЕНЕРАТОРАХ В ПРОЦЕССЕ ЭКСПЛУАТАЦИИ

Описаны варианты построения системы измерения и регистрации величины воздушного зазора между всеми полюсами ротора и статором гидрогенератора при вращающемся роторе машины. Основой системы является емкостный датчик зазора, разработанный авторами.

Описано варіанти побудови системи вимірювання та реєстрації величини повітряного зазору між всіма полюсами ротора і статором гідрогенератора, коли ротор машини обертається. Основою системи є ємнісний датчик зазору, розроблений авторами.

Одним из важнейших параметров гидрогенератора (ГГ), который необходимо постоянно контролировать, является воздушный зазор (ВЗ) между ротором и статором. Величина ВЗ в значительной мере определяет характеристики генератора и его поведение в процессе эксплуатации, а уменьшение зазора ниже критических значений грозит крупными, дорогостоящими авариями.

В [2] сделан обзор существующих устройств и систем измерения ВЗ. Показано, что наиболее перспективными в настоящее время представляются устройства с использованием емкостных датчиков. Однако опубликованные в литературе сведения о разработанных системах контроля зазора дают лишь самое общее представление о решении этой задачи для работающей машины [4,5].

Институтом электродинамики НАН Украины совместно с ОАО Укрэнерго разработан емкостный измеритель зазора, имеющий ряд преимуществ перед известными измерителями такого типа [1,3,4,6]. Измеритель состоит из емкостного датчика (ЕД), вторичного измерительного преобразователя (ВП) и цифрового отсчетного устройства ЦОУ. Под ЕД в дальнейшем будем подразумевать пластину, содержащую активный, охранный и экранирующий электроды, укрепленную на внутренней поверхности статора. Активный электрод вместе с соединительным проводом экранирован от статора и окружающих заземленных предметов эквипотенциальным экраном, благодаря чему исключены паразитные емкости, шунтирующие датчик. Свободной от экранирования оставлена лишь та сторона активного электрода, которая обращена к ротору машины. Вторым электродом измерительного конденсатора является поверхность полюса ротора. Самостоятельно этот комплект (ЕД, ВП и ЦОУ) может использоваться для контроля воздушного зазора на остановленной машине – если "вручную" (например, с помощью крана машинного зала) проворачивать вал и подводить к датчику тот или иной полюс ротора, фиксируя точное положение по минимуму показаний ЦОУ, то можно измерить последовательно зазоры для всех n полюсов. Однако в динамике, т.е. на работающей машине, измерение таким образом невозможно, либо необходимо скоростное цифровое кодирование всех значений $U_{ВЗ}$ (выходного сигнала ВП) с достаточно высокой частотой выборок с последующим анализом посредством ЭВМ очень большого объема полученной информации. Подавляющая часть этой информации является избыточной, по существу, ненужной.

В данной статье рассматриваются альтернативные варианты построения системы контроля зазора, в которых не требуется анализировать абсолютно весь сигнал датчика зазора.

На рис. 1 показан фрагмент сечения зазора гидрогенератора. Обозначения: 1 – сердечник статора; 2 – емкостный датчик зазора; 3 – ротор; 4 – полюса ротора. В работающей машине при вращении ротора мимо активного электрода ЕД последовательно проходят n полюсов в течение каждого оборота. При этом выходной сигнал $U_{ВЗ}$ измерителя, пропорциональный обратной величине емкости

(т.е. прямо пропорциональный зазору), изменяется во времени практически по тому же закону, что и мгновенное значение зазора (некоторое сглаживание имеет место за счет конечной ширины активного электрода датчика) – рис. 2. Очевидно, что минимумы кривой рис. 2 (в моменты t_i , t_{i+1} и т.д. на временной оси) соответствуют моментам прохождения середины каждого полюса ротора мимо середины активного электрода ЕД, и именно в эти моменты возможно получение актуальной информации о величине зазора.

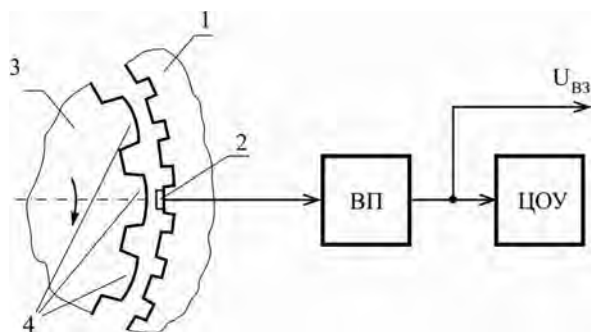


Рис. 1

Если задачей мониторинга является только предупреждение о приближении аварийной ситуации, когда зазор между любым из полюсов ротора и статором становится меньше некоторой критической величины, то система может быть построена относительно просто. Она должна включать в себя компаратор напряжения КН (рис. 3) и формирователь импульсов ФИ "Тревога", например, одновибратор. На один из входов компаратора подается выходное напряжение $U_{ВЗ}$ вторичного измерительного преобразователя, на другой вход – пороговое напряжение установки $U_{уст}$ с потенциометра $R_{уст}$, подключенного к источнику опорного напряжения $U_{оп}$. Даже при кратковременном уменьшении мгновенного значения напряжения $U_{ВЗ}$ ниже значения $U_{уст}$ на выходе КН появляется напряжение высокого уровня, которое через формирователь ФИ запускает соответствующие устройства тревожной сигнализации. Одновременно этот импульс может быть использован в качестве запускающего для устройства выборки-хранения с тем, чтобы запомнить и затем измерить величину зазора.

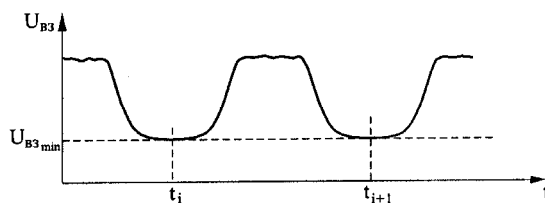


Рис. 2

Для получения полной информации о зазорах по всей окружности ротора, т.е. для всех n полюсов, необходима более сложная система. Структура одного из возможных вариантов показана на рис. 4. Кроме емкостного датчика ЕД и вторичного измерительного преобразователя ВП система содержит: генератор синхронных строб-импульсов ГСИ, совпадающих по времени с моментами прохождения каждого из n полюсов мимо центра электрода ЕД; устройство выборки-хранения УВХ; аналого-цифровой преобразователь АЦП; счетчик строб-импульсов СЧА; датчик метки вала ротора ДМВ, который выдает один импульс за время оборота ротора; оперативное запоминающее устройство ОЗУ и блок управления (на рисунке не показан). Система работает следующим образом. Генератор строб-импульсов ГСИ, синхронизируемый импульсами с ДМВ, вырабатывает n импульсов в течение каждого оборота вала гидрогенератора, причем временное положение строб-импульсов соответствует моментам прохождения мимо ЕД середины каждого из n полюсов ротора. Выходное напряжение вторичного преобразователя $U_{ВЗ}$ поступает на УВХ, и при каждом строб-импульсе значение $U_{ВЗ}$ запоминается, после чего кодируется с помощью АЦП. Цифровой код значения зазора по шине данных ШД передается в ОЗУ, где запоминается в ячейке с адресом, поступающим на ОЗУ одновременно по шине адреса ША. Этот ад-

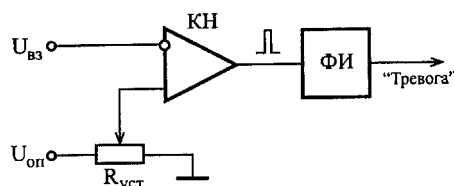


Рис. 3

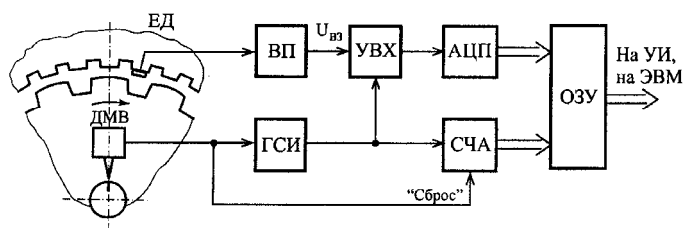


Рис. 4

ресом, поступающим на ОЗУ одновременно по шине адреса ША. Этот ад-

рес отражает условный номер полюса ротора, он формируется на информационных выходах счетчика адреса СЧА, на вход которого подаются импульсы с ГСИ. Один раз за оборот ротора при прохождении метки вала мимо ДМВ счетчик обнуляется по шине сброса, после чего счет начинается снова, и цикл повторяется. В ОЗУ, таким образом, хранится информация о зазорах для всех n полюсов ротора за последний его оборот, причем она привязана к номеру полюса и может быть считана с помощью устройства индикации одновременно с номером полюса. С выхода ОЗУ информация обо всех зазорах может вводиться также в ЭВМ для более глубокого анализа состояния машины (вычисление среднего зазора, построение огибающей полюсов ротора, определение тенденции изменения зазоров с течением времени и т.д.). Если по окружности статора ГГ установить несколько ЕД с аналогичными системами, то использование и обработка в ЭВМ данных со всех датчиков позволит судить не только о дефектах ротора (эксцентриситет, перекос), но и о деформациях статора ГГ (отклонение формы рас-точки от окружности, сдвиг отдельных секторов статора и т.п.) [2].

Несколько слов о компонентах описанной блок-схемы. Большая часть из них не имеет каких-либо особенностей (АЦП, ОЗУ, СЧА, УВХ). Датчик метки вала ДМВ может быть применен любой – на основе оптического, вихретокового, магнитного, емкостного и т.д. принципа действия. Не совсем тривиальным узлом в данной системе является генератор синхронных строб-импульсов. Рассмотрим некоторые возможные варианты его построения.

Наиболее просто ГСИ может быть выполнен в том случае, если систему контроля воздушного зазора предполагается использовать на работающем в штатном режиме генераторе. При этом для формирования строб-импульсов логично использовать синусоидальное напряжение промышленной частоты, вырабатываемое данным генератором. Блок-схема ГСИ показана на рис. 5. Напряжение $U_{ген}$ с

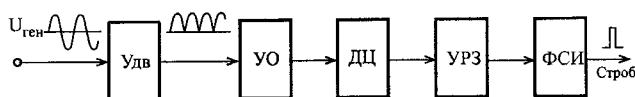


Рис. 5

обмотки статора машины через понижающий трансформатор или другое устройство с Гальванической развязкой входа и выхода подается вначале на удвоитель частоты $U_{дв}$, например, на основе двухполупериодного выпрямителя, а затем на усилитель-ограничитель УО. Из полученного сигнала двойной частоты (в номинале – 100 Гц) с помощью дифференцирующей цепочки ДЦ формируются корот-

кие импульсы, следующие с частотой n имп/с. Через узел регулируемой задержки УРЗ эти импульсы проходят на формирователь строб-импульсов ФСИ и далее на УВХ и СЧА (рис. 4). Узел регулируемой задержки необходим для того, чтобы точно совместить временное положение строб-импульса с моментом прохождения середины полюса ротора мимо активного электрода емкостного датчика ЕД. В большинстве случаев, при постоянной скорости вращения ротора, регулировка задержки требуется один раз при настройке системы. В особых случаях может потребоваться коррекция величины задержки в процессе эксплуатации, например, при изменении режима работы машины. Автоматическая коррекция временного положения строб-импульса может быть выполнена, в частности, на основе использования информации о частоте вращения ротора, с помощью системы поиска минимального значения величины $U_{вз}$ внутри каждого периода этого напряжения или иным образом. Подробно этот вопрос в данной статье не рассматривается.

В тех случаях, когда необходимо контролировать полюсные зазоры при произвольных скоростях вращения ротора машины (в том числе, при так называемых разгонных режимах) и/или при от-

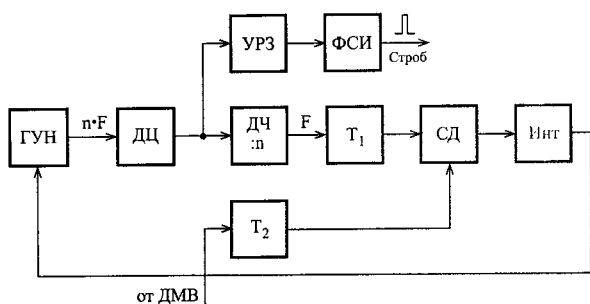


Рис. 6

сутствии возбуждения ротора, когда в обмотках статора контролируемой машины практически отсутствует напряжение, генератор ГСИ необходимо строить по более сложной схеме. Источником опорной частоты при этом может быть только датчик метки вала ДМВ, однако частота его импульсов в n раз меньше частоты прохождения полюсов мимо емкостного датчика зазора. Для формирования сигнала необходимой частоты, жестко привязанного по фазе к временному положению метки вала, может быть использован известный принцип фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ). Блок-схема ГСИ (рис. 6) включает в себя генератор,

управляемый напряжением (ГУН); дифференцирующую цепь ДЦ; делитель частоты ДЧ; два триггера со счетными входами T_1 и T_2 ; синхронный детектор СД; интегрирующее звено Инт; узел регулируемой задержки УРЗ и формирователь строб-импульсов ФСИ.

Импульсы с частотой выходного напряжения ГУН, полученные после ДЦ, направляются через узел задержки УРЗ на формирователь ФСИ аналогично тому, как это осуществляется в описанной выше схеме рис. 5. Одновременно импульсы с ДЦ через делитель частоты ДЧ с коэффициентом деления n (например, счетчик импульсов с модулем n) поступают на счетный вход триггера T_1 . Импульсы от ДМВ подаются на счетный вход аналогичного триггера T_2 . С выходов триггеров прямоугольные напряжения (меандры) с частотой в два раза ниже частоты F вращения ротора машины поступают на два входа (основной и опорный) синхронного детектора СД. С его выхода постоянная составляющая напряжения через интегрирующее звено Инт подается на вход управления частотой ГУН. После вхождения системы ФАПЧ в режим захвата на обоих входах СД частоты сигналов будут равны, при этом частота ГУН будет синхронизирована с точностью до фазы с частотой прохождения полюсов машины мимо ЕД.

Формирователи строб-импульсов ФСИ в обеих описанных схемах (рис. 5 и рис. 6) должны генерировать короткий прямоугольный импульс длительностью $t_{стр}$, намного меньшей времени прохождения условно-плоской части полюса ротора машины мимо ЕД, т.е. $t_{стр} \ll 1/(2nF)$.

Например, если в рабочем режиме частота вращения ротора $F \approx 1$ об/с, $n \approx 100$, откуда $1/(2nF) = 5$ мс, то $t_{стр}$ должно измеряться десятками микросекунд – долями миллисекунды.

В заключение следует заметить, что для нормальной работы описанных систем контроля зазора в динамике (на работающей машине) вторичный преобразователь емкостного датчика должен обладать достаточным быстродействием. Его можно оценить временем установления выходного напряжения $U_{вз}$, которое не должно превышать $1/3$ – $1/5$ четверти периода частоты nF , т.е. в штатном режиме работы машины время установления должно быть не более 1–2 мс.

1. *Гриневиц Ф.Б., Новик А.И.* Измерительные компенсационно-мостовые устройства с емкостными датчиками. – Киев: Наук. думка, 1987. – 112 с.
2. *Левицкий А.С.* Методи та прилади автоматичного вимірювання повітряного зазору в гідрогенераторах // Гідроенергетика України. – 2007. – №4. – С. 29–35.
3. *Левицкий А.С., Новик А.И.* Емкостный датчик измерителя воздушного зазора в гидрогенераторах // Техн. электродинамика. – 2008. – №2. – С. 68–71.
4. *Новик А.И.* Перспективы использования преобразователей с емкостными датчиками для измерения диагностических параметров в энергомашинах // Праці Інституту електродинаміки НАН України. Зб. наук. праць. – 2008. – Вип. 20. – С. 76–77.
5. *Mikalauskas R., Volkovas V.* Air gap modeling and control possibilities in rotary systems // Ultragarsas. – 2003. – №.1(46). – P. 7 – 11.
6. *Pollock G.B., Lyles I.F.* Vertical hydraulic generators experience with dynamic air gap monitoring // IEEE Transactions on Energy Conversion. – 1992. – № 4. – Vol. 7. – P. 680–688.
7. *Патент України № 86524, МПК G01B 7/14, G01R 27/26.* Спосіб вимірювання повітряного зазору між статором і ротором в гідрогенераторі та пристрій для його реалізації // С.І.Поташник, К.В.Вошинський, О.П.Грубой, А.С.Левицкий, Є.Ю.Неболюбов, А.І.Новік, Г.М.Федоренко, А.К.Шофул. Заявлено 09.11.2007. Опубл. 27.04.2009. Бюл. № 8.

Надійшла 12.05.2009

И.А.Брагинец, канд.техн.наук, Е.А.Зайцев, А.Г.Кононенко, канд.техн.наук, Ю.А.Масюренко, канд.техн.наук, А.Д.Ниженский, докт.техн.наук (Ин-т электродинамики НАН Украины, Киев)

ФАЗОВО-ЧАСТОТНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ДАЛЬНОМЕРЫ С ТРЕУГОЛЬНЫМ ЗАКОНОМ ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИИ

Рассмотрен принцип работы фазово-частотного лазерного измерителя расстояния, в котором частота модуляции оптического излучения изменяется по треугольному закону. Предложена методика повышения точности измерения частоты выходной величины фазово-частотной системы и в соответствии с этим определены погрешности измерения расстояния. Оценена также случайная погрешность измерения расстояния, обусловленная действием шумов.

Розглянуто принцип роботи фазово-частотного лазерного вимірювача відстані, в якому частота модуляції оптичного випромінювання змінюється за трикутним законом. Запропоновано методику підвищення точності вимірювання частоти вихідної величини фазово-частотної системи та у відповідності з цим визначено похибки вимірювання відстані. Оцінено також випадкову похибку вимірювання відстані, обумовлену дією шумів.

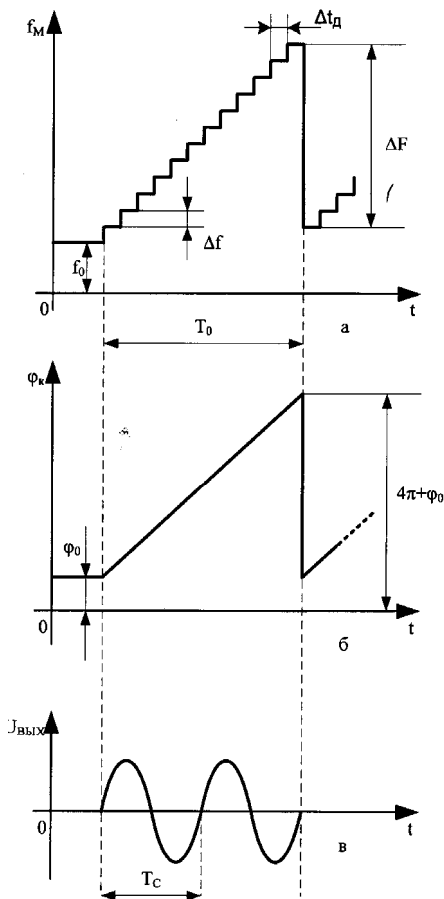


Рис. 1

значение ω_c , можно найти значение измеряемого расстояния L . Структурная схема прибора, реализующая описанный выше фазово-частотный метод измерения расстояния, и описание ее работы представлены в [2].

Перспективным направлением расширения сферы использования и улучшения метрологических характеристик фазовых лазерных дальномеров является применение фазово-частотного метода измерения расстояний [1,2]. В этом случае значение частоты модуляции f_M светового излучения, направляемого на контролируемый объект, не является постоянным, а изменяется по линейному закону в течение определенного временного цикла. Кумулятивный фазовый сдвиг (φ_k) огибающей принятого оптического сигнала [2]

$$\varphi_k = 2\pi L / \lambda_s, \quad (1)$$

где L – измеряемое расстояние; λ_s – эквивалентная длина волны модулирующего напряжения, $\lambda_s = c / 2f_M$ (c – скорость света).

Преобразовательные процессы в устройствах такого типа иллюстрируются на рис. 1, а, б, в, где приняты следующие обозначения: f_0 – начальное значение частоты модуляции; Δf – приращение частоты модуляции за один временной цикл преобразований T_0 ; φ_0 – начальный фазовый сдвиг. Реально приращение частоты модуляции осуществляется ступенчато с шагом Δf через временной интервал Δt_d (рис. 1, а). Тогда текущее значение частоты модуляции можно представить в виде

$$f_M(i) = f_0 + i\Delta f, \quad (2)$$

где i – целое число, $i = 1 \dots i_M$. В свою очередь $i_M = T_0 / \Delta t_d$.

В соответствии с [2] нормированная по амплитуде выходная величина устройства, работающего по описанному выше закону изменения частоты модуляции, определяется выражением

$$U(i) = \sin \varphi_k = \sin(\omega_c i + \varphi_0), \quad (3)$$

где ω_c – угловая частота, $\omega_c = 4\pi L \Delta f / c$. Таким образом, оценив

В [2] в качестве примера рассмотрены преобразовательные процессы при значениях измеряемого расстояния, близких к 4 м. При этом приняты следующие числовые данные параметров преобразования: $f_0 = 25$ МГц, $\Delta F = 75$ МГц, $T_0 = 40$ мс, $\Delta t_d = 200$ мкс, $i_m = T_0/\Delta t_d = 200$. Для упрощения дальнейшего рассмотрения принимаем $\varphi_0 = 0$. Тогда в соответствии с (1) за временной интервал T_0 кумулятивный фазовый сдвиг увеличивается на 4π радиан (рис. 1, б), что приводит, как видно из (3), к возникновению гармонических колебаний с периодом $T_c = T_0/2$ (рис. 1, в).

Используя полученные в [2] результаты вычислений при заданных значениях параметров преобразования, кумулятивный фазовый сдвиг можно представить в виде

$$\varphi_k(i) = \frac{L}{L_0} \cdot \frac{2\pi\beta}{400} \cdot i, \quad (4)$$

где $1 \leq i \leq 200$; β ($0,5 < \beta < 1,0$) – коэффициент, характеризующий максимальное значение частоты модуляции при измерении расстояний в диапазоне их значений, $f_{m \max} = \beta \cdot 100$ МГц; L_0 – постоянный коэффициент, $L_0 = 1$ м. При значениях расстояния, кратных 4 м, значение β принимается равным 1,0 [2]. Так, например, при $L = 4$ м кумулятивный фазовый сдвиг равен

$$\varphi_k(i) = 2\pi \cdot i/100, \quad (5)$$

а выходная величина системы

$$U(i) = \sin 2\pi \cdot i/100. \quad (6)$$

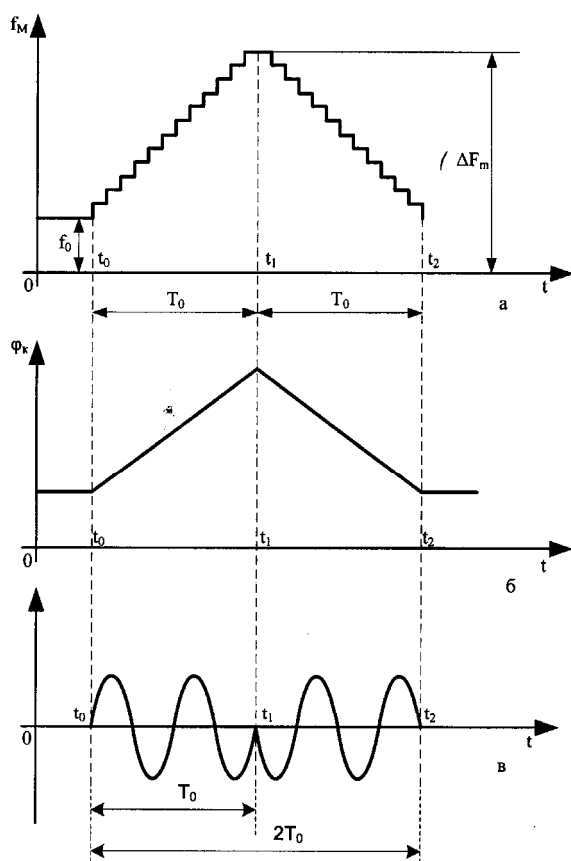


Рис. 2

Действительное значение частоты сигнала $U(i)$, пропорциональной измеряемому расстоянию, оценивается с учетом частоты дискретизации $f_d = 1/\Delta t_d$. Максимальное значение последней определяется постоянной времени фильтра нижних частот, включенного на выходе синхронного детектора устройства [2]. С учетом выбранных в нашем примере значений параметров преобразования $f_d = 5$ кГц. Поскольку в соответствии с (6) одному периоду сигнала $U(i)$ соответствует 100 выборок мгновенных значений нормированной амплитуды сигнала на выходе фазового детектора [2], то частота выходного сигнала системы $U(i)$ в данном случае ($L = 4$ м) равна $f_c = 1/\Delta t_d \cdot 100 = 50$ Гц.

Определенными преимуществами по сравнению с фазово-частотными измерителями расстояния, в которых реализуется описанный выше линейный закон изменения частоты модуляции, обладают предложенные устройства с треугольным законом частотной модуляции (рис. 2). Упрощенная структурная схема такого прибора показана на рис. 3, где приняты следующие обозначения: ПЛИ – полупроводниковый лазерный излучатель; ПЗ – полупрозрачное зеркало; О – объектив; КО – контролируемый объект; ПГ – перестраиваемый по частоте генератор модуляционного напряжения; ПГт – перестраиваемый по частоте гетеродин; ФП – фотоприемник; ИКС – измеритель квадратурных составляющих исследуемого сигнала (А1 и А2); Инт – интерфейс; ПК – персональный компьютер. Цикл преобразования состоит из двух тактов. В 1-ом такте частота модуляции за временной интервал T_0 (от момента времени t_0 до момента времени t_1) увеличивается дискретно от начального значения f_0 до максимального значения ΔF_m (рис. 2, а). Это осуществляется за счет перестраиваемого кодом генератора модуляционного напряжения ПГ.

Модулированное по интенсивности и частоте световое излучение ПЛИ через полупрозрачное зеркало ПЗ и объектив О направляется на контролируемый объект КО. Отразившись от КО, световое излучение с помощью О и ПЗ попадает на вход фотоприемника ФП. С выхода ФП электрический сигнал подается на один из входов ИКС. На второй вход ИКС поступает сигнал с выхода ПГт, который

перестраивается по частоте синхронно с ПГ. На каждой частоте модуляции с помощью ИКС определяются квадратурные составляющие выходного сигнала фотоприемника $A1(i)$ и $A2(i)$. Эти данные посредством интерфейса Инт передаются в память ПК, с помощью которого на каждой частоте модуляции вычисляется фазовый сдвиг

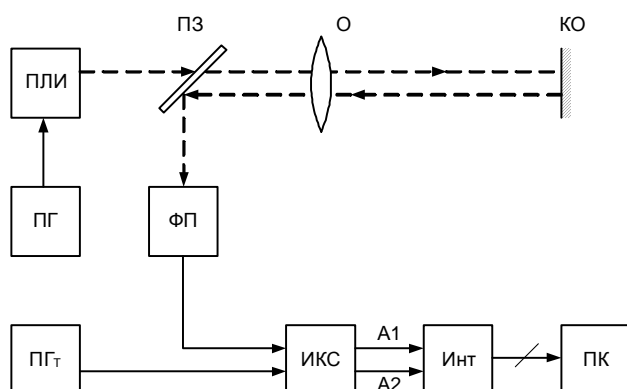


Рис. 3

уменьшается от значения ΔF_m до значения f_0 (рис. 2, а). В этом случае кумулятивный фазовый сдвиг можно представить в виде

$$\varphi_{к2}(i) = 2\pi \cdot (2i_m - i)/100, \quad (10)$$

где $i_m \leq i \leq 2i_m$ ($i_m = 200$).

Фаза выходного сигнала системы во 2-ом такте, когда имеет место уменьшение частоты модуляции, в момент времени t_1 изменяется на 180° (рис. 2, в). В этом случае выходная величина системы определяется выражением

$$U2(i) = \sin[\varphi_{к2}(i) - \pi] = \sin[2\pi(2i_m - i)/100 - \pi]. \quad (11)$$

Частоты выходных сигналов (9) и (11), полученных в результате преобразований в 1-ом и во 2-ом тактах, одинаковы, а фазы отличаются. Исходя из принципа работы фазово-частотных измерительных систем [2], оценка частоты $U1(i)$ и $U2(i)$, пропорциональной измеряемому расстоянию, осуществляется в несколько этапов. В начале на основании полученных данных о фазовых сдвигах на фиксированных частотах модуляции осуществляется дискретное преобразование Фурье и "грубо" определяется частота исследуемого сигнала. При этом ее окончательное значение оценивается по результатам измерения в 2-х тактах работы устройства. Затем, в зависимости от измеряемого расстояния и с учетом полученного "грубого" значения частоты выходной величины системы, устанавливается диапазон изменения частоты модуляции лазерного излучения и число выборок мгновенных значений исследуемого сигнала в каждом из тактов работы системы (в диапазоне 160...200). Критерием здесь является кратность отношения значения периода исследуемого сигнала и числа выборок [2]. Точное значение частоты этого сигнала определяется в результате подстройки частоты ортогональных опорных напряжений цифрового преобразования Гильберта [2]. При этом корректирующее воздействие формируется по значению разности фазовых сдвигов, определяемых при различных временах осреднения выборок мгновенных значений выходного сигнала системы [2]. Применительно к рассматриваемому случаю это интервалы времени T_0 и $2T_0$ (рис. 2, в). Отметим, что при оценке фазового сдвига в течение интервала времени от момента t_1 до момента t_2 (рис. 2, в) фазовый сдвиг опорных ортогональных напряжений в момент времени t_1 изменяется на 180° .

Важным фактором, влияющим на конечную точность измерения частоты выходной величины фазово-частотной измерительной системы, а, следовательно, и расстояния, является погрешность "грубого" (предварительного) измерения указанной частоты. При треугольном законе изменения частоты модуляции погрешность в значении измеряемой частоты $\pm 2\%$ приводит к дополнительной погрешности измерения $\Delta L=2$ мм. Для уменьшения этой дополнительной погрешности в [3] предложена методика предварительной оценки частоты выходной величины системы, заключающаяся в нахождении центра симметрии кривой $A(f)$, построенной в результате интерполяции участков между

$$\varphi(i) = \arctg \frac{A1(i)}{A2(i)}. \quad (7)$$

Кумулятивный фазовый сдвиг с учетом ранее выбранных численных значений параметров преобразования в течение 1-го такта в соответствии с (5) равен

$$\varphi_{к1}(i) = 2\pi \cdot i/100, \quad (8)$$

где $1 \leq i \leq 200$, а выходная величина системы на основании (6) определяется выражением

$$U1(i) = \sin \varphi_{к1}(i) = \sin \frac{2\pi i}{100}. \quad (9)$$

В течение 2-го такта измерительного процесса, который следует сразу по окончании 1-го такта, частота модуляции за временной интервал T_0 (от момента времени t_1 до момента времени t_2)

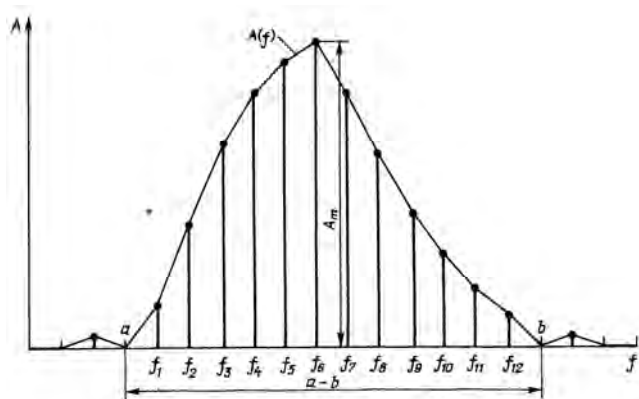


Рис. 4

значениями амплитуд полученного в результате преобразования Фурье дискретного спектра исследуемого сигнала (рис. 4). При этом центр симметрии кривой $A(f)$ определяется путем использования критерия равенства квадратов площадей левой и правой половин фигуры, ограниченной кривой $A(f)$ и участком "a-b" на оси абсцисс и разделенной линией, представляющей спектральную составляющую с максимальной амплитудой A_m . Окончательное значение частоты в режиме "грубо" вычисляется по расположению на частотной оси линии симметрии указанной фигуры с учетом частотного разрешения при спектральном представлении исследуемого

гармонического сигнала. Установлено, что погрешность предварительного измерения частоты при использовании предложенной методики не превышает 0,25 %, что соответствует погрешности измерения расстояния, равной 0,2 мм (измеряемое расстояние 4 м).

Точность измерения частоты выходной величины системы в режиме "грубо" по описанной выше методике можно повысить, если учесть несимметричность спектральных составляющих с левой и правой сторон относительно спектральной составляющей с амплитудой A_m (рис. 4). Вызванную этим обстоятельством методическую погрешность можно скорректировать для расстояний, кратных одному метру. Соответствующие значения поправок, которые определены путем моделирования преобразовательных процессов в устройстве, представлены в табл. 1, где L_x – измеряемое расстояние, ΔL_x – поправка.

Таблица 1

L_x , м	4	5	6	7	8	9	10	11	12
ΔL_x , м	0,01693	0,01733	0,0186	0,2052	0,02277	0,0252	0,02773	0,03031	0,03292
L_x , м	13	14	15	16	17	18	19	20	
ΔL_x , м	0,03556	0,03821	0,04087	0,04353	0,04619	0,0489	0,05152	0,05418	

При использовании предложенной коррекции имеет место "остаточная" погрешность, если измеряемое расстояние не кратно одному метру. Оценим эту погрешность, моделируя преобразовательные процессы при измерении расстояний в диапазонах $L_x = 4...5$ м, $L_x = 19...20$ м и $L_x = 100...101$ м. Результаты моделирования при измерении расстояний $L_x = 4...5$ м приведены в табл. 2, где $(\Delta L_x)'$ – погрешность измерения с учетом поправки $\Delta L_x = 0,01693$ м.

Таблица 2

L_x , м	$(\Delta L_x)'$, м	$(\Delta L_x)'/L_x$
4,1	$-6,888 \cdot 10^{-3}$	$-1,68 \cdot 10^{-3}$
4,2	$-7,65 \cdot 10^{-3}$	$-1,82 \cdot 10^{-3}$
4,3	$-4,61 \cdot 10^{-3}$	$-1,07 \cdot 10^{-3}$
4,4	$0,587 \cdot 10^{-3}$	$0,13 \cdot 10^{-3}$
4,5	$6,2 \cdot 10^{-3}$	$1,377 \cdot 10^{-3}$
4,6	$10,89 \cdot 10^{-3}$	$2,36 \cdot 10^{-3}$
4,7	$13,32 \cdot 10^{-3}$	$2,83 \cdot 10^{-3}$
4,8	$12,82 \cdot 10^{-3}$	$2,67 \cdot 10^{-3}$
4,9	$8,45 \cdot 10^{-3}$	$1,724 \cdot 10^{-3}$

На основании данных, приведенных в табл. 2, по соответствующим формулам [4] вычисляем среднеквадратическое отклонение значений $(\Delta L_x)'/L_x$, которое равно $\sigma = 1,623 \cdot 10^{-3}$. Далее с учетом значения σ , характеризующим точность измерения частоты выходной величины системы в режиме "грубо", путем моделирования измерительных процессов определяем погрешность измерения указанной частоты в режиме "точно". Для этого в начале по известной уже методике определяем разность фазовых сдвигов $\Delta\phi$ выходной величины при разных временах осреднения (T_0 и $2T_0$) и установленном отклонении по частоте измеряемого сигнала относительно опорного, равном $\delta = 10^{-3}$. Эта разность составляет $\Delta\phi = 6,15697 \cdot 10^{-3}$. Затем определяем разность фазовых сдвигов при установлении отклонения частоты, равном σ , для обоих сигналов (измерительного и опорного). В этом случае разность фазовых сдвигов равна $(\Delta\phi)' = 1,7371 \cdot 10^{-4}$, что соответствует относительной погрешности измерения частоты выходного сигнала в режиме "точно"

$\delta' = \frac{\delta}{\Delta\varphi} \cdot (\Delta\varphi)' = 2,82 \cdot 10^{-5}$. Тогда в конечном итоге абсолютная погрешность измерения расстояния в

диапазоне $L_x = 4 \dots 5$ м составляет $(\Delta L_x)' = \delta' \cdot L_x \approx 0,11 \dots 0,14$ мм.

Результаты моделирования при измерении расстояний в диапазонах $L_x = 19 \dots 20$ м и $L_x = 100 \dots 101$ м приведены в табл. 3 и 4, а вычисленные по описанному выше способу погрешности измерения расстояния $(\Delta L_x)''$ примерно равны 0,12 мм и 0,3 мм.

Полученные результаты исследований по оценке погрешности измерения частоты выходной величины системы, зависящей от кратности отношения времени наблюдения (количества выборок) и периода исследуемого сигнала, не отражают влияние шумов на преобразовательные процессы в системе. Поэтому путем моделирования была определена случайная погрешность фазово-частотных систем измерения расстояний с треугольным законом изменения частоты модуляции оптического излучения, обусловленная действием шумов. При этом было принято, что отношение сигнал-шум составляет 100, а оценка случайной погрешности проводилась при числе осреднений, равном 400. В результате моделирования установлено, что среднеквадратическое значение случайной погрешности измерения расстояния равно 0,4 мм. В рассмотренных ранее устройствах с линейным законом изменения частоты модуляции при тех же принятых условиях значение этой погрешности составляет примерно 0,66 мм.

Таблица 3

L_x , м	$(\Delta L_x)'$, м	$(\Delta L_x)''/L_x$
19,1	$-4,743 \cdot 10^{-3}$	$-2,482 \cdot 10^{-4}$
19,2	$-5,405 \cdot 10^{-3}$	$-2,815 \cdot 10^{-4}$
19,3	$-3,22 \cdot 10^{-3}$	$-1,668 \cdot 10^{-4}$
19,4	$0,625 \cdot 10^{-3}$	$0,322 \cdot 10^{-4}$
19,5	$5,032 \cdot 10^{-3}$	$2,581 \cdot 10^{-4}$
19,6	$8,89 \cdot 10^{-3}$	$4,536 \cdot 10^{-4}$
19,7	$11,1 \cdot 10^{-3}$	$5,635 \cdot 10^{-4}$
19,8	$10,5 \cdot 10^{-3}$	$5,303 \cdot 10^{-4}$
19,9	$5,85 \cdot 10^{-3}$	$2,94 \cdot 10^{-4}$

Таблица 4

L_x , м	$(\Delta L_x)'$, м	$(\Delta L_x)''/L_x$
100,1	$2,204 \cdot 10^{-3}$	$2,2 \cdot 10^{-5}$
100,2	$6,063 \cdot 10^{-3}$	$6,05 \cdot 10^{-5}$
100,3	$10,46 \cdot 10^{-3}$	$-1,04 \cdot 10^{-4}$
100,4	$14,31 \cdot 10^{-3}$	$1,425 \cdot 10^{-4}$
100,5	$16,48 \cdot 10^{-3}$	$1,64 \cdot 10^{-4}$
100,6	$15,83 \cdot 10^{-3}$	$1,573 \cdot 10^{-4}$
100,7	$11,11 \cdot 10^{-3}$	$1,103 \cdot 10^{-4}$
100,8	$0,956 \cdot 10^{-3}$	$9,5 \cdot 10^{-6}$
100,9	$-16,5 \cdot 10^{-3}$	$1,635 \cdot 10^{-4}$

Проведенные исследования фазово-частотных систем измерения расстояний с линейным и треугольным законами изменения частоты модуляции лазерного излучения позволяют сделать следующие **выводы**. В системах с треугольным законом частотной модуляции точность измерения частоты выходной величины в режиме "грубо" выше за счет оценки спектральных составляющих в каждом из тактов

работы устройства. Вместе с использованием предложенной методики, учитывающей при оценке частоты "грубо" несимметричность спектральных составляющих выходного сигнала, это дает возможность в конечном итоге уменьшить погрешность измерения расстояния. Применение треугольного закона изменения частоты модуляции позволяет также по сравнению с линейным законом при том же времени измерения уменьшить примерно в 1,6 раза случайную погрешность из-за влияния широкополосных шумов. Кроме того, изменение во 2-ом такте работы предложенного устройства фазового сдвига опорных квадратурных составляющих на 180° позволяет уменьшить влияние "гармонических" помех промышленной частоты на результаты измерения фазовых сдвигов. Это обстоятельство дополнительно подтверждает целесообразность применения модуляции частоты лазерного излучения по треугольному закону.

1. Брагинец И.А., Кононенко А.Г., Масюренко Ю.А., Ниженский А.Д. Применение фазово-частотного метода измерения расстояний в лазерной дальнометрии // Техн. електродинаміка. – 2004. – № 6. – С. 56–59.

2. Зайцев Е.А., Кононенко А.Г., Масюренко Ю.А., Ниженский А.Д., Латенко В.И., Орнатский И.А. Особенности применения фазово-частотного метода в лазерной дальнометрии // Техн. електродинаміка. – 2008. – № 6. – С. 65–70.

3. Зайцев Е.А., Кононенко А.Г., Масюренко Ю.А., Ниженский А.Д., Латенко В.И., Орнатский И.А. Специфические погрешности фазово-частотных лазерных измерителей расстояния // Техн. електродинаміка. – 2009. – № 3. – С. 50–54.

4. Орнатский П.П. Теоретические основы информационно-измерительной техники. – К.: Вища школа, 1976. – 432 с.

Надійшла 02.07.09

ABSTRACTS

Theoretical electrical engineering and electrophysics

SHYDLOVSKA N.A., SAMOILENKO V.G., KRAVCHENKO O.P. (Kyiv) **Analysis of the nonlinear discharging circuits operating in near-resonance conditions.** The article is dedicated to the analysis of peculiarities of processes in the nonlinear discharging circuits operating in near-resonance conditions in relation to the circuit unit being nonlinear.

ROSOV V.Y., ASSUIROV D.A., DAVYDOV A.A. (Kharkiv) **Methods of forming feedback signals in closed-loop control systems of the magnetic field of technical objects under the influence of external sources of the magnetic field.** Methods of forming feedback signals in closed-loop control systems of the magnetic field of technical objects are offered. These methods provide higher control accuracy due to minimization of magnetic field disturbance on control system produced by external sources.

KUZNETSOV V.H. (Kyiv), HASHIMOV A.M., KURBANOV E.D. (Baku) **Analysis of the structure of nanosecond streamer discharge by electrography method.** The article is dedicated to analysis of influence of dielectric plates, placed parallel to discharge gap, on formation and structure of nanosecond streamer discharge in electrode system "rod-plate". The change of electric characteristics of pulsed discharge, geometric parameters of streamer channel and streamer heads on different distance between dielectric plate and corona electrode and in relation to dielectric parameters is shown in the article. The static photographs and structure electrograms of pulsed discharge are given. It is also determined that the branching of streamer channel occurs both along field line and in radial direction in the result of displacement of the maximum intensity field point with small curve radius sideways to dielectric plate.

BESPROSVANNYKH A.V. (Kharkiv) **Physical interpretation of the curves of stress-strain voltage a basis the equivalent circuits of inhomogeneous dielectric.** In the article it is offered to mark three stress-strain curve parameters, used for assessment of insulation: the amplitude, the maximum point and the self-discharge time constant. The critical levels of these parameters for cables with paper-oil insulation are determined.

Electromechanical energy conversion

PETUKHOV I.S., REKSTINA L.V. (Kyiv) **Method of calculation of losses in external leakage fluxes in constructional parts of displacement electrical machines.** The modelling of eddy currents in thin conducting coating being excited by rotating magnetic field is carried out. It is offered to model such coating by resistor matrix. The error estimation in calculation of losses in coating on condition that the influence of self-magnetic current field in network model is neglected.

BURBELO M.Y., KRAVETS O.M. (Vinnytsia) **Measurement algorithms of asynchronous motors electrical parameters.** The article justifies the possibility of measurement accuracy increase of asynchronous motors parameters in vector control systems. In the article it is analysed that by realisation of digital semibalanced measuring channels the internal invisible variables (flux linkage derivative and flux linkage) of asynchronous motor can be practically used as information-bearing parameters of equilibration system thus providing control loop separability.

Electric power systems and installations

PENTEGOV I.V., RYMAR S.V. (Kyiv), BEZRUCHKO V.M. (Chernihiv) **Calculation and comparison of inductances of zero-sequence current flow circuits in autotransformer filters.** The methods of calculation of inductances of zero-sequence current flow circuits in autotransformer filters by conductor bifilar and centric winding are considered. The comparison of inductances is drawn and recommendations for use of processes of manufacturing of zero-sequence current filter windings are stated in the article.

IVANKOV V.F., BASOVA A.V. (Zaporizhzhya), KHIMIUK I.V., KOKOSHYN S.S. (Kyiv), IVANKOV V.O. (Vinnytsia) **Calculation of magnetic field, losses and heating in pressing plate and electro-static screen on transformer and shunt reactor limb.** The practices of calculation of magnetic field, eddy currents, losses and heating in conduction bands of pressing plate and electrostatic screens, placed on transformer and shunt reactor core limbs are considered. In terms of maximum surface losses the evaluation of heating on vertical screen band edges is carried out. By consideration of problem analysis both analytical methods and special procedures of numerical analysis by the finite-element method with the use of ANSYS software are applied.

Electrotechnological complexes and systems

VOVCHENKO A.I., DYVAK N.P., TERTYLOV R.V. (Nikolaev) **Optimization of the electrohydro-pulsed technologies and choosing of appropriate modes of power sources.** The method of optimization of the electro-hydro-pulsed technologies and choosing of appropriate modes of high-capacity power sources based on the decisions of the inverse problems is developed. A mathematical model for the synthesis of high-capacity power sources implementing specific electro-hydro-pulsed technologies is offered. The results of calculation are presented.

DRESHPAK N.S. (Dnipropetrovsk) **Modes of inductive heating of cylindrical details connected by an interference fit.** The current frequency value of induction-heating installation for dismantling of cylindrical details connected by an interference fit is substantiated. The parameters of magnetic field that meet a mode for interference liquidation of the fit are determined.

Information-measuring systems in power engineering

NOVYK A.I., LEVYTSKY A.S., NEBOLIUBOV E.Y. (Kyiv) **Air-gap control in high-powered hydrogenerators within operation processes.** Measurement system integration and air-gap distance detection between rotor poles and hydrogenerator stator when the machine rotor rotates are described. The principal part of system is the capacitance-based gap sensor developed by the authors.

BRAHYNETS I.A., ZAITSEV E.A., KONONENKO A.H., MASIURENKO Y.A., NIZHENSKY A.D. (Kyiv) **Phase-frequency laser distometers with triangular law of frequency modulation.** The principle of operation of phase-frequency laser distometer with modulation frequency of optical radiation changing according to triangular law is considered. The method of measurement accuracy increase of output value frequency in the phase-frequency system is offered. On this basis distance measurement errors are determined. Random distance measurement error caused by noise addition is also evaluated.