



ISSN 1607-7970
E-ISSN 2218-1903

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

№4
2025

РЕДАКЦІЙНА КОЛЕГІЯ*

Кириленко О.В. головний редактор,
академік НАН України
Шидловський А.К. академік НАН України
Блінов І.В. докт.техн.наук
Буткевич О.Ф. заступник головного
редактора, професор
академік НАН України
Жаркін А.Ф. докт.техн.наук
Кенсицький О.Г. член-кор. НАН України
Кондратенко І.П. член-кор. НАН України,
Кузнецов В.Г. член-кор. НАН України,
Липківський К.О. заступник головного
редактора, професор
професор
член-кор. НАН України
Мазуренко Л.І. академік НАН України
Михальський В.М. докт.техн.наук
Стогній Б.С. член-кор. НАН України
Шаповал І.А. член-кор. НАН України
Шидловська Н.А. член-кор. НАН України
Щерба А.А. докт.техн.наук
Юрченко О.М. відповідальний секретар
Городжа Л.В. канд.техн.наук

EDITORIAL BOARD*

Kyrylenko O.V. Editor-in-Chief,
Member of NAS.Ukraine
Shydlovskiy A.K. Member of NAS Ukraine
Blinov I.V. Dr.Sc. (Eng.)
Butkevych O.F. Deputy Editor-in-Chief, Professor
Zharkin A.F. Member of NAS Ukraine
Kensitskiy O.H. Dr.Sc. (Eng.)
Kondratenko I.P., Corresponding Member of NAS Ukraine
Kuznetsov V.H. Corresponding Member of NAS Ukraine
Lypkivskiy K.O. Deputy Editor-in-Chief,
Professor
Professor
Corresponding Member of NAS Ukraine
Mazurenko L.I. Member of NAS Ukraine
Mykhaskyi V.M. Dr.Sc. (Eng.)
Stohnii B.S. Corresponding Member of NAS Ukraine
Shapoval I.A. Corresponding Member of NAS Ukraine
Shydlovska N.A. Corresponding Member of NAS Ukraine
Shcherba A.A. Dr.Sc. (Eng.)
Yurchenko O.M. Executive Managing Editor,
Gorodzha L.V. Ph.D.

* Члени редакційної колегії працюють у Інституті електродинаміки НАН України, Київ
Editorial board members work in the Institute of electrodynamics of NAS Ukraine, Kyiv

INTERNATIONAL EDITORIAL BOARD

Kyrylenko O.V. Member of NAS Ukraine, Institute of electrodynamics of NAS Ukraine, Kyiv
Shydlovskiy A.K. Member of NAS Ukraine, Institute of electrodynamics of NAS Ukraine, Kyiv
Hubanski S. Professor, Chalmers University of Technology, Sweden
Zhuikov V.Ya. Professor, National Technical University of Ukraine "Kyiv Polytechnic Institute", Kyiv
Zagirnyak M.V. Professor, The Kremenchuk M.Ostrogradskiy National University, Ukraine
Clare Jon C. Professor, The University of Nottingham, Great Britain
Kulyk M.M. Member of NAS Ukraine, Institute of General Energy of NAS Ukraine, Kyiv
Oleshchuk V. Professor, Institute of Power Engineering of AS Moldova, Kishinev
Pavlik M. Member of NAS Ukraine, Technical University of Lodz, Poland
Peresada S.M. Professor, National Technical University of Ukraine "Kyiv Polytechnic Institute", Kyiv
Pivniak H.H. Member of NAS Ukraine, National Mining University, Dnipropetrovsk, Ukraine
Rozov V.Yu. Professor, corresponding member of NAS of Ukraine,
Anatolii Pidhornyi Institute of Power Machines and Systems of NAS of Ukraine,
Kharkiv, Ukraine
Rossi K. Professor, The University of Bologna, Italy
Sokol Ye.I. Corresponding Member of NAS Ukraine, National Technical University "Kharkiv Polytechnical
Institute", Ukraine, Kharkiv
Stakhiv P.H. Professor, National University "Lviv Polytechnica", Ukraine, Lviv
Strzelecki R. Professor, Gdansk University of Technology, Poland
Vasko P.F. Dr.Sc. (Eng.), Institute of Renewable energy of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

Журнал "Технічна електродинаміка" включено до Переліку наукових фахових видань України категорія «А», представлений у загальнодержавній реферативній базі даних "УКРАЇНІКА НАУКОВА" та у міжнародних наукометричних базах даних SCOPUS, COMPENDEX, EBSCO, PROQUEST, CROSSREF, INDEX COPERNICUS, DOAJ.

Адреса редакції:

03057, м. Київ, проспект Берестейський, 56,
Інститут електродинаміки НАН України.

Тел. (044) 366 26 57. Email: ted@ied.org.ua <https://techned.org.ua>

ЗМІСТ

Теоретична електротехніка та електрофізика

VASETSKY Yu.M. Electrophysical processes of electron avalanche development in air in the device of pulse dielectric barrier discharge	3
ЩЕРБА А.А., ПОДОЛЬЦЕВ О.Д., КУЧЕРЯВА І.М., РОЗІСКУЛОВ С.С., БІЛЯНІН Р.В., АНТОНЕЦЬ Т.Ю. Стійкість силових кабелів в умовах пожежі. Комп'ютерне та експериментальне дослідження.....	20
БЕЗПРОЗВАННИХ Г.В., ГОНТАР Ю.Г., ПУШКАР І.А. Розподілення електростатичного поля у неекраниваних силових кабелях з різною конфігурацією струмопровідних жил.....	29

Перетворення параметрів електричної енергії

БОЙКО В.С. Підвищення ефективності використання конденсаторів комутуючої ланки двомостового компенсаційного перетворювача за рахунок збільшення частоти струму їхнього перезаряду	42
---	----

Електромеханічне перетворення енергії

КЛЕПІКОВ В.Б., БСЛЯЄВ О.С., ОБРУЧ І.В. Синтез двомасової електромеханічної системи з нейрорегулятором спрощеної структури та нелінійним фрикційним навантаженням.....	51
ТЕРЯЄВ В.І., ЖЕЛІНСЬКИЙ М.М., ПРИЙМАК Б.І., ЗАЙЧЕНКО О.А. Стабілізація системи електромагнітного підвищення методами модального керування та спостереження стану.....	62
ПЕТУХОВ І.С., КІРЕЄВ В.Г., АКІНІН К.П., ІСАЄВ Є.В. Дослідження втрат та обертового моменту безпазового магнітоелектричного двигуна з масивним осердям статора	74

Інформаційно-вимірювальні системи в електроенергетиці

NURUBEYLI T.K., NURUBAYLI Z.K., ISMAYILOV I.M., MAMMADOVA G.N., MUSLUMZADE A.R. Using radio frequency current transformers instead of the Rogowski coils in high voltage rotating equipment	81
---	----

Наші ювіляри

ДО 75-РІЧЧЯ академіка НАН України А.А. ЩЕРБИ	89
ДО 70-РІЧЧЯ члена-кореспондента НАН України І.П. КОНДРАТЕНКО.....	91

Інше

XXIII Міжнародний промисловий форум.....	92
--	----

CONTENTS

Theoretical electrical engineering and electrophysics

VASETSKY Yu.M. Electrophysical processes of electron avalanche development in air in the device of pulse dielectric barrier discharge	3
SHCHERBA A.A., PODOLTSEV O.D., KUCHERIAVA I.M., ROZISKULOV S.S., BELYANIN R.V., ANTONETS T.Yu. Stability of power cables under fire conditions. Computer and experimental study.....	20
BEZPROZVANNYCH G.V., GONTAR Yu.G., PUSHKAR I.A. Electrostatic field in unshielded power cables with different configurations of core	29

Conversion of electric energy parameters

BOIKO V.S. Increasing the efficiency of using capacitors of the commutating link of a two-bridge compensation converter by increasing the frequency of their recharge current.....	42
--	----

Electromechanical energy conversion

KLEPIKOV V.B., BIELIAIEV O.S., OBRUCH I.V. Synthesis of a two-mass electromechanical system with simplified-structure neuroregulator and nonlinear friction load	51
TERIAIEV V.I., ZHELINCKYI M.M., PRYYMAK B.I., ZAICHENKO O.A. Stabilization of the electromagnetic levitation system by methods of modal control and state observation	62
PETUKHOV I.S., KIREYEV V.G., AKININ K.P., ISAEV Ye.V. Research of losses and torque of a slotless magnetoelectric motor with a solid stator core.....	74

Information Measuring Systems in Electric Power Engineering

NURUBEYLI T.K., NURUBAYLI Z.K., ISMAYILOV I.M., MAMMADOVA G.N., MUSLUMZADE A.R. Using radio frequency current transformers instead of the Rogowski coils in high voltage rotating equipment	81
---	----

Our anniversary guests

To the 75th anniversary of the Member of NAS of Ukraine A.A. SHCHERBA.....	89
To the 70th anniversary of Corresponding Member of NAS of Ukraine I.P. KONDRATENKO.....	91

Information

XXIII International Industrial Forum	92
--	----

Науковий редактор К.О. ЛИПКІВСЬКИЙ, О.Ф. БУТКЕВИЧ
Редактори І.О. БРАГИНЕЦЬ, І.М. КУЧЕРЯВА

**ELECTROPHYSICAL PROCESSES OF ELECTRON AVALANCHE DEVELOPMENT IN AIR
IN THE DEVICE OF PULSE DIELECTRIC BARRIER DISCHARGE****Yu.M. Vasetsky*****Institute of Electrodynamics National Academy of Sciences of Ukraine,
Beresteiskyi Ave., 56, Kyiv, 03057, Ukraine.****E-mail: yuriy.vasetsky@gmail.com.**

The purpose of the work is to study the influence of the size of the discharge gap and the time dependence of the increase in the pulsed electric field to the characteristics of the avalanche stage of a pulse dielectric barrier discharge (PDBD) from the beginning of electron drift in increasing electric field, taking into account the threshold nature of the impact ionization process in the gas, the influence of photo-ionization to the enlargement of avalanches, diffusion and electrostatic repulsion of electrons at the head of the avalanche. Computational studies were carried out for the specific electrode system with the dielectric barrier located on the cathode for gas gaps 1–3 mm, voltage pulse with the amplitude of 25 kV and time of its achievement of 50 ns. It is established that after three or four stages, the electric field strength of the avalanche-streamer transition has a value of 80–100 kV/cm, which occurs ~30 ns after the voltage is applied, and weakly depends on the size of the gas gap. For the test experiment with gap of 1.5 mm, such values occur at the moment of reaching the maximum current value. It is determined that the size of the electron avalanche for the given voltage pulse in the PDBD is determined by the process of electron diffusion. It is shown that after applying voltage as a result of the first stage of electron drift, the number of emitted photons capable of generating effective electrons for the further development of the avalanche process strongly depends on the size of the discharge gap. The limits of the discharge gaps with significantly different possibilities to initiate the avalanches at subsequent stages are determined. References 22, figures 9, tables 2.

Key words: pulse dielectric barrier discharge, avalanche-streamer transition, photo-ionization, electric field strength of electron avalanche.

Introduction. Among the numerous applications of electric discharge in gas, studies of the PDBD have become relevant in recent years [1–3]. The qualities of this type of discharge have proven useful in technologies that require sufficiently energetic electrons and their homogeneous distribution with a significant density in the discharge gap. For this purpose, the pulsed electric field with a significant overvoltage is used, which during tens nanoseconds reaches its maximum value in discharge gaps of the millimeter range. Overvoltage in experiments can reach 50% and even 100% and more. Homogeneity of the discharge in the form of electron avalanches and streamers without the formation of separate spark channels is realized when using a dielectric barrier in the form of dielectric plates covering one or both electrodes.

From the point of view of efficiency for technological purposes, pulse barrier discharge is an alternative to other types of discharges used for the same purpose [4]. In particular, it was shown that it is appropriate to introduce devices based on this type of discharge for the generation of ozone and other active radicals in the technologies of processing food products, contaminated water and air [5–7]. Another possible direction is the treatment of metal surfaces with high-energy electrons generated in the discharge to improve the mechanical properties of the surface layer [8, 9].

Successes in experimental research of the PDBD are to a lesser extent supported by theoretical substantiation of the features of electrophysical processes, which is expedient for determining directions of improvement of its characteristics. The complex and multifaceted nature of electrophysical processes in electric

© Vasetsky Yu.M., 2025

* ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-4738-9872>

© Publisher PH “Akadempriodyka” of the National Academy of Sciences of Ukraine, 2025



This is an Open Access article under the CC BY-NC-ND 4.0 license
<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/legalcode.en>

discharge in general and to no less extent in PDBD determines the priority of the experimental direction of work. However, this does not exclude also theoretical research, which goes in parallel with the experiment. In this regard, we note a colossal number of journal publications and a large, but much smaller number of monographic literature. According to the well-known gas discharge researcher Y. Reiser, when it comes to theory, this is not least due to the extremely complex, multifaceted and confusing effects [10]. Therefore, since this article is primarily aimed to obtain an idea of electrophysical processes, references are limited mainly to several literary sources, which provide a sufficient amount of the necessary original literature. These are primarily books that contain information about gas discharges of various types and directly about pulsed discharges [10–16]. For the same reason, the study in the article is limited only to a certain initial stage of the development of a pulsed barrier discharge, which, however, allows us to get an idea not only about the dynamics and characteristics of this stage, but also to obtain practically necessary information.

A feature of the work is the study of a specific electrode system, to which a voltage pulse with a given amplitude and time dependence is applied. Such restrictions correspond to typical values of the parameters of an experimental device that is being developed for the possibility of technological use [17, 18]. In addition, this allows us to limit the scope of the paper and provide an overview of a significant amount of relevant data and performance characteristics of this device. The study of the specific system can simultaneously indicate approaches for a more general study of the PDBD.

The aim of the work is to determine the influence of the size of air gap and the time dependence of the increase in the pulsed electric field to the characteristics of the avalanche stage of the PDBD from the beginning of electron drift in the increasing electric field, taking into account the threshold nature of the impact ionization process in the gas, the influence of photo-ionization to increase in the number of avalanches, diffusion and electrostatic repulsion of electrons until the moment when the conditions for the beginning of the streamer process are reached at the avalanche head.

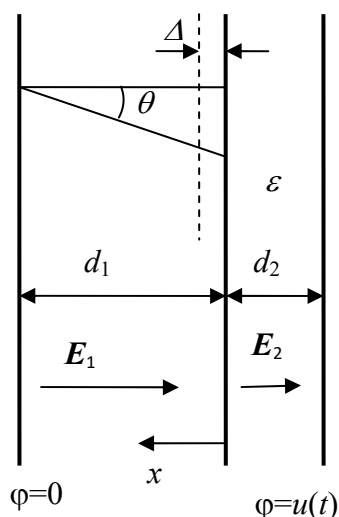


Fig. 1

Problem statement. It is considered the formation of an electric discharge in a flat system of electrodes to which the voltage pulse $u(t)$ is applied. On the surface of the negative polarity electrode (cathode) there is a dielectric barrier in the form of a flat dielectric plate of thickness d_2 with relative dielectric permittivity ε . The discharge is formed in air gap of thickness d_1 at atmospheric pressure $p = 10^5$ Pa (Fig. 1).

The PDBD in the electric discharge installation. Fig. 2, a shows a typical form of the dependences for a single voltage pulse (red curve 1) and current (blue curve 2) in experiments with the PDBD in a system of flat electrodes, to which pulses are applied, repeating at a frequency of 100 Hz [17, 18]. The negative values of voltage and current correspond to the designations of the potentials in Fig. 1 and the choice of the positive direction of the current along the axis x . The presented oscillograms were obtained for electrodes with a diameter of 28 mm and distance $d_1 = 1.5$ mm, the dielectric barrier with thickness of $d_2 = 1$ mm had a relative dielectric permittivity $\varepsilon = 4.74$. The voltage at the initial stage increases very gradually, its change becomes noticeable only starting from the time point $\sim 10\text{--}20$ ns from the beginning of the presented dependences. Without taking into account the almost zero initial stage, the pulse duration until reaching the maximum value is approximately $t_m = 40\text{--}50$ ns. The measurement results in the experimental technological device, where another electrode system is implemented [7], are shown in Fig. 2, b. Here the same characteristic features are observed, in particular, the current reaches its maximum value in modulus at the voltage before it reaches its amplitude value. Here the same characteristic features are observed, in particular, the current reaches its maximum value in modulus at the voltage even before it reaches its amplitude value. A certain difference consists in the existence of an additional local extremum on the decreasing modulus section of the current curve after its maximum value. This circumstance may be due to the nature of the electrophysical processes in the pulsed barrier discharge, and it will be discussed at the end of the article.

In the mathematical model for studying pulsed barrier discharge in the uniform electric field (Fig. 1), the intensity of the external electric field in the gas gap $E_1 = E_0$ (without taking into account the parameters associated with the electric discharge: volume and surface charges, charge transfer current, etc.) is defined as

$$E_0(t) = \frac{u(t)}{d_1 + d_2/\varepsilon}. \quad (1)$$

The maximum value of the pulsed field strength in the example presented in Fig. 2, a is equal to $E_{0\max} \approx 130 \cdot 10^5$ V/m. In comparison, the breakdown voltage for the same air gap in a constant field has a much smaller value $\approx 43 \cdot 10^5$ V/m. The corresponding data based on the results of various authors are given in [11] and shown in Fig. 3. It is significant that the pulsed discharge, depending on the rate of voltage increase and the distance between the electrodes, can occur at a much higher voltage compared to the constant voltage [12].

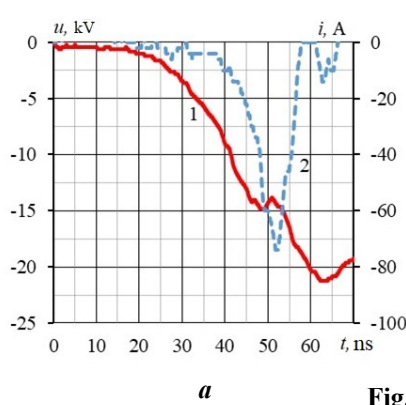
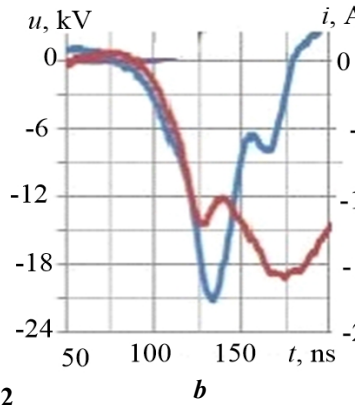


Fig. 2



b

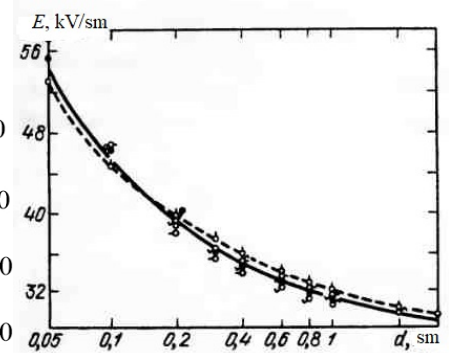


Fig. 3

The current in the discharge gap begins to increase sharply at approximately the same electric field strength as the electric discharge in constant field. The current in this case increases to a maximum value during ~ 10 ns and reaches it at the external field strength of $E_0 \sim 90 \cdot 10^5$ V/m. Then the current decreases and, after a slight surge, takes on a zero value approximately at the time of reaching the maximum voltage value, which is characteristic of the capacitive component of the current. Visually, photographs and high-speed videos show that a homogeneous discharge can be in the form of a homogeneous glow or consist of a significant number of individual luminous filaments [6].

The electric discharge process in the presence of the dielectric barrier cannot end with an electric discharge in the classical sense, in particular: the Townsend mechanism of a pulsed discharge at such significant overvoltage is unlikely [12]; the development of a single spark channel contradicts experimental data, its development is prevented by the presence of a dielectric barrier. On the other hand, the ignition of a discharge at a significant overvoltage may indicate the possibility of the formation of streamers, but as a multi-channel process. Such features necessitate research of the pulsed discharge process in the presence of the dielectric barrier at the cathode, taking into account the specific conditions for applying voltage to the electrode system.

The pulsed electric discharge process, including its avalanche stage, is a multifaceted phenomenon, which includes, in particular, the process of increasing their number as a result of ionization phenomena, electron diffusion, radiation and photo-ionization, excitation of neutral molecules, creation of a volume charge along the entire path of the avalanche, including the special importance of the maximum field of the avalanche head, and many others. In this work, the electric discharge process is analyzed based on the consideration of the development of one avalanche of electrons. Thus, it is assumed that the field strength of the volume charge of all avalanches, including the positive charge of the ion trace, is insignificant compared to the field of the external field of the source. Such consideration makes it possible to focus on the main factor in this case - the achievement of the local field near the avalanche head to the value at which the streamer phase of the process begins.

Processes at the initial stage of applying pulsed voltage. The development of avalanche begins with an initial electron, which, multiplying, turns into electron avalanche drifting in increasing field. The voltage at the initial stage, based on Fig. 2, for estimates we will describe by the power function $u(t) = k(t - t_b)^n$. The value of $t_b \sim (10 - 20) \cdot 10^{-9}$ s can be taken as the beginning of the dependence. The parameter $k(n)$ depends on the degree of the chosen approximation. At $n = 2$ this parameter for the given example is equal

approximately $k \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ V/s}^2$. The drift velocity of electrons in the electric field $v_{ed} = \mu_e E$ is proportional to its mobility μ_e . The mobility value for air at atmospheric pressure is assumed to be independent of the electric field strength $\mu_e \approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ [13]. Then, taking into account (1), the time point $t - t_b$ and the electric field strength E , when the electron has moved a distance $x - x_0$ from the initial point x_0 from the start moment of voltage application, are as follows

$$t_1 - t_b = \left[\frac{(x - x_0)(n+1)(d_1 + d_2/\varepsilon)}{\mu_e k} \right]^{1/(n+1)}. \quad (2)$$

$$E_0(x - x_0) = \left[\frac{(x - x_0)(n+1)}{\mu_e} \right]^{n/(n+1)} \left(\frac{k}{d_1 + d_2/\varepsilon} \right)^{1/(n+1)}. \quad (3)$$

The greatest field strength will be obtained in the case $x - x_0 = d_1$, that is, for an electron that has moved the maximum distance from the dielectric barrier to the opposite electrode. Table 1 shows the maximum electric field strengths E_0 and times $t - t_b$ at the end of the electron motion for different air gaps d_1 at the same voltage value and its dependence on time. Here and in the following we will consider distances in a limited range of values that are more often used in experiments $d_1 = 1 \div 3 \text{ mm}$. Other parameters of the electrode system are left the same as in the experiment, the results of which are shown in Fig. 2, *a*.

Table 1

$d_1, \text{ mm}$	$E, 10^5 \text{ V/m}$	$t - t_b 10^{-9}, \text{ s}$
1.0	39	15
1.5	46	19
2.0	51	24
3.0	59	32

From the data in Table 1 it is clear that at the considered initial stage for small distances the field strength does not reach the values of the electric breakdown. Even for larger distances the strength is still much lower, compared to the field strength, where the current in Fig. 2, *a* reaches a maximum, which indicates a change in the processes in the development of the electric discharge. In addition, when considering the initial stage of the development of the electric discharge phenomenon, it is necessary to take into account the different nature of the dependences on the field strength of the electron drift and the ionization of neutral molecules. The latter, unlike the electron drift, has a threshold nature - ionization occurs only from a certain threshold value of the electric field strength. This value for electronegative gases is determined by the strength when the ionization coefficient begins to exceed the attachment coefficient. For air, the ratio of the field strength to the gas pressure, these coefficients are equal at $E/p \approx (26 - 31) \text{ V}/(\text{m} \cdot \text{Pa})$ [19]. This explains the significant importance of the rate of voltage increase, especially at the initial stage, since here the voltage usually increases over time not linearly, but rather according to a law close to quadratic.

Parameters included in the calculation of processes in the PDBD. Since for calculations it is necessary to take into account the change in voltage at least until the maximum value, we will use an approximation in the form in which for small values of time the dependence repeats the already applied approximation

$$u(t) = U_m \sin^n(\omega t). \quad (4)$$

As an example, Fig. 4, *a* shows the dependences of the change in the electric field strength over time for a number of air gap values d_1 when applying voltage with the amplitude $U_m = -25 \cdot 10^3 \text{ V}$ at $n = 2$, $\omega = \pi \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$, which corresponds to the time of reaching the maximum value $t_m = 50 \cdot 10^{-9} \text{ s}$. The rate of voltage change $\frac{du(t)}{dt} = \omega U_m \sin(2\omega t)$ reaches at $t = \pi/(4\omega)$ the maximum value $\omega U_m = 0.8 \cdot 10^{12} \text{ V/s}$ which is close to the values used in the developed pulsed power sources [17] and in experiments [6].

Starting from the threshold value, the ionization coefficient (number of ionizations when an electron moves over distance 1 m under the action of electric field) increases. For quantitative analysis, we will use the most common approximation of experimental data in the form [12]

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp\left(-\frac{B}{E/p}\right), \quad (5)$$

where the coefficients A and B differ slightly from different authors [10, 12, 14, 20]. For further calculations, the following values [20] in the SI system of units, valid for discharges in air, are used:

$$\begin{aligned} E/p = 15 - 114 \text{ V/(m} \cdot \text{Pa)}: \quad A_1 = 6.46 \text{ 1/(m} \cdot \text{Pa)}, \quad B_1 = 190 \text{ V/(m} \cdot \text{Pa)}; \\ E/p = 114 - 460 \text{ V/(m} \cdot \text{Pa)}: \quad A_2 = 11.1 \text{ 1/(m} \cdot \text{Pa)}, \quad B_2 = 277.4 \text{ V/(m} \cdot \text{Pa)}. \end{aligned} \quad (6)$$

In (5) and (6) the data refer to the effective ionization coefficient, which is the difference between the actual ionization coefficient and the attachment coefficient.

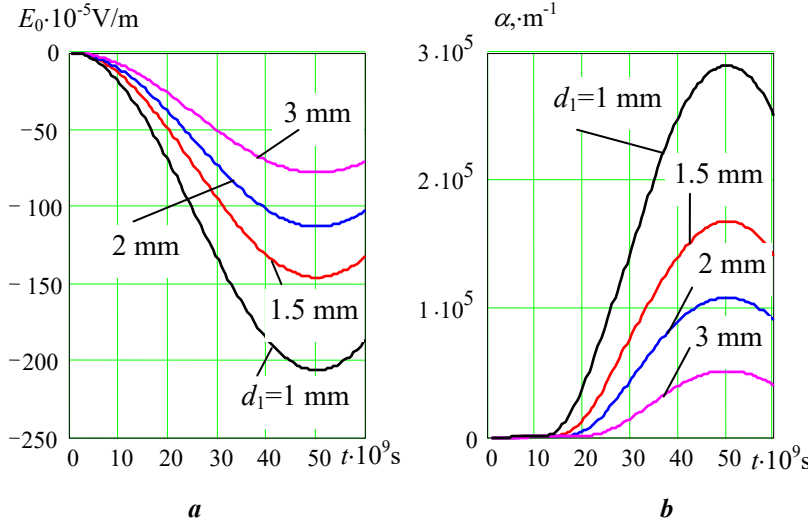


Fig. 4

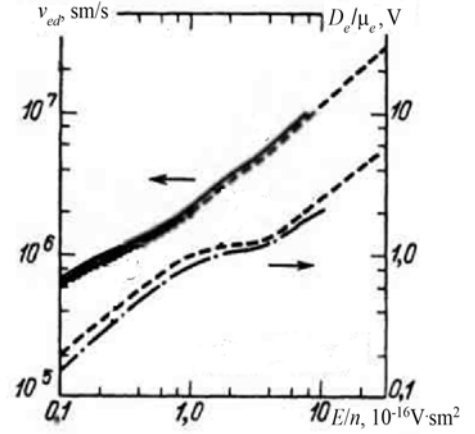


Fig. 5

Since the electric field strength changes in time, the ionization coefficient $\alpha(E(t))$ changes accordingly. Fig. 4, b shows the dependences of the ionization coefficient on time for the selected voltage pulse and different air gaps. The values of the coefficients A and B are adjusted to each other in different ranges of the ratio E/p . From the comparison of the data in Fig. 4, b and Table 1, it follows that for the initial stage of applying voltage pulse during the movement of the electron avalanche over the distance d_1 , the value of the ionization coefficient α is still far from the maximum magnitude that can be achieved for this interval. Therefore, the electric discharge process can develop further by increasing the number of electrons in the avalanche or new avalanches due to the mechanisms of the appearance of initial electrons at a later time.

In each electron avalanche, during its movement in the electric field and the growth of the number of electrons, the process of their diffusion takes place. This process develops simultaneously with the electrostatic repulsion of electrons in the avalanche. These processes affect the size of the avalanche and it, together with the number of electrons in the avalanche, directly determines the electric field of the volume charge, which is added to the field of the external source. The transition of the avalanche form of the discharge to the streamer form occurs when the electric field strength created by the volume charge E' of electrons reaches approximately the magnitude of the external field

$$|E'| \approx |E_0|, \quad (7)$$

This condition or the associated critical number of electrons in an avalanche $N_e = 10^6 - 10^8$ are given in the results of many studies [10–12, 15]. In the following, in contrast to the current value, the field strength under condition (7) will be denoted as E_s .

The parameters necessary for studying the discharge development process based on condition (7), namely the electron diffusion coefficient D_e , their mobility μ_e , and the electron temperature T_e , which can differ significantly from the gas temperature, depend on the electric field strength, which for the pulsed mode varies in time. These quantities are not independent and are related by Einstein's general thermodynamic relation

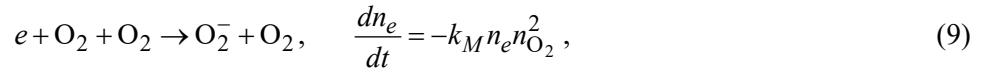
$$\frac{D_e}{\mu_e} = \frac{kT_e}{e}, \quad (8)$$

where k is the Boltzmann constant, e is the electron charge.

For further analysis, data from [10] are used, which are presented in Fig. 5 in graphical form. The calculated (dashed curves) and experimental (solid curves) results for the drift velocity $v_{ed} = \mu_e E$ and characteristic energy D_e/μ_e are given as a function of the ratio of the electric field strength to the number of molecules per unit volume E/n .

Mechanisms of the appearance of initial electrons in the electrode system of pulsed barrier discharge. The estimated movement of the electron avalanche and, accordingly, the electric field strength (2), (3) assumed the existence of initial electrons. Since at the initial stage from the moment of applying the voltage pulse, at least for $d_1 \leq 1.5$ mm, the conditions for the transition of the avalanche discharge into a streamer discharge are not yet created, then for the continuation of the ionization process there must be a mechanism for restoring the initial electrons, which move already at a higher pulse voltage. What is this mechanism is not investigated in this work; however, it is assumed that such electrons appear due to certain mechanisms, in particular, detachment from negative ions and photo-ionization.

If we consider a single pulse or the first of a sequence of pulses, then the initial electrons in the initial period are those that appeared due to the natural background radiation. Under the influence of such radiation, the rate of appearance of electrons in the air is $dn_e/dt = 10^6 - 10^7 \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ [12], where n_e is the electron density. The presence of oxygen in the air leads to the attachment of electrons. This process in dry air occurs most effectively in triple collisions, which is described by equation [10]



where the experimental value of the reaction rate constant is $k_M = 2.5 \cdot 10^{-42} \text{ m}^6/\text{s}$. Hence, the electron density decreases in time from the initial value n_{e0} according to exponential law with the time constant τ_M

$$n_e = n_{e0} \exp(-t/\tau_M), \quad \tau_M = 1/(k_M n_{\text{O}_2}^2), \quad (10)$$

which is found to be $\tau_M = 12.5 \cdot 10^{-9} \text{ s}$. It differs slightly from the value $\tau_M = 11 \cdot 10^{-9} \text{ s}$, which takes into account the intermediate excited states of oxygen molecules [10]. The result obtained implies that almost all electrons that appear as a result of natural ionization very quickly attach to oxygen molecules, the ions of which can no longer create avalanche of electrons in the electric field.

In the strong electric field, the attachment rate increases with increasing field strength, and the faster the higher the air humidity [19].

The dynamics of the appearance of electrons as a result of detachment from oxygen ions is also described by the exponential law of the decrease in the density of negative ions from the initial value $n_{0\text{O}_2^-}$.

The time constant τ_d characterizes the “lifetime” of negative ions and is determined by the constant rate of electron detachment $k_d = 10^{-20} \text{ m}^3/\text{s}$ [10]

$$n_{\text{O}_2^-} = n_{0\text{O}_2^-} \exp(-t/\tau_d), \quad \tau_d = 1/(k_d n_L), \quad (11)$$

where n_L is the density of gas molecules, which for normal conditions of the air under consideration is the Loschmidt number $n_L = 2.69 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$. From (11) we obtain the time constant $\tau_d = 3.7 \cdot 10^{-6} \text{ s}$.

During the time the pulse reaches its maximum value t_m in the space between the dielectric barrier and the anode, electrons with the density $n_e = n_{0\text{O}_2^-} [1 - \exp(-k_d n_L t_m)]$ may appear as a result of detachment.

For example, for the selected time $t_m = 50 \cdot 10^{-9} \text{ s}$, the value of the density of the detached electrons will be $n_e \approx n_{0\text{O}_2^-} 1.3 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-3}$. If the density $n_{0\text{O}_2^-}$ is determined by the process of natural ionization of the air

with subsequent attachment, then at $n_{0\text{O}_2^-} \sim 5 \cdot 10^8 \text{ m}^{-3}$ [13] we have $n_e \approx 7 \cdot 10^6 \text{ m}^{-3}$. In the volume of the air gap with the surface of the electrodes S , initial electrons $7 \cdot 10^6 S d_1$ will appear during considered time. In this case, in the experiment, the oscillograms for which are shown in Fig. 2, *a*, only ~ 10 electrons appears at an arbitrary point in space with equal probability in the time interval. These electrons in the electric field multiply and move towards the anode. The process of increasing the number of electrons is more effective, the closer to the barrier the initial electron appears and the greater the field strength at the moment of electron detachment. In addition, it is noted that in air in the electric field, the efficiency of electron detachment from negative ions O_2^- is maximum at $E/p = 68.5 \text{ V}/(\text{m} \cdot \text{Pa})$ [12].

Since in the device in which the electric discharge processes are analyzed, the pulses follow each other with a frequency of 100-200 Hz, the effective initial electron will appear, if not in the first, then in one of the nearest subsequent pulses. The described process may be more effective with a much higher density of negative ions, which will remain, for example, as a result of the previous pulse discharge. And indeed, in experiments, stabilization of the discharge is observed after a certain number of initial pulses.

It is believed that the initiation of avalanche processes may be associated with the phenomenon of photo-ionization. The ionization of molecules in an electron avalanche is a source of photons, which in their energy spectrum have a sufficient number of photons with energies capable of leading to the ionization of molecules. There are several ionization mechanisms involving photons, a detailed list of which is given in [10]. After the establishment by H. Raether [15] of the fact of gas ionization by a spark discharge, experiments were conducted on ionization by radiation from electron avalanches [21, 22]. In contrast to the spark discharge, an essential feature of the pulsed barrier discharge is its distribution over almost the entire area of the electrodes. This feature most likely is directly related to the initiation of a multichannel discharge by photons appearing in the heads of the electron avalanche and the streamer. Their number increases sharply both due to the exponential growth of the number of electrons in a single avalanche and the growth of the number of avalanches and streamers in the increasing pulsed field.

Let us give some estimates of the ionization by photons, which generate initial electrons in air. The impact ionization of molecules in the air is accompanied by the emission of photons of different frequencies. Such radiation is characterized by a set of parameters η_j , which is defined as the number of photons of a certain frequency per one ionizing of electron collision with neutral molecule. The values of η_j , for the frequencies at which the photo-ionization process is possible, are within $\eta_j = 10^{-3} \div 10^{-2}$, and their values also depend on the electric field strength [22]. The radiation intensity at the certain frequency directly at the head of the avalanche at zero distance from it $r = 0$ can be determined as the product $N_j(0) = N_e \eta_j$, where N_e is the number of electrons in the avalanche. For estimates, we will take the value $\eta_f \approx 5.4 \cdot 10^{-3}$ for the radiation of nitrogen molecules with a wavelength $\lambda = 101.2 \text{ nm}$ and the corresponding radiation intensity $N_f(0) = N_e \eta_f$.

The radiation in air with distance r from the source for each frequency is attenuated by the law $\exp(-k_j r)$, where the absorption coefficients k_j depend on the frequency of radiation. Their values according to measurements for air at atmospheric pressure are within $150 \div 2200 \text{ m}^{-1}$. As an average value for the characteristic field strength, we will take the value $k_f \approx 460 \text{ m}^{-1}$, which corresponds to the same length of the electromagnetic wave $\lambda = 101.2 \text{ nm}$. The characteristic distance at which the number of photons decreases by a factor of e , is $k_f^{-1} \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ and it is commensurate with the air gap d_1 . But this may be insignificant, considering that for the appearance of subsequent avalanches in growing pulsed electric field, a small number of initial electrons is sufficient, which can appear in a narrow gap near the barrier.

From the point of view of increasing the number of electrons in the avalanche reaching the anode, the most effective initial electrons generated by the photo-ionization are those that appear near the dielectric barrier in a layer of a certain thickness Δ , shown in the upper part of Fig. 1. The largest number of electrons in avalanche, in which the condition of transition into the streamer has not yet been reached, will be when it approaches the anode. Here, photons $N_f(0)$ are emitted from the avalanche head in all directions. Under the as-

sumption that the decrease in the intensity of the photon flux is associated with photo-ionization, we obtain the maximum possible value of the acts of appearance of initial electrons. In this case, it is easy to find the total number of photons within the thickness of the layer Δ , which lead to photo-ionization. The ratio of their number to the number of electrons in the avalanche N_{0f}/N_e is estimated from the following expression

$$\frac{N_{0f}}{N_e} = 2\pi\eta_f \int_0^{\theta_m} \left[\exp\left(-k_f \frac{d_1}{\cos\theta} \left(1 - \frac{\Delta}{d_1}\right)\right) - \exp\left(-k_f \frac{d_1}{\cos\theta}\right) \right] d\theta, \quad (12)$$

where $\theta_m = \arctg(D/d_1)$ is close to $\pi/2$, since the characteristic size of the electrodes D significantly exceeds the distance d_1 .

Relation (12) allows us to estimate the minimum number of electrons in avalanche near the anode, the radiation of which, due to photo-ionization, generates at least a few new initial electrons that will initiate new avalanches. So, within the limits $\Delta/d_1 = 0.1 \div 0.2$ for $d_1 = 1.5 \cdot 10^{-3}$ m the relation gives $N_{0f}/N_e = (1.7 \div 3.5) \cdot 10^{-3}$. Hence, for example, for ten new electron avalanches, it is necessary to have a maximum number of electrons in the head of the first avalanche not less than $N_e \geq (3 \div 6) \cdot 10^3$. For other sizes of the air gap, the corresponding number of electrons differs slightly in order of magnitude.

In the case when the number of electrons in the avalanche significantly exceeds the minimum value, expression (12) gives the number of new avalanches of the second generation stage caused by the previous avalanche of electrons. Since the intensity of the pulsed electric field is significantly higher in the second stage, the number of ionizations in the avalanches will also lead to larger number of emitted photons. This process can become quite intense even before the avalanche reaches the anode. Below is an analysis of the distance the avalanche overcomes and the number of electrons in it. Here we note that for the estimation of the number of photons from (12) it is necessary to choose a correspondingly smaller value $x_s < d_1$ instead d_1 and to expand the range of the region Δ where photoelectrons are generated. Moreover, the equation (12) can be used also, when the number of electrons approaches the critical value under the condition (7) of the avalanche-streamer transition in the middle of the gas gap. In this case, to obtain the estimate of the number of photons can be obtained from (12), where the distance x_s from the dielectric barrier to the coordinate of the avalanche head with the critical number of electrons can be accepted.

Since the main goal of the work is to study the development of avalanches until the conditions of the start of the streamer process, the processes of the appearance of initial electrons, the increase in the number of avalanches due to subsequent photo-ionization, and the multi-channel avalanche state are not considered in more detail. However, it is believed that the barrier discharge occurs under conditions when there is a sufficient number of initial electrons that generate the avalanche process.

Electron avalanches in the pulsed field of the barrier discharge device. A feature of the development of the avalanche process when the dielectric barrier is located at the cathode, in contrast to the free cathode, is that there is no emission of electrons from the cathode. As a result of electron detachment from negative ions or photo-ionization, electrons can appear at any point in the discharge space at any moment of the pulsed electric field action. For one individual avalanche the initial values of the time and coordinates of the electron appearance are denoted as t_0 and x_0 .

The electric field strength of avalanche charges distributed in the volume is insignificant throughout the entire time of avalanche growth, almost until the condition of transition into a streamer is reached [10]. Therefore, all parameters up to this point will be considered dependent on the external field strength in the air gap $E_0(t)$.

Taking into account the dependence of the parameters on the electric field strength, which varies in time, the distance that electrons move over time and the number of electrons in a single avalanche are determined by the following expressions

$$x(t) - x_0 = \int_{t_0}^t v_{ed}(t) dt, \quad (13)$$

$$N_e(t) = \exp \left(\int_{t_0}^t \alpha(t) v_{ed}(t) dt \right), \quad (14)$$

where the data in Fig. 5 are used for $v_{ed}(E(t))$, and for interpolation beyond the values of the electric field strength in the figure, the dependence $v_{ed}(E) \sim \sqrt{E}$ [10, 13] is used. The ionization coefficient is determined by approximation (5), (6). In expressions (13), (14) the time and movement of electrons are limited by the avalanche reaching the opposite electrode or its transition into streamer $x(t) - x_0 \leq d_1 - x_0$.

For the selected range of the air gap $d_1 = 1 - 3$ mm, the time required for the electrons to reach the anode due to drift in the pulsed electric field is significantly less than the time of the maximum field strength $t_m = 50$ ns. This can be seen from the time dependences on the coordinate x (Fig. 1) presented in Fig. 6. If the movement of electrons does not begin from the dielectric barrier, but at a distance from it, then on the corresponding curve it is necessary to choose a limited range of distances from zero to $x - x_0$.

Since the voltage and, accordingly, the field strength at the initial stage at $t_0 = 0$ increases gradually, the time for electrons to reach the anode significantly exceeds the values required to reach the anode at subsequent stages at higher pulse field strengths. At field strength approaching its maximum value, the time required to cross the entire gap for $d_1 = 1$ mm does not exceed 3 ns. This time increases for larger distances, but even for $d_1 = 3$ mm it is $t \sim 10$ ns, which is still significantly less than the time t_m to reach the maximum pulse voltage. The results presented allow us to compare the nature of the avalanche movement with their growth and the increase of the field strength distributed charge near the "heads" of the avalanches at different time intervals.

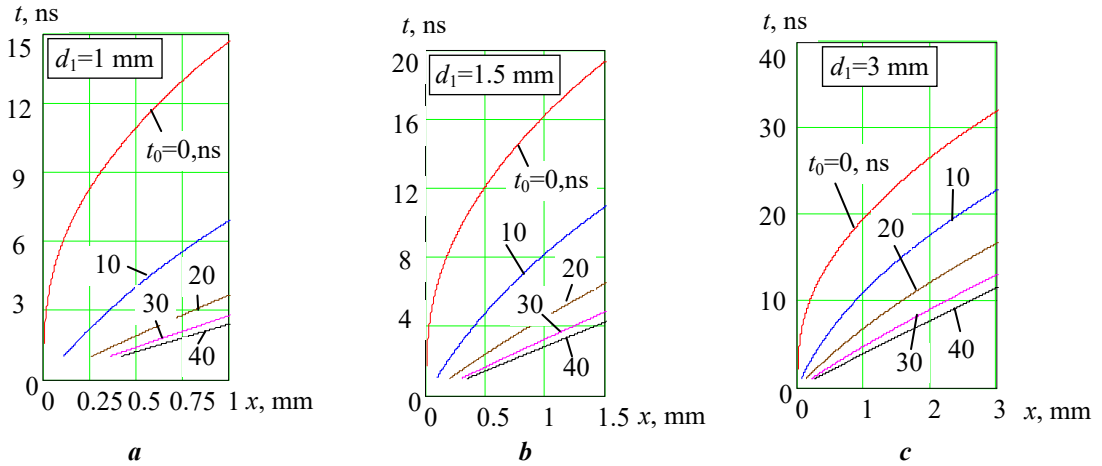


Fig. 6

The results of calculating the number of electrons in avalanche depending on the path moved by the avalanche from its origin at different initial times t_0 for different air gaps d_1 are shown in Fig. 7. Here, similarly to Fig. 6, in order to obtain data under the condition of the start of electron movement from the coordinate x_0 , it is necessary to limit the curves to the distance $x - x_0$, starting from the zero value.

Comparison of the curves at $t_0 = 0$ for different air gaps shows a significant dependence of the electric discharge processes at the initial stage on the size of the gap d_1 in the range under consideration. For $d_1 \leq 1.5$ mm the maximum number of electrons in the avalanche is probably insufficient for the appearance at least one ionizing photon. The minimum number of electrons in the avalanche turns out to be less than the value determined from (12), which is estimated by the value $N_e \sim 10^3 - 10^4$. For these gaps, at the first stage, all electrons that existed in the gap before the voltage was applied will move to the anode and there will be no necessary initial electrons left in the gap, for the appearance of which, as noted, a much longer time than ~ 15 ns (see Fig. 6, a). The mechanism of ignition of the pulsed discharge observed in experiments is not entirely clear and requires additional research. One possible mechanism may be a significant reduction

in the time of detachment of electrons from negative oxygen ions at a significantly higher intensity of the increasing pulsed field (Fig. 4, *a*).

For air gaps $d_1 > 1.5$ mm, after the first stage of the gap crossing by avalanche, the conditions of a multichannel avalanche process are fulfilled. In addition note for gaps $d_1 = 3$ mm (Fig. 7, *d*) and larger, the appearance of a number of electrons in the avalanche $N_e = 10^6 - 10^8$ sufficient to start the streamer process takes place already at the first stage after the voltage pulse is applied. This circumstance can lead to the localization of individual discharge channels, which is indeed observed in experiments for such gaps and also depends on the pulse repetition frequency [6].

The air gap $d_1 \sim 1.5$ mm seems to be intermediate from the point of view of the development of the pulsed barrier discharge. For this gap, only single photoelectrons probably appear at the first stage. But already at the second stage, starting from the time point ≈ 20 ns in a much stronger field, the number of electrons in the avalanche increases rapidly. Their number can reach the critical value necessary for the appearance of streamer, even in the central part of the gap. In this case, a significant number of photons $N_e \eta_f$ can lead to photo-ionization of the gas in larger volume than at the first stage of the development of the electron avalanche.

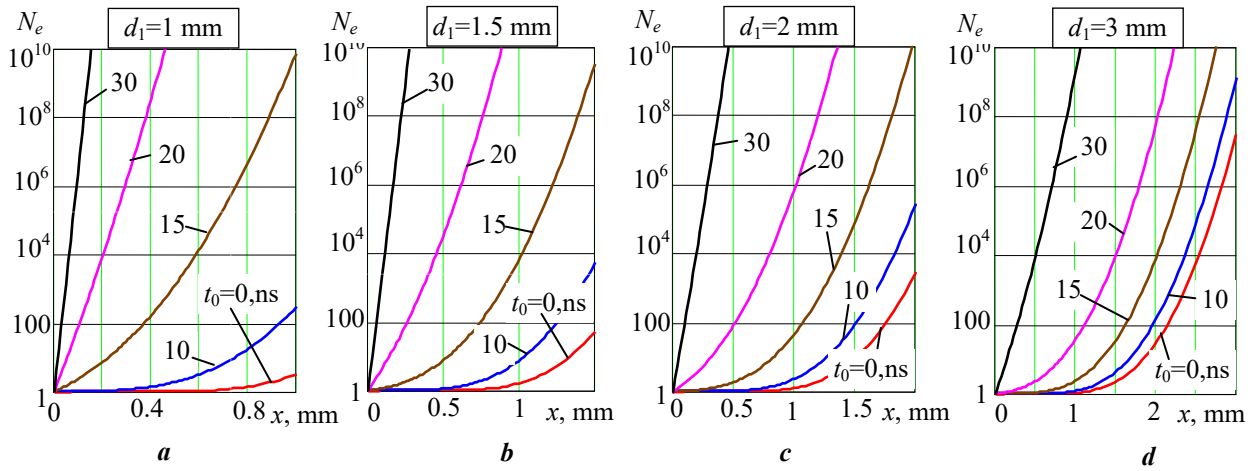


Fig. 7

Avalanche-streamer transition in the PDBD device. The study of the avalanche-streamer transition will be based on achieving condition (7), when the maximum value of the electric field strength of the space charge of the electron avalanche reaches the external field strength. The field strength of the space charge eN_e , in addition to the total charge value, depends on the geometry of the area of the space charge location, its size, and the charge distribution in the area. These characteristics are influenced by two main physical processes: diffusion extension of electron formation and electrostatic repulsion of electrons in the avalanche [10, 12, 16]. At the initial time point, the rate of growth of the avalanche size due to diffusion significantly exceeds the rate of its growth under the action of electrostatic repulsion. With the increase in the number of electrons in the avalanche, the rate of electrostatic repulsion increases sharply. In a constant field, starting from $N_e \sim 10^6$, the size of electron cloud is already determined by electrostatic repulsion [10, 12]. But in a rapidly growing pulsed field, when a significant overvoltage occurs, this relationship may change [12]. Therefore, it is necessary to consider these processes in more detail, taking into account the characteristics of the electric field pulse in the barrier discharge device.

When electrons drift with a velocity $v_{ed} = \mu_e E$, the electron cloud expands due to diffusion around the central point of the avalanche, the position of which is determined from (13). The electron flux density $\mathbf{F}$, taking into account the drift in the electric field and diffusion in vector form, is

$$\mathbf{F} = -n_e \mu_e \mathbf{E} - D_e \nabla n_e, \quad (15)$$

where n_e is the electron density, ∇ is the Hamilton differential operator.

Taking into account the rate of increase in electron density due to ionization $q = \alpha v_{ed} n_e$, the continuity equation for particles has the form [10]

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{F} = q. \quad (16)$$

The solution of equation (16) was obtained in [16] for avalanche originating from a single initial electron in the case of constant uniform external electric field. The electron density in the avalanche as a function of time $t_c = t - t_0$, the coordinate of the point $x - x_0$ and the distance r relative to the axial line of the avalanche movement is determined from the expression

$$n_e = (4\pi D_e t_c)^{-3/2} \exp \left[\alpha v_{ed} t_c - \frac{((x - x_0) - v_{ed} t_c)^2 + r^2}{4D_e t_c} \right]. \quad (17)$$

We will use (17) also for the pulsed field in the case when the avalanche is initiated at a time for which the electric field strength significantly exceeds the threshold value $\sim 30 \cdot 10^5$ V/m. Then, during a short period of time required to achieve condition (7) of transition the avalanche into the streamer, the external field strength changes by a small amount and, accordingly, the parameters in (17), determining the diffusion expansion of the electron cloud, change insignificantly.

To study the electric field strength of volume charge, the main issue is to obtain the dimensions of the area where the charge is concentrated, and its distribution in this area. To do this, at a certain moment of time from the beginning of the avalanche movement, we fix the central point of the avalanche $(x_c - x_0)$, which meets the condition $(x_c - x_0) - v_{ed} t_c = 0$. In this case, the expression (17) can be represented in the following form

$$n_e = (4\pi D_e t_c)^{-3/2} \exp \left[\alpha v_{ed} t_c - \frac{r^2}{4D_e t_c} \right] = (4\pi D_e t_c)^{-3/2} N_e(t_c) \exp \left(-\frac{r^2}{4D_e t_c} \right). \quad (18)$$

The distribution of electrons in moving avalanche has radial symmetry and its density decreases with distance from the center. The differential radius of the avalanche, at which the density decreases by a factor of e compared to its value at the center, is determined by the law $R_D = \sqrt{4D_e t_c}$. This value is often used to study the distortion of the electric field by the distributed charge and the achievement of condition (7) of the avalanche-streamer transition at this radius. The radius R_D differs from the radius at which the field strength reaches its maximum value R_m , which more closely corresponds to the content of condition (7).

The electric field strength of the charge distributed with the volume density en_e is determined by the expression

$$E'(r, t_c) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r^2} \int_0^r en_e 4\pi r'^2 dr' = \frac{eN_e(t_c)}{\epsilon_0 (4\pi D_e t_c)^{-3/2}} f(r, t_c), \quad (19)$$

where only the function $f(r, t_c)$ depends on the radius r

$$f(r, t_c) = \frac{1}{r^2} \int_0^r r'^2 \exp \left(-\frac{r'^2}{4D_e t_c} \right) dr'. \quad (20)$$

The function $f(r, t_c)$ depends on the time t_c that has passed from the initiation of the avalanche t_0 to the current moment t . The diffusion coefficient D_e also depends on the electric field strength $E_0(t_c + t_0)$. The maximum of the function $f(r, t_c)$ gives the maximum electric field strength on the surface of a sphere of radius R_m for radially distributed charge. However, it should be noted that the difference between the radii R_D and R_m is not too large to significantly affect the results. For example, for

$d_1 = 2 \text{ mm}$, $t_0 = 23.7 \text{ ns}$, $t_c = 4 \text{ ns}$ we have the following values: $R_D = 5.1 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$, $R_m = 4.75 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$. In the future, to study the condition for achieving the avalanche-streamer transition (7), we will perform the calculations for the radius R_m .

Another reason for the growth of the head size of electron avalanche is electrostatic repulsion. It is usually assumed that it has a spherical shape [10, 12, 13]. The growth rate of the radius of the sphere is determined by the drift of electrons in the charge field of the avalanche. The assumption is valid when the external field does not affect the electron drift. This is explained by the superposition of fields - along direction of avalanche movement the field increases and, accordingly, the speed of the electrons increases too, in the opposite direction the field and the speed of the electron drift decrease. Only in the transverse direction the electric field strength is determined by charge of the electrons, however, to explain the basic properties of the process, the above assumption is usually made regarding the growth rate of the charged sphere

$$\frac{dR_F}{dt} = \mu_e E' = \mu_e \frac{eN_e}{4\pi\epsilon_0 R_F^2}. \quad (21)$$

The solution of equation (21) with respect to the radius of the sphere R_F is

$$R_F(t_c) = \left[\frac{3e}{4\pi\epsilon_0} \int_0^{t_c} \mu_e N_e dt \right]^{1/3}. \quad (22)$$

The maximum electric field strength E' of the distributed charge will be on the surface of the sphere radius R_F , the value of which is due to the electrostatic repulsion of electrons in the avalanche.

The growth of the avalanche radius due to electrostatic repulsion is limited by the braking effect associated with the opposing action of positive charges that are exposed when electrons leave them. It is believed that the size of the electron cloud is limited by the approximate condition when the radius is equal to the ionization length $R_F \sim \alpha^{-1}$.

Which of the mechanisms - diffusion or electrostatic repulsion - is predominant when the field strength of the distributed charge reaches the limiting value (7) depends on the rate of increase in the external electric field strength. As can be seen from Fig. 7, initially after applying voltage the number of electrons in the avalanches during the drift time to the anode does not reach the values typical for the avalanche-streamer transition. Therefore, let us consider the growth of the size of the electron avalanches, starting conditionally from the second and subsequent stages (second and subsequent generations). For the beginning of each subsequent stage, we will take the time moments t_0 corresponding to the drift time of electrons from the dielectric barrier to the anode during the previous stage. Such a choice for $d_1 = 1 \text{ mm}$ is to some extent justified by the fact that the largest number of electrons in the avalanche will be when it passes the maximum distance. According to the estimates of the number of electrons in the avalanche from Fig. 6 and 7, the avalanche-streamer transition can take place for the second generation near the anode. The choice for $d_1 = 3 \text{ mm}$ the beginning of the third generation is conditional, since already at the second stage the avalanche-streamer transition is realized when the avalanche reaches the middle area of the gap. Therefore, the choice t_0 at these stages does not characterize the development of the avalanche process, but only gives a discrete choice t_0 .

Fig. 8 shows the dynamics of the growth of the electron cloud radius. The calculation results are shown for two extreme cases of the air gap $d_1 = 1 \text{ mm}$ and $d_1 = 3 \text{ mm}$. Fig. 8, *a* and Fig. 8, *c* refer to the gap $d_1 = 1 \text{ mm}$, Fig. 8, *b* and Fig. 8, *d* refer to $d_1 = 3 \text{ mm}$. In the figures for the same d_1 the data differ by the beginning moment t_0 of the avalanches development for the second and third avalanche generations. The maximum value of the selected time intervals of the growth of the radius of avalanches approximately corresponds to the time of reaching the critical number of electrons in the avalanche, when it transforms into the streamer form.

The presented dependences show an initially slow, and over time a very rapid growth of the avalanche radius due to electrostatic repulsion, the speed of which begins to significantly exceed the diffusion growth. At the same time, the radius limitation $R_F \leq \alpha^{-1}$ shows that for the pulsed process the diffusion

radius exceeds the radius of electrostatic repulsion. This radius ultimately determines the condition of achievement of the avalanche-streamer transition. This situation occurs both at the second and third stages of avalanche development.

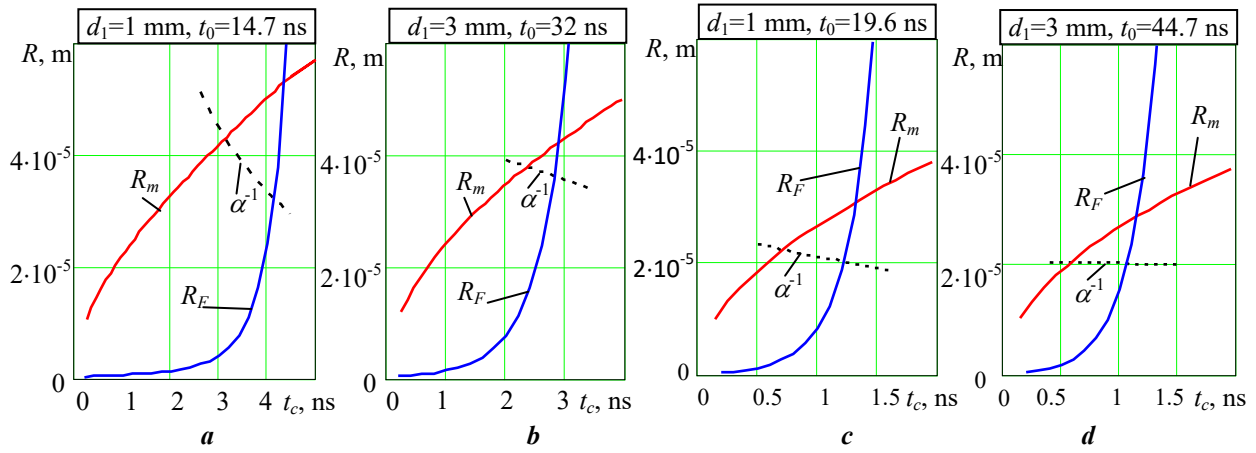


Рис. 8

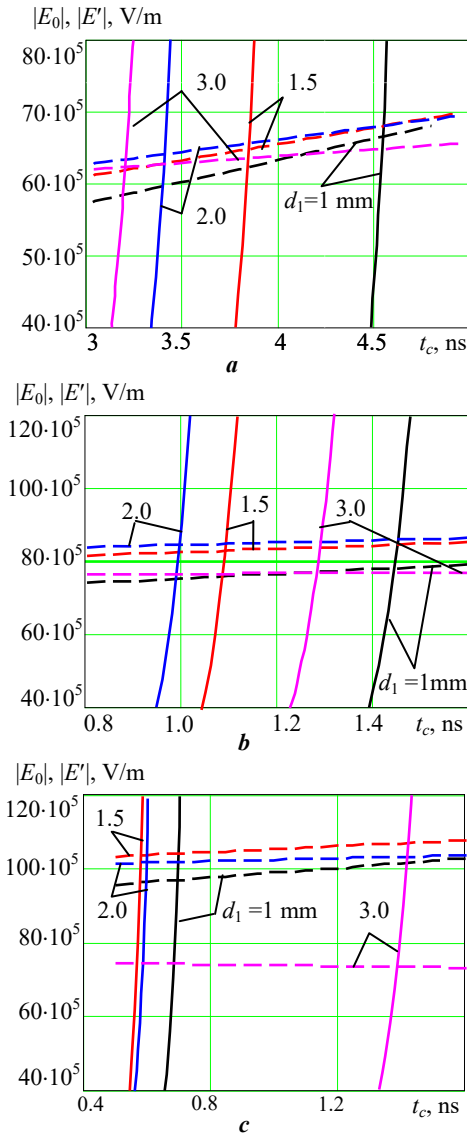


Рис. 9

If the process continues further, then due to the increase in the field strength in subsequent generations, the diffusion radius, as before, will be decisive.

For different air gaps, we will determine the main parameters at which the avalanche transforms into the streamer. To do this, it is necessary to find a solution to equation (7), where the left part is determined from (19), and the right part is the given external electric field (1), (4) for the selected initial data: $U_m = -25 \cdot 10^3$ V, $n = 2$, $\omega = \pi \cdot 10^7$ s⁻¹. The equation was solved relative to the time $t_c = t_s$ of occurrence of the condition of the avalanche-streamer transition at the given values of the air gap d_1 and the time t_0 of the beginning of the avalanche development. For each d_1 the three consecutive values of time t_0 were conditionally selected, which, as before, are counted from the start of the applied voltage to the time that would be required for the electron to overcome one, double and triple distances d_1 .

Fig. 9 for each d_1 illustrates the change in time of the external field strength $|E_0|$ (dashed line) and the field strength of the electron avalanche charge $|E'|$ (solid curves) near the fulfillment of condition (7) for the three specified time points t_0 . The intersection of the corresponding curves gives the time of the avalanche transition into the streamer and the electric field strength of the such transition. In addition to these data, Table 2 also shows other transition parameters: the distance that moved the avalanche $x_s - x_0$, the number of electrons in the avalanche at the moment of transition N_{es} , radius of the avalanche R_{ms} , the average energy of electrons, which is related to their temperature in the avalanche $\bar{W}_{es} = \frac{3}{2} kT_{es}$. The data for three consecutive time points t_0 , to which Fig. 9, a, b, c correspond, are located one below the other in the Table 2.

For the second generation of electron avalanches (Fig. 9, *a*),

Table 2							
d_1 , m	t_0 , ns	t_s , ns	$x_s - x_0$, m	N_{es}	R_{ms} , m	E_s , V/m	$\overline{W}_{es}$, eV
$1 \cdot 10^{-3}$	14.67	4.54	$0.90 \cdot 10^{-3}$	$3.43 \cdot 10^7$	$5.45 \cdot 10^{-5}$	$66.5 \cdot 10^5$	7.51
	19.63	1.44	$0.37 \cdot 10^{-3}$	$1.44 \cdot 10^7$	$3.24 \cdot 10^{-5}$	$78.0 \cdot 10^5$	8.74
	23.35	0.69	$0.20 \cdot 10^{-3}$	$0.95 \cdot 10^7$	$2.38 \cdot 10^{-5}$	$97.0 \cdot 10^5$	10.2
$1.5 \cdot 10^{-3}$	19.35	3.84	$0.79 \cdot 10^{-3}$	$2.80 \cdot 10^7$	$4.96 \cdot 10^{-5}$	$64.8 \cdot 10^5$	7.31
	26.04	1.09	$0.29 \cdot 10^{-3}$	$1.18 \cdot 10^7$	$2.87 \cdot 10^{-5}$	$82.8 \cdot 10^5$	9.19
	31.30	0.58	$0.18 \cdot 10^{-3}$	$0.89 \cdot 10^7$	$2.21 \cdot 10^{-5}$	$103.7 \cdot 10^5$	10.5
$2 \cdot 10^{-3}$	23.72	3.41	$0.72 \cdot 10^{-3}$	$2.41 \cdot 10^7$	$4.65 \cdot 10^{-5}$	$64.1 \cdot 10^5$	7.22
	32.20	1.0	$0.27 \cdot 10^{-3}$	$1.11 \cdot 10^7$	$2.75 \cdot 10^{-5}$	$84.4 \cdot 10^5$	9.33
	39.13	0.60	$0.18 \cdot 10^{-3}$	$0.88 \cdot 10^7$	$2.23 \cdot 10^{-5}$	$101.7 \cdot 10^5$	10.4
$3 \cdot 10^{-3}$	32.04	3.20	$0.69 \cdot 10^{-3}$	$2.14 \cdot 10^7$	$4.46 \cdot 10^{-5}$	$62.3 \cdot 10^5$	7.02
	44.70	1.28	$0.33 \cdot 10^{-3}$	$1.22 \cdot 10^7$	$3.03 \cdot 10^{-5}$	$76.6 \cdot 10^5$	8.60
	56.15	1.39	$0.35 \cdot 10^{-3}$	$1.23 \cdot 10^7$	$3.11 \cdot 10^{-5}$	$73.6 \cdot 10^5$	8.29

for all gaps d_1 , the characteristic field strength of the avalanche-streamer transition is $E_s \sim 60 \cdot 10^5$ V/m. In this case, the avalanche development time is within $t_s \approx 3 - 4.5$ ns, increasing with decreasing gap d_1 . The distance that the avalanche moves before its transformation is different for different gaps. At the smallest $d_1 = 1$ mm, the transformation of the avalanche into streamer takes place near the anode, when the avalanche has overcome almost the entire gap. That is, the electrons that appear directly at the dielectric barrier will be effective in generating streamers. For larger gaps, electrons appearing in a wider part of the air gap will be effective. This applies to relatively large gaps to the greatest extent.

For example, for $d_1 = 3$ mm, the avalanche only needs to move the distance $x_s - x_0 = 0.69$ mm, i.e., initial electrons appearing at almost any point in the gap will be effective. Moreover, each avalanche, and especially the avalanche that has turned into the streamer, is an intense source of photons. Therefore, photo-ionization in this case is generated by avalanches that appeared not only at the time t_0 of the beginning of the second stage. During the time between the beginning of the second and the next stages, several successive avalanche processes are generated. They also generate photons. The average energy of electrons in the avalanche, which turns into streamer, at this stage depends only slightly on the size of the discharge gap and is $\overline{W}_{es} \approx 7 - 7.5$ eV. The average energy of electrons in the avalanche and the corresponding electron temperature are determined from (8) for the electric field strength E_s . Since such field strength is realized in certain areas of the avalanche and the issue of energy relaxation in the field that changes rapidly in time and space has not been investigated, the given value of the average energy of electrons under conditions of thermodynamic equilibrium gives only estimated values.

For the following selected values of time t_0 from the beginning of the voltage pulse, all the above-mentioned features occur, which, however, are much more intense. So, for the next time stage after considered (the third stage of avalanche generations, Fig. 9, *b*, the second row in the Table 2), the electric field strength of the avalanche-streamer transition has the larger value $E_s \sim 80 \cdot 10^5$ V/m, the time of avalanche development decreases to values $t_s \approx 1 - 1.5$ ns, the growing avalanches cover shorter distance $x_s - x_0 \sim 0.3 - 0.4$ mm and, accordingly, several successive systems of avalanches and streamers may appear until next time t_0 . In the electric field of greater intensity, the average energy of electrons at the moment of its transition into the streamer also increases $\overline{W}_{es} \approx 8.6 - 9.3$ eV, and larger values are achieved for the average value of the gap $d_1 = 1.5$ mm and $d_1 = 2$ mm.

Even more extreme parameters occur with a further increase in the pulse voltage, which is reflected in Fig. 9, *c* and in the third row of the Table 2 elements. Here, the electric field strength of the transition of avalanches to the streamer form has values $E_s \sim 100 \cdot 10^5$ V/m (except for the case $d_1 = 3$ mm where the field strength in the gap is the smallest and already decreases at given time interval). The distance that avalanches need to move before the transition has even smaller values $x_s - x_0 \sim 0.2$ mm and in essence it is nec-

essary to consider a continuous process of avalanche-streamer transitions. The number of streamers in the gap increases even more. The average energy of electrons in the avalanche for the gaps $d_1 = 1 - 2$ mm also increases slightly $\overline{W}_{es} \approx 10.2 - 10.5$ eV, almost not differ for different gaps.

Referring to Fig. 2, *a* of the experimentally measured time dependences of the pulse voltage and current for the gap $d_1 = 1.5$ mm, we can make an assumption about the explanation of the current reaching its maximum at $E_0 \approx 90 \cdot 10^5$ V/m through ~ 30 ns after the beginning of the voltage pulse increase. These measured parameters are consistent with the calculated ones for three or four stages of the avalanche process development.

The explanation may lie in the strong increase in the number of electron avalanches that transform into streamers with increasing pulsed electric field strength. At this, the time required for avalanches to transform into streamer form is significantly reduced. In addition to the significant drift velocity of avalanches, each streamer, growing in both directions towards the anode and the cathode, almost short-circuits the gap [10], leaving a positive charge on the dielectric barrier. In the place where the streamer touches the barrier, the entire voltage is applied to the dielectric plate. In order for the average value of the electric field strength throughout the air gap reaches the required minimum, which corresponds to a significant reduction or termination of ionization processes, the surface density of the positive electric charge on the dielectric barrier must have a certain minimum value. Such a value probably determines at the same time the average distance between the streamers that have reached the barrier. In such process, after very rapid transfer of charges over time ≤ 1 ns and, accordingly, a significant current, the movement of charges will stop. After that, as can be seen from Fig. 2, the current in the outer circuit decreases sharply and is determined mainly insignificant (by the estimated) capacitive current through the dielectric barrier.

If the voltage continues to increase, the field strength in the gap increases again. This can lead to the appearance of another local extremum for the current, which is often observed in experiments. The extremum is clearly visible in the graph of Fig. 2, *b* and is noticeable near the zero current value in Fig. 2, *a*. After a second surge, the current reaches zero value at the moment of the voltage maximum, which is characteristic of the capacitive current. Regarding the second local current extremum, it should be noted that its appearance may also be due to another reason. In [18], the appearance of the extremum was explained by the arrival of a reflected current wave propagating along a high-voltage cable. The real reason for the appearance of the second extremum in the current oscillogram requires additional investigation.

The assumptions given above define only one of the necessary directions for further research. However, it seems that in the study of electrical discharge processes, and especially pulsed ones with the presence of the dielectric barrier, the determining factor remains the experiment, the correspondence to the results of which is mandatory in theoretical research.

Conclusions.

1. Computational studies of the avalanche stage of the pulsed barrier discharge with the dielectric barrier located on the cathode, which were carried out for the specific electrode system with air gaps within $1 \div 3$ mm, voltage pulse with the amplitude of 25 kV and time of its achievement 50 ns, showed that the condition of the avalanche-streamer transition is achieved during the growth of avalanches starting at photoionization by photons that appear as a result of impact ionization in the gas and take place from the second stage of avalanche generation. After three or four stages, the avalanche-streamer transition occurs at the voltage that slightly depends on the air gap and has value in the range of 80-100 kV/cm. For the test gap of 1.5 mm, this value, as well as the time ~ 30 ns after voltage application when this field strength is reached, is consistent with the same value in the experiment at the moment when the maximum current value is reached.

2. For the considered air gaps and pulse voltage parameters in the pulsed barrier discharge device, the radius of the electron avalanche, which together with the number of electrons gives the electric field strength of the avalanche-streamer transition, is determined by electron diffusion and exceeds the size of the avalanche, which expands due to the phenomenon of electrostatic repulsion.

3. At the first stage of electron drift, which starts with the beginning of the voltage pulse and ends when the electrons reach the anode the number of ionizations capable of emitting the required number of photons strongly depends on the size of the air gap in the range under consideration: for gap smaller than 1.5 mm, due to the small number of ionizations in the avalanche, the probability of photon emission is small and after the end of this stage the gap remains without of the initial electrons; for air gaps greater than 1.5 mm, as a result of the first stage of the avalanche movement, the conditions of the multi-channel avalanche

process are met due to photo-ionization; a gap of ~1.5 mm seems to be transitional from the point of view of the continued development of the pulsed barrier discharge due to photo-ionization at the first stage.

The work was supported by state project "Development of the theory and modeling of non-stationary electrophysical processes in the conducting and dielectric media of the pulsed electromagnetic systems" ("Barrier-3"), KPKVK 6541030.

1. Xin Pei Lu, Mounir Laroussi. Temporal and spatial emission behavior of homogeneous dielectric barrier discharge driven by unipolar sub-microsecond square pulses. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2006. Vol. 39. Pp. 1127-1131. DOI: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/39/6/018>.
2. Shao Tao, Long Kaihua, Zhang Cheng, Yan Ping, Zhang Shichang, Pan Ruzheng. Experimental study on repetitive unipolar nanosecond-pulse dielectric barrier discharge in air at atmospheric pressure. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2008. Vol. 41. 215203 (8pp). DOI: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/41/21/215203>.
3. Shuai Zhang, Li Jia, Wen-chun Wang, De-zheng Yang, Kai Tang, Zhi-jie Liu. The influencing factors of nanosecond pulse homogeneous dielectric barrier discharge in air. *Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy*. 2014. Vol. 117. Pp. 535-540. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.saa.2013.08.051>.
4. Kogelschatz U. Review Dielectric-barrier Discharges: Their History, Discharge Physics, and Industrial Applications. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*. 2003. Vol. 23. No 1. Pp. 1-47. DOI: <https://doi.org/10.1023/A:1022470901385>.
5. Schmidt M., Holub M., Jogi I., Sikk M. Treatment of industrial exhaust gases by a dielectric barrier discharge. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* 2016. No 75. P. 24708. DOI: <https://doi.org/10.1051/epjap/2016150554>.
6. Bozhko I.V., Bereka V.O. Uniform of pulse barrier discharge in the air of atmospheric pressure in the presence of water in a drop-film condition. *Tekhnichna Elektrodynamika*. 2019. No 5. Pp. 17-21. DOI: <https://doi.org/10.15407/technd2019.05.017>. (Ukr)
7. Bereka V.O., Bozhko I.V., Kondratenko I.P. Influence of parameters of water movement at its treatments on energy efficiency pulse barrier discharge. *Tekhnichna Elektrodynamika*. 2022. No 3. Pp. 62-68. DOI: <https://doi.org/10.15407/technd2022.03.062>. (Ukr)
8. Lobanov L.M., Berdnikova O.M., Pashchyn M.O., Mykhoduj O.L., Kushnaryova O.S., Solomiychuk T.G., Kryvyi V.I. Strengthening of welded structures of 25KHGNMT steel by pulsed barrier discharge treatment. *Avtomaticheskaya Svarka (Automatic Welding)*. 2022. No 12. Pp. 3-8. DOI: <https://doi.org/10.37434/as2022.12.01>. (Ukr)
9. Bozhko I.V., Kondratenko I.P., Lobanov L.M., Pashchin M.O., Berdnikova O.M., Mykhodui O.L., Kushnarova O.S., Goncharov P.V. Pulsed barrier discharge for treatment of surfaces of 25XTHMT steel plates. *Tekhnichna Elektrodynamika*. 2023. No 1. Pp. 76-81. DOI: <https://doi.org/10.15407/technd2023.01.076>. (Ukr)
10. Rizer Yu.P. Gas Discharge Physics. Springer. Berlin Heidelberg, 2011. 449 p. (Rus).
11. Meek J.M., Craggs J.D. Electrical Breakdown of Gases. Wiley, 1953. 507 p. DOI: <https://doi.org/10.1002/qj.49708034425>.
12. Korolev Yu. D., Mesyats G. A. Physics of Pulsed Breakdown in Gases. Ural Division of the Russian Academy of Sciences, 1998. 274 p. (Rus)
13. Beyer M., Boeck W., Möller K., Zaengl W. Hochspannungstechnik. Theoretische und praktische Grundlagen. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1986. XIII, 362 p. DOI: <https://doi.org/10.1007/978-3-642-61633-4>.
14. Granovsky V. L. Electric Current in a Gas. Steady-State Current. Moskva: Nauka, 1971. 543 p. (Rus)
15. Raether H. Electron Avalanches and Breakdown in Gases. London: Butterworths, 1964. 191 p.
16. Lozansky E.D. and Firsov O.B. The Theory of the Spark. Moskva: Atomizdat, 1975. 272 p. (Rus).
17. Bereka V.O., Bozhko I.V., Karlov O.M., Kondratenko I.P. Coordination of parameters of the power source and the working chamber for water treatment with pulse barrier discharge. *Tekhnichna Elektrodynamika*. 2023. No 4. Pp. 81-89. DOI: <https://doi.org/10.15407/technd2023.04.081>. (Ukr).
18. Bereka V.O., Vasetsky Yu.M., Kondratenko I.P. The influence of the connecting high-voltage cable to the currents and voltages in device of pulsed dielectric barrier discharge. *Tekhnichna Elektrodynamika*. 2023. No 4. Pp. 81-89. DOI: <https://doi.org/10.15407/technd2024.04.016>. (Ukr).
19. Atomic and Molecular Processes. Editor: D.R. Bates. Academic Press, 1962. 904 p.
20. Razevig D.V. High Voltage Engineering. Khanna Publishers, 2011. 726 p.
21. Teich T.H. Emission gasionisierender Strahlung aus Elektronenlawinen. I. Meßanordnung und Meßverfahren. Messungen in Sauerstoff. *Zeitschrift Fur Physik*. 1967. Bd 199. H. 4. Pp. 378-394. DOI: <https://doi.org/10.1007/bf01332287>.
22. Teich T.H. Emission gasionisierender Strahlung aus Elektronenlawinen. II. Messungen in Oz-He-Gemischen, D-impfen, CO₂ und Luft; Datenzusammenstellung. *Zeitschrift Fur Physik*. 1967. Bd 199. H. 4. Pp. 395-410. DOI: <https://doi.org/10.1007/BF01332288>.

**ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ ПРОЦЕСИ РОЗВИТКУ ЛАВИН ЕЛЕКТРОНІВ В ПОВІТРІ
У ПРИСТРОЇ ІМПУЛЬСНОГО ДІЕЛЕКТРИЧНОГО БАР'ЄРНОГО РОЗРЯДУ**

Ю.М. Васецький, докт. техн. наук
Інститут електродинаміки НАН України,
пр. Берестейський, 56, Київ, 03057, Україна.
E-mail: yuriv.vasetsky@gmail.com.

Метою роботи є визначення впливу величини міжелектродного проміжку і часової залежності зростання імпульсного електричного поля на характеристики лавинної стації імпульсного бар'єрного розряду від початку дрейфу електронів у поступово зростаючому електричному полі з урахуванням порогового характеру процесу ударної іонізації в газі, впливу фотоіонізації на розмноження лавин, дифузії і електростатичного розштовхування електронів до моменту досягнення у головці лавини умови початку стрімерного процесу. Розрахункові дослідження проведені для конкретної електродної системи з діелектричним бар'єром на катоді для газового проміжку 1–3 мм, імпульсу напруги з амплітудою 25 кВ і часом її досягнення 50 нс. Знайдено, що після трьох-чотирьох етапів генерації лавин їх перетворення у стрімері відбувається за напруженості поля 80-100 кВ/см, який настає через ~30 нс після подачі напруги і слабо залежить від величини газового проміжку. З'ясовано, що для експерименту з тестовим проміжком 1.5 мм такі значення напруженості і часу мають місце в момент досягнення максимальної величини струму. Встановлено, що розміри лавини електронів для заданого імпульсу напруги у пристрої імпульсного бар'єрного розряду визначаються процесом дифузії електронів. Показано, що після подачі напруги в результаті першого етапу дрейфу електронів кількість випромінених фотонів, здатних породжувати ефективні електрони для подальшого розвитку лавинного процесу, сильно залежить від величини розрядного проміжку. Визначено межі довжин проміжків із суттєво різною можливістю ініціювати розвиток лавин на наступних етапах. Бібл. 22, рис. 9, табл. 2.

Ключові слова: імпульсний діелектричний бар'єрний розряд, лавинно-стрімерний перехід, фотоіонізація, напруженість електричного поля лавини електронів.

Received 10.12.2024

Accepted 19.12.2024

СТІЙКІСТЬ СИЛОВИХ КАБЕЛІВ В УМОВАХ ПОЖЕЖІ. КОМП'ЮТЕРНЕ ТА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ

А.А. Щерба^{1*} академік НАН України, О.Д. Подольцев^{1**}, докт. техн. наук,
І.М. Кучерява¹, докт. техн. наук, С.С. Розіскулов¹, канд. техн. наук,
Р.В. Білянін^{2***}, канд. техн. наук, Т.Ю. Антоненко^{2****}, канд. техн. наук

¹ Інститут електродинаміки НАН України,
пр. Берестейський, 56, Київ, 03057, Україна,
e-mail: podol@ied.org.ua.

² ПАТ «Завод «Південкабель»,
вул. Автогенна, 7, Харків, 61099, Україна.

Роботу присвячено чисельному та експериментальному дослідженню електромагнітних та теплових процесів в силовому кабелі в аварійних умовах у разі виникнення пожежі. Розглядається два режими роботи: 1) коли кабель знаходиться в приміщенні із високою температурою та на певній відстані від зони пожежі і 2) коли він знаходиться безпосередньо під дією прямого полум'я. Для дослідження першого режиму було розроблено комп'ютерну модель та розраховано температурне поле в силовому кабелі з полімерною ізоляцією, що працює в зоні із високою температурою. Запропоновано і вивчено теплові процеси в кабелі у разі встановлення на його центральній ділянці вогнезахисного екрану різної товщини. Встановлено два основних фактори щодо використання такого екрану: час стійкої надійної роботи кабелю у разі пожежі поступово зростає зі збільшенням товщини екрану, в той час як у разі роботи у штатному режимі, через погіршення умов охолодження, температура ізоляції на ділянці кабелю із екраном зростає зі збільшенням товщини екрану. Ці фактори необхідно враховувати у разі застосування і вибору розміру екрану. Задля дослідження другого режиму проведено експериментальне дослідження процесів руйнування силового кабелю в умовах, наближених до пожежі – коли кабель знаходиться безпосередньо під прямою дією полум'я. Визначено час від початку пожежі, впродовж якого робоча ізоляція кабелю зберігає свої властивості, і він внаслідок цього спроможний здійснювати електроживлення навантаження. Цей час для зразка, що досліджувався, складає 15 хв. Бібл. 17, рис. 10.

Ключові слова: силовий кабель, зшити-поліетиленова (ЗПЕ) ізоляція, вогнезахисне покриття, пожежа, температурне поле, робочий ресурс кабелю, експериментальна установка, комп'ютерний аналіз.

Вступ. У даний час вимоги до кабельної продукції, що виробляється для енергетичних об'єктів, промислового і житлового будівництва, транспорту, енерговідповідальних підприємств, постійно підвищуються. Серед основних вимог – висока надійність, пожежна безпека, тривалий термін служби кабелів. Особлива увага на протипожежні властивості кабелів звертається у зв'язку з рядом значних пожеж, зокрема тих, що безпосередньо стосувалися електричних підстанцій, важливих об'єктів промисловості, місць великого скупчення людей і об'єктів стратегічного призначення. Найбільш відома пожежа, що спочатку поширилася по кабельних лініях – пожежа в аеропорту німецького міста Дюссельдорф, що сталася у 1996 р. Аналогічні численні пожежі поставили проблему пожежного захисту силових кабелів та застосування вогнестійких кабелів у фокус пильної суспільної уваги в усьому світі. Внаслідок цього глобальний ринок вогнестійких кабелів досягнув оцінки в 1967,8 млн. доларів США в 2023 р. [1, 2]. Розширення промислової цінності та широкий діапазон застосувань, за прогнозами, будуть і надалі основними причинами зростання ринку. Прогнозується, що загальний обсяг постачання вогнестійких кабелів зростатиме на стабільному середньорічному темпі 3,4% до 2030 р. і на кінець 2033 р. становитиме близько 2486,7 мільйонів доларів США. Основними виробниками пожежобезпечних, вогнестійких кабелів є Prysmian Group, Nexans S.A., Furukawa Electric Co., Ltd., General Cable Corporation, NKT Group, Leoni AG, LS Cable & System Ltd, EL Sewedy Electric Company [1, 2].

© Щерба А.А., Подольцев О.Д., Кучерява І.М., Розіскулов С.С., Білянін Р.В., Антоненко Т.Ю., 2025

ORCID: * <https://orcid.org/0000-0002-0200-369X>; ** <https://orcid.org/0000-0002-9029-9397>;

*** <https://orcid.org/0000-0003-3781-6233>; **** <https://orcid.org/0009-0007-2388-2252>

© Видавець ВД «Академперіодика» НАН України, 2025



Це стаття відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND 4.0
<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/legalcode.uk>

Разом з цим розробляються прогресивні технологічні рішення та нові класи пожежобезпечних матеріалів для кабельних систем, що мають високу стійкість до поширення полум'я і знижену шкідливість для здоров'я людей [3–8].

Удосконалення силових кабелів проводиться у напрямку підвищення їхньої пожежної безпеки шляхом, наприклад, введення додаткових конструктивних елементів у вигляді оболонки або металевих екранів, розділових шарів, вогнестійких бар'єрів, спеціальних вогнезахисних покриттів, використання нових матеріалів зниженої горючості за одночасного скорочення об'єму горючих матеріалів.

До виникнення і розповсюдження пожеж від силових кабелів може призводити їхня робота в аварійних режимах, а саме надмірне нагрівання, електричні дуги й іскри, струм короткого замикання (КЗ), струм перевантаження, перенапруга, збільшення перехідного опору в контактних з'єднаннях. Крім того, зовнішні умови здатні створювати ризик займання через наявність поблизу джерел вогню (наприклад, у разі розташування кабелів поблизу вимикачів). У разі пожежі температура різко підвищується до 700–750°C. За такого нагріву плавляться багато матеріалів, а полімерні ізоляційні матеріали у розплавленому стані здатні прискорювати поширення вогню. Таким чином загоряння кабелів може призводити до пожежі у великих масштабах.

У рамках загальної проблеми забезпечення пожежної безпеки силових кабелів постає задача визначення часу, протягом якого кабель здатний витримувати високу температуру (вище 700°C), залишаючись у працездатному стані, і тим самим визначення межі теплової стійкості елементів кабельної конструкції, що залежить не лише від температури оточуючого середовища, але й від самої конструкції, струму навантаження, режимів експлуатації тощо. Розв'язання такої задачі може бути проведено на етапі проектування і опрацювання конструктивного виконання кабелю шляхом комп'ютерного розрахунку температурного поля в кабельних елементах у разі впливу полум'я на певну ділянку по довжині кабелю протягом заданого проміжку часу.

Чисельні розрахунки теплових процесів важливо проводити відповідно до діючих стандартів щодо безпеки кабелів, а також враховувати технічні умови і норми відносно тривалої робочої температури кабелю в аварійному режимі, зокрема враховувати тривалу робочу температуру жили кабелю класу напруги 110–220 кВ (не вище 90°C), тривалий нагрів в аварійному режимі, який обмежується 130°C, гранично допустиму температуру за протіканні струму КЗ – 250°C [9].

Електрофізичні процеси, що забезпечують необхідні в аварійних умовах високу якість і надійність роботи кабелів з полімерною ізоляцією на напругу до 330 кВ, досліджено у роботах [10, 11]. Робота [12] проведена у напрямку створення фізико-математичної моделі горіння силових кабелів у разі їхнього прокладання в тунелі. Проте питання аналізу процесу горіння електричних кабелів теоретичними і чисельними методами залишається маловивченим.

Метою даної роботи є чисельне та експериментальне дослідження електромагнітних та теплових процесів в силовому кабелі, що працює в аварійних умовах у разі виникнення пожежі та визначення шляхів щодо підвищення надійності їхньої роботи. При цьому розглядається два режими роботи: 1) коли кабель знаходиться в приміщенні із високою температурою та на певній відстані від зони пожежі; 2) коли він знаходиться безпосередньо під прямою дією полум'я. Під час дослідження першого режиму в роботі проводиться чисельне дослідження температурного поля високовольтного кабелю з ізоляцією зі зшитого поліетилену із використанням методу скінчених елементів у програмі Comsol [13]. Задля дослідження другого режиму проведено експериментальне дослідження процесів в зразку силового кабелю, що знаходиться під прямим впливом полум'я, та визначається час від початку пожежі, впродовж якого кабель спроможний здійснювати електроживлення навантаження.

1. Комп'ютерне дослідження електромагнітних та теплових процесів в силовому кабелі, що знаходиться на відстані від зони пожежі

Модель для дослідження. Розглядається однофазний кабель марки АПвЕгП-64/110 з ізоляцією зі зшитого поліетилену на напругу 110 кВ. Основними його елементами є: 1 – алюмінієва струмопровідна жила з номінальним перерізом 500 мм²; 2 – поліетиленова ізоляція товщиною 16 мм; 3 – екран з мідних дротів, переріз екрану складає 35 мм²; 4 – зовнішня поліетиленова оболонка (рис. 1). Зовнішній діаметр кабелю – 73,7 мм. На рис. 1 наведено осесиметричний вигляд такого кабелю та кінцево-елементну сітку, що використовується в розрахунках.

Задача формулюється для двовимірного випадку в циліндричній системі координат. Нестационарний розподіл температури в кабельних елементах описується рівнянням теплопровідності

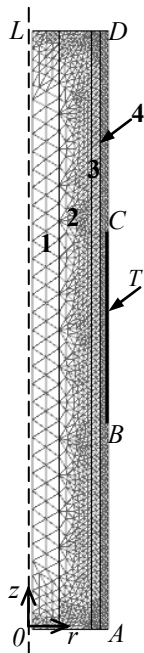


Рис. 1

$$C(T)\rho(T)\frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \cdot (\lambda(T)\nabla T) = Q, \quad (1)$$

де C і ρ – питома теплоємність і густина матеріалу відповідного елемента конструкції; λ – теплопровідність; Q – густина потужності теплових джерел.

Джерелами нагріву кабелю є зона пожежі навколо кабелів (на відрітку CB на рис. 1), джоулево тепло, що виділяється в масивному провіднику жили $Q_{ж}$ та в екрані $Q_{е}$, а також електричні втрати в діелектрику $Q_{д}$.

Потужність тепловиділення в рівнянні (1) визначається як

$$Q = \begin{cases} Q_{ж} = J_{ж}^2 / \sigma_{ж} & \text{у струмопровідній жилі;} \\ Q_{д} = tg\delta \omega \varepsilon_0 \varepsilon_r E_r^2 & \text{в ізоляції;} \\ Q_{е} = J_{е}^2 / \sigma_{е} & \text{у мідному екрані;} \\ 0 & \text{у захисній оболонці,} \end{cases} \quad (2)$$

де $J_{ж}$, $J_{е}$ – діючі значення густини струму в жилі та наведеного струму в екрані, відповідно; $\sigma_{ж}$, $\sigma_{е}$ – електропровідність жили та екрана; $tg\delta$, ε_r – тангенс кута діелектричних втрат і відносна діелектрична проникність матеріалу ізоляції; ω – кругова частота; $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – електрична постійна; E_r – напруженість електричного поля в ізоляції, яка розраховується за формулою

$$E_r(r) = \frac{U}{r \ln(r_e / r_{жс})}. \quad (3)$$

Тут U – напруга між жилою та екраном; r – поточна відстань від осі кабелю; $r_{жс}$, r_e – радіуси екрана і жили кабелю, відповідно.

Температурні залежності питомої теплоємності та електропровідності алюмінієвої жили в (1) і (2) визначаються виразами [14]

$$C(T) = 757,2 + 0,473 \cdot T, \text{ Дж/(кг} \cdot \text{K)};$$

$$\sigma_{жс}(T) = 10^8 / [-0,628 + T \cdot (8,45 \cdot 10^{-3} + 3,28 \cdot 10^{-6} \cdot T)], \text{ (Ом} \cdot \text{м)}^{-1}.$$

Теплоємність і теплопровідність поліетилену показано на рис. 2 [15]. Різке зміння теплоємності $C(T)$ поліетилену в інтервалі 90–120°C обумовлено плавленням кристалічної фази і переходом полімеру в аморфний стан [15].

Значення струму в жилі $I_{ж}$ приймалося рівним номінальному, струм в екрані $I_{е} = 0,07 I_{ж}$ [17]. Вихідна температура в усіх елементах кабелю $T_0 = 70^\circ\text{C}$. Умова осової симетрії задавалася на лінії OL (рис. 1). Горизонтальним границям відповідала умова теплової ізоляції. На відрізках AB та CD обирався тепловий потік, що відводиться у навколишнє середовище

$$-\lambda \partial T / \partial n = \alpha(T - T_c), \quad (4)$$

де α – коефіцієнт тепловіддачі; T_c – температура оточуючого середовища (повітря); $\mathbf{n}$ – вектор зовнішньої нормалі до границі кабелю.

Розрахунок теплових процесів в кабелі в зоні пожежі за відсутності вогнезахисного екрану. Вихідні дані для розрахунків наступні. Струм $I_{ж} = 760$ А, що відповідає тривало допустимому струму жили у разі прокладання кабелю в повітрі. Температура $T_c = 20^\circ\text{C}$. Для шитого поліетилену коефіцієнт діелектричних втрат $tg\delta = 0,001$, відносна діелектрична проникність $\varepsilon_r = 2,4$. Коефіцієнт тепловіддачі в (4) визначався за даними [16] для випадку теплообміну між повітрям і гладкою стінкою, його значення склало $\alpha = 9,6$ Вт/(м²·K).

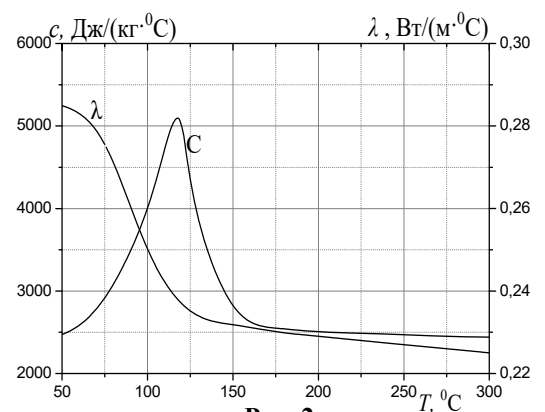


Рис. 2

Важливим розрахунковим моментом є застосування масштабування за довжиною кабелю 1:5 через невідповідність геометричних розмірів поперечного перерізу і загальної довжини кабелю (1,5 м). У цьому випадку в моделі використовувався масштабний множник 5 для позовжньої координати і вводилася анізотропія для коефіцієнту теплопровідності λ .

На рис. 3 показано отримані розрахунковим шляхом розподіли температури (в кольорі) і вектора теплового потоку (нормалізованими стрілками) в осьовому перерізі кабелю в моменти часу: а) $t = 3600$ с; б) $t = 7200$ с; в) $t = 10800$ с. Тепловий потік в об'ємі кабелю виникає, в основному, внаслідок зовнішнього нагріву оболонки кабелю в зоні пожежі. Зазначимо, що діелектричні втрати в ізоляції кабелю незначні. Їхня частка по відношенню до джоулевих втрат для даного випадку складає не більше 2 %.

Характер змінення температури вздовж радіусу в центральній зоні кабелю (по лінії NP на рис. 3, а) у різні моменти часу: 1 – $t = 1800$ с; 2 – $t = 3600$ с; 3 – $t = 7200$ с; 4 – $t = 10800$ с показано на рис. 4.

Дані рис. 3 та 4 свідчать про наступне.

1) Внаслідок низької теплопровідності матеріалу захисної оболонки і основної ізоляції кабелю тепло відносно повільно проходить вглиб кабелю. Протягом першої години екран кабелю нагрівається з 70 до $\sim 300^\circ\text{C}$.

2) Найбільший перепад температури досягається на товщині захисної оболонки (рис. 4), що визначає основні вимоги до матеріалу її виготовлення.

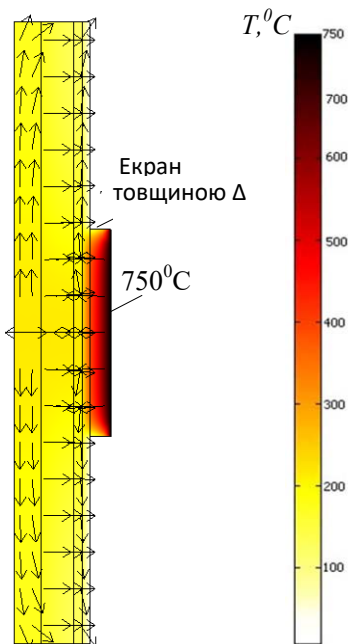


Рис. 5

умова $T = 750^\circ\text{C}$ (рис. 5).

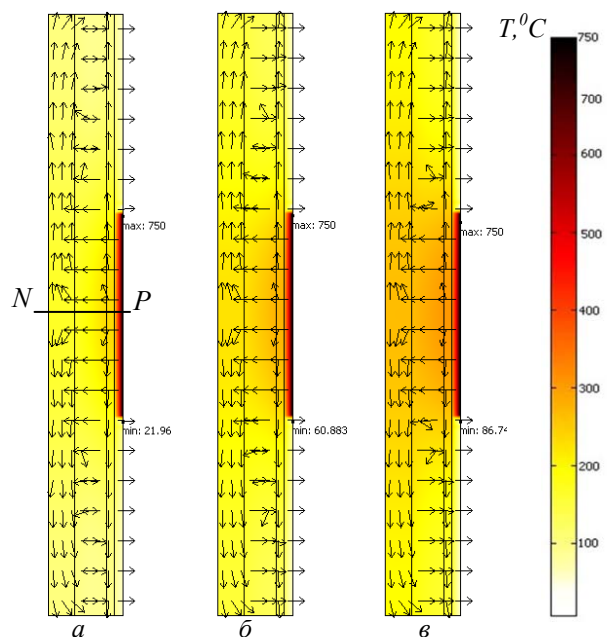


Рис. 3

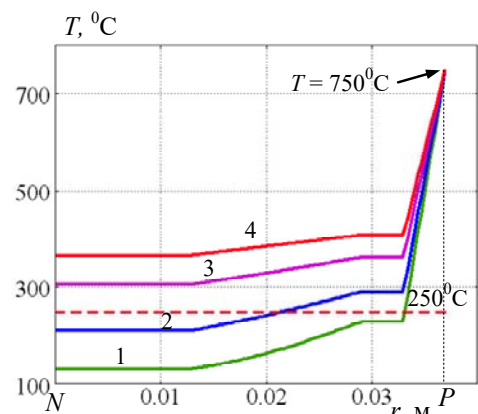


Рис. 4

3) Тепловий потік від найбільш нагрітої центральної зони кабелю відводиться до бічних поверхонь, в основному, по алюмінієвій жилі та мідному екрану (показано стрілками на рис. 3). Звідси випливає, що збільшення перерізу жили та екрана призведе до більш інтенсивного охолодження ізоляції в зоні пожежі і до збільшення часу безаварійної роботи кабелю під час пожежі.

Теплові процеси в кабелі в зоні пожежі під час використання вогнезахисного екрану. За допомогою комп'ютерної моделі (1)–(4) проводилися розрахунки для нестационарного та усталеного режиму нагріву кабелю у разі наявності захисного екрану різної товщини Δ та встановленому на центральній ділянці кабелю (рис. 5). Для розрахунків було обрано стійкий до загоряння матеріал екрану – асбест з наступними теплофізичними характеристиками: густина $\rho = 2400$ кг/м³, теплопровідність $\lambda = 0,05$ Вт/(м·К), теплоємність $C = 800$ Дж/(кг·К).

У разі моделювання ситуації виникнення пожежі поблизу кабелю і прямої дії на його частину вогню, на центральному вертикальному відрізку захисного покриття задавалася гранична

На рис. 5 для кабелю з екраном показано розподіл температури (у кольорі) та теплового потоку (нормалізованими стрілками) в досліджуваному об'ємі під час пожежу в зоні, що відповідає екрану у момент часу $t = 1800$ с.

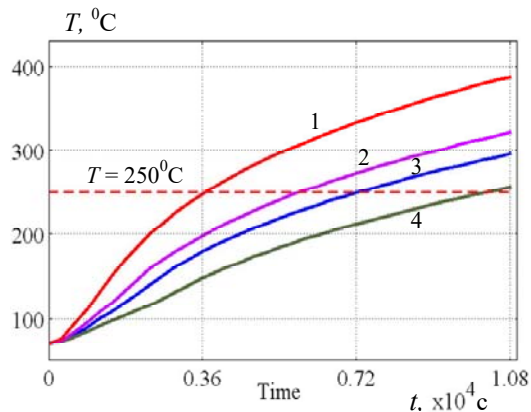


Рис. 6

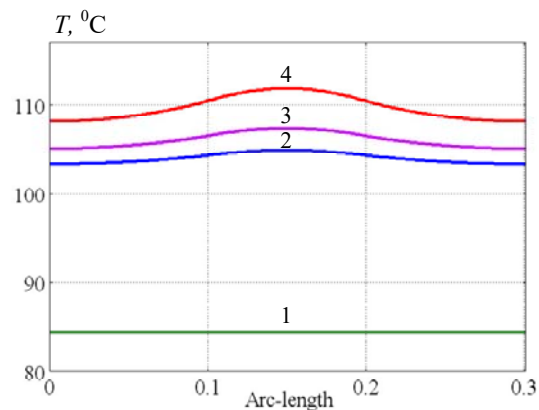


Рис. 7

Рис. 6 відображає змінення у часі температури центральної точки в середині ізоляції кабелю (на лінії NP на рис. 3) за умови пожежі для випадків, коли кабель не має екрану (крива 1) і коли застосовується захисний екран різної товщини: 2 – $\Delta = 3$ мм; 3 – $\Delta = 5$ мм; 4 – $\Delta = 10$ мм. Пунктирна лінія відповідає припустимій температурі поліетиленової ізоляції в режимі КЗ (250°C) та визначає тривалість безаварійної роботи кабелю у разі виникнення пожежі. Як показано на рис. 6, час надійної роботи кабелю з вогнезахисним екраном у разі пожежі поступово збільшується з однієї до трьох годин у разі змінення Δ від 0 до 10 мм, тобто в цьому сенсі наявність пожежобезпечного екрану є позитивним фактором, що дає змогу збільшити час роботи кабелю, який зазнає дії вогню, для того, щоб вчасно вжити необхідних протипожежних заходів.

З іншої сторони негативним фактором використання захисного екрану є збільшення температури ізоляції в нормальному робочому режимі через погіршення умов охолодження кабелю. На підтвердження цього наведено рис. 7, який ілюструє змінення температури у подовжньому напрямку посередині ізоляції кабелю за умови відсутності пожежі для випадків: 1 – кабель без екрану ($\Delta = 0$); 2 – $\Delta = 3$ мм; 3 – $\Delta = 5$ мм; 4 – $\Delta = 10$ мм. Розрахункові дані показують, що за товщини екрану $\Delta = 3, 5$ та 10 мм температура ізоляції на центральній вертикальній ділянці кабелю, яка відповідає розташуванню покриття, збільшується

відповідно на 20, 23 та 29°C . Слід підкреслити, що на такий несприятливий фактор необхідно зважувати під час застосування вогнезахисного екрану та виборі його товщини.

2. Експериментальне дослідження процесів в силовому кабелі, що знаходиться під прямою дією полум'я. Силовий кабель, що знаходиться безпосередньо в зоні пожежі, повинен певний час пропускати електричний струм задля живлення критично важливого електрообладнання. З метою визначення такого часового проміжку в роботі було створено експериментальний макет, що дає можливість дослідити процеси в кабелі з полімерною ізоляцією в умовах, наближених до пожежі (рис. 8).

Досліджувався кабель із ізоляцією зі зшитого поліетилену на напругу 10 кВ. Для моделювання теплової дії відкритого вогню використовувався газовий пальник. До кабелю було підключено джерело живлення постійної напруги 10,6 кВ. Електричні характеристики ізоляції кабелю (величина струму за постійної напруги 1 кВ та величина електричного опору ізоляції за цієї напруги) в процесі його руйнування оцінювалися шляхом вимірювання параметрів ізоляції кабелю мегометром Е6-16. Безпосередньо в момент вимірювання зразок кабелю на малий проміжок часу переключався із зовнішнього джерела на мегометр.



Рис. 8

На рис. 9 показано картини змінення в часі стану ізоляції кабелю безпосередньо в зоні дії полум'я спрямованої дії. Видно, що доволі швидко руйнується зовнішня оболонка кабелю. Приблизно за 2–3 хвилини після початку своєї дії полум'я досягає мідного екрана. Далі процес руйнування уповільнюється, поки весь цей мідний шар проплавляється. Такий процес триває приблизно 7 хвилин. Далі починає горіти полімерна ізоляція і в кінці процесу, після загального часового проміжку приблизно у 15 хвилин, відбувається електричний пробій ізоляції.

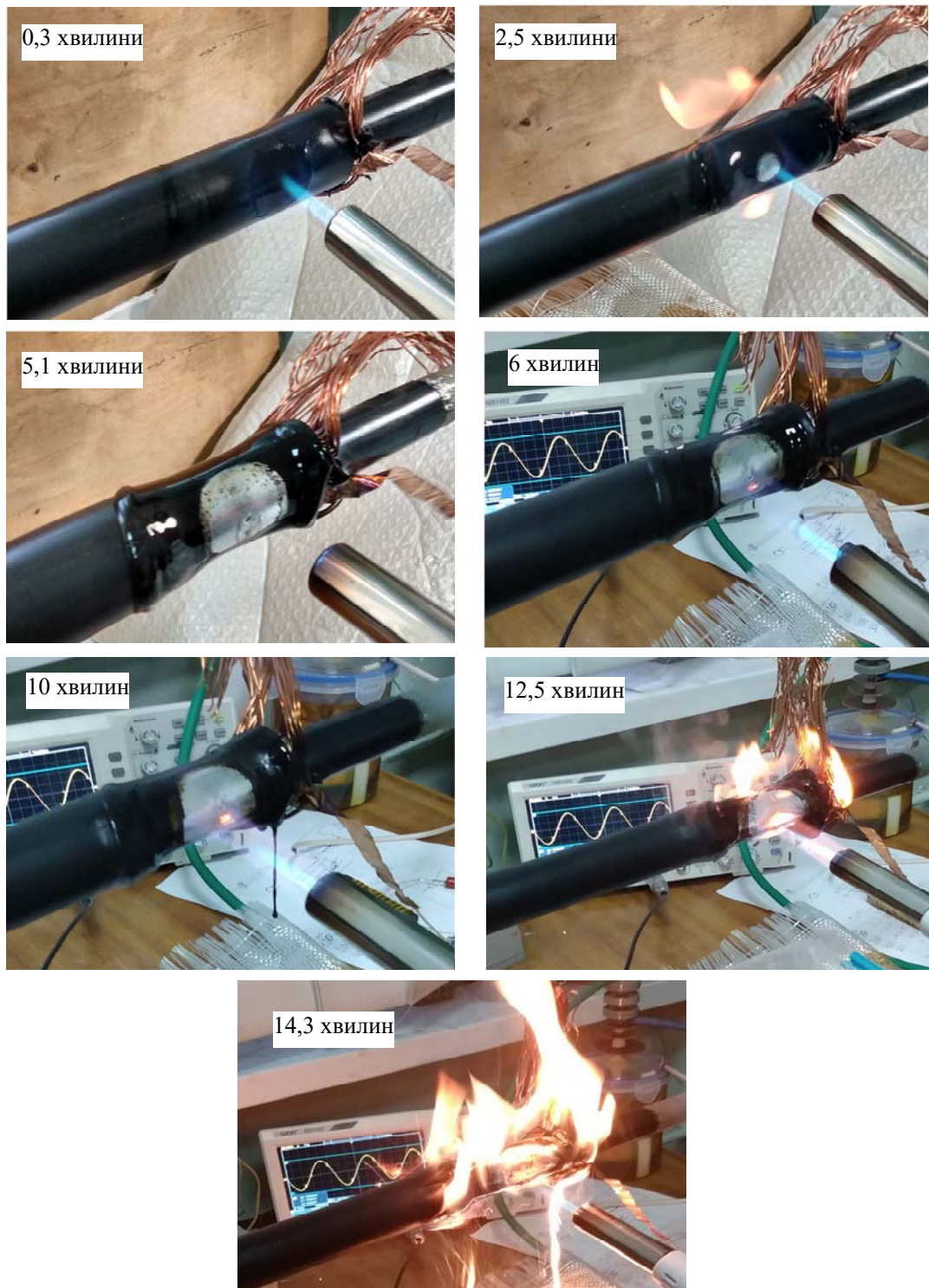


Рис. 9



Рис. 10

На рис. 10 показано зовнішній вигляд ізоляції кабелю внаслідок дії впродовж 15 хвилин відкритого полум'я після погашення вогню. Як видно, в зоні горіння на жилі ще залишається тонка полімерна ізоляція, що має чорний колір.

Таким чином, результати проведеного експерименту надали можливість дослідити основні етапи руйнування ізоляції кабелю внаслідок виникнення пожежі в зоні його розташування, а також встановити, що силовий кабель із полімерною ізоляцією на номінальну напругу 10 кВ, на який діє полум'я прямого

направлення, дає можливість здійснювати живлення навантаження приблизно впродовж 15 хвилин після початку пожежі.

Висновки 1. Розроблено комп'ютерну модель та досліджено перехідні теплові процеси в силовому кабелі з полімерною ізоляцією, що працює в аварійному пожежному режимі. Реалізація моделі дає можливість розраховувати теплові навантаження ізоляції та струмопровідної жили і тим самим прогнозувати термін служби кабелю в екстремальних ситуаціях.

2. Задля захисту кабелю від пожежі можуть використовуватися вогнезахисні екрани із стійкого до загорання матеріалу, наприклад, асбесту. У роботі виявлено як позитивний ефект від такого екрану, пов'язаний із збільшенням проміжку часу роботи кабелю в зоні пожежі в аварійному режимі, так і негативний ефект внаслідок погіршення умов охолодження кабелю під час роботи в штатному режимі. Показано, що використання екрану з асбесту товщиною 3–10 мм дає змогу у 2–3 рази збільшити час, впродовж якого ізоляція кабелю буде нагріватися до критичної температури – 250⁰С. Разом з цим за результатами теплових розрахунків в усталеному режимі встановлено, що у разі використання екрану різної товщини – 3, 5 та 10 мм, робоча температура ізоляції в зоні встановлення екрану під час роботи кабелю в штатному режимі збільшується відповідно на 20, 23 та 29 ⁰С. Цей фактор важливо враховувати під час вибору товщини захисного екрану.

3. Розроблено експериментальний макет для вивчення електричних характеристик ізоляції кабелю з полімерною ізоляцією під впливом відкритого полум'я, що відповідає умовам виникнення пожежі безпосередньо в зоні розташування кабелю. Проведені експериментальні дослідження для зразка силового кабелю напругою 10 кВ надали змогу визначити основні етапи руйнування його ізоляції від дії полум'я, а також встановити, що досліджуваний зразок, на який діє полум'я, здійснює живлення навантаження приблизно впродовж 15 хвилин після виникнення пожежі. Цей часовий проміжок визначається початком електричного пробоя пошкодженої внаслідок пожежі ізоляції кабелю.

Роботу виконано за держбюджетною темою "Забезпечення ефективності функціонування та розвитку розподіленої енергетики в Україні з використання технологій мікромереж" (шифр "Режим 3"), КПКВК 6541230.

1. Fire-resistant cable market size, share, trend, forecast, competitive analysis, and growth opportunity: 2023–2028. URL: <https://www.stratviewresearch.com/751/fire-resistant-cable-market.html> (дата доступу 10.03.2025)

2. Fire-Resistant Cable Market. January 2024. URL: <https://www.persistencemarketresearch.com/market-research/fire-resistant-cable-market.asp> (дата доступу 10.03.2025)

3. Безпрозваних Г.В., Мірчук І.А. Синтез технологічних режимів охолодження та радіаційного опромінення електричної ізоляції кабелів. Харків: ТОВ Друкарня Мадрид, 2021. 179 с.

4. Xu J.C., Ou H.X., Shan X.Y., Liu B., Jiang J.C., Xu G.G. Investigation of novel intumescent flame retardant low-density polyethylene based on SiO₂@MAPP and double pentaerythritol. *Journal of Applied Polymer Science*. 2020. No 137 (11). P. 49242. DOI: <https://doi.org/10.1002/app.49242>.

5. Yan Li, Leijie Qi, Yifan Liu, Junjie Qiao, Maotao Wang, Xinyue Liu, Shasha Li. Recent advances in halogen-free flame retardants for polyolefin cable sheath materials. *Polymers*. 2022. No 14. P. 2876. DOI: <https://doi.org/10.3390/polym14142876>.

6. Zolotaryov V.V., Chulieieva O.V., Chulieiev V.L., Kuleshova T.A., Suslin M.S. Influence of doping additive on thermophysical and rheological properties of halogen-free polymer composition for cable insulation and sheaths. *Electrical Engineering & Electromechanics*. 2022. Issue 2. Pp. 35–40. DOI: <https://doi.org/10.20998/2074-272X.2022.2.06>.

7. Fangrat J., Kaczorek-Chrobak K., Bartłomiej P. Fire behavior of electrical installations in buildings.

Energies. 2020. No 13(23). P. 6433. DOI: <https://doi.org/10.3390/en13236433>.

8. Porowski R., Kowalik P., Ramiączek P., Bąk-Patyna P., Gawdzik J. Application assessment of electrical cables during smoldering and flaming combustion. *Applied Sciences*. 2023. No 13(6). P. 3766. DOI: <https://doi.org/10.3390/app13063766>.

9. Макаров Е.Ф. Справочник по электрическим сетям 0,4–35 кВ и 110–1150 кВ. Т. 3. М.: Папирус-Про, 2004. 688 с.

10. Щерба А.А., Золотарев В.М., Перетятко Ю.В., Подольцев А.Д., Кучерявая И.Н., Ершов С.Е. Оптимизация электрофизических процессов для создания отечественных технологий изготовления высоконадежных кабелей на напряжения до 330 кВ с твердой полимерной изоляцией. *Праці Ін-ту електродинаміки НАН України*. 2009. Вип. 23. С. 137–147.

11. Щерба А.А., Подольцев О.Д., Кучерява І.М. Електричне поле напівпровідного екрана силового кабелю з полімерною ізоляцією з урахуванням структурних неоднорідностей. *Технічна електродинаміка*. 2024. № 5. С. 3–11. DOI: <https://doi.org/10.15407/techned2024.05.003>.

12. Мещанов Г.И., Холодный С.Д. Физико-математическая модель процесса горения электрических кабелей при групповой прокладке. *Кабели и провода*. 2007. №4 (305). С. 10–14.

13. Comsol multiphysics modeling and simulation software. URL: <http://www.comsol.com/> (дата доступу 22.02.2025)

14. Столович Н.Н., Миницкая Н.С. Температурные зависимости теплофизических свойств некоторых металлов. Минск: Наука и техника, 1975. 160 с.

15. Овсиенко В.Л. Исследование нелинейных тепловых полей в высоковольтных кабелях с полимерной изоляцией. *Кабели и провода*. 2000. № 4. С. 26–29.

16. Кухлинг Х. Справочник по физике. М.: Мир, 1985. 520 с.

17. Peschke E., Olshausen V. Cable Systems for High and Extra-High Voltage. Publicis MCD Verlag, 1999. 296 p.

STABILITY OF POWER CABLES UNDER FIRE CONDITIONS. COMPUTER AND EXPERIMENTAL STUDY

A.A. Shcherba¹, O.D. Podoltsev¹, I.M. Kucheriava¹, S.S. Roziskulov¹, R.V. Belyanin², T.Yu. Antonets²

¹ Institute of Electrodynamics National Academy of Sciences of Ukraine,

56, Beresteiskyi Ave., 56, Kyiv, Ukraine,

e-mail: podol@ied.org.ua.

² Yuzhcable works, PJSC,

Avtogenna str., 7, Kharkiv, 61099, Ukraine.

The work is dedicated to the experimental and numerical study of ways to increase the resource and reliability of power cables under fire emergency conditions. Firstly the computer model is developed and the temperature field in XLPE-insulated power cable operating at fire emergency is studied. The thermal processes in the case of the fireproof coating with different thickness located on the central section of the cable around it are analyzed. Two main factors of the additional coating are revealed: 1) the time of stable reliable operation of the cable at fire gradually increases with an increase in the thickness of the coating (a positive factor); 2) under normal operating conditions, due to cooling deterioration, the temperature of the insulation on the section of the cable, corresponding to the coating, increases with an increase in the thickness of the coating (a negative factor). Such factors should be taken into account when applying and choosing the dimensions of the coating. At the second stage of the work, the experimental study of power cable destruction under conditions close to a fire, i.e. under the direct influence of open flame, is carried out. The time from the beginning of the fire, during which the cable under the influence of the flame allows powering the load, is determined. References 17, figures 10.

Keywords: power cable, cross-linked polyethylene (XLPE) insulation, fire-resistant coating, fire, temperature field, service life of cable, experimental installation, computer analysis.

1. Fire-resistant cable market size, share, trend, forecast, competitive analysis, and growth opportunity: 2023–2028. URL: <https://www.stratviewresearch.com/751/fire-resistant-cable-market.html> (accessed at 10.03.2025)

2. Fire-Resistant Cable Market. January 2024. URL: <https://www.persistencemarketresearch.com/market-research/fire-resistant-cable-market.asp> (accessed at 10.03.2025)

3. Bezprozvannikh G.V., Mirchuk I.A. Synthesis of technological conditions for cooling and radiating impregnation of cable insulation. Kharkiv: TOV Drukarnya Madrid, 2021. 179 p. (Ukr)

4. Xu J.C., Ou H.X., Shan X.Y., Liu B., Jiang J.C., Xu G.G. Investigation of novel intumescent flame retardant low-density polyethylene based on SiO₂@MAPP and double pentaerythritol. *Journal of Applied Polymer Science*. 2020. No 137 (11). P. 49242. DOI: <https://doi.org/10.1002/app.49242>.

5. Yan Li, Leijie Qi, Yifan Liu, Junjie Qiao, Maotao Wang, Xinyue Liu, Shasha Li. Recent advances in halogen-free flame retardants for polyolefin cable sheath materials. *Polymers*. 2022. No 14. P. 2876. DOI: <https://doi.org/10.3390/polym14142876>.
6. Zolotaryov V.V., Chulieieva O.V., Chulieiev V.L., Kuleshova T.A., Suslin M.S. Influence of doping additive on thermophysical and rheological properties of halogen-free polymer composition for cable insulation and sheaths. *Electrical Engineering & Electromechanics*. 2022. Issue 2. Pp. 35–40. DOI: <https://doi.org/10.20998/2074-272X.2022.2.06>.
7. Fangrat J., Kaczorek-Chrobak K., Bartłomiej P. Fire behavior of electrical installations in buildings. *Energies*. 2020. No 13(23). P. 6433. DOI: <https://doi.org/10.3390/en13236433>.
8. Porowski R., Kowalik P., Ramiączek P., Bąk-Patyna P., Gawdzik J. Application assessment of electrical cables during smoldering and flaming combustion. *Applied Sciences*. 2023. No 13(6). P. 3766. DOI: <https://doi.org/10.3390/app13063766>.
9. Makarov E.F. Handbook on electrical networks 0.4–35 kV and 110–1150 kV. Vol. 3. Moskva: Papirus-Pro, 2004. 688 p. (Rus)
10. Shcherba A.A., Zolotaryov V.M., Peretyatko Yu.V., Podoltsev A.D., Kucheryavaya I.N., Ershov S.E. Optimization of electrophysical processes for the creation of domestic technologies for the production of high-reliable cables for voltages up to 330 kV with solid polymer insulation. *Pratsi Instytutu elektrodynamiky NAN Ukrainy*. 2009. Vyp. 23. Pp. 137–147. (Rus)
11. Shcherba A.A., Podoltsev O.D., Kucheriava I.M. Electric field of semiconducting screen in power cable with polymer insulation taking into account structural inhomogeneities. *Tekhnichna elektrodynamika*. 2024. No 5. Pp. 3–11. DOI: <https://doi.org/10.15407/techned2024.05.003>. (Ukr)
12. Meshchanov G.I., Kholodny S.D. Physical and mathematical model for the combustion process of electric cables during group laying. *Kabeli i provoda*. 2007. No 4 (305). Pp. 10–14. (Rus)
13. Comsol multiphysics modeling and simulation software. URL: <http://www.comsol.com/> (accessed at 22.02.2025)
14. Stolovich N.N., Mynytskaia N.S. Temperature dependences of the thermophysical properties of some metals. Minsk: Nauka i tekhnika, 1975. 160 p. (Rus)
15. Ovsienko V.L. Study of nonlinear thermal fields in high-voltage cables with polymer insulation. *Kabeli i provoda*. 2000. No. 4. Pp. 26–29. (Rus)
16. Kuchling H. Handbook on physics. Moskva: Mir, 1985. 520 p. (Rus)
17. Peschke E., Olshausen V. Cable Systems for High and Extra-High Voltage. Publicis MCD Verlag, 1999. 296 p.

Надійшла 20.03.2025
Остаточний варіант 10.04.2025

РОЗПОДІЛЕННЯ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОГО ПОЛЯ У НЕЕКРАНОВАНИХ СИЛОВИХ КАБЕЛЯХ З РІЗНОЮ КОНФІГУРАЦІЄЮ СТРУМОПРОВІДНИХ ЖИЛ

Г.В. Безпрозваних^{1*}, докт. техн. наук, Ю.Г. Гонтар^{1**}, канд. техн. наук, І.А. Пушкар^{2***}¹Національний технічний університет "Харківський політехнічний інститут",
вул. Кирпичова, 2, Харків, 61002, Україна,²Науково-виробниче підприємство «Алай»,
пр. Відрадин, 95 А2, офіс 202, Київ, 03061, Україна.E-mail: Hanna.Bezprozvannukh@khpi.edu.ua; Yuliia.gontar@khpi.edu.ua; ihor.pushkar@icee.khpi.edu.ua.

Вступ. Атомна енергетика є незаперечним компонентом у складі зеленої енергетики і визначає вагомий внесок у досягнення цілей сталого розвитку та підвищення енергетичної безпеки країни. Це надійне та передбачуване прогнозоване джерело електроенергії до 60 років з середньою вартістю виробленої енергії 0,4 євро/кВт·год.

Проблема. Атомні електростанції складаються з різних зон, які відрізняються температурою навколишнього середовища, рівнем радіації, вимогами щодо перевірки стійкості до аварій. Кабелі для атомних електричних станцій знаходяться під постійним впливом складних умов протягом усього терміну експлуатації і повинні забезпечувати надійне енергопостачання, відповідати вимогам екологічної безпеки та економічній ефективності. Впровадження сучасних інноваційних полімерних композицій потребує всебічного аналізу впливу електричної ізоляції на електричні параметри кабелів різного конструктивного виконання на стадії їх проектування та виробництва щодо забезпечення високого рівня експлуатаційної функціональності на АЕС.

Мета роботи полягає в аналізі розподілення електростатичного поля навколо ізольованих струмопровідних жил різної конфігурації з визначенням їх електричної ємності у силових неекраниваних кабелях систем локального живлення турбінного відсіку атомних електричних станцій. **Методика** ґрунтується на визначенні густини електричного заряду методом вторинних джерел на підставі інтегральних рівнянь Фредгольма першого та другого роду в моделях неекраниваних силових кабелів з секторними та круглими струмопровідними жилами. **Наукова новизна.** Визначено розподілення плоско-паралельного електростатичного поля в неекраниваних силових кабелях в залежності від схеми прикладання електричного потенціалу (нульового і ненульового, рівного 1000 В) до струмопровідних жил різної конфігурації. Доведено, що у силовому кабелі з жилами однакової конфігурації за умови створення дипольного розподілення електростатичного поля електричні ємності між жилами мають найбільші значення. Експериментально підтверджено коректність отриманих теоретичних положень, що узгоджується співпадінням розрахункових значень електричної ємності з експериментальними значеннями з різницею у 8,5%. **Практична значимість.** Визначено напруженість електричного поля на поверхні електричної ізоляції жил в залежності від схеми обстеження під час прикладання робочої та підвищеної випробувальної напруги. Задля зменшення напруженості електростатичного поля у 2 рази в повітряних проміжках запропоновано заповнення міжфазного простору діелектричним матеріалом з діелектричною проникністю $\epsilon_1=2,0$ на технологічній стадії виготовлення кабелів. Представлена методологія визначення розподілу електростатичного поля навколо ізольованих струмопровідних жил різної конфігурації може використовуватися для оцінки електричної ємності ізоляційних проміжків як довідкової для контролю кабелів на технологічній стадії виготовлення під час приймальних випробувань і в експлуатаційних умовах. Бібл. 27, рис. 7.

Ключові слова: атомні електричні станції, вимоги до кабелів АЕС, силові неекранивані кабелі турбінного відсіку, секторні струмопровідні жили, електростатичне поле, ізоляційні проміжки, електрична ємність.

Вступ. Вектор використання атомної енергії у сучасних умовах суттєво змінюється. Атомна енергетика є єдиним доступним та безпечним масштабованим базовим навантаженням без викидів, що робить її незаперечним компонентом "зеленої енергії" з прогнозованим видобутком до 60 років з низькою нестабільністю [1–5]. Вартість електроенергії в середньому становить: атомної – 0,4 євроцент/кВт·год, приблизно така ж, як і видобута гідроелектростанціями; теплової: понад 4,0

© Безпрозваних Г.В., Гонтар Ю.Г., Пушкар І.А., 2025

ORCID: * <https://orcid.org/0000-0002-9584-3611>; ** <https://orcid.org/0000-0002-4433-7305>;*** <https://orcid.org/0009-0003-2882-3412>

© Видавець ВД "Академперіодика" НАН України, 2025



Це стаття відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND 4.0

<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/legalcode.uk>

євроцент/кВт·год. у разі згоряння вугілля та (1,3–2,3) євроцент/кВт·год. у разі згоряння газу, вітрової – (0,1–0,2) євроцент/кВт·год. [1–5].

Передбачається, що до 2050 року глобальна світова потужність атомних електростанцій (АЕС) зросте на 40% порівняно з 2023 р. і становитиме 950 ГВт [4, 5]. Будівництво атомних електростанцій триває від 8 до 15 років залежно від термінів затвердження регуляторами та коштує приблизно (2–3) млрд. доларів для одного невеликого модульного реактора [4] і до 15 млрд. доларів для великої установки [5].

З наявною ядерною галуззю Україна потенційно здатна розширювати свої ядерні потужності у виробництві атомної енергії. В середньостроковій перспективі на Хмельницькій АЕС мають бути доопрацьовані два майже готові реактори. Державне фінансування може зіграти значну роль у стабільності, працездатності та розвитку атомної енергетики України.

Задля забезпечення надійного функціонування існуючих та нових АЕС потрібні сучасні безпечні кабелі, розроблені на основі ретельного вивчення електричних характеристик і, зокрема, розподілу електричного поля у разі різного конструктивного виконання струмопровідних жил.

Постановка проблеми. АЕС потребує спеціальних кабелів різного конструктивного виконання, призначених для особливих умов експлуатації. Для атомної електричної станції потужністю 1 ГВт потрібно понад 100 різних типів кабелів загальної довжини до 2 000 км і вартістю до шести млрд. грн. [6, 7].

Так, в системах безпеки та турбінному відсіку АЕС застосовуються сертифіковані [8, 9] вогнестійкі масло стійкі [10, 11] силові 3-х або 4-жильні кабелі на напругу 1 кВ [12] з терміном експлуатації 60 років за температури навколишнього середовища 70°C.

Комплекс вимог до кабелів щодо надійного енергопостачання, екологічної безпеки та економічної ефективності забезпечується сучасними полімерними композиціями в електричній ізоляції кабелів АЕС [13, 14]. Це обумовлює необхідність всебічного аналізу впливу електричної ізоляції на електричні параметри кабелів різного конструктивного виконання на стадії проєктування та виробництва.

В нормативно-технічній документації на силові кабелі, у тому числі і турбінного відсіку, не вказуються електричні параметри, зокрема, електрична ємність [15]. Цей параметр є важливим як на технологічній стадії виготовлення кабелів, так і в експлуатації задля спостереження за станом електричної ізоляції та оцінки технічного стану кабелів [16, 17].

Для силових кабелів одножильного виконання коаксіальної конструкції застосовується аналітична формула задля визначення електричної ємності [18]. Для розрахунку електричної ємності кабелів з довільною конфігурацією струмопровідних жил відсутні аналітичні формули. Наближені формули забезпечують визначення електричної ємності з похибкою до 26,7% [19].

Визначення електричної ємності кабелів у металевій оболонці базується на чисельних методах розрахунку електричного поля [20–24] із застосуванням програмного забезпечення Comsol Multiphysics [20], QuickField [21], на підставі використання методів кінцевих елементів та моментів [19, 20, 22, 23] для ідеалізованих струмопровідних жил, у тому числі і секторної форми з наближенням до еквівалентним круглим провідникам [24].

Метою даної роботи є аналіз розподілення електростатичного поля навколо ізольованих струмопровідних жил різної конфігурації із визначенням їхньої електричної ємності у силових неекранованих кабелях напруги 1000 В для локального живлення турбінного відсіку АЕС.

Моделювання виконується за допомогою програмного забезпечення з відкритим вихідним кодом Lazarus та GNU Octave.

Розподіл електростатичного поля у системі двох зарядів. Двовимірний підхід припускає, що струмопровідні жили нескінченно довгі та паралельні, і тому враховує лише поперечні компоненти електричного поля. Просторове розподілення електростатичного поля залежно від кількості струмопровідних жил, їхньої конфігурації у силовому неекранованому кабелі, прикладеної напруги та оточуючого діелектричного середовища.

Розглянемо спрощену модель розподілення електростатичного поля двох неізольованих струмопровідних жил у вигляді точкових зарядів у разі розташування у вакуумі.

Величина потенціалу для двох тіл, що знаходяться у вакуумі на деякій відстані L одне від одного і мають заряди Q і $-Q$, згідно з принципом суперпозиції для довільної точки простору, віддаленої від заряджених тіл на відстані R , визначається на підставі формули для електростатичного (кулонівського) потенціалу

$$\varphi = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{R} - \frac{1}{R+L} \right] = \frac{QL}{4\pi\epsilon_0 R(R+L)} = (L \ll R) \approx \frac{QL}{4\pi\epsilon_0 R^2}. \quad (1)$$

На рис. 1 показано лінії рівного потенціалу – екіпотенційні лінії (рис. 1, а, в) з позначеннями значень потенціалу φ (В) та проєкції поверхні φ на площину з візуалізацією зміни напрямку вектора напруженості електростатичного поля $\mathbf{E}$, спрямованими стрілками чорного кольору (рис. 1, б, г), двох тіл із зарядами $Q_1=+100$ пКл і $Q_2=-100$ пКл (рис. 1, а, б) та $Q_1=+100$ пКл і $Q_2=-50$ пКл (рис. 1, в, г) за відстані між ними 20 см. Як видно, електричне поле існує за межами зарядів. У разі різних значень заряду тіл (рис. 1, в, г) область, зайнята полем, поширюється: порівняйте рис 1, а та рис. 1, в.

Для чотирьох заряджених тіл у вакуумі величина потенціалу для довільної точки простору визначається як

$$\varphi = \frac{QL^2}{8\pi\epsilon_0 R^3}. \quad (2)$$

Порівняно з дипольним випадком збільшення кількості заряджених тіл різного знака, але однакового значення, призводить до зростання швидкості спадання напруженості електричного поля.

Область, зайнята електростатичним полем (рис. 1), більше ніж у три рази перевищує відстань між двома зарядами. За різних значень зарядів (рис. 1, в, г) спостерігається значна несиметричність розподілу поля.

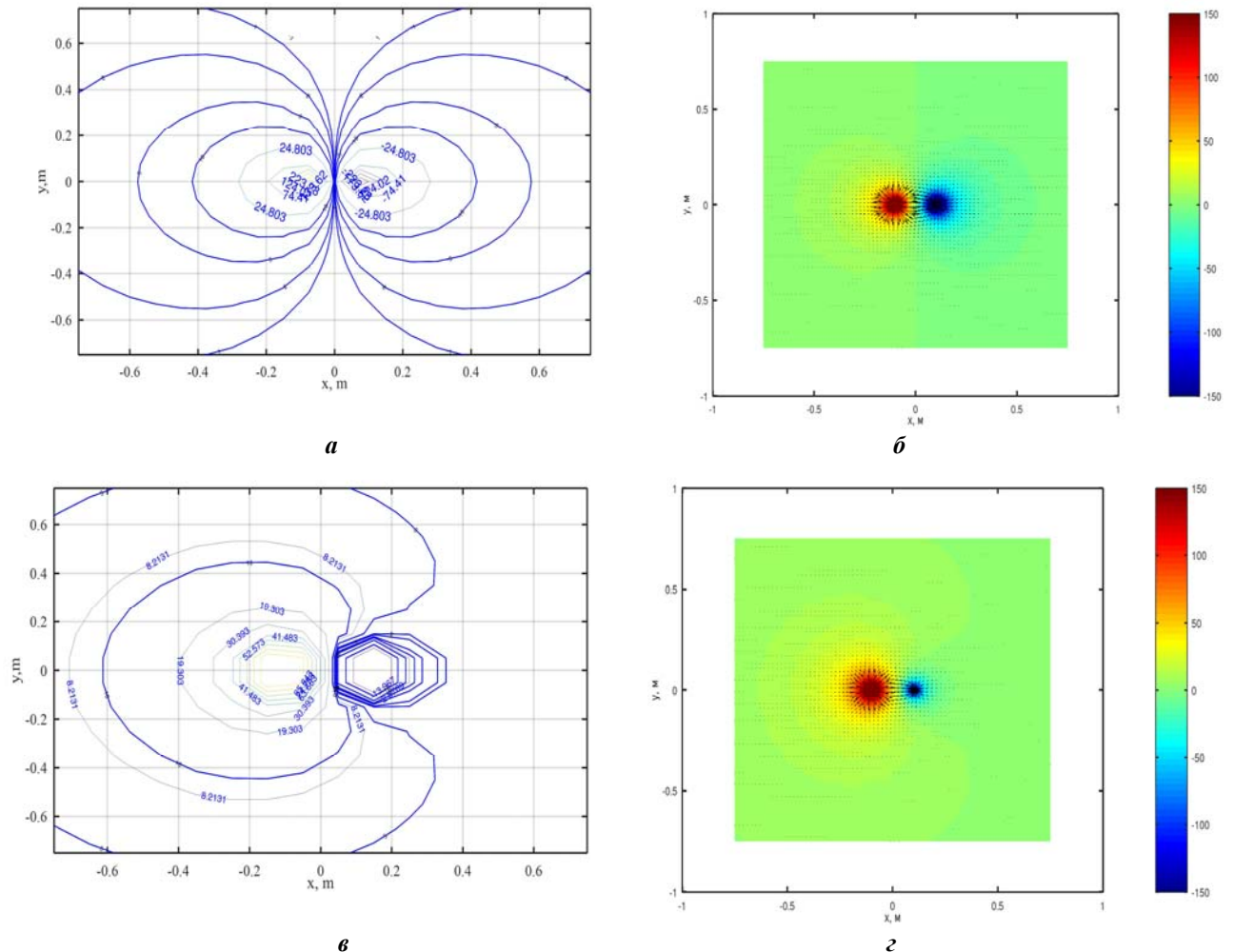


Рис. 1

Більш складна конфігурація електростатичного поля спостерігається безпосередньо у конструкції кабелів, наприклад, неекраниваних 4-х жильних у захисній полімерній оболонці з різною конфігурацією ізолюваних струмопровідних жил. Наявність діелектриків з різними діелектричними проникностями, більша кількість електродів особливо з різною конфігурацією спричинятиме спотворення електричного поля. Розподілення електростатичного поля залежатиме від

різноманітності схем прикладання, у тому числі і дипольного, електричного потенціалу до струмопровідних жил різної конфігурації та надає підстави визначити електричну ємність ізоляційних проміжків у неекраниваних 4-х жильних кабелів.

Моделі неекраниваних силових кабелів для визначення електростатичного поля та його характеристик. Розглянуто дві типові моделі неекраниваного 4-х жильного кабелю у полімерній оболонці (рис. 2). На рис. 2, а, б наведено фізичну модель неекраниваного силового кабелю з трьома секторними жилами однакового перерізу та однією круглою жилою іншого перерізу. На рис. 2, в – з круглими жилами однакового перерізу.

Діелектричні проникності електричної ізоляції жил (ϵ_2), захисної полімерної оболонки (ϵ_3), міжфазного заповнення (ϵ_1) та оточуючого середовища (ϵ_4) у загальному випадку різні (рис. 2, б, в). Товщина ізоляції – Δ_{ins} , товщина полімерної захисної оболонки – Δ_1 . Показано внутрішню J_{in} та зовнішню J_{out} поверхні полімерної захисної оболонки.

Геометрія секторної жили (рис. 2, а, б) – з круговими границями кромek. Основні параметри секторної жили (рис. 2, а): центральний кут β , радіус жили R_g , радіуси закруглення кромek R_1 та R_2 .

Для розрахунку плоско-паралельного електростатичного поля визначено ряд геометричних параметрів щодо задання координат вузлів на межах поділу середовищ у чотирьох-жильних кабелях. Так, для секторних жил (рис. 2, а) половина твірної поверхні жили A (рис. 2, б) представлено чотирма ділянками, на кожній з котрих розміщуються вузли для розрахунку в них поля:

– кругова ділянка центрального закруглення радіусу R_2 з відповідним кутом;

– прямолінійна ділянка від кінця дуги радіусу R_2 до початку дуги радіусу R_1 ;

– кругова ділянка периферійного закруглення радіусу R_1 з відповідним кутом;

– кругова ділянка жили радіусу R_g з центральним кутом.

Координати вузлів другої половини твірної знаходяться симетрично щодо осі симетрії жили A . Координати вузлів наступних двох жил B і C знаходяться шляхом повороту вузлів фази A на кути $-2\pi/3$ і $2\pi/3$ відповідно.

Реальна геометрія кабелів (рис. 2) складна. Розрахунок електричного поля засновано на ряді припущень.

1. Поверхні струмопровідних жил та ізоляції прийняті із закругленнями (рис. 2, а, б) для моделі з секторними жилами та круговими циліндричними для моделі з круглими жилами (рис. 2, в). Геометрія захисної полімерної оболонки – кругової

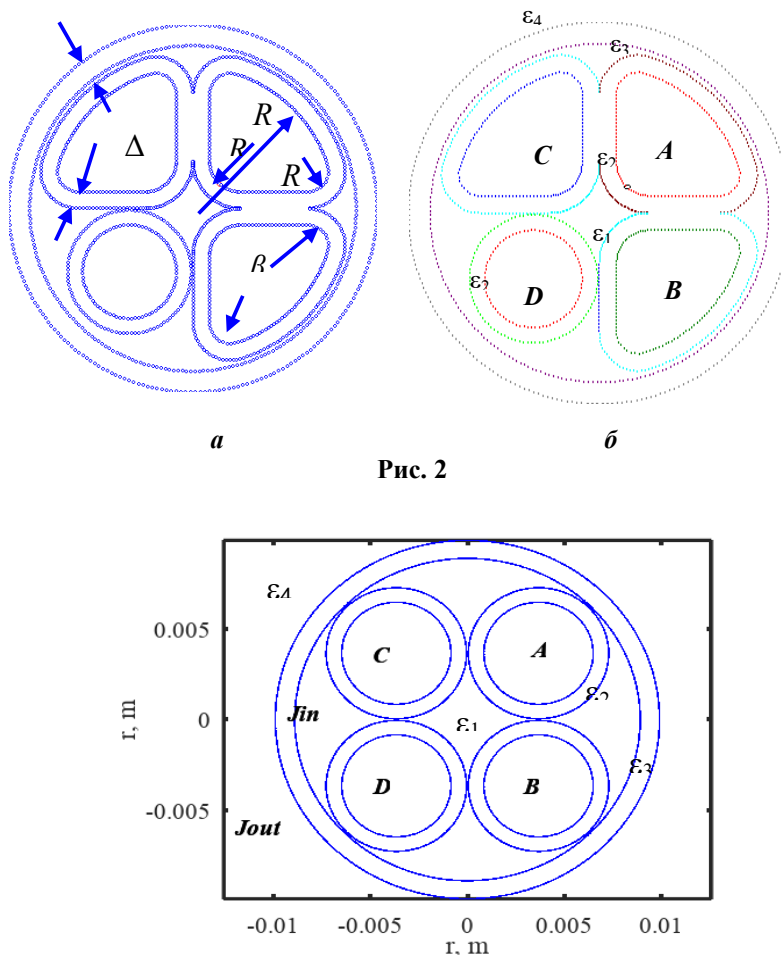


Рис. 2

Рис. 2, в

циліндричної форми.

2. Довжина ділянки з поверхневим зарядом повинна бути меншою відстані до точки спостереження електричного поля. Задля забезпечення цієї умови запроваджено повітряні зазори між ізольованими жилами товщиною 1 мкм, які не впливають на ємності ізоляційних проміжків, але дають змогу уникнути збігу вузлів, через які може різко зростати локальна похибка обчислень.

На кожній смужці з центром у точці M нескінченно малої ширини dl ділянок жил A , B , C , D (електродів) з кусково-однорідною ізоляцією розміщуються вузли для визначення розрахункової

густини електричного заряду $\sigma(M)$ методом вторинних джерел на підставі інтегральних рівнянь Фредгольма першого роду для електродів (3) та другого – для межі поділу діелектричних середовищ (4) відповідно [25, 26]

$$\frac{1}{2\pi\epsilon_0} \int \sigma(M) \cdot \ln \frac{r_o}{r_{QM}} \cdot dl_M = U, \quad (3)$$

$$\frac{\sigma(M)}{2\epsilon_0} - \frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{\epsilon_2 + \epsilon_1} \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \int_{S-\Delta S} \frac{\sigma(M) \cdot \cos(\vec{r}_{QM}, \vec{n}_Q) \cdot dl_M}{r_{QM}} = 0, \quad (4)$$

де $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – електрична стала; $U(\varphi)$ – заданий потенціал електродів; r_{QM} – відстань до точки Q (у якій шукають характеристики поля) від точки M ; r_o – відстань, де потенціал дорівнює 0; $\cos(\vec{r}_{QM}, \vec{n}_Q)$ – кут між векторами $\vec{r}_{QM}$ та $\vec{n}_Q$ – вектором нормалі до межі поділу середовищ з діелектричними проникністю ϵ_1 і ϵ_2 у точці Q .

Недоліком (4) є відсутність інформації про потенціал: рівняння (4) немає єдиного рішення. Задля отримання єдиного рішення об'єднують системи лінійних алгебраїчних рівнянь (СЛАР), що впливають з (3) та (4). В об'єднаній СЛАР перші N_e рядків рівнянь (вузлів – це точки, в яких знаходяться σ і для яких формуються рівняння в СЛАР) впливають з інтегрального рівняння Фредгольма першого роду (3) для потенціалів на поверхнях струмопровідних жил, а наступні N_d рядків рівнянь (вузлів, в яких знаходяться σ) – з інтегрального рівняння Фредгольма другого роду (4) для стрибків нормальної складової напруженості електростатичного поля на межі поділу діелектричних середовищ. Загальна кількість вузлів $N = N_e + N_d$ визначає порядок об'єднаної СЛАР. У матричній формі така СЛАР записується у вигляді

$$\bar{A} \cdot \bar{\sigma} = \bar{U}, \quad (5)$$

де $\bar{\sigma}$ – матриця-стовпчик шуканих значень густини вторинних зарядів, Кл/м² у вузлах загальної кількості N (порядок СЛАР); $\bar{U}$ – матриця-стовпчик, перші N_e членів якої відбивають задані потенціали вузлів, що знаходяться на струмопровідних жилах, інші $(N - N_e)$ – на межі поділу діелектричних середовищ та дорівнюють нулю; $\bar{A}$ – квадратна матриця коефіцієнтів, елементи якої a_{ij} дорівнюють

$$a_{ij} = \begin{cases} \begin{pmatrix} \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{r_{0j}}{r_{ij}} \cdot \Delta l_j & i \neq j \\ \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{r_{0j}}{\Delta l_j / (2e)} \cdot \Delta l_j & i = j \end{pmatrix} & i = 1 \div N_e \\ \begin{pmatrix} \frac{1}{2\epsilon_0} & i = j \\ -\beta \cdot \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{\cos(\vec{r}_{ij}, \vec{n}_j)}{r_{ij}} \cdot \Delta l_j & i \neq j \end{pmatrix} & i = N_e + 1 \div N \end{cases}, \quad (6)$$

де i – номер вузла, у якому шукаються характеристики поля; j – номер вузла, у якому розташований заряд; r_{ij} – відстань між ділянками i і j ; r_{0j} – відстань від ділянки j до точки O , потенціал якої можна прийняти рівним нулю; Δl_j – довжина відрізка твірної циліндра з центром у точці з номером j ; e – основа натурального логарифму; β – параметр, пов'язаний з діелектричними проникностями діелектричних середовищ: у разі орієнтації вектора нормалі $\vec{n}_j$ з середовища з діелектричною проникністю ϵ_2 в середовище з ϵ_1 параметр β дорівнює

$$\beta = \frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{\epsilon_2 + \epsilon_1}.$$

Чисельний розв'язок СЛАР (5) дає змогу визначити розрахункові значення густини вторинних зарядів σ_i у вакуумі та напруженості E_i електростатичного поля для поверхонь струмопровідних жил за (6) та на межі поділу діелектричних середовищ за (7) відповідно

$$E_i = \frac{\sigma_i}{\varepsilon_0} \quad (6), \quad E_i = \frac{\sigma_i}{2\varepsilon_0} \left(1 + \frac{1}{\beta}\right) \quad (7)$$

Зауважимо, що в (3)–(7) входить розрахункова густина заряду на поверхнях, розташованих у вакуумі. Фактична густина σ'_i зарядів на поверхнях ізолюваних діелектриком з діелектричною проникністю ε_2 жилах більше у ε_2 разів.

Фактична густина σ'_i зарядів дає можливість визначити загальний заряд Q кожної ізолюваної жили і електричну ємність при заданих потенціалах [25–26].

Дипольне та квадрупольне розподілення електростатичного поля у 4-х жильних неекраниваних силових кабелях. Розрахунок електростатичного поля для представлених моделей неекраниваних силових кабелів з однаковою круглою та різною конфігурацією жил виконано у середовищі Lazarus за складеними програмами, які включають:

- основну програму щодо фізичної моделі відповідного кабелю;
- підпрограму побудови розрахункової моделі з візуальним контролем розташування вузлів для перевірки правильності задання геометрії моделі;
- підпрограму для визначення коефіцієнтів a_{ij} СЛАР;
- підпрограму для розв’язання СЛАР методом Гаусса.

Приклад скріншоту розроблених інтерфейсів з візуалізацією результатів розрахунку електростатичного поля 4-х жильних неекраниваних силових кабелів у полімерній захисній оболонці у програмному середовищі Lazarus наведено на рис. 3. Побудова графіків розподілення електричного поля за чисельними результатами розрахунків з визначенням часткових ємностей – у програмному середовищі GNU Octave (див. далі рис. 5 – рис. 7). Наявність від’ємних значень поля на графіках рис. 3, 5, 6 обумовлена відображенням нормальної компоненти напруженості електричного поля.

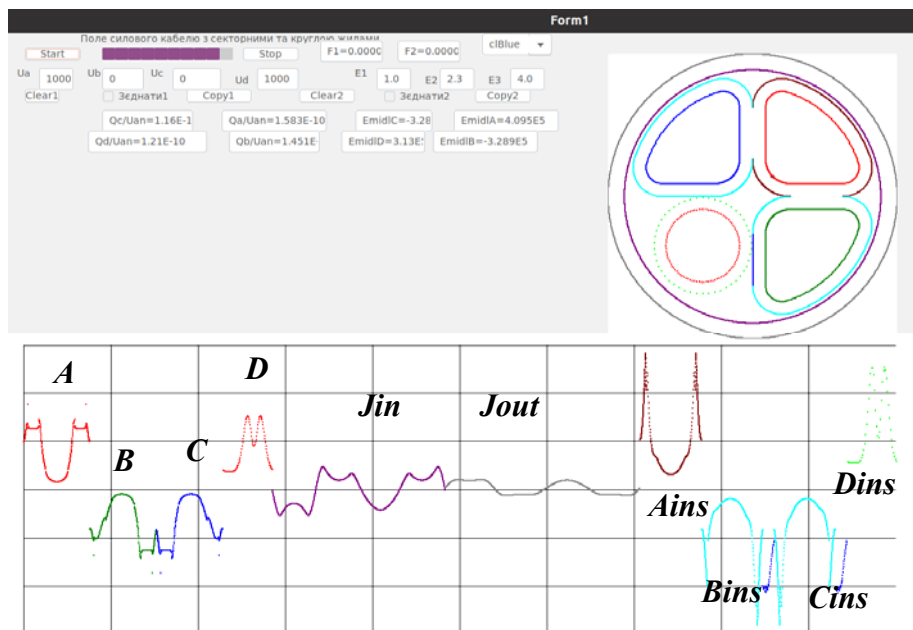


Рис. 3

На рис. 3 представлено: а) вхідні дані: меню для вводу значення потенціалу U в залежності від схеми дослідження та діелектричні проникності міжфазного простору, електричної ізоляції та полімерної захисної оболонки; б) вихідні дані: уточнені значення перерізів секторної та круглої струмопровідних жил; побудована модель неекраниваного силового кабелю з трьома секторними та однією круглою жилами; відношення загального заряду Q кожної ізолюваної жили з урахуванням впливу поруч розташованих жил до прикладеного потенціалу U , тобто сукупна та часткові електричні ємності ізоляційних проміжків за обраної схеми обстеження; розгортка нормальної складової напруженості електростатичного поля на поверхні струмопровідних жил та межі поділу діелектричних середовищ відповідно до позначень, наведених у поясненнях до рис. 5.

Для кабелю з різною конфігурацією жил (рис. 2, а, б): переріз секторних жил становить 25 мм², круглої – 16 мм². Для кабелю з круглою конструкцією жил (рис. 2, в) – переріз жил становить 25 мм². Для розглянутих конструкцій кабелів товщина ізоляції дорівнює $\Delta_{ins}=0,8$ мм; товщина

полімерної захисної оболонки – $\Delta_L=1,0$ мм. Діелектричні проникності електричної ізоляції жил $\epsilon_2=2,3$; захисної полімерної оболонки $\epsilon_3=4,0$; міжфазного заповнення $\epsilon_1=1$ (повітря). Кабелі розташовані у середовищі з діелектричною проникністю $\epsilon_4=1$ (повітря). Прикладена напруга становить 1000 В.

Між 4-ма струмопровідними жилами в кабелі утворюється 6 ізоляційних проміжків: $A-B$, $A-D$, $A-C$, $B-D$, $B-C$, $D-C$ (рис. 2, б, в) відповідно. В залежності від схеми прикладання напруги до струмопровідних жил електростатичне поле зосереджується у різних ділянках ізоляційних проміжків.

На рис. 4 наведено електричне поле нормальної складової напруженості на поверхні струмопровідних жил та межі поділу діелектричних середовищ в залежності від схеми обстеження силового кабелю з круглою конструкцією жил (рис. 2, в). Тангенціальна складова напруженості електричного поля у даній конструкції суттєво менша за нормальну [25]. Тангенціальна складова враховується у багатожильних контрольних кабелях або за наявності тріщин у ізоляції [17].

Під час прикладання потенціалу 1000 В до кожної із жил (наприклад, жили A – рис. 4, а) та знаходженні трьох інших (B, D, C) під нульовим потенціалом електростатичне поле у більшій мірі концентрується в ізоляції між жилами, що безпосередньо стикаються одна з одною (рис. 4, а). У такому випадку розподілення обумовлює сукупну ємність жили A відносно трьох інших та оточуючого середовища, а також часткові ємності між жилою A та жилами B , C та D відповідно.

За умови знаходження трьох жил A, B, D під високим потенціалом 1000 В і жили C під нульовим (інверсна ситуація рис. 4, а) електростатичне поле зосереджується в ізоляційних проміжках між жилами B, D та C . Розподілення обумовлює сукупну ємність жили C та часткові ємності між жилою C та жилами A, B та D відповідно.

За потенціалу 1000 В на жилах A, B, C і нульовому на жилі D електричне поле зосереджується переважно у електроізоляційних проміжках між потенціальними жилами A і B та між потенціальною жилою B та нульовою D (рис. 4, б). Розподілення обумовлює сукупну ємність жили D відносно трьох інших та оточуючого середовища, а також часткові ємності між жилою D та жилами A, B та C відповідно.

У разі високого потенціалу на жилах A, C та знаходженні двох інших D, B під нульовим (рис. 4, в) електростатичне поле в найбільшій мірі зосереджується в ізоляційних проміжках між всіма жилами та міжфазному заповненні. Саме за схемами прикладання напруги відповідно до рис. 4, в та дві потенціальні жили A, B проти двох жил C, D під нульовим потенціалом створюється дипольне розподілення електростатичного поля (рис. 1, а, б).

Квадрупольне – у випадку двох потенціальних жил A, D проти жил C, B під нульовим потенціалом (рис. 4, г). У цьому випадку спостерігається концентрація електричного поля у просторі між ізолюваними жилами $A-C$ та $B-D$. У силовому кабелі з жилами однакою конфігурації більшою мірою змінюються параметри проміжків за умови створення дипольного розподілення електростатичного поля, меншою мірою – проміжків за умови створення квадрупольного. За схемою розподілення електростатичного поля, наведеного для рис. 4, в, ємність між жилами матиме найбільші значення (далі рис. 7, в), що дає змогу контролювати конструктивну однаковість на технологічній стадії виготовлення кабелю та спостерігати за динамікою змінення ємності проміжків в процесі експлуатації.

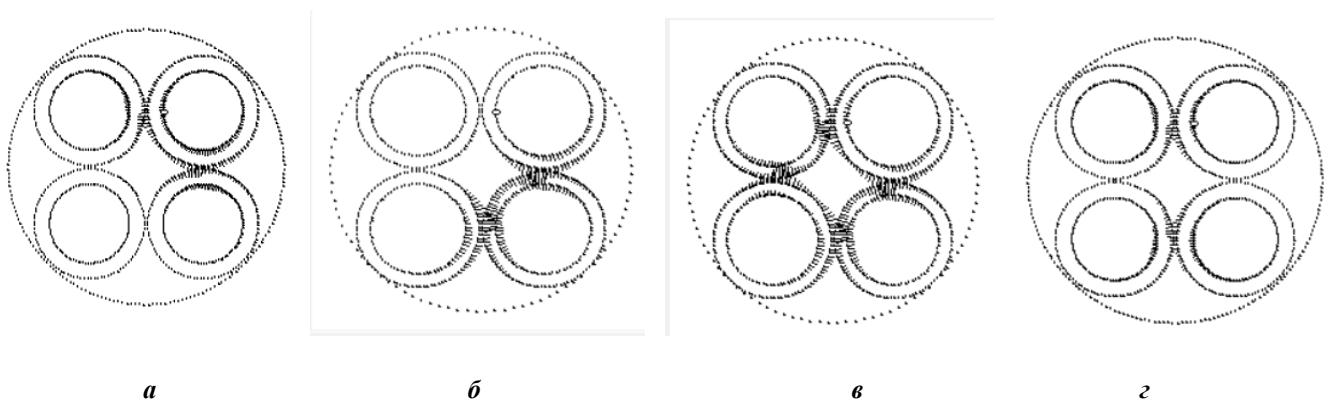
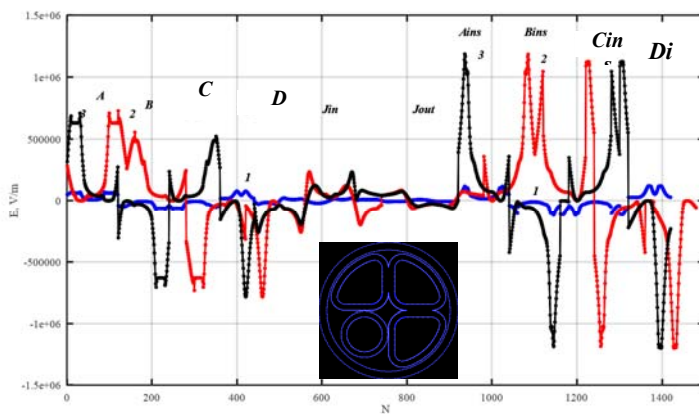


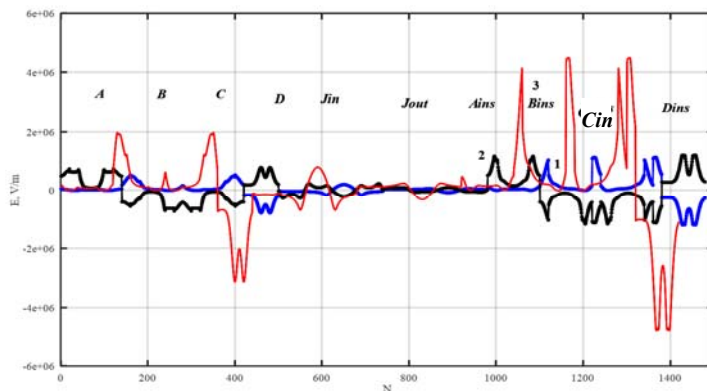
Рис. 4

На рис. 5 та рис. 6 показано результати чисельного моделювання електростатичного поля за різних схем обстеження у вигляді розгортки нормальної компоненти напруженості електростатичного поля по вузлах на поверхнях електродів A, B, D, C , на межі поділу діелектричних середовищ: $Ains, Bins, Dins, Cins$ – електричної ізоляції, $Jin, Jout$ – внутрішньої та зовнішньої поверхні захисної полімерної оболонки для двох конструкцій кабелів (рис. 2, а, б, в). Розподілення електростатичного поля вздовж поверхонь діелектричних середовищ для кабелю з різною конфігурацією жил показано на рис. 5, для кабелю з однаковою конфігурацією жил – на рис. 6 відповідно.

Криві на рис. 5, а відповідають схемам дослідження: крива 1 – жила A під потенціалом 1000 В, жили B, D, C – під нульовим. Криві 2 та 3 – дипольному розподіленню: жили A, B під потенціалом 1000 В проти жил C, D під нульовим та жили A, C під потенціалом 1000 В проти жил D, B під нульовим потенціалом відповідно.



а



б

Рис. 5

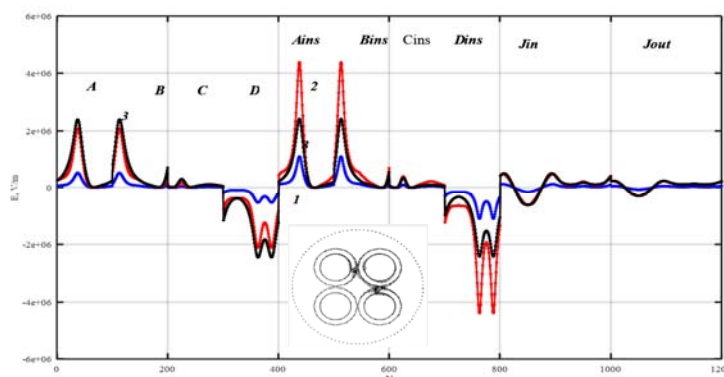


Рис. 6

Криві на рис. 5, б відповідають схемам дослідження: крива 1 – жили A, B, C під потенціалом 1000 В проти жили D під нульовим потенціалом; крива 2 – квадрупольне розподілення електростатичного поля: жили A, D під потенціалом 1000 В проти жил C, B під нульовим потенціалом; крива 3 – жили A, B, C під потенціалом 4000 В проти жили D під нульовим потенціалом.

Для кабелю з різною конфігурацією жил дипольне розподілення електростатичного поля (рис. 5, а, криві 2, 3) обумовлює зростання напруженості порівняно з квадрупольним (рис. 5, б, крива 2) та іншими (рис. 5, а, б криві 1) схемами прикладання високої напруги до електродів.

На рис. 6 для кабелю з однаковою конфігурацією жил показано розподілення електростатичного поля: за схемою дослідження під потенціалом три жили A, B, C разом проти жили D під нульовим потенціалом. Крива 1 – потенціал дорівнює 1000 В, криві 2 та 3 – потенціал дорівнює 4000 В. Крива 2 відповідає конструкції кабелю із заповненням міжфазного простору повітрям з діелектричною проникністю $\epsilon_1=1,0$. Крива 3 – заповненням діелектричним матеріалом з $\epsilon_1=2,0$.

Порівняння розподілення електростатичного поля в залежності від схеми обстеження за напруги 1000 В у струмопровідних жилах доводить, що в розглянутих конструкціях (рис. 5, а, б – криві 1, 2; рис. 6 – крива 1) не створюються умови для виникнення часткових розрядів у повітряних проміжках [17, 27].

В той же час за напруги 4000 В у струмопровідних жилах (рис. 5, б, крива 3; рис. 6, крива 2) на окремих

ділянках поверхні ізоляції жил напруженість електричного поля перевищує у 2 рази критичне значення напруженості початку часткових розрядів $E_{кр}=2,1$ МВ/м у повітряних проміжках [17, 27].

Це обумовлює виникнення між ізольованими жилами у повітряних зазорах ($\epsilon_1=1$ – повітря) часткових розрядів. Заповнення міжфазного простору діелектричним матеріалом з діелектричною проникністю $\epsilon_1=2,0$ зменшує напруженість поля у 2 рази. Випробування силових кабелів напруги від 1 кВ до 30 кВ проводяться відповідно до [15]. Стандарт містить таблиці коефіцієнтів, які використовуються задля порівняння зі стандартними таблицями напруги кабелю задля визначення скоригованої напруги на основі конкретних умов експлуатації. Таблиці створено на основі методології стандарту [15] і являють практичний посібник із розробки кабельної системи. Заповнення міжфазного простору сучасними діелектричними матеріалами замість повітряних проміжків в конструкції кабелів підвищує експлуатаційну надійність силових неекраниваних кабелів турбінного відсіку АЕС.

Для неекраниваних кабелів з неоднорідною та однорідною конфігурацією жил спостерігається просторове розподілення електричного поля на внутрішній та зовнішній поверхнях полімерної оболонки. У разі дипольної схеми обстеження електростатичне поле у більшій мірі виходить за межі неекраниваних кабелів. Напруженість електричного поля на зовнішній поверхні кабельної оболонки менше 0,2 МВ/м. Така напруженість не є небезпечною з точки зору розвитку часткових розрядів. Стан поверхні полімерних оболонок необхідно враховувати під час обстеження характеристик кабелів за умов експлуатації. Зволоження оболонок призводить до збільшення значень електричної ємності внутрішніх ізоляційних проміжків кабелів. Це можна використовувати для індикації вологи на поверхні полімерної оболонки кабелів в експлуатації на АЕС. В той же час проникнення електричного поля за межі захисної оболонки спотворюватиме результати вимірювання електричних характеристик кабелю в експлуатації: забруднення на поверхні оболонки впливатимуть на електричну ємність та діелектричні втрати [17].

Електричні ємності ізоляційних проміжків 4-х жильних неекраниваних кабелів. За будь-якої схеми обстеження (рис. 4) 4-х жильного неекраниваного кабелю електростатичне поле зосереджується як в ізоляційних проміжках, до струмопровідних жил котрих прикладено напругу, так і в поруч розташованих. Визначені за результатами моделювання електричного поля ємності ізоляційних проміжків являють собою сукупні C_S та часткові C_{part} ємності в залежності від схеми обстеження кабелю.

Важливо, що для кабелю з однаковою конфігурацією жил (рис. 1, а; рис. 2, в) часткові ємності 6-ти ізоляційних проміжків $A-B$, $A-D$, $A-C$, $B-D$, $B-C$, $D-C$ визначаються безпосередньо за результатами просторового розподілення електричного поля.

Представлена методологія визначення часткових ємностей базується на побудові розподілення електростатичного поля навколо ізольованих струмопровідних жил однакової конфігурації за 4-мя схемами обстеження неекраниваного кабелю.

1. Прикладання потенціалу 1000 В до жили A (рис. 4, а) та знаходженні трьох інших B , D , C під нульовим потенціалом. За такої схеми обстеження визначаються сукупна часткова ємність жили A (C_{SA}) та часткові ємності 3-х ізоляційних проміжків $A-B$, $A-D$, $A-C$ (C_{A-B} , C_{A-D} , C_{A-C}).

2. Прикладання потенціалу 1000 В до жили B та знаходженні трьох інших A , D , C під нульовим потенціалом. За такої схеми обстеження визначаються сукупна часткова ємність жили B (C_{SB}) та часткові ємності 3-х ізоляційних проміжків $B-A$, $B-D$, $B-C$: C_{B-A} , C_{B-D} , C_{B-C} .

3. Прикладання потенціалу 1000 В до жили C та знаходженні трьох інших A , B , D під нульовим потенціалом. За такої схеми обстеження визначаються сукупна часткова ємність жили C (C_{SC}) та часткові ємності 3-х ізоляційних проміжків $C-A$, $C-B$, $C-D$: C_{C-A} , C_{C-B} , C_{C-D} .

4. Прикладання потенціалу 1000 В до жили D та знаходженні трьох інших A , B , C під нульовим потенціалом. За такої схеми обстеження визначаються сукупна часткова ємність жили D (C_{SD}) та часткові ємності 3-х ізоляційних проміжків $D-A$, $D-B$, $D-C$: C_{D-A} , C_{D-B} , C_{D-C} .

Для кожної схеми обстеження сума часткових ємностей, включених паралельно, повинна дорівнювати сукупній. Результати доводять: найбільша похибка розрахунків становить 0,88%. Часткові ємності ізоляційних проміжків $A-D$ (пункт 1) та $D-A$ (пункт 4) між віддаленими струмопровідними жилами відрізняються на 5,7%.

Представлена методологія визначення часткових ємностей для кабелю з однаковою конфігурацією жил виявляється не працездатною для кабелю з різною конфігурацією жил (рис. 1, б; рис. 2, а, б). Необхідно повний набір 6-ти схем обстеження кабелю. Схеми обстеження включають

зазначені вище чотири у пунктах (1–4) з 2-ма додатковими: 5. три жили, наприклад, A, B, C – проти жили D ; 6. три жили, наприклад, A, B, D – проти жили C . На підставі розподілення електричного поля для 6-ти схем обстеження визначено 6 значень сукупних ємностей: $C_{SA}; C_{SB}; C_{SC}; C_{SD}; C_{SA,B,C-D}; C_{SA,B,D-C}$. У такому випадку 6 значень невідомих часткових ємностей C_{part} визначаються за результатами обстеження за 6-ма схемами прикладання напруги на підставі розв’язку системи лінійних алгебраїчних рівнянь шостого порядку [26]

$$AC * C_{part} = C_s, \quad (8)$$

де AC – матриця коефіцієнтів, яка визначає участь часткової ємності у сукупній для відповідної схеми обстеження; C_{part} – матриця-стовпець невідомих 6-ти часткових ємностей; C_s – матриця-стовпець 6-ти сукупних ємностей.

Прийmemo наступний порядок розташування часткових ємностей у матриці-стовпці невідомих C_{part} : $C_{A-B}; C_{A-D}; C_{A-C}; C_{B-C}; C_{B-D}; C_{C-D}$.

Елементи матриці AC у двійковій системі числення дорівнюють 1 у разі, якщо часткова ємність ізоляційного проміжку приймає участь у сукупній ємності, та дорівнюють 0 – у протилежному випадку.

Так, наприклад, для схеми обстеження за пунктом 1 у правій частині (8) сукупна ємність C_{SA} дорівнює сумі паралельно включених часткових ємностям 3-х ізоляційних проміжків:

$C_{SA} = C_{A-B} + C_{A-D} + C_{A-C} + 0 + 0 + 0$, тобто часткові ємності $C_{B-C}, C_{B-D}, C_{C-D}$ дорівнюють 0. Рядок матриці AC має вигляд: 1 1 1 0 0 0. Відмінні від нуля ті елементи рядка матриці AC , які відповідають частковим ємностям, що приймають участь у відповідній схемі обстеження.

На рис. 7, а, б представлено гістограми для 4-х значень електричної ємності кожної з шести схем обстеження відповідно до рис. 3, а – рис. 3, г силових кабелів двох типів конструктивного виконання. Рис. 7, а – для силового кабелю з різною конфігурацією струмопровідних жил, рис. 7, б – для силового кабелю з однакою конфігурацією струмопровідних жил відповідно. Для такої конструкції відзначаються менші значення ємності порівняно з різною конструкцією жил за умови застосування однакових електроізоляційних матеріалів для ізоляції жил, середовища між жилами і матеріалу оболонки.

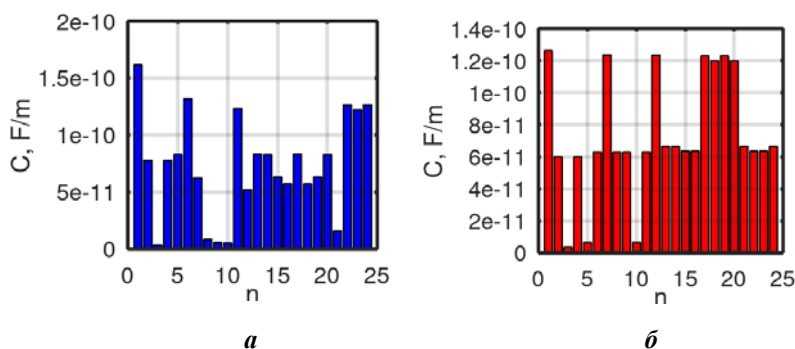


Рис. 7

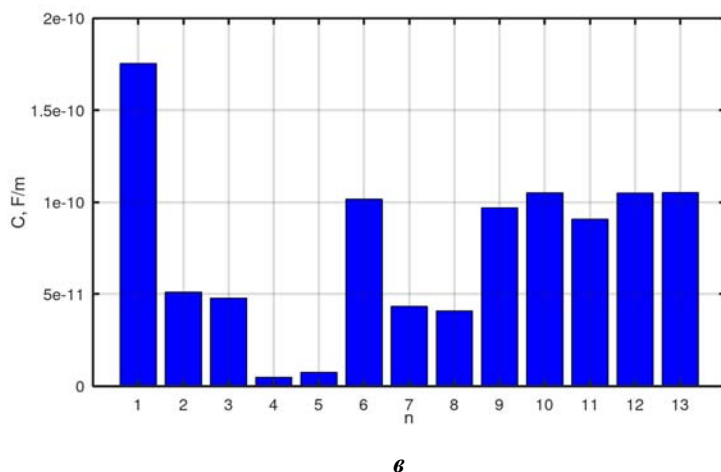


Рис. 7

На рис. 7, в наведено результати вимірювань електричної ємності силового неекранованого кабелю з різною конфігурацією струмопровідних жил: три секторні жили перерізом 25 мм^2 та одна жила перерізом 16 мм^2 круглої форми. Розрахункові значення електричної ємності узгоджуються з експериментальними (порівняйте рис. 7, а з рис. 7, в). Так, найбільші значення розрахункової ємності $C=161,7 \text{ пФ/м}$ ($n=1$, рис. 6, а) та експериментальної $C=175,41 \text{ пФ/м}$ ($n=1$, рис. 7, в) відповідають дипольному розподіленню електростатичного поля за схемою обстеження для рис. 4, в: жили A, C – під високим потенціалом, жили D, B – під нульовим.

Висновки. Представлено методику чисельного розрахунку електростатичного поля методом вторинних джерел в аналітично заданих математичних моделях силових неекранованих кабелів з ізованими секторними та

круглими струмопровідними жилами. Методика надає можливості визначення шести значень часткової ємності у 4-х жильних кабелях з однаковою конфігурацією жил безпосередньо за результатами розрахунків електростатичного поля. У 4-х жильних кабелях з різною конфігурацією жил – на підставі розв’язку системи лінійних алгебраїчних рівнянь 6-о порядку, що відображає результати шести сукупних значень ємностей за різних схем просторового розподілення електростатичного поля.

Визначено вплив схеми прикладання різного електричного потенціалу (нульового і 1000 В) до струмопровідних жил різної конфігурації на розподілення електричного поля в неекраниваних силових кабелях в полімерній захисній оболонці. Встановлено зростання напруженості електричного поля до 4,5 кВ/мм на поверхні електричної ізоляції жил у разі прикладання підвищеної випробувальної напруги, що сприяє виникненню часткових розрядів у повітряних проміжках. Задля зменшення напруженості електричного поля у 2 рази в повітряних проміжках та підвищення експлуатаційної функціональності кабелів рекомендовано заповнення міжфазного простору діелектричним матеріалом з діелектричною проникністю $\epsilon_1=2,0$.

Доведено, що за умови створення дипольного просторового розподілення електростатичного поля у силовому кабелі електричні ємності між жилами однакової круглої конфігурації мають найбільші значення. Виконано верифікацію розроблених математичної моделі 4-х жильного кабелю з жилами різної конфігурації та методики чисельного розрахунку електростатичного поля шляхом порівняння розрахункових значень електричної ємності ізоляційних проміжків з експериментальними для зразка кабелю систем локального живлення турбінного відсіку АЕС. Розбіжність між розрахунковими та експериментальними значеннями становить 8,5%.

Отримані значення електричної ємності ізоляційних проміжків можна використовувати як довідкові для контролю налаштувань технологічного процесу виготовлення кабелів з сучасними полімерними композиціями під час приймальних випробувань і в експлуатаційних умовах.

Конфлікт інтересів. Автори заявляють про відсутність конфлікту інтересів.

ELECTROSTATIC FIELD IN UNSHIELDED POWER CABLES WITH DIFFERENT CONFIGURATIONS OF CORE

G.V. Bezprozvannykh¹, Yu.G. Gontar¹, I.A. Pushkar²

¹ National Technical University “Kharkov Polytechnic institute”,
Str. Kirpichova 2, Kharkiv, 61002, Ukraine.

² Enterprise LLC SPE ALAY,
Otradny Ave., 95 A2, office 202, Kyiv, 03061, Ukraine.

E-mail: Hanna.Bezprozvannukh@khpi.edu.ua; Yuliia.gontar@khpi.edu.ua; ihor.pushkar@ieec.khpi.edu.ua.

Introduction. Nuclear energy is an undeniable component of green energy and makes a significant contribution to achieving sustainable development goals and increasing the country's energy security. It is a reliable and predictable source of electricity for up to 60 years with an average cost of energy produced of 0.4 euros/kWh. **Problem.** Nuclear power plants consist of different zones that differ in ambient temperature, radiation level, and requirements for testing resistance to accidents. Cables for nuclear power plants are constantly exposed to difficult conditions throughout their entire service life and must provide reliable power supply, meet environmental safety and economic efficiency requirements. The introduction of modern innovative polymer compositions requires a comprehensive analysis of the influence of electrical insulation on the electrical parameters of cables of various designs at the stage of their design and production to ensure a high level of operational functionality at nuclear power plants. **The purpose** of the work is to analyze the distribution of the electrostatic field around insulated conductive cores of various configurations with the determination of their electrical capacitance in unshielded power cables of local power supply systems of the turbine compartment of nuclear power plants. **The methodology** is based on determining the electric charge density by the secondary source method based on the Fredholm integral equations of the first and second kind in models of unshielded power cables with sector and round conductive cores. **Scientific novelty.** The distribution of the plane-parallel electrostatic field in unshielded power cables has been determined depending on the scheme of applying an electric potential (zero and non-zero, equal to 1000 V) to conductive cores of various configurations. It has been proven that in a power cable with cores of a uniform configuration, under the condition of creating a dipole spatial distribution of the electrostatic field, the electric capacitances between the cores have the largest values. The correctness of the obtained theoretical provisions has been experimentally confirmed, which is confirmed by the coincidence of the calculated values of the electric capacitance with the experimental values with a difference of 8.5%. **Practical significance.** The

electric field strength on the surface of the electrical insulation of the cores has been determined depending on the inspection scheme when applying the working and increased test voltage. It is proposed to fill the interphase space with a dielectric material with a dielectric permittivity $\epsilon_1=2.0$ to reduce the electrostatic field strength by 2 times in the air gaps at the technological stage of cable manufacturing. The presented methodology for determining the spatial distribution of the electrostatic field around insulated conductive cores of various configurations can be used to estimate the values of the electrical capacitance of insulating gaps as reference for controlling cables at the technological stage of manufacturing during acceptance tests and in operational conditions. References 27, figures. 7.

Key words: nuclear power plants, criteria for NPP cables, power unshielded cables of the turbine compartment, sector conductive cores, electrostatic field, insulating gaps, electrical capacitance.

1. Legal frameworks for long-term operation of nuclear power reactors. Nuclear Energy Agency (NEA), 2019. No 7504. 180 p.
2. Tanarro Colodron J., Wastin F., Alvarez-Sarandés Lavandera R., Simola K., Renda G. Long-Term Horizon Scanning for Nuclear Technologies Yearly. Report. Publications Office of the European Union, Luxembourg, 2024. 24 p. DOI: <https://doi.org/10.2760/292671>. JRC136139.
3. International Atomic Energy Agency. Ageing Management for Nuclear Power Plants: International Generic Ageing Lessons Learned (IGALL). Safety Reports Series. N. 82 (Rev. 1). Vienna: IAEA, 2020. 120 p.
4. Advancing the Robustness of Electrical Power Systems of Nuclear Power Plants. Nuclear Energy Agency. Nuclear energy agency committee on the safety of nuclear installations. NEA/CSNI/R(2020)8. 2023. 38 p.
5. Aszódi A., Biró B., Adorján L., Csaba Dobos A., Illés G., Tóth N.K., Zagyi D., Zsiborás Z.T. The effect of the future of nuclear energy on the decarbonization pathways and continuous supply of electricity in the European Union. *Nuclear Engineering and Design*. 2023. Vol. 415. No 15. P. 112688. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2023.112688>.
6. Bezprozvannykh G.V., Moskvitin Y. S. Strategy for managing the aging of nuclear power plant cables. *Energy saving. Energozberzhennia. Energetyka. Energoauditt*. 2022. No 11-12. Pp. 177-178. DOI: <https://doi.org/10.20998/2313-8890.2022.11.02>. (Ukr)
7. Liu F. Chapter 9. Nuclear Power Station Cables. The Global Cable Industry: Materials, Markets, Products. 2021. Pp. 249-289. DOI: <https://doi.org/10.1002/9783527822263.ch9>.
8. 383-2003, IEEE Standard for Qualifying Class 1E Electric Cables and Field Splices for Nuclear Power Generating Stations. DOI: <https://doi.org/10.1109/IEEESTD.2004.94567>.
9. UL Standard, UL 2196. Fire Test for Circuit Integrity of Fire-Resistive Power, Instrumentation, Control and Data Cables. 2017.
10. 383-2003, IEEE Standard for Qualifying Class 1E Electric Cables and Field Splices for Nuclear Power Generating Stations. DOI: <https://doi.org/10.1109/IEEESTD.2004.94567>.
11. Brown J., Bernstein R., Glover S., Neely J., Pena G., Williamson K., Zutavern F., Gelbard F. Submerged Medium Voltage Cable Systems at Nuclear Power Plants: A Review of Research Efforts Relevant to Aging Mechanisms and Condition Monitoring. SANDIA REPORT, 2015. 144 p. DOI: <https://doi.org/10.2172/1177756>.
12. Hongru Zhao, Jiejuan Tong, Jun Zhao, Jing Wu Failure characteristic of class 1E electrical cable used in the nuclear power plant exposed to fire. *Progress in Nuclear Energy*. 2022. Vol. 150. Pp. 104292. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.pnucene.2022.104292>.
13. Bezprozvannykh G.V., Grynishina M.V., Moskvitin Y.S. Requirements for cables as a category of construction products and thermal resistance of power cables. *Electrical Engineering & Electromechanics*. 2024. No 1. Pp. 61-68. DOI: <https://doi.org/10.20998/2074-272X.2024.1.08>. (Ukr)
14. Yan Li, Leijie Qi, Yifan Liu, Junjie Qiao, Maotao Wang, Xinyue Liu, Shasha Li Recent Advances in Halogen-Free Flame Retardants for Polyolefin Cable Sheath Materials. *Polymers*. 2022. No 14(14). Pp. 2876. DOI: <https://doi.org/10.3390/polym14142876>.
15. IEC 60502-1: 2021 Power cables with extruded insulation and their accessories for rated voltages from 1 kV ($U_m = 1,2$ kV) up to 30 kV ($U_m = 36$ kV). Part 1: Cables for rated voltages of 1 kV ($U_m = 1,2$ kV) and 3 kV ($U_m = 3,6$ kV). 2021. 55 p.
16. Ramy S. A. Afia, Ehtasham Mustafa, Zoltán Ádám Tamus Aging Mechanisms and Non-Destructive Aging Indicators of XLPE/CSPE Unshielded LV Nuclear Power Cables Subjected to Simultaneous Radiation-Mechanical Aging *Polymers*. 2021. Vol. 13(18). Pp. 3033. DOI: <https://doi.org/10.3390/polym13183033>.
17. Bezprozvannykh G.V. Dielectric scanning of the transverse structure of stranded cables by the method of cumulative measurements. *Tekhnichna elektrodynamika*. 2008. No 3. Pp. 30–36. (Rus)
18. Akihiro Ametani, Teruo Ohno, Naoto Nagaoka. Cable System Transients: Theory, Modeling and Simulation Impedance and Admittance Formulas. John Wiley & Sons Singapore Pte. Ltd., 2015. 390 p. DOI: <https://doi.org/10.1002/9781118702154.ch2>.

19. Shafieipour M., Chen Z., Menshov A., De Silva J., Okhmatovski V. Efficiently computing the electrical parameters of cables with arbitrary cross-sections using the method-of-moments. *Electric Power Systems Research*. 2018. Vol. 162. Pp. 37-49. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.epsr.2018.04.013>.
20. Gustavsen B.A., Bruaset A., Bremnes J.J., Hassel A. A Finite-Element Approach for Calculating Electrical Parameters of Umbilical Cables. *IEEE Transactions on Power Delivery*. 2009. Vol. 24(4). Pp. 2375-2384. DOI: <https://doi.org/10.1109/TPWRD.2009.2028481>.
21. Popa I. Numerical Modeling of Power Cables. *International Symposium on Electrical Apparatus and Technologies (SIELA)*. 2016. Bourgas, Bulgaria. DOI: <https://doi.org/10.1109/SIELA.2016.7543035>.
22. Antoniou D., Tzimas A., Rowland S. M. Electric fields in LVDC cables. Proceedings of IEEE International Conference on Solid Dielectrics, ICSD.2013. Bologna, Italy. Pp. 484-487. DOI: <https://doi.org/10.1109/ICSD.2013.6619680>.
23. Murglat M., Ulbig A., Krah S. Impedance modeling of low-voltage cables considering capacitances and parameter uncertainty using finite-element method. *Electric Power Systems Research*. 2024. Vol. 235. P. 110794.
24. Geis-Schroer J., Hubschneider S., Held L., Gielnik F., Armbruster M., Suriyah M., Leibfried T. Modeling of German Low Voltage Cables with Ground Return Path. *Energies*. 2021. Vol. 14(5). P. 1265. DOI: <https://doi.org/10.3390/en14051265>.
25. Bezprozvannykh G.V., Pushkar O.A. Constructing a model of the influence of structural and technological inhomogeneities on electromagnetic energy losses in cables based on a twisted pair. *Eastern-European Journal of Enterprise Technologies*. 2023. Vol. 3. No 5 (123). Pp. 52-61. DOI: <https://doi.org/10.15587/1729-4061.2023.281013>.
26. Besprozvannykh A.V., Naboka B.G., Moskvitin E.S. Inspection of the insulation of three-phase cables in a metal sheath. *Elektrichestvo*. 2010. No 1. Pp. 48-54. (Rus).
27. Florkowski M. Influence of insulating material properties on partial discharges at DC voltage. *Energies*. 2020. No 13. P. 4305. DOI: <https://doi.org/10.3390/en13174305>.

Надійшла 04.01.2025

Остаточний варіант 10.02.2025

ПІДВИЩЕННЯ ЕФЕКТИВНОСТІ ВИКОРИСТАННЯ КОНДЕНСАТОРІВ КОМУТЮЮЧОЇ ЛАНКИ ДВОМОСТОВОГО КОМПЕНСАЦІЙНОГО ПЕРЕТВОРЮВАЧА ЗА РАХУНОК ЗБІЛЬШЕННЯ ЧАСТОТИ СТРУМУ ЇХНЬОГО ПЕРЕЗАРЯДУ

В.С. Бойко*, докт. техн. наук

НТУ України «Київський політехнічний інститут ім. Ігоря Сікорського»,
пр. Берестейський, 37, Київ, 03056, Україна.

Е-mail: vsboiko1941@gmail.com.

Досліджується нове технічне рішення, яким є трифазний двомостовий компенсаційний перетворювач паралельного типу з однією комутуючою ланкою. Вона складається з трифазної конденсаторної батареї та трифазної групи повністю керованих приладів (наприклад, IGBT). Основною метою дослідження є доведення умов, за яких забезпечується ефективне використання обладнання комутуючої ланки перетворювача і створюються такі умови формування конденсаторної напруги, за яких перетворювач набуває здатності не лише компенсувати власну реактивну енергію, а й генерувати її у мережу електропостачання. Обсяг досліджень включає аналіз режимів роботи компенсаційного перетворювача під час керування транзисторами комутуючої ланки імпульсами подвоєної, чотирикратної та восьмикратної частоти. Методика дослідження ґрунтується на гармонічному аналізі кривих струму фази конденсаторної батареї. Загальний висновок отримано зіставленням результатів аналізу за різних частот імпульсів керування транзисторами комутуючої ланки. Бібл. 5, рис. 8, табл. 2.

Ключові слова: конденсаторна батарея, комутатор, комутуюча напруга, гармоніки, енергоефективність, електричний вентиль, обладнання.

Вступ. Одним із напрямків удосконалення пристроїв силової електроніки з метою покращення їхніх енергетичних характеристик є розробка схемотехнічних рішень з конденсаторами у силових колах. Такі розробки і їх дослідження ведуться як науковцями нашої держави [1, 2], так і спеціалістами поза її межами [3, 4]. Розробка та дослідження компенсаційних перетворювачів електричної енергії знаходяться в межах зазначеного напрямку, а досліджуваний у публікації перетворювач (схема, рис. 1), реалізований за двомостовою компенсаційною схемою паралельного типу, є новим технічним рішенням.

Досліджуваний перетворювач живиться від одного трифазного трансформатора з двома трифазними вентильними обмотками, одна з яких з'єднана за схемою прямої зірки, а інша – зворотної. Силкові електричні вентиля трифазних мостових схем – діоди. Перетворювач містить комутуючу ланку, яка складається з трифазної конденсаторної батареї та трифазної групи

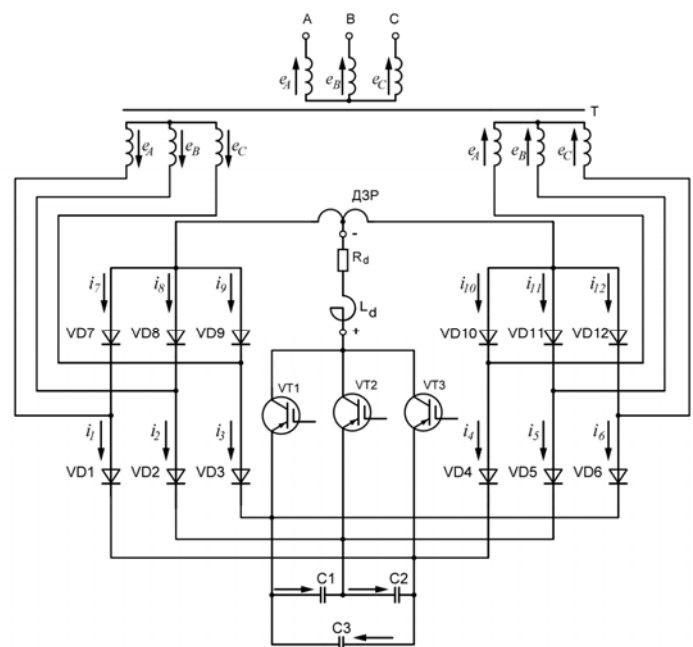


Рис. 1

© Бойко В.С., 2025

ORCID: * <https://orcid.org/0000-0003-1018-0642>

© Видавець ВД «Академпериодика» НАН України, 2025



Це стаття відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND 4.0
<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/legalcode.uk>

повністю керованих приладів (IGBT), що забезпечує перезаряд конденсаторів і регулює енергетичний процес. Функціонально комутуюча ланка забезпечує створення такої конденсаторної напруги (комутуючої напруги), за якої перетворювач здатний компенсувати власну реактивну енергію, а в разі необхідності, то і генерувати її у мережу.

Дана публікація є третьою у переліку оприлюднення результатів дослідження особливостей формування комутуючої напруги у трифазному двомостовому компенсаційному перетворювачі.

Мета роботи. Визначити режими роботи трифазного двомостового компенсаційного перетворювача, за яких забезпечується генерація реактивної енергії при максимальній ефективності використання конденсаторів комутуючої ланки за рахунок збільшення частоти струму їхнього перезаряду.

Результати досліджень. У поточній публікації, як і у попередніх з цієї тематики [5], напруга вторинної обмотки перетворювального трансформатора вважається симетричною трифазною прямого чергування фаз

$$\begin{aligned} e_A &= E_m \sin(\vartheta + \pi/6 + \psi); \\ e_B &= E_m \sin(\vartheta - \pi/2 + \psi); \\ e_C &= E_m \sin(\vartheta + 5\pi/6 + \psi), \end{aligned} \quad (1)$$

де E_m – амплітуда вторинної фазної ЕРС перетворювального трансформатора; ϑ – поточна змінна; ψ – початкова фаза напруги під час включення вентиля.

Силкові електричні вентиля компенсаційної (катодної) частини перетворювача працюють у послідовності VD1 → VD2 → VD3 та VD4 → VD5 → VD6. Між моментами вступу в роботу зазначених трійок силових електричних вентилів має місце зсув за фазою, що дорівнює половині періоду.

Комутуюча ланка досліджуваного перетворювача є керованою. Тому у перетворювачі є можливість змінювати величину і форму комутуючої напруги, змінюючи момент подачі та частоту імпульсів керування транзисторами комутуючої ланки.

Подвоєна частота імпульсів керування. Результати дослідження процесу формування комутуючої напруги у досліджуваному перетворювачі за двократною частоті імпульсів керування транзисторами комутуючої ланки наведені у [5]. За базовий там прийнято такий режим роботи, за якого момент вступу в роботу силового електричного вентиля VD1 збігається з моментом включення транзистора VT3, тобто момент подачі імпульсу керування на транзистори комутуючої ланки зміщений на $2\pi/3$.

Подвоєна частота імпульсів керування транзисторами комутуючої ланки відповідає зворотному чергуванню фаз. Тому послідовність вступу в роботу транзисторів комутуючої ланки VT1 → VT3 → VT2. Спираючися на алгоритм комутації силових електричних вентилів і транзисторів комутуючої ланки, на рис. 2 побудовано половину періоду кривої струму фази C3 комутуючих конденсаторів у робочому режимі, прийнятому за базовий.

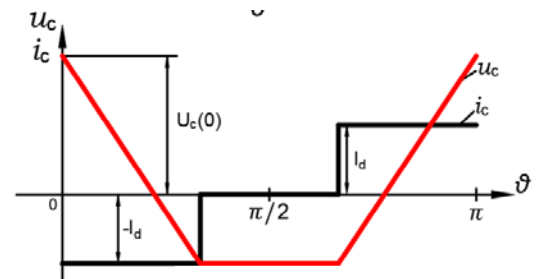


Рис. 2

Проаналізуємо форму кривої струму фази конденсаторної батареї, подавши її рядом Фур'є.

Коефіцієнти ряду косинуса та синуса

$$a_k = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} i_C(\vartheta) \cos k\vartheta d\vartheta; \quad b_k = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} i_C(\vartheta) \sin k\vartheta d\vartheta. \quad (2)$$

Здійснивши інтегрування, отримаємо

$$a_k = \frac{I_d}{k\pi} [-\sin(k\pi/3) + \sin(k2\pi/3)]; \quad b_k = \frac{I_d}{k\pi} [\cos(k\pi/3) - \cos(k2\pi/3)].$$

Розрахунок коефіцієнтів ряду Фур'є за останніми співвідношеннями показує, що крива струму фази конденсаторної батареї містить лише гармоніки ряду синуса, числове нормоване значення яких для усіх гармонік однакове. Тобто, стосовно числових значень коефіцієнтів ряду Фур'є усі гармоніки рівнозначні. Це пояснюється тим, що уся періодична несинусоїдна крива струму фази конденсаторної батареї має на періоді мережі живлення двократну частоту, і подвоєну частоту також мають імпульси керування транзисторами комутуючої ланки. При цьому не забуваємо, що амплітуди гармонік обернено пропорційні їхньому порядку.

На рис. 2 також наведено половину періоду розрахованої у [5] кривої комутуючої напруги за співвідношенням

$$u_c = \frac{1}{\omega C} \int_0^{\vartheta} i_c d\vartheta + u_c(0). \quad (3)$$

Початкове значення кривої комутуючої напруги $u_c(0)$ розраховане, виходячи з того, що середнє значення кривої $u_c(\vartheta)$ на періоді дорівнює нулю

$$u_c(0) = \frac{I_d}{9fC}, \quad (4)$$

де I_d – половина випрямленого струму двомостового перетворювача чи випрямлений струм одного мостового перетворювача; C – ємність фази комутуючих конденсаторів; f – частота мережі живлення.

Наведені вище дані стосовно базового режиму використані під час порівняння енергетичних спроможностей двомостового компенсаційного перетворювача за підвищеної частоти імпульсів керування транзисторами комутуючої ланки.

Чотирикратна частота імпульсів керування. У [5] наведено результати подібних досліджень за чотирикратної частоти імпульсів керування транзисторами комутуючої ланки. Проаналізовано три основні режими, позначені як режими 1, 2, 3, і три проміжні, позначені як режими (1-2), (2-3) та (3-1). За результатами аналізу побудовано криві струмів фази конденсаторів і комутуючої напруги. У поточній публікації вони зображені на рис. 3 та рис. 4. Гармонічний аналіз струму фази конденсаторної батареї у публікації [5] не проводився.

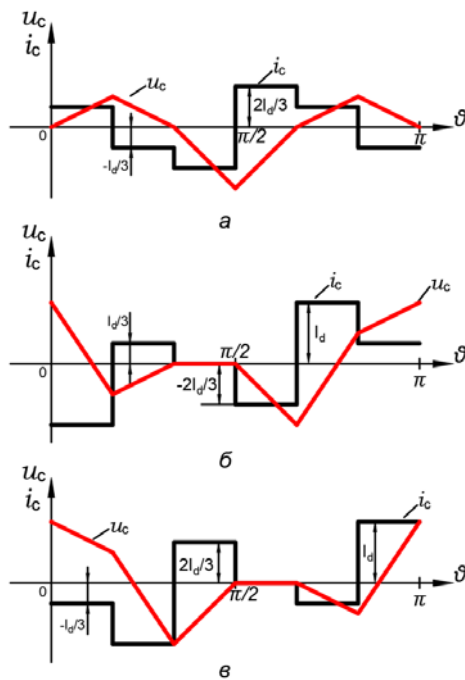


Рис. 3. Струм і напруга фази конденсаторної батареї у режимах 1, 2, 3

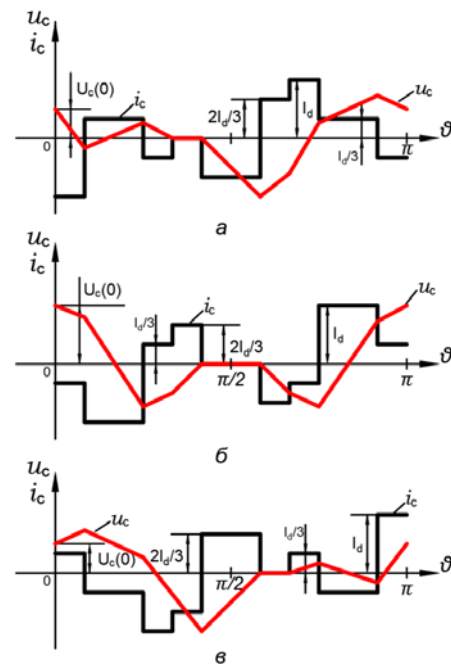


Рис. 4. Струм і напруга фази конденсаторної батареї у режимах (1-2), (2-3), (3-1)

Такі дослідження проведені у рамках поточної публікації. Її результати наведені нижче.

Подання кривої струму фаз конденсаторної батареї рядом Фур'є з використанням (2) дає наступні вирази для розрахунку коефіцієнтів ряду косинуса і синуса.

Режим 1:

$$a_k = \frac{I_d}{k\pi} [2\sin(k\pi/6) + 2\sin(k5\pi/6)];$$

$$b_k = \frac{I_d}{k\pi} [-2 \cos(k\pi/6) - 2 \cos(k5\pi/6) + 4 \cos(k\pi/2) + 3].$$

Режим 2:

$$a_k = \frac{I_d}{k\pi} [-4 \sin(k\pi/6) + \sin(k\pi/3) - 5 \sin(k2\pi/3) + 2 \sin(k5\pi/6)];$$

$$b_k = \frac{I_d}{k\pi} [4 \cos(k\pi/6) - \cos(k\pi/3) - 2 \cos(k\pi/2) + 5 \cos(k2\pi/3) - 2 \cos(k5\pi/6) - 4].$$

Режим 3:

$$a_k = \frac{I_d}{k\pi} [2 \sin(k\pi/6) - 5 \sin(k\pi/3) + \sin(k2\pi/3) - 4 \sin(k5\pi/6)];$$

$$b_k = \frac{I_d}{k\pi} [-2 \cos(k\pi/6) + 5 \cos(k\pi/3) - 2 \cos(k\pi/2) - \cos(k2\pi/3) + 4 \cos(k5\pi/6) - 4].$$

Режим (2-1):

$$a_k = \frac{I_d}{k\pi} [-4 \sin(k\pi/12) + 2 \sin(k\pi/4) + 2 \sin(k5\pi/12) - 4 \sin(k7\pi/12) + 2 \sin(k3\pi/4) + 2 \sin(k11\pi/12)];$$

$$b_k = \frac{I_d}{k\pi} [4 \cos(k\pi/12) - 2 \cos(k\pi/4) - 2 \cos(k5\pi/12) + 4 \cos(k7\pi/12) - 2 \cos(k3\pi/4) - 2 \cos(k11\pi/12) - 3].$$

Режим (2-3):

$$a_k = \frac{I_d}{k\pi} [2 \sin(k\pi/12) - 4 \sin(k\pi/4) + 2 \sin(k5\pi/12) + 2 \sin(k7\pi/12) + 4 \sin(k3\pi/4) - 2 \sin(k11\pi/12)];$$

$$b_k = \frac{I_d}{k\pi} \left[\begin{array}{l} -2 \cos(k\pi/12) + 4 \cos(k\pi/4) - 2 \cos(k5\pi/12) - 2 \cos(k7\pi/12) + 4 \cos(k3\pi/4) - \\ -2 \cos(k11\pi/12) - 3 \end{array} \right].$$

Режим (3-1):

$$a_k = \frac{I_d}{k\pi} [2 \sin(k\pi/12) + 2 \sin(k\pi/4) - 4 \sin(k5\pi/12) + 2 \sin(k7\pi/12) + 2 \sin(k3\pi/4) - 4 \sin(k11\pi/12)];$$

$$b_k = \frac{I_d}{k\pi} [-2 \cos(k\pi/12) - 2 \cos(k\pi/4) + 4 \cos(k5\pi/12) - 2 \cos(k7\pi/12) - 2 \cos(k3\pi/4) + 4 \cos(k11\pi/12) - 3].$$

Гармонічний склад кривої струму фази конденсаторної батареї в основних робочих режимах наведено у табл. 1.

З наведених у табл. 1 даних випливає, що збільшення частоти імпульсів керування транзисторами комутуючої ланки до чотирикратної робить найбільш вагомим для величини і форми комутуючої напруги внесок гармонік струму, кратних чотирьом. Якщо врахувати, що у разі збільшення частоти ємнісний опір падає, то це є поясненням факту підвищення ефективності використання конденсаторів комутуючої ланки у разі зменшення ємності фази конденсаторної батареї. Це також є свідченням доцільності досліджень режимів роботи двомостового компенсаційного перетворювача за підвищеної частоти імпульсів керування транзисторами комутуючої ланки.

Таблиця 1

Нормовані по I_d числові значення коефіцієнтів										
коефіцієнт	$k\pi \cdot a_k$					$k\pi \cdot b_k$				
$k \setminus$ режим	1	(1-2)	2	(2-3)	3	1	(1-2)	2	(2-3)	3
2, 10, 14, 22	0	0	0	0	0	-2	-2	-2	-2	-2
4, 20	0	$-4\sqrt{3}$	$-4\sqrt{3}$	0	$4\sqrt{3}$	6	2	-6	-10	-6
8, 16	0	$-4\sqrt{3}$	$4\sqrt{3}$	0	$-4\sqrt{3}$	6	-6	-6	6	-6

Восьмикратна частота імпульсів керування. Дослідимо процес формування комутуючої напруги у перетворювачі за схемою рис. 1 за восьмикратної частоти імпульсів керування транзисторами комутуючої ланки, вважаючи струм навантаження і ємність фази комутуючих конденсаторів такими ж, як і у разі подвоєної та чотирикратної частоти.

Звернімо увагу, що напруга перетворювального трансформатора залишається трифазною напругою прямого чергування фаз. Восьмикратній частоті імпульсів керування транзисторами комутуючої ланки відповідає зворотне чергування фаз. Тому алгоритм комутації силових електричних вентилів і транзисторів комутуючої ланки буде таким же, як і за подвоєної частоти.

Режим 1. Момент включення транзистора VT1 збігається з моментом вступу в роботу силового електричного вентиля VD1. Ураховуючи викладене вище стосовно послідовності чергування фаз, на рис. 5, а побудовано половину періоду кривої струму фази СЗ комутуючих конденсаторів, яка складається з дванадцяти інтервалів. Тобто, крива має подвоєну частоту на періоді, містить двадцять чотири інтервали. Її гармонічному складу відповідають наступні вирази коефіцієнтів ряду Фур'є:

$$a_k = \frac{I_d}{k\pi} \left[4\sin(k\pi/12) - 2\sin(k\pi/6) - 2\sin(k\pi/4) + 3\sin(k\pi/3) - 2\sin(k5\pi/12) + 4\sin(k7\pi/12) - \right. \\ \left. - 3\sin(k2\pi/3) - 2\sin(k3\pi/4) + 4\sin(k5\pi/6) - 2\sin(k11\pi/12) \right]; \quad (5)$$

$$b_k = \frac{I_d}{k\pi} \left[-4\cos(k\pi/12) + 2\cos(k\pi/6) + 2\cos(k\pi/4) - 3\cos(k\pi/3) + 2\cos(k5\pi/12) + 2\cos(k\pi/2) - \right. \\ \left. - 4\cos(k7\pi/12) + 3\cos(k2\pi/3) + 2\cos(k3\pi/4) - 4\cos(k5\pi/6) + 2\cos(k11\pi/12) \right].$$

Тож розрахунок кривої комутуючої напруги можна здійснити за половину періоду на дванадцяти інтервалах, використовуючи співвідношення (3).

Результати розрахунку за окремими інтервалами:

I інтервал: $i_C = I_d / 3, \quad 0 \leq \vartheta \leq \pi / 12;$

$$u_{C(1)} = \frac{1}{\omega C} \int_0^{\vartheta} \frac{I_d}{3} d\vartheta + u_C(0) = \frac{I_d}{3\omega C} \vartheta + u_C(0).$$

В кінці інтервалу при $\vartheta = \pi / 12, \quad u_{C(1)k} = \frac{I_d}{72fC} + u_C(0).$

II інтервал: $i_C = -I_d, \quad 0 \leq \vartheta \leq \pi / 12;$

$$u_{C(2)} = \frac{1}{\omega C} \int_0^{\vartheta} (-I_d) d\vartheta + u_{C(1)k} = -\frac{I_d}{\omega C} \vartheta + \frac{I_d}{72fC} + u_C(0).$$

В кінці інтервалу при $\vartheta = \pi / 12, \quad u_{C(2)k} = -\frac{I_d}{36fC} + u_C(0).$

III інтервал: $i_C = -I_d / 3, \quad 0 \leq \vartheta \leq \pi / 12;$

$$u_{C(3)} = \frac{1}{\omega C} \int_0^{\vartheta} \left(-\frac{I_d}{3}\right) d\vartheta + u_{C(2)k} = -\frac{I_d}{3\omega C} \vartheta - \frac{I_d}{36fC} + u_C(0).$$

В кінці інтервалу при $\vartheta = \pi / 12, \quad u_{C(3)k} = -\frac{I_d}{24fC} + u_C(0).$

IV інтервал: $i_C = I_d / 3, \quad 0 \leq \vartheta \leq \pi / 12;$

$$u_{C(4)} = \frac{1}{\omega C} \int_0^{\vartheta} \frac{I_d}{3} d\vartheta + u_{C(3)k} = \frac{I_d}{3\omega C} \vartheta - \frac{I_d}{24fC} + u_C(0).$$

В кінці інтервалу при $\vartheta = \pi / 12, \quad u_{C(4)k} = -\frac{I_d}{36fC} + u_C(0).$

V інтервал: $i_C = -2I_d / 3, \quad 0 \leq \vartheta \leq \pi / 12;$

$$u_{C(5)} = \frac{1}{\omega C} \int_0^{\vartheta} \left(-\frac{2I_d}{3}\right) d\vartheta + u_{C(4)k} = -\frac{2I_d}{3\omega C} \vartheta - \frac{I_d}{36fC} + u_C(0).$$

В кінці інтервалу при $\vartheta = \pi / 12, \quad u_{C(5)k} = -\frac{I_d}{18fC} + u_C(0).$

VI інтервал: $i_C = 0, \quad 0 \leq \vartheta \leq \pi / 12;$

$$u_{C(6)} = \frac{1}{\omega C} \int_0^{\vartheta} i_C d\vartheta + u_{C(5)k} = -\frac{I_d}{18fC} + u_C(0) = u_{C(6)k}.$$

VII інтервал: $i_C = 2I_d / 3, \quad 0 \leq \vartheta \leq \pi / 12;$

$$u_{C(7)} = \frac{1}{\omega C} \int_0^{\vartheta} \frac{2I_d}{3} d\vartheta + u_{C(6)k} = \frac{2I_d}{3\omega C} \vartheta - \frac{I_d}{18fC} + u_C(0).$$

В кінці інтервалу при $\vartheta = \pi / 12, \quad u_{C(7)k} = -\frac{I_d}{36fC} + u_C(0).$

VIII інтервал: $i_C = -2I_d / 3, \quad 0 \leq \vartheta \leq \pi / 12;$

$$u_{C(8)} = \frac{1}{\omega C} \int_0^{\vartheta} \left(-\frac{2I_d}{3}\right) d\vartheta + u_{C(7)k} = -\frac{2I_d}{3\omega C} \vartheta - \frac{I_d}{36fC} + u_C(0).$$

В кінці інтервалу при $\vartheta = \pi / 12, \quad u_{C(8)k} = -\frac{I_d}{18fC} + u_C(0).$

IX інтервал: $i_C = I_d / 3, \quad 0 \leq \vartheta \leq \pi / 12;$

$$u_{C(9)} = \frac{1}{\omega C} \int_0^{\vartheta} \frac{I_d}{3} d\vartheta + u_{C(8)k} = \frac{I_d}{3\omega C} \vartheta - \frac{I_d}{18fC} + u_C(0).$$

В кінці інтервалу при $\vartheta = \pi / 12, \quad u_{C(9)k} = -\frac{I_d}{24fC} + u_C(0).$

X інтервал: $i_C = I_d, \quad 0 \leq \vartheta \leq \pi / 12;$

$$u_{C(10)} = \frac{1}{\omega C} \int_0^{\vartheta} I_d d\vartheta + u_{C(9)k} = \frac{I_d}{\omega C} \vartheta - \frac{I_d}{24fC} + u_C(0).$$

В кінці інтервалу при $\vartheta = \pi / 12, \quad u_{C(10)k} = u_C(0).$

XI інтервал: $i_C = -I_d / 3, \quad 0 \leq \vartheta \leq \pi / 12;$

$$u_{C(11)} = \frac{1}{\omega C} \int_0^{\vartheta} \left(-\frac{I_d}{3}\right) d\vartheta + u_{C(10)k} = -\frac{I_d}{3\omega C} \vartheta + u_C(0).$$

В кінці інтервалу при $\vartheta = \pi / 12, \quad u_{C(11)k} = -\frac{I_d}{72fC} + u_C(0).$

XII інтервал: $i_C = I_d / 3, \quad 0 \leq \vartheta \leq \pi / 12;$

$$u_{C(12)} = \frac{1}{\omega C} \int_0^{\vartheta} \frac{I_d}{3} d\vartheta + u_{C(11)k} = \frac{I_d}{3\omega C} \vartheta - \frac{I_d}{72fC} + u_C(0).$$

В кінці інтервалу при $\vartheta = \pi / 12, \quad u_{C(12)k} = u_C(0).$

Початкове значення кривої комутуючої напруги $u_C(0)$ розрахуємо, виходячи з того, що крива $u_C(\vartheta)$ на періоді має середнє значення, яке дорівнює нулю. Виконавши нескладний розрахунок, отримаємо

$$u_C(0) = \frac{I_d}{36fC}. \quad (6)$$

Наведений розрахунок і крива комутуючої напруги, побудована на рис. 5, а, засвідчують, що у режимі 1 перезаряд конденсаторів відбувається, і перетворювач працює у компенсаційному режимі.

Режим 2. З моментом вступу в роботу силового електричного вентиля VD1 збігається момент включення транзистора VT2, тобто момент подачі імпульсу керування на транзистори комутуючої ланки змістився на $\pi / 12$. Враховуючи викладене вище стосовно послідовності чергування фаз, на рис. 5, б побудовано половину періоду кривої струму фази C3 комутуючих конденсаторів. Вона має подвоєну частоту і дванадцять інтервалів на половині періоду, а її гармонічний склад розраховується за наступними коефіцієнтами ряду Фур'є:

$$a_k = \frac{I_d}{k\pi} \left[-2\sin(k\pi/12) + 4\sin(k\pi/6) - 2\sin(k\pi/4) - 3\sin(k\pi/3) + 4\sin(k5\pi/12) - \right. \\ \left. -2\sin(k7\pi/12) + 3\sin(k2\pi/3) - 2\sin(k3\pi/4) - 2\sin(k5\pi/6) + 4\sin(k11\pi/12) \right]; \quad (7)$$

$$b_k = \frac{I_d}{k\pi} \left[2\cos(k\pi/12) - 4\cos(k\pi/6) + 2\cos(k\pi/4) + 3\cos(k\pi/3) - 4\cos(k5\pi/12) + 2\cos(k\pi/2) + \right. \\ \left. + 2\cos(k7\pi/12) - 3\cos(k2\pi/3) + 2\cos(k3\pi/4) + 2\cos(k5\pi/6) - 4\cos(k11\pi/12) \right].$$

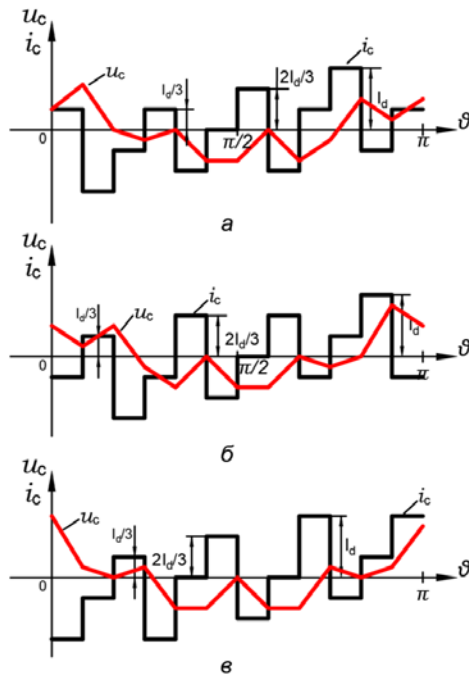


Рис. 5

Використовуючи ту ж методику, що і у попередньому режимі, розрахуємо криву комутуючої напруги. Не переобтяжуючи публікацію подробицями розрахунку, відзначимо, що у цьому режимі початкове значення кривої комутуючої напруги

$$u_c(0) = \frac{I_d}{36fC}. \quad (8)$$

Розрахунок і графічне зображення комутуючої напруги (рис. 5, б) показують, що у режимі 2 конденсаторна батарея також перезаряджається, і має місце ефект компенсації реактивної енергії.

Режим 3. З моментом вступу в роботу силового електричного вентиля VD1 збігається момент включення транзистора VT3, тобто момент подачі імпульсу керування на транзистори комутуючої ланки змістився ще на $\pi/12$ відносно попереднього режиму 2 чи всього на $\pi/6$. Використовуючи ту ж саму методику, що і раніше, на рис. 3, в побудована крива струму фази С3 комутуючих конденсаторів в інтервалі половини періоду. Як бачимо, вона на половині періоду також має дванадцять інтервалів і подвоєну частоту. Її гармонічному складу відповідають наступні коефіцієнти ряду Фур'є:

$$a_k = \frac{I_d}{k\pi} \left[-2\sin(k\pi/12) - 2\sin(k\pi/6) + 4\sin(k\pi/4) - 2\sin(k5\pi/12) - 2\sin(k7\pi/12) + \right. \\ \left. + 4\sin(k3\pi/4) - 2\sin(k5\pi/6) - 2\sin(k11\pi/12) \right]; \quad (9)$$

$$b_k = \frac{I_d}{k\pi} \left[2\cos(k\pi/12) + 2\cos(k\pi/6) - 4\cos(k\pi/4) + 3\cos(k\pi/3) + 2\cos(k5\pi/12) - 4\cos(k\pi/2) + \right. \\ \left. + 2\cos(k7\pi/12) + 3\cos(k2\pi/3) - 4\cos(k3\pi/4) + 2\cos(k5\pi/6) + 2\cos(k11\pi/12) \right].$$

За співвідношенням (3) розрахуємо криву комутуючої напруги. Не наводячи подробиць розрахунку, відзначимо, що початкове значення кривої комутуючої напруги

$$u_c(0) = \frac{I_d}{18fC}. \quad (10)$$

Розрахунок і графічне зображення комутуючої напруги на рис. 5, в показують, що у режимі 3 конденсаторна батарея перезаряджається, і також має місце ефект компенсації реактивної енергії.

Якщо момент подачі імпульсу керування на транзистори комутуючої ланки зміститься ще на $\pi/12$ відносно попереднього режиму 3 чи всього на $\pi/4$, отримаємо умови перезаряду конденсаторів комутуючої ланки, досліджені раніше як режим 1.

Повну картину динаміки зміни комутуючої напруги у разі регулювання транзисторів комутуючої ланки імпульсами восьмикратної частоти отримаємо, дослідивши процес у проміжку між розглянутими режимами. У поточній публікації наведено лише остаточний результат цього дослідження у вигляді величини комутуючої напруги у момент комутації:

$$\text{у режимі 1-2:} \quad u_c(0) = \frac{I_d}{36fC}; \quad (11)$$

$$\text{у режимах (2-3) та (3-1):} \quad u_c(0) = \frac{I_d}{24fC}. \quad (12)$$

Результати досліджень, викладені вище, дають змогу оцінити можливості підвищення ефективності використання конденсаторів комутуючої ланки, регулюючий ефект транзисторів комутуючої ланки та вплив величини і форми комутуючої напруги на енергетичні характеристики досліджуваного перетворювача.

Гармонічний склад кривої струму фази конденсаторної батареї комутуючої ланки в основних робочих режимах досліджуваного перетворювача наведено у табл. 2.

Таблиця 2

Нормовані по I_d числові значення коефіцієнтів						
коефіцієнт	$k\pi \cdot a_k$			$k\pi \cdot b_k$		
$k \setminus$ режим	1	2	3	1	2	3
2, 4, 10, 14, 20, 22	0	0	0	-2	-2	-2
8	$8\sqrt{3}$	$-8\sqrt{3}$	0	6	6	18
16	$-8\sqrt{3}$	$8\sqrt{3}$	0	6	6	18

публікацію, оскільки за енергетичними показниками поступаються викладеним вище. Причиною цього є те, що у цих режимах форма комутуючої напруги практично не змінюється і є близькою до форми комутуючої напруги у компенсаційних перетворювачах попереднього покоління.

Регулювальні можливості комутуючої ланки досліджуваного перетворювача за восьмикратною частоти імпульсів керування показано на рис. 6. Він побудований за умови, що відносне значення 1 комутуючої напруги у момент комутації відповідає базовому режиму і розраховується за (4).

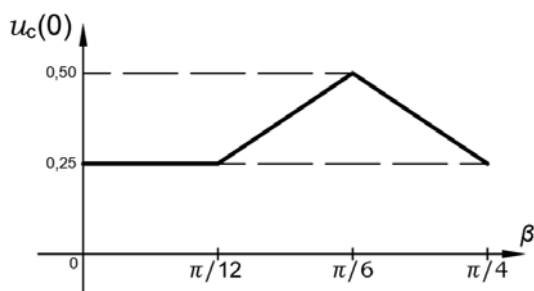


Рис. 6

Дослідження режимів 1, (1-2) і 2 показують, що у разі затримки подачі імпульсів керування в межах ($0 \leq \beta \leq \pi/12$) конденсатори перезаряджаються, перетворювач працює у компенсаційному режимі, а комутуюча напруга у момент комутації не змінюється, про що свідчать співвідношення (6), (8), (11). Відносно режиму, вибраного за базовий, це складає 0.25.

Протягом наступного інтервалу затримки на $\pi/12$, тобто при $\pi/12 \leq \beta \leq \pi/6$, значення комутуючої напруги у момент комутації згідно (12) та (10) зростає удвічі, тобто від 0.25 до 0.5 порівняно з (4).

Протягом ще одного наступного інтервалу затримки на $\pi/12$, тобто при $\pi/6 \leq \beta \leq \pi/4$, значення комутуючої напруги у момент комутації спадає від 0.5 до 0.25. Далі процес повторюється.

З даних табл. 2 випливає, що з погляду можливостей підвищення енергетичних показників перетворювача, реалізованого за трифазною двомостовою компенсаційною схемою, режим 3 поступається двом попереднім. Більше того, аналізуючи гармонічний склад струму фази конденсаторної батареї у режимах 1 та 2, є підстави стверджувати про їхню рівнозначність за цим показником, незважаючи на відмінність у формі. Останнє підтверджується рис. 7 та рис. 8: на рис. 7 – кут регулювання α у режимі 1 за восьмикратною частоти імпульсів керування транзисторами комутуючої ланки; на рис. 8 – кут регулювання α у режимі 2 за восьмикратною частоти імпульсів керування транзисторами комутуючої ланки.

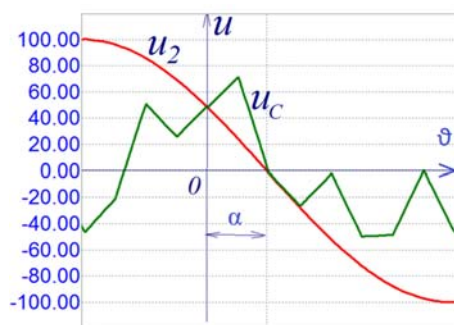


Рис. 7

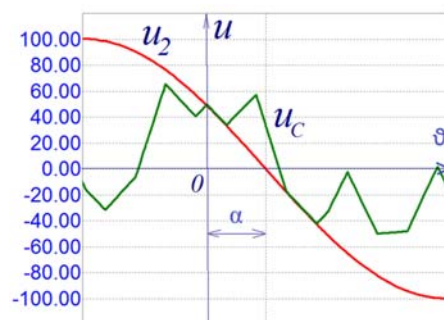


Рис. 8

Визначимо ефективність використання конденсаторів комутуючої ланки, порівнюючи режими 1 та 2 за восьмикратною частоті імпульсів керування транзисторами комутуючої ланки, з базовим. Врахуємо, що криві комутуючої напруги u_C на рис. 7 і рис. 8 отримані за ємності фази конденсаторної батареї у 4 рази меншій, ніж у базовому режимі, при цьому відносне значення комутуючої напруги у момент комутації дорівнює 0.498, що у 1.15 рази менше, ніж у базовому режимі. Тож, урахувуючи викладене, ефективність використання конденсаторів, порівняно з базовим режимом, складає 3.48.

Висновки. Отримані результати підтверджують:

- доцільність застосування у комутуючій ланці повністю керованих пристроїв, що робить процес перезаряду конденсаторів регульованим і з'являється можливість змінювати не лише величину комутуючої напруги, а і її форму;
- форма кривої комутуючої напруги має найбільш важливе значення задля забезпечення умови компенсації та генерування максимальних обсягів реактивної енергії, при цьому найбільш ефективним є регулювання транзисторів комутуючої ланки в діапазоні $0 \leq \beta \leq \pi/6$, де β – затримка подачі імпульсів керування на транзистори відносно початку вступу в роботу силових електричних вентилів;
- найбільша ефективність використання конденсаторів комутуючої ланки у режимах 1 та 2 за восьмикратною частоті імпульсів керування транзисторами комутуючої ланки, порівняно з базовим режимом, складає 3.48.

INCREASING THE EFFICIENCY OF USING CAPACITORS OF THE COMMUTATING LINK OF A TWO-BRIDGE COMPENSATION CONVERTER BY INCREASING THE FREQUENCY OF THEIR RECHARGE CURRENT

V.S. Boiko

National Technical University of Ukraine «Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute»,
37, Beresteyskyi Ave., Kyiv, 03056, Ukraine.

E-mail: vsboiko1941@gmail.com.

The article investigates a new technical solution proposed by the author, which is a three-phase two-bridge compensating converter of a parallel type with one commutating link. It consists of a three-phase capacitor battery and a three-phase group of fully controlled devices (for example, IGBT). The main objective of the study is to bring the conditions under which the efficient use of the equipment of the commutating link of the converter is ensured and such conditions for the formation of the capacitor voltage are created under which the converter acquires the ability not only to compensate for its own reactive energy, but also to generate it into the power supply network. The scope of the research includes the analysis of the operating modes of the compensating converter when controlling the transistors of the commutating link with pulses of double, quadruple and eightfold frequency. The research methodology is based on the harmonic analysis of the curves of the phase current of the capacitor battery. The general conclusion is obtained as a result of comparing the analysis results at different frequencies of the control pulses of the transistors of the commutating link. References 5, Figures 8, Tables 2.

Keywords: capacitor battery, switch, commutating voltage, harmonics, energy efficiency, electric valve, equipment.

1. Chyzhenko O.I., Trach I.V. An impact of changes in the inductance of distributions network on the modes and parameters of equipment of thyristor compensator of reactive power. *Tekhnichna Elektrodynamika*. 2017. No 4. Pp. 48-54. DOI: <https://doi.org/10.15407/technd2017.04.048>. (Ukr)

2. Butkevych O.F., Chizhenko O.I., Popovych O.M., Trach I.V., Influence of FACTS on the electric network mode during direct start of a powerful asynchronous machine as part of a complex load. *Tekhnichna Elektrodynamika*. 2018. No 6. Pp. 62-68. DOI: <https://doi.org/10.15407/technd2018.06.062>. (Ukr)

3. Trainer D., Withanage R., Whitehouse R., Cross A. Multilevel voltage source converter. Patent USA No 8879291B2, 2014.

4. Gan Wei, Ji Hongchao, Yang Xingwu. A three-phase PWM rectifier with reactive power compensation function. 2014 IEEE PES Asia-Pacific Power and Energy Engineering Conference (APPEEC), Hong Kong, China, 07-10 December 2014. DOI: <https://doi.org/10.1109/APPEEC.2014.7066073>.

5. Boiko V., Shkardun O., Buryk M. The magnitude and shape of the commutating voltage of a three-phase two-bridge compensating converter. IEEE 5th KhPI Week on *Advanced Technology* (KhPIWeek), Kharkiv, Ukraine, 07-11 October 2024. DOI: <https://doi.org/10.1109/KhPIWeek61434.2024.10878033>.

Надійшла 29.11.2024

СИНТЕЗ ДВОМАСОВОЇ ЕЛЕКТРОМЕХАНІЧНОЇ СИСТЕМИ З НЕЙРОРЕГУЛЯТОРОМ СПРОЩЕНОЇ СТРУКТУРИ ТА НЕЛІНІЙНИМ ФРИКЦІЙНИМ НАВАНТАЖЕННЯМ

В.Б. Клепиков*, докт. техн. наук, **О.С. Беляєв****, **І.В. Обруч*****, канд. техн. наук
Національний технічний університет «Харківський політехнічний інститут»,
вул. Кирпичова, 2, Харків, 61002, Україна.
E-mail: klepikovvladimir390@gmail.com; olehbieliaiev@gmail.com; ihor.obruch@khpi.edu.ua.

Запропоновано методику синтезу регулятора для електромеханічної системи, що забезпечує необхідні показники регулювання. У разі лінеаризації окремих ділянок нелінійного навантаження вид регулятора подібний до нейронної мережі, тому він був названий квазінейрорегулятором (НРК). Регулятор, на відміну від нейронної мережі типу PERCEPTRON, не містить середніх шарів, а вагові коефіцієнти від входів до вихідного нейрона визначаються не шляхом багаторазових ($10^5 - 10^6$) ітераційних розрахунків, а за виведеними аналітичними співвідношеннями. Ці співвідношення є універсальними та застосовними для будь-якої з лінеаризованих ділянок. Використання узагальнених безрозмірних параметрів робить їх справедливими для широкого класу електроприводів машин та механізмів. Використано модифіковану сукупність узагальнених безрозмірних параметрів. Перевагою запропонованого регулятора є усунення потреби у вимірюванні координат, які важко визначити експериментально, наприклад, пружного моменту, а також побудови спостерігачів стану. Достатньо використання лише однієї вихідної величини. Сутність квазінейрорегулювання полягає у створенні передатної функції зворотного зв'язку у вигляді полінома-доповнення, який забезпечує характеристичний поліном замкненої системи з необхідними значеннями коренів. Задля розрахунку похідних квазінейрорегулятором запропоновано використання методу кінцевих різниць. Пояснення методу квазінейрорегулювання виконано на прикладі усунення квазінейрорегулятором фрикційних автоколивань у двомасовій електромеханічній системі з квазінейрорегулятором та нелінійним фрикційним навантаженням. Бібл. 23, рис. 11.

Ключові слова: двомасова електромеханічна система, електропривод, системи управління, передатна функція, характеристичний поліном, метод кінцевих різниць, характеристика тертя, фрикційні автоколивання, нейронна мережа, квазінейрорегулятор.

Вступ. Електромеханічним системам належить важлива роль у народному господарстві країни. Електричний привод є одним з основних споживачів електроенергії, який керує рухом багатьох машин і механізмів [1]. Від його показників управління залежать показники технологічних процесів: продуктивність, точність і чистота обробки матеріалів, надійність, втрати електроенергії та витратних матеріалів тощо. До відомих методів управління електромеханічними системами зокрема належать: частотні, кореневі, поліноміальні, метод модального управління, підпорядковане регулювання координат. Кожен із методів має певні переваги та недоліки, описані в літературі [2, 3]. Більшість їх створювалися для лінійних одномасових систем за постійного моменту опору навантаження. Типові настройки контурів, що рекомендуються, не завжди забезпечують стійкість і необхідні показники регулювання в системах з нелінійним фрикційним навантаженням і наявністю пружного кінематичного зв'язку. Метод модального управління передбачає визначення важко-вимірюваних координат як, наприклад, пружного моменту, а введення спостерігачів стану збільшує порядок системи та ускладнює синтез.

© Клепиков В.Б., Беляєв О.С., Обруч І.В., 2025
ORCID: *<https://orcid.org/0009-0003-9186-0769>; **<https://orcid.org/0009-0000-4839-3948>;
***<https://orcid.org/0000-0001-8239-1428>

© Видавець ВД «Академпериодика» НАН України, 2025



Це стаття відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND 4.0
<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/legalcode.uk>

З 90-х років минулого століття набули розвитку інтелектуальні методи управління, що функціонують за аналогією з мозком людини: методи нечітких множин (методи «fuzzy logic») та метод нейронних мереж [4–6]. Задля визначення параметрів нейронної мережі під час оптимізації параметрів електроприводу став використовуватися метод генетичних алгоритмів [4]. Такі налаштування регуляторів не завжди забезпечують необхідні параметри регулювання в системах з нелінійним фрикційним навантаженням, коли електромеханічна система поводить себе як система з від’ємним в’язким тертям [7].

Існує широкий клас машин і механізмів, в яких у нормальних або аномальних режимах навантаженням електроприводу є «пара тертя» з нелінійною характеристикою, а під час динамічних процесів необхідно враховувати наявність в електромеханічній системі пружного кінематичного зв'язку. У літературі наведено досить широке різноманіття залежності коефіцієнта тертя від швидкості прослизання поверхонь пари тертя [8–10]. Для нелінійних залежностей загальним є наявність так званої «падаючої» ділянки, на якій збільшення швидкості прослизання супроводжується зниженням коефіцієнта тертя.

Це має місце в електроприводах прокатних станів під час пробуксовки валків, рейкових електротранспортних засобах у разі буксування та юзі коліс, металорізальних верстатів та багатьох інших машин та механізмів [7, 9, 11]. Відомо, що в цьому випадку можуть виникати так звані фрикційні автоколивання (АКФ), що погіршують показники технологічного процесу: зниження продуктивності, точності та якості обробки, точності позиціонування та ін., а іноді призводять до поломок кінематичних ланок. Відомий випадок, коли через АКФ на шахтах Донбасу вийшло з ладу близько 150 рудничних електровозів через поломки осей колісних пар [12]. Послідовне підвищення діаметра осей від 90 мм до 100 мм, 110 мм, 120 мм і 135 мм (причому в останньому випадку з легованої сталі) не призвело до усунення поломок. Причиною виявилися фрикційні автоколивання під час буксування коліс в умовах механічного резонансу, що виникало після зміни конструкції під час модернізації механічної частини електровоза внаслідок переміщення зубчастого колеса до центру осі.

Нелінійна характеристика тертя має ділянки, які можуть бути з прийнятною для практичних цілей точністю апроксимовані лінійною залежністю (рис. 1)

$$M_F = M_{C0} + \omega_{sk} \beta_s. \quad (1)$$

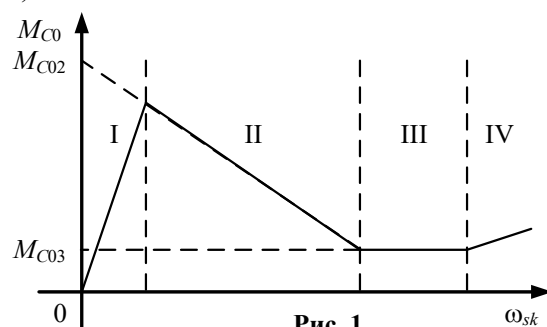
Слід зазначити, що на ділянці II жорсткість механічної характеристики навантаження β_s може бути від’ємною, що і створює динамічну нестійкість розімкнутої системи. Лінеаризація характеристики тертя забезпечує універсальність отриманих аналітичних співвідношень щодо вагових коефіцієнтів для будь-якої з її ділянок.

На рис. 1: I - ділянка пружного ковзання; II - падаюча ділянка; III - $M_C \approx \text{const}$; IV - повільно висхідна ділянка.

У разі переміщення робочої точки по падаючій ділянці електромеханічна система може ставати динамічно нестійкою з розбіжним характером коливального процесу. Вихід робочої точки на інші ділянки призводить до усталених фрикційних автоколивань.

Електропривод є гнучким засобом управління механічним рухом і дає змогу засобами автоматичного регулювання (наприклад, за допомогою використання нейрорегулятора на основі нейронної мережі типу PERCEPTRON) усувати фрикційні автоколивання та зменшувати прослизання у парі тертя. Синтез такого нейрорегулятора передбачає визначення числа шарів, нейронів у середніх шарах, вагових коефіцієнтів від вхідного шару до середніх і від середніх до вихідного нейрона. Це потребує значної кількості (до $10^5 - 10^6$) ітераційних обчислень і навіть за високої швидкодії комп'ютера займає значний час [4, 13]. Також за аномального прослизання робоча точка переміщається по різних ділянках характеристики тертя. При цьому структура нейрорегулятора стає громіздкою.

На кафедрі «Автоматизовані електромеханічні системи» НТУ «ХПІ» запропоновано та запатентовано новий тип регулятора [15], що дає можливість усунути АКФ та забезпечити необхідні показники регулювання. Структура даного регулятора за нелінійного фрикційного навантаження з лінеаризованими на окремих ділянках, але нелінійному «у великому», подібна до спрощеної нейронної мережі (рис. 2), що визначило дану йому авторами назву – **квазінейрорегулятор** (НРК).



У цій схемі: n – кількість вихідних нейронів, що дорівнює кількості лінеаризованих ділянок характеристики навантаження; m – число входних сигналів, що залежить від порядку характеристичного полінома системи; LB – логічний блок, що включає вихідний нейрон, що відповідає лінеаризованій ділянці навантаження, на якій у даний момент перебуває робоча точка системи; BCS – блок сигналу керування та сигналів зворотного зв'язку регульованої координати з часовими затримками; $U_1 \dots U_m$ – входні сигнали НРК, що є поточним значенням вихідної координати та її значень із затримками; $W_{m1} \dots W_{mn}$ – розраховані аналітично вагові коефіцієнти.

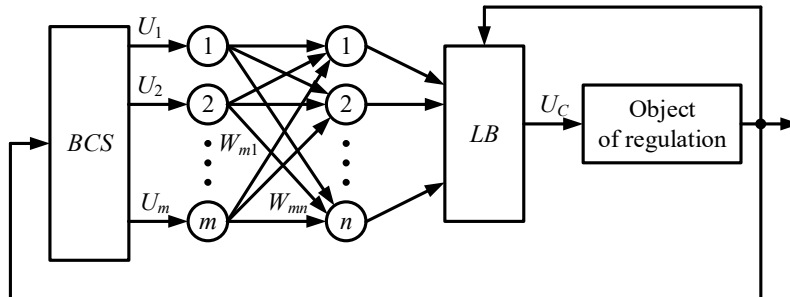


Рис. 2

Квазінейрорегулятор використовує задля врахування динамічних властивостей системи зворотний зв'язок фазової координати із затримкою, а також має один вихідний нейрон. На відміну від нейронної мережі у ньому відсутні проміжні шари, а вагові коефіцієнти від входних сигналів до вихідного розраховуються за виведеними аналітичними співвідношеннями, справедливими для кожної з характерних лінеаризованих ділянок нелінійного тертя. Використання узагальнених безрозмірних параметрів робить ці співвідношення універсальними під час переходу до фізичних величин.

Відмінністю даної статті від попередніх публікацій [16] є новий підхід до теоретичного обґрунтування методики синтезу НРК, який не потребує використання під час виведення аналітичних виразів вагових коефіцієнтів передач зворотних зв'язків по всіх фазових координатах ЕМС. Задля універсалізації аналітичних виразів використовується не поєднання класичних безрозмірних узагальнених параметрів [17], а модифіковане з новим значенням часового параметра для безрозмірного оператора диференціювання [18].

Мета роботи: теоретично обґрунтувати та створити на основі модифікованих безрозмірних узагальнених параметрів методику синтезу квазінейрорегулятора для двомасової електромеханічної системи з пружним кінематичним зв'язком і нелінійним фрикційним навантаженням, що забезпечує задані показники регулювання та усунення фрикційних автоколивань під час прослизання.

Постановка задачі: за спрощеною структурою нейронної мережі (без середніх шарів), вимірюючи лише одну вихідну координату, знайти вирази для вагових коефіцієнтів і побудувати регулятор, що забезпечує задані показники регулювання. Забезпечити універсальність виведених співвідношень для кожної з лінеаризованих ділянок фрикційного навантаження шляхом використання модифікованих безрозмірних узагальнених параметрів.

1. Теоретичні основи квазінейрорегулювання. Структурну схему замкнутого контуру з від'ємним зворотнім зв'язком наведено на рис. 3, де $W_R(p)$ – передатна функція об'єкта регулювання; $W_C(p)$ – передатна функція ланки зворотного зв'язку.

Динамічні властивості САР визначаються розташуванням коренів характеристичного полінома (ХП) замкнутої системи. Встановимо, яким буде ХП замкнутої системи $D_Z(p)$.

Передатна функція замкнутої системи дорівнює

$$W_Z(p) = \frac{W_R(p)}{1 + W_C(p) \cdot W_R(p)}. \quad (2)$$

Передатна функція об'єкта регулювання у загальному випадку має вигляд

$$W_R(p) = \frac{A_R(p)}{D_R(p)}, \quad (3)$$

де $D_R(p)$ – ХП розімкненої системи.

Підставивши (3) у (2), отримуємо

$$W_Z(p) = \frac{A_R(p)}{D_R(p) + W_C(p) \cdot A_R(p)}. \quad (4)$$

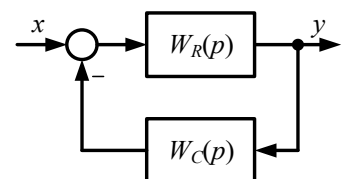


Рис. 3

Тобто, ХП замкненої системи дорівнює сумі ХП розімкненої системи із доданком $D_D(p) = W_C(p) \cdot A_R(p)$

$$D_Z(p) = D_R(p) + D_D(p). \quad (5)$$

Методику синтезу квазінейрорегулятора проілюстровано на прикладі відомої двомасової електромеханічної системи з фрикційним навантаженням, лінеаризованої по характерних ділянках нелінійності «пара тертя». У фізичних параметрах схему показано на рис. 4.

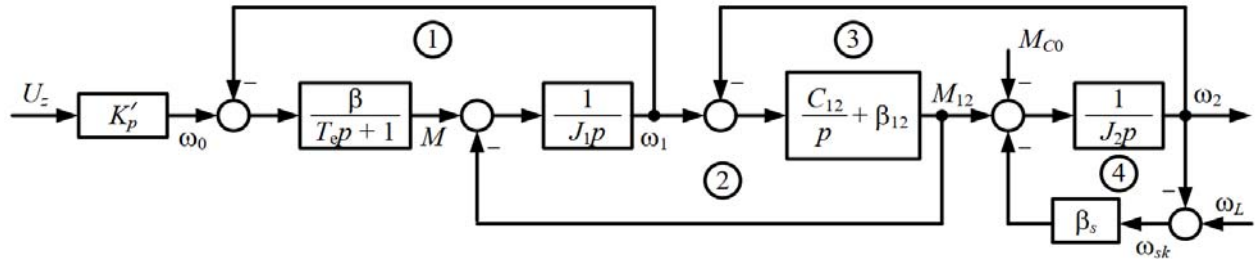


Рис. 4

У цій схемі: U_z – сигнал управління на напівпровідниковий перетворювач; K'_p – коефіцієнт передачі в перетворювачі, що живить електричний двигун; ω_0 – кутова швидкість холостого ходу електродвигуна; β – модуль жорсткості механічної характеристики ланки електромеханічного перетворювання; T_e – електромагнітна постійна часу силового кола електродвигуна; M – момент двигуна; J_1 – момент інерції ротора двигуна та жорсткопов'язаних з ним мас; ω_1 – кутова швидкість валу електродвигуна; інші змінні та параметри приведені до швидкості валу електродвигуна: C_{12} – механічна жорсткість пружного звена; β_{12} – коефіцієнт в'язкого тертя пружного звена; M_{12} – пружний момент; J_2 – момент інерції другої маси; ω_2 – кутова швидкість другої маси; β_s – жорсткість лінеаризованої ділянки механічної характеристики фрикційного навантаження; ω_L – швидкість руху до початку проковзування; ω_{sk} – швидкість проковзування.

Для універсалізації аналітичних виразів перейдемо до схеми в модифікованих узагальнених безрозмірних параметрах, що запропоновані у [18], прийнявши такі припущення.

1. Вплив внутрішнього в'язкого тертя кінематичного пружного зв'язку не враховується (у реальній системі це забезпечить додатковий запас стійкості внаслідок демпфуючого характеру даної величини).

2. Складову ω_L вважаємо постійною, що не впливає на динамічні властивості системи.

3. Напівпровідниковий перетворювач вважаємо безінерційним з коефіцієнтом передачі K'_p та вхідним сигналом, що задає швидкість холостого ходу електродвигуна ω_0 .

4. Динамічні властивості ланки електромеханічного перетворення енергії відображаються аперіодичною ланкою першого порядку.

Побудуємо схему досліджуваної системи, використавши модифіковані узагальнені безрозмірні параметри:

- $m = T_M / T_e$ – відношення електромеханічної до електромагнітної постійних часу, де $T_M = J_1 / \beta$;
- $\gamma = (J_1 + J_2) / J_1$ – коефіцієнт співвідношення мас;
- $\nu = \Omega_{12}^2 / \Omega_{EM}^2$ – відношення квадратів частот недемпфованого механічного та електромеханічного резонансів;
- $b = \beta_s / \beta$ – відношення жорсткості лінеаризованої ділянки механічної характеристики навантаження до модуля жорсткості механічної характеристики електроприводу;
- $p_* = p \cdot T_e$ – оператор диференціювання у безрозмірній формі.

За базові величини для координат системи виберемо загальновідомі: для кутових швидкостей – швидкість холостого ходу електродвигуна ω_0 ; для моментів – момент короткого замикання M_{KZ} .

Прийнято, що всі параметри системи приведені до швидкості валу електродвигуна. Використане безрозмірне узагальнене представлення параметрів системи дає змогу суттєво

скоротити кількість фізичних параметрів, які враховуються у процесі синтезу, і надає отриманим результатам універсальний характер стосовно досить широкого класу електроприводів.

Схема, що розглядається, має вигляд (рис. 5).

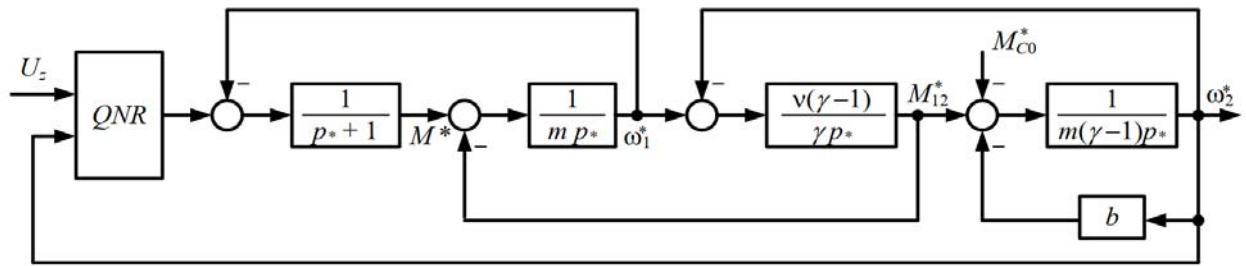


Рис. 5

Характеристичний поліном розімкнутої системи знайдемо, використовуючи топологічні методи [19, 20]. За формулою Мезона

$$W(p_*) = \frac{\sum_{i=1}^q P_i \Delta_{*i}}{\Delta_*}, \quad (6)$$

де P_i – i -й шлях від вхідного сигналу до заданої координати; q – кількість шляхів (у нашому випадку $q = 1$, тому $\Delta_{*i} = 1$); Δ_* – визначник системи, обчислюється за формулою

$$\Delta_* = \prod_{k=1}^m (1 - L_{*k}^{**}), \quad (7)$$

де L_{*k} – передача k -го контуру, яка представляє множення передавальних функцій ланок, що входять до нього, а позначення ** вказує, що у виразі (7) контури, що мають загальні вузли, приймаються рівними нулю; m – число контурів розімкнутої системи (для нашої схеми $m = 4$).

Обчислений за співвідношеннями (6) – (7) характеристичний поліном розімкнутої системи у нормованій формі має вигляд

$$D_R(p_*) = p_*^4 + a_3 p_*^3 + a_2 p_*^2 + a_1 p_* + a_0, \quad (8)$$

де a_3, a_2, a_1, a_0 – залежать від значень узагальнених безрозмірних параметрів.

Підключення квазінейрорегулятора має змінити кожен з коефіцієнтів на величину Δa_i , внаслідок чого характеристичний поліном замкненої системи у загальному випадку набуде вигляду

$$D_Z(p_*) = p_*^n + (a_{n-1} + \Delta a_{n-1}) p_*^{n-1} + \dots + (a_i + \Delta a_i) p_*^i + \dots + (a_1 + \Delta a_1) p_* + a_0 + \Delta a_0, \quad (9)$$

де значення Δa_i мають бути такими, щоб корені $D_Z(p_*)$ забезпечували необхідні показники регулювання. Такі корені має, так званий, бажаний поліном $D_B(p_*)$, який може бути або обраний серед стандартних поліномів [21] і має вигляд

$$D_B(p_*) = p_*^n + a'_{n-1} p_*^{n-1} + \dots + a'_i p_*^i + \dots + a'_1 p_* + a'_0, \quad (10)$$

або визначений, виходячи з бажаного розподілу коренів $p_{*1}, p_{*2}, p_{*3}, p_{*4}$ за викладеною в [1] методикою і співвідношенням

$$D_B(p_*) = (p_* - p_{*1})(p_* - p_{*2})(p_* - p_{*3})(p_* - p_{*4}). \quad (11)$$

2. Розрахунок вагових коефіцієнтів квазінейрорегулятора. Теоретичною основою виведення виразів для визначення значень вагових коефіцієнтів квазінейрорегулятора є таке.

Як відомо, показники регулювання визначаються значеннями коренів характеристичного полінома замкненої системи, які, своєю чергою, залежать від значень його коефіцієнтів a'_i .

Якщо обрати бажаний поліном $D_B(p_*)$, корені якого забезпечать потрібні показники регулювання та виконати умову

$$D_Z(p_*) = D_B(p_*), \quad (12)$$

то необхідних показників регулювання буде досягнуто. Задля виконання умови (12) необхідно, щоб кожен з коефіцієнтів полінома $D_R(p_*)$ отримав необхідне доповнення внаслідок дії зворотного зв'язку, що досягається, якщо

$$\Delta a_i = c_i = a'_i - a_i. \quad (13)$$

Враховуючи, що коефіцієнти за вищої степені оператора диференціювання p_*^n обох поліномів однакові і рівні одиниці, поліном-доповнення від дії зворотних зв'язків має вигляд

$$D_D(p_*) = c_{n-1}p_*^{n-1} + \dots + c_i p_*^i + \dots + c_1 p_* + c_0. \quad (14)$$

Розглянута електромеханічна система (рис. 5) є системою 4-го порядку, тому поліном доповнення $D_D(p_*)$ має бути поліномом 3-го порядку.

Для досліджуваної системи підстановка узагальнених параметрів у формулу Мезона і відповідні перетворення призвели до наступних співвідношень для коефіцієнтів нормованого полінома розімкненої системи:

$$a_3 = 1 - \frac{b}{m(\gamma - 1)}; \quad (15)$$

$$a_2 = \frac{1}{m} \left(1 + \frac{v(1 + (\gamma - 1))}{\gamma} + \frac{b}{\gamma - 1} \right); \quad (16)$$

$$a_1 = \frac{vm(\gamma - 1)(1 + (\gamma - 1)) + b(v(\gamma - 1) + \gamma)}{m^2\gamma(\gamma - 1)}; \quad (17)$$

$$a_0 = \frac{v(b + 1)}{m^2\gamma}. \quad (18)$$

Поліном-доповнення для неї дорівнює

$$D_D(p_*) = c_3 p_*^3 + c_2 p_*^2 + c_1 p_* + c_0. \quad (19)$$

Ідея квазінейрорегулювання полягає у побудові НРК за спрощеною структурою нейронної мережі (без середніх шарів) з чотирма входами, через які передаються вхідні сигнали після множення на вагові коефіцієнти з такими значеннями, що забезпечать у підсумовуванні на вихідному нейроні значення доповнення до характеристичного полінома розімкненої системи, які задовольняють співвідношенню (12). Тобто передатна функція квазінейрорегулятора повинна бути того ж виду, що і додатковий поліном.

Так як числові значення коефіцієнтів a_i полінома $D_B(p_*)$ відомі, а коефіцієнти розімкнутої системи $D_R(p_*)$ визначаються її параметрами, числові значення коефіцієнтів c_i розраховуємо за співвідношенням (13).

Задля обчислення похідних p_*^i , що входять у вираз полінома-доповнення $D_D(p_*)$ за співвідношенням (19), пропонується використовувати метод кінцевих різниць [22, 23]. Сутність даного методу пояснюють співвідношення (20) – (22), в яких y_l – поточне значення регульованої координати y , а $y_2, y_3, \dots$ – її попередні значення з часовою затримкою Δt .

За малих значень Δt за методом кінцевих різниць похідні з певним ступенем точності можуть бути розраховані за співвідношенням

$$\frac{dy}{dt} \approx \frac{\nabla_1}{\Delta t} = \frac{y_1 - y_2}{\Delta t}; \quad (20)$$

$$\frac{d^2 y}{dt^2} \approx \frac{\nabla_1^2}{(\Delta t)^2} = \frac{\nabla_1 - \nabla_2}{(\Delta t)^2} = \frac{(y_1 - y_2) - (y_2 - y_3)}{(\Delta t)^2} = \frac{y_1 - 2y_2 + y_3}{(\Delta t)^2}; \quad (21)$$

$$\frac{d^3 y}{dt^3} \approx \frac{\nabla_1^3}{(\Delta t)^3} = \frac{\nabla_1^2 - \nabla_2^2}{(\Delta t)^3} = \frac{(y_1 - 2y_2 + y_3) - (y_2 - 2y_3 + y_4)}{(\Delta t)^3} = \frac{y_1 - 3y_2 + 3y_3 - y_4}{(\Delta t)^3}. \quad (22)$$

Задля досягнення мети регулювання використано лише одну вихідну координату – швидкість другої маси ω_2 . Щоб забезпечити необхідні показники регулювання, слід розрахувати значення c_0, c_1, c_2, c_3 до кожного з коефіцієнтів полінома-доповнення (19).

Як бажаний виберемо нормований поліном Баттерворта 4-го порядку [21]

$$D_{Bat}(p_*) = p_*^4 + 2,6 p_*^3 + 3,4 p_*^2 + 2,6 p_* + 1. \quad (23)$$

Задля узгодження часового параметра під час нормування полінома Баттерворта та безрозмірного часу системи з узагальненими модифікованими параметрами прийнято, що базова величина часу в поліномі Баттерворта дорівнює базовій величині прийнятій раніше схемі.

Необхідні чисельні значення коефіцієнтів c_0, c_1, c_2, c_3 знаходяться як різниця між коефіцієнтами полінома Баттерворта та розімкнутої системи при однакових степенях похідних p_*^i . Підставивши (15) – (18) та (23) у (13) отримаємо

$$c_3 = 2,6 - a_3; \quad c_2 = 3,4 - a_2; \quad c_1 = 2,6 - a_1; \quad c_0 = 1 - a_0.$$

У виразі (19) представимо похідні у формі кінцевих різниць. Як вхідні сигнали використано поточні значення ω_2^* , які відповідають y_1 , та попередні значення y_2, y_3, y_4 відповідні значенням $\omega_2^*(t - \Delta t), \omega_2^*(t - 2\Delta t), \omega_2^*(t - 3\Delta t)$. Тоді

$$D_D(p_*) \approx c_3 \frac{y_1 - 3y_2 + 3y_3 - y_4}{\Delta t^3} + c_2 \frac{y_1 - 2y_2 + y_3}{\Delta t^2} + c_1 \frac{y_1 - y_2}{\Delta t} + c_0. \quad (24)$$

Структуру квазінейрорегулятора, що використовує для зворотного зв'язку тільки одну вихідну координату досліджуваної системи – швидкість другої маси, показано на рис. 6.

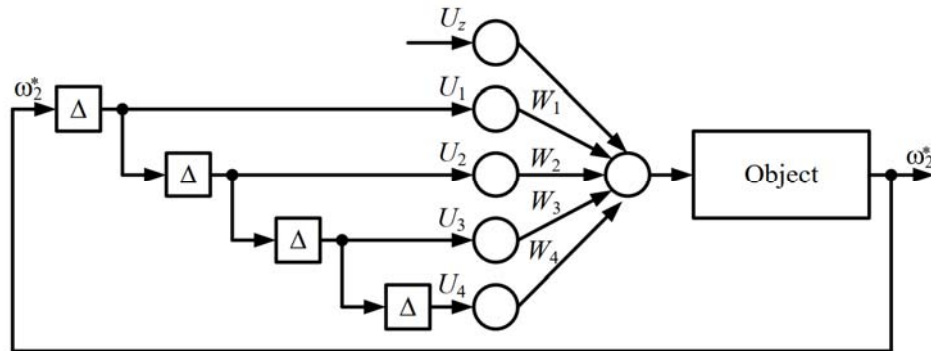


Рис. 6

Згрупувавши доданки співвідношення (24) по кожному з сигналів y_1, y_2, y_3, y_4 , знайдемо вагові коефіцієнти W_1, W_2, W_3, W_4 , що забезпечують необхідний сигнал управління

$$W_1 = -\left(\frac{c_3}{\Delta t^3} + \frac{c_2}{\Delta t^2} + \frac{c_1}{\Delta t} + c_0\right); \quad W_2 = \frac{3c_3}{\Delta t^3} + \frac{2c_2}{\Delta t^2} + \frac{c_1}{\Delta t}; \quad (25, 26)$$

$$W_3 = -\left(\frac{3c_3}{\Delta t^3} + \frac{c_2}{\Delta t^2}\right); \quad W_4 = \frac{c_3}{\Delta t^3}. \quad (27, 28)$$

Отримані вирази для розрахунку вагових коефіцієнтів справедливі для кожної з лінеаризованих ділянок характеристики навантаження.

3. Комп'ютерне моделювання. Адекватність викладених теоретичних положень та отриманих співвідношень перевіримо шляхом комп'ютерного моделювання. Комп'ютерну схему досліджуваної системи показано на рис. 7. Позначення елементів у цій схемі відповідають схемі досліджуваної системи (рис. 5) та принципу дії квазінейрорегулятора. Схема запускається вхідним стрибкоподібним сигналом завдання швидкості ω_{0S} . Введений у схему блок множення дає змогу підключати сигнал поточного значення і затриманих сигналів квазінейрорегулятора в процесі режиму, що сформувався після подачі вхідного сигналу. Схема дає можливість отримувати часові діаграми зміни швидкості другої маси за надмірного прослизання, а також моменту двигуна. Кожна затримка відповідає попередньому значенню сигналу вихідної координати затриманому на величину Δt . По мірі зміни вихідної координати відповідно змінюються затримані сигнали. Під час моделювання значення затримки було встановлено як $\Delta t = 0,01 T_e$.

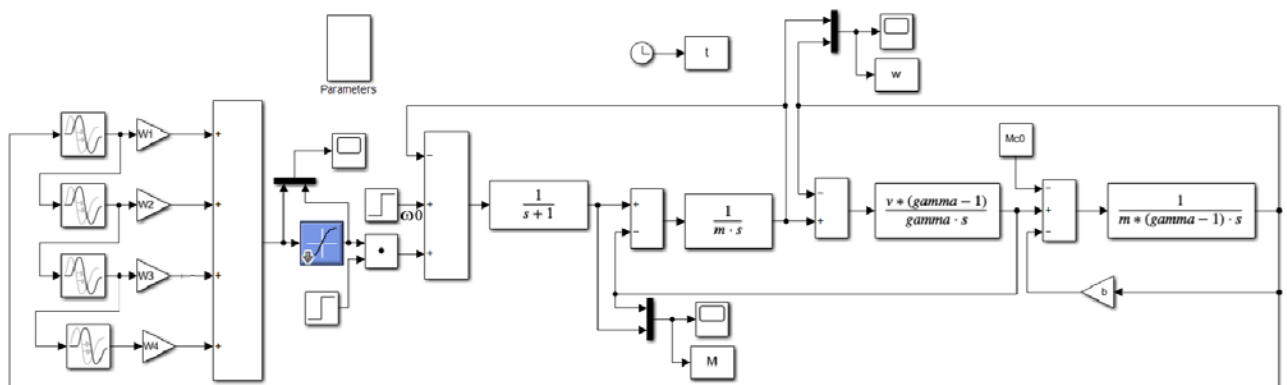


Рис. 7

Режими моделювання встановимо, виходячи з необхідності усунення за допомогою квазінейрорегулятора фрикційних автоколивань (АКФ). Їх виникнення є наслідком розбіжного коливального процесу у разі переміщення робочої точки по падаючій ділянці характеристики тертя. Тому моделювання виконувалося наступним чином. Задавалася точка, яка для розімкненої системи відповідала незагасаючому коливальному та розбіжному коливальному процесам згідно меж стійкості розімкненої системи, визначених методом D -розбиття. Після встановлення цих процесів у визначений момент здійснювалося підключення квазінейрорегулятора. Усунення коливального (для консервативної системи) і розбіжного процесів та забезпечення сталої швидкості свідчать, що фрикційні автоколивання усунені. Тобто, якщо регулятор усуне розбіжний процес на падаючій ділянці, то і АКФ не виникнуть. Жорсткість механічної характеристики навантаження на цій ділянці має від'ємний знак, тому моделювання будемо здійснювати за від'ємних значень параметра b .

Результати моделювання для випадку, коли параметри системи належать межі коливальної стійкості, $b = -0,01$, $m = 2,887$, $\gamma = 1,2$, $\nu = 10$, що відповідає консервативній системі, представлені на рис. 8. Як і очікувалося, у системі встановлюються незагасаючі коливання постійної амплітуди. Це свідчить про те, що кількість розсіюваної енергії у вигляді втрат на активному опорі силового кола електроприводу протягом періоду коливання дорівнює кількості коливальної енергії, що вводиться внаслідок того, що на падаючій ділянці фрикційного навантаження система являє собою електромеханічну систему з від'ємним в'язким тертям.

Моделювання для значень $b = -0,1$, $m = 2,887$, $\gamma = 1,2$, $\nu = 10$, що відповідає точці поза межі стійкості, в якій під час переміщення робочої точки по падаючій ділянці виникає розбіжний коливальний процес, підтверджується отриманими часовими діаграмами (рис. 9).

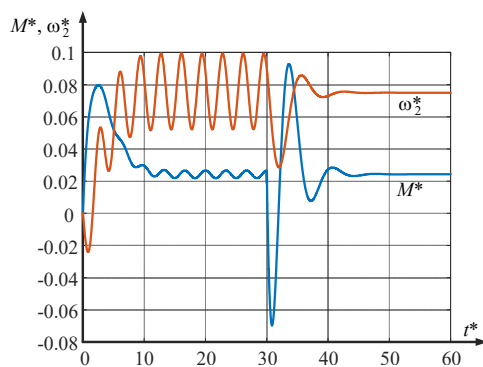


Рис. 8

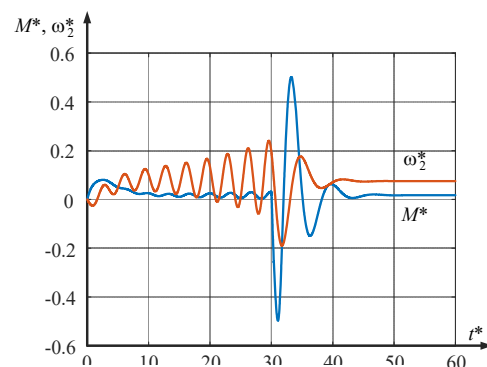


Рис. 9

Проаналізуємо відповідність отриманих часових діаграм фізичній сутності процесів, що протікають під час моделювання.

Стрибоподібне завдання керуючого сигналу (рис. 8) викликає швидке зростання моменту електродвигуна з переходом до незагасаючого коливального процесу швидкості другої маси, що відповідає знаходженню обраних параметрів на межі стійкості. Від'ємне значення швидкості на початку моделювання пояснюється дією закладеного в комп'ютерну модель моменту опору M_{C0} доки момент не зросте до цього значення. Підключення квазінейрорегулятора на 30-й одиниці безрозмірного часу швидко усуває коливання та стабілізує швидкість і момент. Аналогічна дія регулятора має місце і під час усунення розбіжного коливального процесу (рис. 9).

Таким чином, комп'ютерне моделювання в узагальнених параметрах показало повну відповідність очікуваного характеру процесів згідно з теоретичними положеннями даної роботи. Квазінейрорегулятор запропонованої структури забезпечує усунення розвитку фрикційних автоколивань під час перебування робочої точки на падаючій ділянці характеристики тертя. Це актуально, коли ковзання має нормальний характер, наприклад, під час різання металу. Якщо ковзання є аномальним, що має місце у разі буксування коліс електровоза, то враховуючи, що виведені співвідношення застосовні для кожної з лінійних ділянок, для усунення надлишкового прослизування необхідно управлінням забезпечити переміщення робочої точки на першу висхідну ділянку I характеристики тертя (рис. 1). Для цього необхідно передбачити для кожної з його характерних ділянок квазінейрорегулятор подібний до розглянутого вище, з відповідними ваговими коефіцієнтами.

Перевіримо додатково запропоновану методику синтезу на адекватність, виходячи з фізичних параметрів електроприводу блюмінг-1300. Розраховані згідно з раніше наведеними співвідношеннями узагальнені безрозмірні параметри модифікованої сукупності електроприводу блюмінг-1300 дорівнюють: $m = 1,5$; $\nu = 19,259$; $\gamma = 1,1875$, $b = -0,01$.

Результати моделювання наведено на рис. 10 ($b = -0,01$) та рис. 11 ($b = -0,045$). НРК підключається на 30-й одиниці відносного часу.

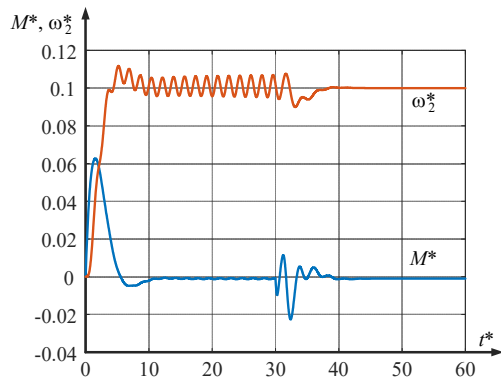


Рис. 9

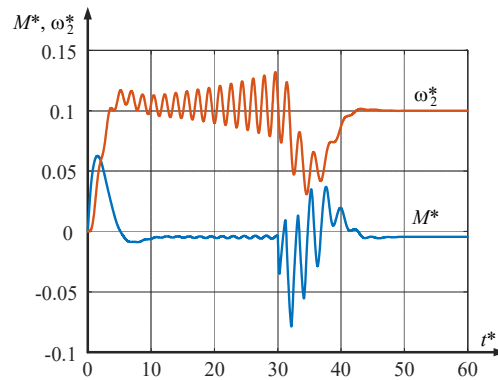


Рис. 10

Результати моделювання також підтверджують усунення розбіжного коливального процесу, який в нелінійній системі призводить до фрикційних автоколивань.

4. Методика синтезу. Виходячи з наведеного вище, пропонується така методика синтезу двомасової електромеханічної системи з нелінійним фрикційним навантаженням і квазінейрорегулятором, який забезпечує усунення розбіжного процесу і фрикційних автоколивань:

- за фізичними даними ЕМС розраховуються узагальнені безрозмірні параметри системи m , γ , ν , b (рис. 5);
- за виразами (1) – (18) розраховуються коефіцієнти нормованого характеристичного полінома розімкненої системи $a_3 \dots a_0$;
- за вибраним розподілом коренів створюється бажаний нормований поліном або вибирається стандартний поліном з відомими числовими значеннями коефіцієнтів $a'_3 \dots a'_0$;
- розраховуються значення коефіцієнтів полінома-доповнення до розімкненої системи c_0, c_1, c_2, c_3 ;
- встановлюються дискретні значення часу затримки вихідної координати під час розрахунку похідних методом кінцевих різниць;
- за наданими у статті виразами (25) – (28) розраховуються значення вагових коефіцієнтів $W1 \dots W4$ квазінейрорегулятора;
- за комп'ютерною моделлю виконується моделювання очікуваних режимів функціонування за умов надмірного ковзання;
- виконується перехід до фізичних величин координат та параметрів динамічного процесу, визначається потреба у використанні й тип активаційної функції вихідного нейрона та закон керування системою.

Висновки. Теоретично обґрунтовано та отримано аналітичні співвідношення для визначення вагових коефіцієнтів нейрорегулятора зі спрощеною структурою (квазінейрорегулятора) та створено методику синтезу двомасової електромеханічної системи з пружним кінематичним зв'язком та нелінійним фрикційним навантаженням. Використано модифіковану сукупність узагальнених безрозмірних параметрів. Результати комп'ютерного моделювання підтверджують ефективність роботи квазінейрорегулятора з точки зору усунення фрикційних автоколивань, які виникають унаслідок переміщення робочої точки по падаючій ділянці характеристики тертя. Запропонована структура квазінейрорегулятора потребує лише вимірювання однієї фазової координати – швидкості другої маси, не потребує середніх шарів нейронів та багаторазових ($10^5 - 10^6$) комп'ютерних ітераційних розрахунків значної кількості вагових коефіцієнтів, як це має місце для класичної нейронної мережі типу PERCEPTRON. Отримані аналітичні вирази мають універсальний характер і можуть бути застосовані до будь-якої з типових лінеаризованих ділянок нелінійності тертя.

Роботу виконано за держбюджетною тематикою НТУ «Харківський політехнічний інститут» з проблеми «Наукові основи електроенергетики» за темою «Динаміка нелінійних електромеханічних систем (К3401)».

1. Загірняк М.В., Клепиков В.Б., Ковбаса С.М., Михальський В.М., Пересада С.М., Садовой О.В., Шаповал І.А. Енергоэффективные электромеханические системы широкого технологического назначения. К.: Ін-т електродинаміки НАН України, 2018. 310 с.
2. Palani S. Automatic Control Systems: With MATLAB. 2nd ed. Cham: Springer, 2022. 908 p. DOI: <https://doi.org/10.1007/978-3-030-93445-3>.
3. Попович М.Г., Ковальчук О.В. Теорія автоматичного керування: підручник. К.: Либідь, 2007. 656 с.
4. Simões M.G., Morales Paredes H.K. (eds.) Applied Neural Networks and Fuzzy Logic in Power Electronics, Motor Drives, Renewable Energy Systems and Smart Grids. Basel: MDPI, 2020. 203 p. DOI: <https://doi.org/10.3390/books978-3-03943-335-3>.
5. Alateeq M., Pedrycz W. Logic-oriented fuzzy neural networks: A survey. *Expert Systems with Applications*. 2024. Vol. 257. P. 14. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.eswa.2024.125120>.
6. Rubaai A., Young P. Hardware/Software Implementation of Fuzzy-Neural-Network Self-Learning Control Methods for Brushless DC Motor Drives. *IEEE Transactions on Industry Applications*. 2016. Vol. 52. No 1. Pp. 414–424. DOI: <https://doi.org/10.1109/TIA.2015.2468191>.
7. Клепиков В.Б. Динаміка електромеханічних систем з нелінійним тертям: монографія. Харків: Підручник НТУ ХПІ, 2014. 408 с.
8. Hirani H. Fundamentals of Engineering Tribology with Applications. Cambridge: Cambridge University Press, 2016. 442 p. DOI: <https://doi.org/10.1017/CBO9781107479975>.
9. Минов Д.К. Повышение тяговых свойств электровозов и тепловозов с электрической передачей. М.: Транспорт, 1965. 267 с.
10. Rabinowicz E. Friction and Wear of Materials. 2nd ed. New York: John Wiley & Sons, 1995. 358 p.
11. Иванченко Ф.К., Красношарпа В.А. Динамика металлургических машин. М.: Металлургия, 1983. 294 с.
12. Ренгевич А.А., Шахтарь П.С., Володько К.П., Ющенко А.И., Галушко М.К., Кузнецов Б.А., Куделя Г.Я., Мехеда М.К., Охримчук О.Х. Причины поломок осей рудничных электровозов. *Вопросы рудничного транспорта: сб. статей*. М.: Госгортехиздат, 1962. Вып. 6. С. 192–203.
13. Клепиков В.Б., Сергеев С.А., Махотило К.В., Обруч И.В. Применение методов нейронных сетей и генетических алгоритмов в решении задач управления электроприводами. *Электротехника*. 1999. № 5. С. 2–6.
14. Haykin S. Neural Networks and Learning Machines. 3rd ed. Upper Saddle River: Pearson, 2009. 1024 p.
15. Клепиков В.Б., Колотило В.І., Полянська І.С., Руденко А.В. Квазінейрорегулятор для електромеханічної системи. Деклараційний патент України № 12362. 2006.
16. Клепиков В.Б., Полянская И.С. Квазінейрорегулирование двухмассовой электромеханической системы с отрицательным вязким трением. *Электротехника*. 2003. № 3. С. 29–33.
17. Ключев В.И. Теория электропривода. М.: Энергоатомиздат, 2001. 704 с.
18. Обруч И.В., Хорева А.В. Новая модель двухмассовой электромеханической системы в обобщенных параметрах. *Вестник Нац. техн. ун-та ХПИ. Темат. вып.: Проблемы автоматизированного электропривода. Теория и практика*. 2015. № 12 (1121). С. 160–163.
19. Долбня В.Т. Топологический анализ и синтез электрических и электромеханических систем. Харьков: НТУ ХПИ, 2005. 356 с.
20. Mason C., Zimmerman H. Electronic Circuits, Signals, and Systems. New York: Wiley, 1960. 536 p.
21. Sohn D.L. Practical Analog and Digital Filter Design. Norwood: Artech House, 2003. 400 p.
22. Chapra S.C., Canale R.P. Numerical Methods for Engineers. New York: McGraw-Hill, 2015. 944 p.
23. Esfandiari R. Numerical Methods for Engineers and Scientists Using MATLAB. Boca Raton: CRC Press, 2013. 550 p. DOI: <https://doi.org/10.1201/b14941>.

SYNTHESIS OF A TWO-MASS ELECTROMECHANICAL SYSTEM WITH SIMPLIFIED-STRUCTURE NEUROREGULATOR AND NONLINEAR FRICTION LOAD

V.B. Klepikov, O.S. Bieliaiev, I.V. Obruch

**National Technical University «Kharkiv Polytechnic Institute»,
2, Kirpichova str., Kharkiv, 61002, Ukraine.**

E-mail: klepikovvladimir390@gmail.com; guzozzzo@gmail.com; ihor.obruch@khpі.edu.ua.

This paper proposes a synthesis methodology for an electromechanical system controller that ensures the required control performance. When linearizing individual sections of a nonlinear load, the structure of the controller resembles a neural network, leading to its designation as a quasi-neurocontroller (QNC). Unlike a PERCEPTRON-type neural network, the proposed controller does not include hidden layers, and its weight coefficients, instead of being determined through multiple iterative calculations ($10^5 - 10^6$), are derived analytically. These relationships are universal and valid for any linearized section. The use of generalized dimensionless parameters makes these

relationships applicable to a wide range of electric drives used in machines and mechanisms. A modified set of dimensionless generalized parameters has been introduced, allowing for a simple transition to expressions for systems with absolutely rigid couplings. One of the key advantages of the proposed controller is that it eliminates the need to measure hard-to-obtain system coordinates, such as elastic torque and the need of state observers. Instead, it operates using only a single output variable. The essence of quasi-neurocontrol consists in the construction of the feedback transfer function in the form of a polynomial complement, which ensures that the characteristic polynomial of the closed-loop system matches a polynomial with the desired root locations. To compute the required derivatives, the finite difference method is proposed for use within the quasi-neurocontroller. The methodology of quasi-neurocontrol is illustrated by the example of eliminating friction-induced self-oscillations in a two-mass electromechanical system with a quasi-neurocontroller and a nonlinear frictional load. References 23, figures 11.

Keywords: two-mass electromechanical system, electric drive, control systems, transfer function, characteristic polynomial, finite difference method, friction characteristic, friction-induced self-oscillations, neural network, quasi-neurocontroller.

1. Zahirniak M.V., Klepikov V.B., Kovbasa S.M., Mykhalskyi V.M., Peresada S.M., Sadovyi O.V., Shapoval I.A. Energy-Efficient Electromechanical Systems for Broad Technological Applications. Kyiv: Institut elektrodynamiky NAN Ukrainy, 2018. 310 p. (Ukr)
2. Palani S. Automatic Control Systems: With MATLAB. 2nd ed. Cham: Springer, 2022. 908 p. DOI: <https://doi.org/10.1007/978-3-030-93445-3>.
3. Popovych M.H., Kovalchuk O.V. Automatic Control Theory. Kyiv: Lybid, 2007. 656 p. (Ukr)
4. Simões M.G., Morales Paredes H.K. (eds.) Applied Neural Networks and Fuzzy Logic in Power Electronics, Motor Drives, Renewable Energy Systems and Smart Grids. Basel: MDPI, 2020. 203 p. DOI: <https://doi.org/10.3390/books978-3-03943-335-3>.
5. Alateeq M., Pedrycz W. Logic-oriented fuzzy neural networks: A survey. *Expert Systems with Applications*. 2024. Vol. 257. P. 14. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.eswa.2024.125120>.
6. Rubaai A., Young P. Hardware/Software Implementation of Fuzzy-Neural-Network Self-Learning Control Methods for Brushless DC Motor Drives. *IEEE Transactions on Industry Applications*. 2016. Vol. 52. No 1. Pp. 414–424. DOI: <https://doi.org/10.1109/TIA.2015.2468191>.
7. Klepikov V.B. Dynamics of Electromechanical Systems with Non-Linear Friction. Kharkiv: NTU KhPI Press, 2014. 408 p. (Ukr)
8. Hirani H. Fundamentals of Engineering Tribology with Applications. Cambridge: Cambridge University Press, 2016. 442 p. DOI: <https://doi.org/10.1017/CBO9781107479975>.
9. Minov D.K. Improving the Traction Properties of Electric and Diesel Locomotives with Electric Drive. Moskva: Transport, 1965. 267 p. (Rus)
10. Rabinowicz E. Friction and Wear of Materials. 2nd ed. New York: John Wiley & Sons, 1995. 358 p.
11. Ivanchenko F.K., Krasnoshapka V.A. Dynamics of Metallurgical Machines. Moskva: Metallurgiya, 1983. 294 p. (Rus)
12. Rengevich A.A., Shakhtar P.S., Volodko K.P., Yushchenko A.I., Galushko M.K., Kuznetsov B.A., Kudelya G.Ya., Mekheda M.K., Okhrimchuk O.Kh. Causes of Axle Failures of Mine Electric Locomotives. *Voprosy rudnichnogo transporta: sbornik statei*. Moskva: Gosgortekhzdat, 1962. Vol. 6. Pp. 192–203. (Rus)
13. Klepikov V.B., Sergeev S.A., Makhotilo K.V., Obruch I.V. Application of Neural-Network and Genetic-Algorithm Methods to Electric-Drive Control Problems. *Elektrotehnika*. 1999. No 5. Pp. 2–6. (Rus)
14. Haykin S. Neural Networks and Learning Machines. 3rd ed. Upper Saddle River: Pearson, 2009. 1024 p.
15. Klepikov V.B., Kolotilo V.I., Polianska I.S., Rudenko A.V. Quasi-neuroregulator for an electromechanical system. Deklaratsiinyi patent Ukrainy No 12362. 2006. (Ukr)
16. Klepikov V.B., Polianska I.S. Quasineuroregulation of a two-mass electromechanical system with negative viscous friction. *Elektrotehnika*. 2003. No 3. Pp. 29–33. (Rus)
17. Klyuchev V.I. Electric drive theory. Moskva: Energoatomizdat, 2001. 704 p. (Rus)
18. Obruch I.V., Khoreva A.V. A New Model of a Two-Mass Electromechanical System in Generalised Parameters. *Vestnik Natsionalnogo tekhnicheskogo universiteta KhPI. Tematicheskii vypusk: Problemy avtomatizirovannogo elektroprivoda. Teoriia i praktika*. 2015. No 12 (1121). Pp. 160–163. (Rus)
19. Dolbnia V.T. Topological Analysis and Synthesis of Electrical and Electromechanical Systems. Kharkiv: NTU KhPI, 2005. 356 p. (Rus)
20. Mason C., Zimmerman H. Electronic Circuits, Signals, and Systems. New York: Wiley, 1960. 536 p.
21. Sohn D.L. Practical Analog and Digital Filter Design. Norwood: Artech House, 2003. 400 p.
22. Chapra S.C., Canale R.P. Numerical Methods for Engineers. New York: McGraw-Hill, 2015. 944 p.
23. Esfandiari R. Numerical Methods for Engineers and Scientists Using MATLAB. Boca Raton: CRC Press, 2013. 550 p. DOI: <https://doi.org/10.1201/b14941>.

Надійшла 26.02.2025
Остаточний варіант 15.05.2025

СТАБІЛІЗАЦІЯ СИСТЕМИ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПІДВІШУВАННЯ МЕТОДАМИ МОДАЛЬНОГО КЕРУВАННЯ ТА СПОСТЕРЕЖЕННЯ СТАНУ

В.І. Теряєв^{1*}, канд. техн. наук, **М.М. Желінський**^{1**}, канд. техн. наук,
Б.І. Приймак^{1***}, канд. техн. наук, **О.А. Зайченко**^{2****}, канд. техн. наук

¹ НТУ України “Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського”,
пр. Берестейський, 37, Київ, 03056, Україна.

E-mail: kpivit@gmail.com, mykola.zhelinskiy@gmail.com.

² Інститут електродинаміки НАН України,

пр. Берестейський, 56, Київ, 03057, Україна, e-mail: tems@ukr.net.

Розроблена уточнена математична модель електромагніту постійного струму, яка враховує незмінність напрямку та квадратичну залежність зусилля від магнітного потоку і зазору. Складена імітаційна модель електромагніту в пакеті Matlab. Показана структурна нестійкість нерегульованого магнітного підвісу. Синтезовано модальний регулятор, який забезпечує стійкість і задані показники якості статичних і динамічних режимів. З метою спрощення технічної реалізації розроблено спостерігач стану Луенбергера, що забезпечує отримання оцінки невимірюваної швидкості підвішеної маси. Проведено моделювання роботи електромагнітного підвісу під час відпрацювання задавальної дії та збурень за зусиллям та робочим зазором. Отримані результати досліджень підтверджують працездатність розробленої моделі і її придатність для проведення уточненого моделювання та синтезу законів керування електромагнітним підвісом, а також свідчать про можливість застосування методів модального керування та спостереження стану для структурно нестійких об'єктів. Бібл. 20, рис. 12, табл. 1.

Ключові слова: електромагніт постійного струму, структурна нестійкість, магнітний підвіс, стабілізація, модальне керування, спостерігач швидкості, статика, динаміка, дослідження, моделювання.

Вступ. Актуальність даного дослідження обумовлена затребуваністю методів безконтактного керування положенням у просторі об'єктів різного технологічного призначення за допомогою електромагнітного поля, що вимагає удосконалення аналітичних методів синтезу законів керування та дослідження динаміки систем магнітного підвісу.

До таких об'єктів відносяться транспортні засоби «на магнітній подушці», пристрої з магнітними підшипниками, системи віброзахисту особливо точних приладів, безконтактні плавильні агрегати та інші [1 – 3]. В той же час багато питань, пов'язаних з реалізацією систем магнітного підвішування залишаються остаточно не вирішеними. Серед таких питань – стабілізація систем магнітного підвішування, заснованих на використанні регульованих електромагнітів постійного струму [4 – 9].

Відомо, що повне магнітне підвішування тіл, яке також називають левітацією, неможливо здійснити, користуючись статичними (що не перебувають у русі) постійними магнітами або нерегульованими електромагнітами постійного струму. Подібна система завжди нестабільна, і ця нестабільність підсилюється за найменшого зовнішнього впливу. Цей факт доведений у теоремі С. Ірншоу (S. Earnshaw), згідно з якою система нерухомих тіл, взаємодіючих між собою із силою (притягування або відштовхування), обернено пропорційною квадрату відстані між ними, не може утворювати стійкої врівноваженої системи.

Однак одержати стійкий повний магнітний підвіс (левітацію) все-таки можливо. Щоб компенсувати нестійкість електромагнітного підвісу необхідне динамічне регулювання магнітного поля в залежності від зазору між левітуючим тілом і електромагнітом системи підвісу [4 – 9, 16 – 20]. В електромагнітних підвісах використовуються як пасивні параметричні системи регулювання змінного струму, засновані на резонансних властивостях спеціально налаштованих коливальних

© Теряєв В.І., Желінський М.М., Приймак Б.І., Зайченко О.А., 2025

ORCID: * <https://orcid.org/0000-0002-8634-0895>; ** <https://orcid.org/0000-0003-4862-1802>;

*** <https://orcid.org/0000-0001-7680-8565>; **** <https://orcid.org/0000-0001-9311-3378>

© Видавець ВД “Академперіодика» НАН України, 2025



Це стаття відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND 4.0

<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/legalcode.uk>

контурів, так і активні системи автоматичного керування з електромагнітами постійного струму. Саме останні розглядаються в даному дослідженні.

Системи електромагнітного підвісу мають суттєві переваги над іншими видами магнітного підвішування завдяки тому, що забезпечують працездатність як в стані спокою, так і в процесі руху, мають кращі масогабаритні та енергетичні показники, не використовують вихрових струмів, дають можливість здійснювати регулювання величини робочого повітряного зазору та повну левітацію. За зазорах в 10 – 15 мм витрати потужності на підвішування становлять лише 1 – 3 кВт на 1 т ваги левітуючого тіла.

Метою роботи є обґрунтування можливості використання методів модального керування та спостереження стану задля стабілізації системи магнітного підвішування на основі використання уточненої математичної моделі електромагніту постійного струму.

Математична модель електромагніту постійного струму [10, 11]. Для синтезу законів керування активним магнітним підвісом, в якому передбачається використання системи автоматичного регулювання робочого зазору, потрібне отримання розгорнутої уточненої математичної моделі електромагніту постійного струму, де у явному вигляді представлені його основні регульовані координати: напруга живлення, струм обмотки, зусилля та робочий зазор.

Виведемо рівняння математичної моделі електромагніту, виходячи з припущень, що його магнітна система не насичена, поле в зазорі однорідне, вихрові струми в магнітному колі відсутні, потоками розсіювання і випучування можна знехтувати. В подальших викладках будемо використовувати наступні позначення основних величин (рис. 1): r – опір обмотки; w – число витків обмотки; U – напруга живлення; I – струм обмотки; Φ – робочий магнітний потік; F_{EM} – сила тяги електромагніту; δ – робочий зазор; μ_0 – абсолютна магнітна проникність вакууму; S_T – площа торця полюса магнітопроводу.

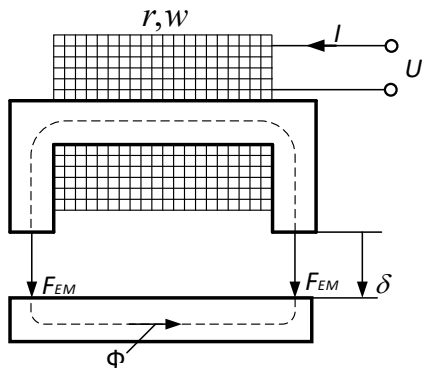


Рис. 1

Напруга, прикладена до обмотки електромагніту, є вхідною змінною і врівноважується падінням напруги на опорі обмотки та електрорушійною силою самоіндукції E_c

$$U = rI + E_c = rI + w \frac{d\Phi}{dt}. \quad (1)$$

Записане в приростах лінеаризоване рівняння (1) має вигляд

$$\Delta U = r\Delta I + w \frac{d\Delta\Phi}{dt}. \quad (2)$$

Магнітний потік в робочому зазорі двополюсного електромагніту дорівнює

$$\Phi = Iw \frac{\mu_0 S_T}{2\delta}, \quad (3)$$

де Iw – намагнічувальна сила обмотки.

Сила тяги електромагніту за однорідного магнітного поля в зазорі визначається за формулою Максвелла

$$F_{EM} = \frac{\Phi^2}{\mu_0 S_T}. \quad (4)$$

Розкладаючи нелінійну залежність (4) в ряд Тейлора в околі точки усталеного режиму і переходячи до приростів, з урахуванням (3) отримаємо

$$\Delta F_{EM} = \frac{2\Phi_0}{\mu_0 S_T} \Delta\Phi = \frac{I_0 w}{\delta_0} \Delta\Phi, \quad (5)$$

де I_0 , δ_0 , Φ_0 – величини, що відповідають точці усталеного режиму.

У зв'язку з тим, що струм електромагніту залежить від двох змінних – магнітного потоку і зазору, як це впливає з (5), отримуємо наступний вираз для приросту струму:

$$\Delta I = \left(\frac{\partial I}{\partial \Phi} \right)_o \Delta\Phi + \left(\frac{\partial I}{\partial \delta} \right)_o \Delta\delta = \frac{2\delta_0}{w\mu_0 S_T} \Delta\Phi + \frac{2\Phi_0}{w\mu_0 S_T} \Delta\delta, \quad (6)$$

Скориставшись залежністю (6), знайдемо похідну від приросту магнітного потоку, виражену через прирости струму і зазору електромагніту і, підставивши її значення в (2), отримаємо

$$\frac{w^2 \mu_0 S_T}{2\delta_0} \frac{d\Delta I}{dt} + r\Delta I = \Delta U + \frac{w^2 \mu_0 S_T I_0}{2\delta_0^2} \frac{d\Delta \delta}{dt}. \quad (7)$$

Рівняння (7), записане в операторній формі, має вигляд

$$[T_{EM} p \Delta I(p) + \Delta I(p)]r = \Delta U(p) + K_{EM} r p \Delta \delta(p), \quad (8)$$

де $T_{EM} = \frac{w^2 \mu_0 S_T}{2r\delta_0}$ – електромагнітна стала часу; $K_{EM} = \frac{w^2 \mu_0 S_T I_0}{2r\delta_0^2}$ – коефіцієнт передачі.

Звідси передатна функція обмоткової частини електромагніту дорівнює

$$W_{EM1}(p) = \frac{\Delta I(p)}{\Delta U(p) + K_{EM} r p \Delta \delta(p)} = \frac{K_{EM1}}{T_{EM} p + 1}, \quad (9)$$

де $K_{EMI} = 1/r$ – коефіцієнт передачі обмотки.

Присутність в правій частині рівняння (8) складової, що містить похідну від зазору, вказує на наявність природного внутрішнього зворотного зв'язку за швидкістю зміни зазору, тобто за прискоренням, з передатною функцією

$$W_{331}(p) = \frac{\Delta U_{33}(p)}{\Delta \delta(p)} = K_{331}(p) = K_{EM} r p. \quad (10)$$

Фізична сутність цього зворотного зв'язку – додаткова проти-ЕРС руху, що виникає в обмотці у разі зміни робочого зазору.

Передатну функцію силової частини електромагніту, що пов'язує прирости сили тяги та струму, отримуємо з рівнянь (5) та (6), записаних в операторній формі

$$\frac{2\delta_o^2}{w^2 \mu_0 S_T I_o} \Delta F_{EM}(p) = \Delta I(p) - \frac{I_o}{\delta_o} \Delta \delta(p), \quad (11)$$

звідки

$$W_{EM2}(p) = \frac{\Delta F_{EM}(p)}{\Delta I(p) - \frac{I_o \Delta \delta(p)}{\delta_o}} = K_{EM2}, \quad (12)$$

де $K_{EM2} = K_{EM} r$.

Присутність в правій частині рівняння складової, що залежить від зазору, вказує на існування в структурній схемі електромагніту ще одного природного зворотного зв'язку за зазором з передатною функцією

$$W_{332}(p) = \frac{\Delta I_{33}(p)}{\Delta \delta(p)} = K_{332} = I_o / \delta_o, \quad (13)$$

де $\Delta I_{33}(p)$ – зображення приросту струму зворотного зв'язку.

Даний зворотний зв'язок враховує додаткове збільшення зусилля електромагніту у разі зменшення робочого зазору за рахунок зміни магнітної провідності, що, власне, і є причиною нестійкості підвісу, коли за зменшення зазору електромагніт «прилипає» до якорю, а за збільшення зазору – відпадає від нього.

Передатна функція механічної частини підвісу може бути представлена рівнянням

$$W_o = \frac{\Delta \delta}{\Delta F} = -\frac{1}{m p^2}, \quad (14)$$

де m – маса корисного навантаження.

Знаком «-» в передаточній функції (14) врахована та обставина, що додатному приросту зусилля електромагніту відповідає від'ємний приріст робочого зазору.

Структурну схему лінеаризованої моделі електромагніту, побудовану згідно з рівняннями (9)–(14), показано на рис. 2, де позначено: F_G – збурення по зусиллю; δ_z – збурення по зазору.

Враховуючи, що складова $-(I_o / \delta_o) \Delta \delta(p)$ та передаточна функція об'єкту $-(m p^2)^{-1}$ мають від'ємні знаки, згідно (11) та (14), в підсумку природний зворотний зв'язок за зазором виявляється позитивним, що і показано на рис. 2.

Перетворимо частину структурної схеми, охоплену додатним зворотним зв'язком за зазором та запишемо її передатну функцію у вигляді

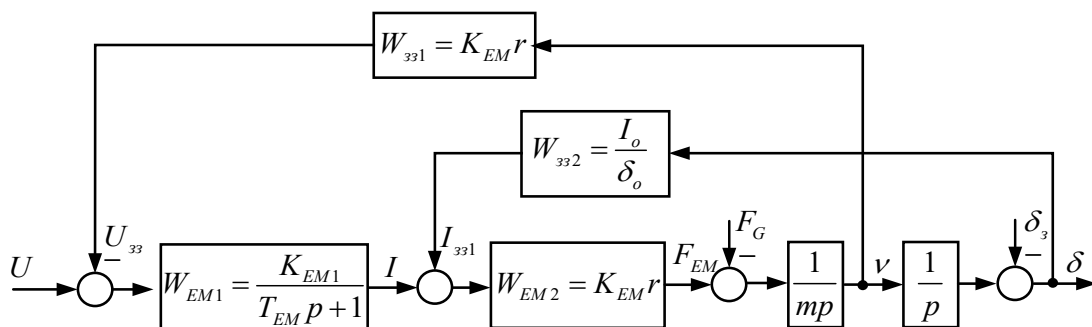


Рис. 2

$$W_{екв} = \frac{W_{EM2} \cdot W_o}{1 - W_{EM2} \cdot W_o \cdot W_{332}} = \frac{\frac{K_{EM} r}{mp^2}}{1 - \frac{K_{EM} r \cdot W_{332}}{mp^2}} = \frac{1 / W_{332}}{\frac{m}{K_{EM} r \cdot W_{332}} p^2 - 1} = \frac{1 / W_{332}}{T^2 p^2 - 1} = \frac{1 / W_{332}}{(Tp + 1)(Tp - 1)}. \quad (15)$$

З отриманого результату (15) видно, що передатну функцію виконавчої (силової) частини електромагніту можна представити у вигляді послідовного з'єднання аперіодичної ланки першого порядку $[W_{332}(Tp + 1)]^{-1}$ та нестійкої ланки першого порядку з передатною функцією $(Tp - 1)^{-1}$, де $T = \sqrt{m / (K_{EM} r \cdot W_{332})}$.

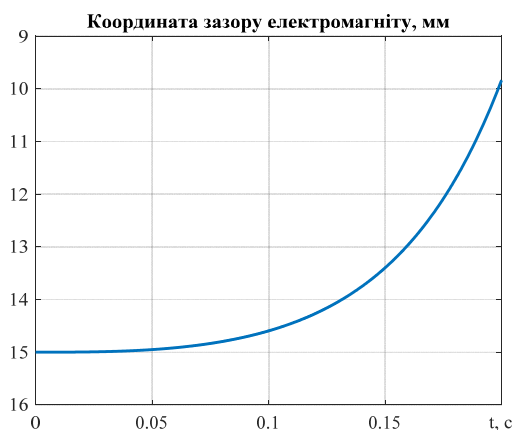


Рис. 3

Задля отримання нелінійної моделі електромагніту підставимо значення магнітного потоку згідно рівняння (3) в рівняння для зусилля електромагніту (4). В результаті отримаємо залежність зусилля електромагніту від струму і величини зазору

$$F_{EM} = I^2 w^2 \mu_o S_T (4\delta^2)^{-1} = K_F I^2 / \delta^2, \quad (16)$$

де $K_F = w^2 \mu_o S_T / 4$.

З рівняння (16) випливає наступне: зусилля тяги електромагніту зворотно пропорційне квадрату зазору і прямо пропорційне квадрату струму; при цьому це зусилля не залежить від напрямку струму в обмотці і завжди створює притягальну дію, тобто має позитивне. На рис. 4 показана структурна схема нелінійної моделі електромагніту, побудована з урахуванням рівняння (16).

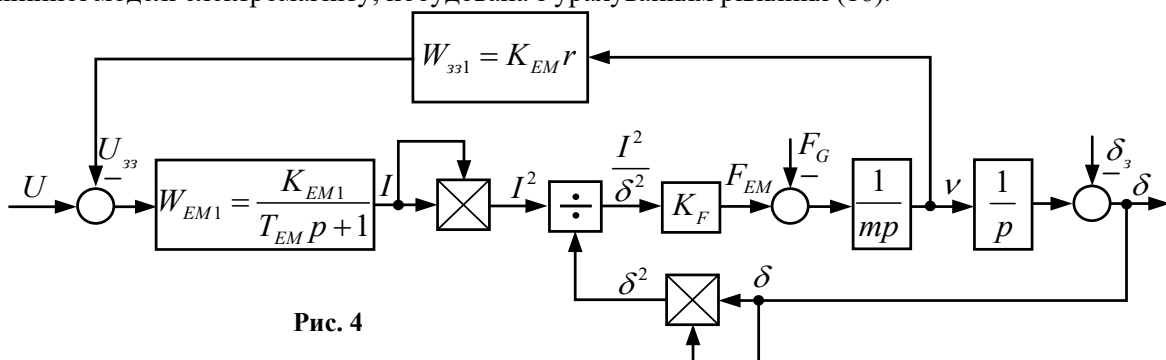


Рис. 4

Принцип роботи системи електромагнітного підвішування [1 – 3, 11, 17 – 20]. На рис. 5 наведено функціональну схему системи магнітного підвішування з регульованим електромагнітом постійного струму. Величина зазору δ вимірюється датчиком зазору і відповідний сигнал зворотного зв'язку подається на вхід системи автоматичного керування, яка включає регулятор та керований перетворювач напруги, за допомогою якого формується величина магніторушійної сили (МРС) обмотки електромагніту. У разі збільшення зазору регулятор збільшує МРС і навпаки. Величина МРС визначає робочий магнітний потік в зазорі та величину тягового зусилля електромагніту, яке компенсує вагу корисного навантаження та зусилля збурення, що діють на нього. Питання про необхідність використання додаткових зворотних зв'язків по іншим регульованим координатам електромагніту буде розглянуте нижче.

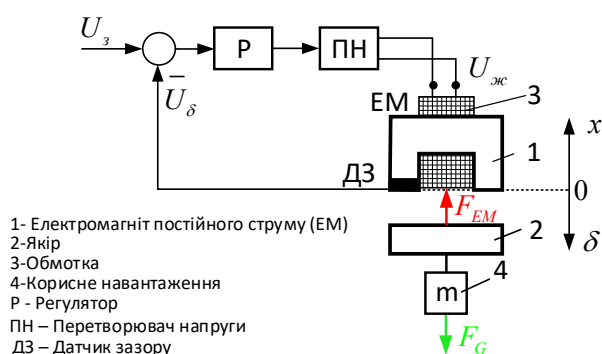


Рис. 5

Задля забезпечення стійкості і заданих показників якості динамічних режимів електромагнітного підвісу в даній роботі пропонується застосування замкненої системи автоматичного керування з використанням модального регулятора.

Синтез модального регулятора. Задача синтезу модального регулятора полягає у визначенні бажаного положення коренів характеристичного рівняння замкненої системи та знаходження коефіцієнтів регулятора, які забезпечують її стійкість і задані показники якості [12, 13].

Синтез модального регулятора виконано для об'єкту керування 3-го порядку, який

описується у векторно-матричному вигляді на основі декомпозиції структурної схеми рис. 2 до рівня інтеграторів, враховуючи, що перетворювач є безінерційною ланкою з одиничним коефіцієнтом передачі

$$\begin{cases} \dot{\mathbf{x}} = \mathbf{A}\mathbf{x} + \mathbf{B}u, \\ y = \mathbf{C}\mathbf{x}, \end{cases} \quad (17)$$

де u – вхід; y – вихід (положення); $\mathbf{x} = (x_1, x_2, x_3)^T$ – фізичні величини (положення, швидкість та струм), які вимірюються відповідними датчиками;

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ \frac{I_0 K_{EM} r}{\delta_0 m} & 0 & \frac{K_{EM} r}{m} \\ 0 & -\frac{K_{EM} r K_{EM1}}{T_{EM}} & -\frac{1}{T_{EM}} \end{bmatrix} \text{ – матриця стану; } \mathbf{B} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{K_{EM1}}{T_{EM}} \end{bmatrix} \text{ – вектор входу; } \mathbf{C} = [1 \ 0 \ 0] \text{ – вектор}$$

виходу.

Далі за допомогою пакету Matlab знайдемо матрицю керованості системи $\mathbf{Q}_c = [\mathbf{B} : \mathbf{AB} : \mathbf{A}^2 \mathbf{B}]$ та її ранг. Оскільки ранг матриці керованості об'єкта дорівнює його порядку, то він є повністю керованим.

Для формування бажаних показників якості використаємо стандартний біноміальний поліном $(p + \omega_0)^n$ для об'єкту 3-го порядку у вигляді

$$H(p) = p^3 + 3\omega_0 p^2 + 3\omega_0^2 p + \omega_0^3, \quad (18)$$

де $\omega_0 \geq 6/t_p \geq 6/0.1 \geq 60 \text{ c}^{-1}$ – характеристична частота, яка визначає швидкодію системи; t_p – час регулювання.

У системі з таким характеристичним поліномом буде аперіодичний перехідний процес, тобто відсутнє перерегулювання ($\sigma = 0\%$).

Виходячи із $\omega_0 = 60 \text{ c}^{-1}$, бажане характеристичне рівняння замкнутої системи буде

$$H(p) = p^3 + 180p^2 + 10800p + 216000 = 0.$$

Маючи бажаний характеристичний поліном $H(p)$ замкнутої системи, за допомогою формули Акермана визначимо матрицю коефіцієнтів модального регулятора $\mathbf{K}$ для об'єкту керування та за допомогою Matlab знайдемо їхні числові значення

$$\mathbf{K} = [0 \ 0 \ 0 \ 1] \mathbf{Q}_c^{-1} H(\mathbf{A}), \quad (19)$$

де $H(\mathbf{A})$ – матричний поліном, утворений шляхом використання бажаного характеристичного поліному $H(p)$ як $H(\mathbf{A}) = \mathbf{A}^3 + 3\omega_0 \mathbf{A}^2 + 3\omega_0^2 \mathbf{A} + \omega_0^3 \mathbf{I}$.

Після цього порівнюємо полюси $H(p)$ та власні значення матриці стану замкнутої системи $\mathbf{A}_c$.

В результаті модальний регулятор стану для об'єкту керування матиме вигляд

$$U_{MP} = -\mathbf{K}\mathbf{x} = -K_1x_1 - K_2x_2 - K_3x_3, \quad (20)$$

де $\mathbf{K} = [K_1 \ K_2 \ K_3] = [287332 \ 4403 \ 39]$ – матриця-рядок коефіцієнтів регулятора.

Тобто сигнал керування, який подається на вхід об'єкта, є лінійною комбінацією всіх змінних стану.

При модальному синтезі першочерговими завданнями є забезпечення стійкості системи та заданих показників якості перехідних процесів. Усталене значення вихідної величини при цьому може мати статичну похибку, якщо об'єкт статичний. Щоб уникнути статичної похибки за завданням, у модальному регуляторі вводять масштабувальний коефіцієнт для вхідної дії. Цей коефіцієнт є оберненим до коефіцієнта передачі замкненої системи в усталеному режимі.

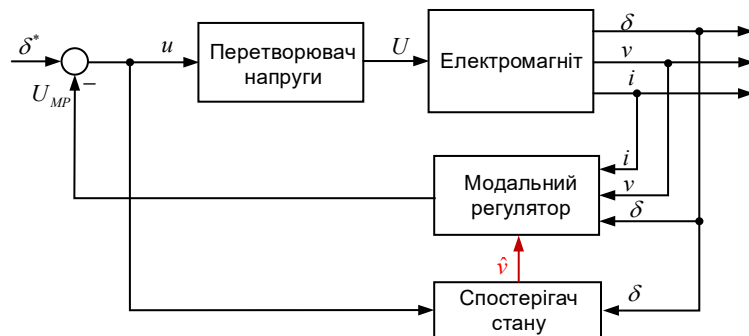


Рис. 6

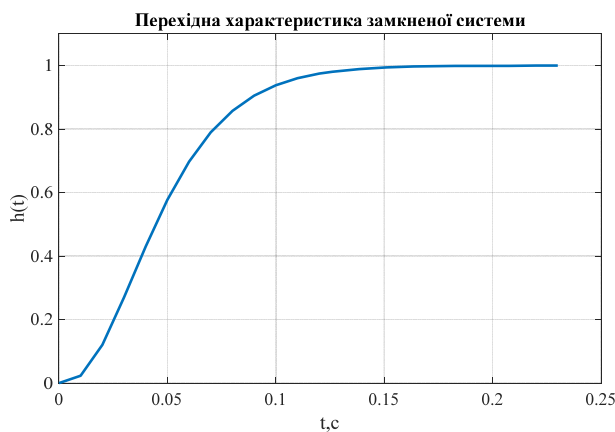


Рис. 7

тільки частину змінних стану. В системі електромагнітного підвісу змінними стану є положення маси (робочий зазор), швидкість її руху та струм електромагніту, серед яких для вимірювання доступні переміщення і струм.

Перед синтезом спостерігача необхідно перевірити чи об'єкт керування повністю спостережуваний. З цією метою знайдемо матрицю спостережуваності системи $\mathbf{Q}_o = \begin{bmatrix} \mathbf{C} \\ \mathbf{C}\mathbf{A} \\ \mathbf{C}\mathbf{A}^2 \end{bmatrix}$ та її ранг.

Синтез регулятора здійснено за умовою, що всі компоненти вектора стану $\mathbf{x}$ є доступними для вимірювання.

На рис. 6 показано структурну схему системи електромагнітного підвісу з модальним регулятором, а на рис. 7 – перехідну характеристику системи. Структурну схему модального регулятора зображено на рис. 8.

Синтез спостерігача стану [13, 14]. Сигнал швидкості, необхідний для функціонування модального регулятора, зазвичай отримують шляхом диференціювання сигналу переміщення, що має відомі технічні складності у зв'язку з посиленням перешкод та обмеженнями амплітуди сигналу похідної за реального диференціювання. Тому під час вирішення задачі модального керування одночасно виникає додаткова потреба у синтезі спостерігача швидкості, сигнал якого може бути використаний в модальному регуляторі на заміну реального сигналу швидкості.

Спостерігачі повного порядку дають змогу оцінювати всі змінні стану, а спостерігачі зниженого порядку –

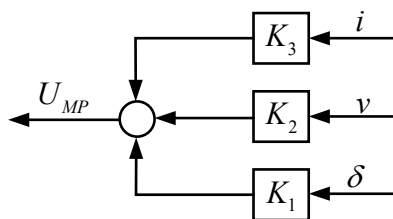


Рис. 8

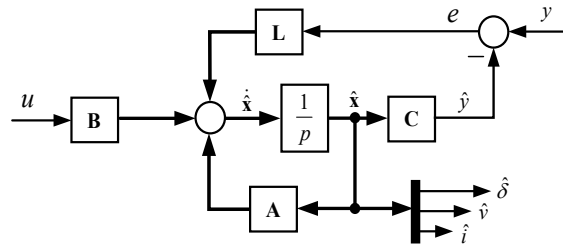


Рис. 9

Оскільки ранг матриці спостережуваності об'єкта дорівнює його порядку, то він є повністю спостережуваним.

Спостерігач стану є динамічною моделлю лінеаризованого об'єкта у вигляді простору стану

$$\begin{cases} \dot{\hat{\mathbf{x}}} = \mathbf{A}\hat{\mathbf{x}} + \mathbf{B}u, \\ \hat{\mathbf{y}} = \mathbf{C}\hat{\mathbf{x}}, \end{cases} \quad (21)$$

де $\hat{\mathbf{x}} = (\hat{\delta}, \hat{v}, \hat{i})^T$ – оцінка стану об'єкта, $\hat{y} = \hat{\delta}$ – оцінка виходу об'єкта.

За умови, що початкові стани моделі та об'єкта збігаються і модель точно відтворює поведінку об'єкта, можна припустити, що оцінене значення відповідає реальному

$$\hat{\mathbf{x}} = \mathbf{x}. \quad (22)$$

Однак, в реальних умовах досягти повної відповідності між об'єктом та моделлю неможливо. Також важко забезпечити повний збіг початкових умов. Тому на практиці можна очікувати виконання лише наступної умови

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \hat{\mathbf{x}} = \mathbf{x}. \quad (23)$$

Таку властивість мають асимптотичні спостерігачі стану, які використовують зворотний зв'язок за похибкою для відновлення вектора стану. Тому динаміка системи зі спостерігачем описується наступними рівняннями:

$$\begin{cases} \dot{\hat{\mathbf{x}}} = \mathbf{A}\hat{\mathbf{x}} + \mathbf{B}u + \mathbf{L}(y - \hat{y}) = \mathbf{A}\hat{\mathbf{x}} + \mathbf{B}u + \mathbf{L}e, \\ \hat{\mathbf{y}} = \mathbf{C}\hat{\mathbf{x}}, \end{cases} \quad (24)$$

де $\mathbf{L}$ – матриця коефіцієнтів зворотного зв'язку спостерігача; $e = y - \hat{y}$ – похибка оцінювання виходу об'єкта.

Зазвичай процеси в спостерігачі повинні відбуватися швидше, ніж у самій системі. Емпіричні дослідження показали [15], що задля забезпечення задовільних показників якості регулювання швидкість спостерігача повинна бути в 2-4 рази вищою за швидкість самої системи. Тому для розрахунку матриці $\mathbf{L}$ спостерігача був заданий вектор полюсів бажаної замкненої системи у вигляді біноміального поліному третього порядку, в якому швидкість була в 1.5 рази вищою за швидкість синтезованої системи з модальним регулятором.

Функція, яка використовувалася для визначення коефіцієнтів матриці зворотного зв'язку $\mathbf{K}$ модального регулятора, може бути застосована і для розрахунку коефіцієнтів зворотного зв'язку $\mathbf{L}$ спостерігача. Замінивши матрицю $\mathbf{B}$ на $\mathbf{C}$ та транспонувавши її і матрицю $\mathbf{A}$, за допомогою Matlab знаходимо значення коефіцієнтів зворотного зв'язку асимптотичного спостерігача стану $\mathbf{L} = [265 \ 23100 \ -154404]$. Структурна схема синтезованого спостерігача показана на рис. 9.

Тут і далі під час проведення розрахунків і досліджень як прототип було використано параметри натурного зразка силового електромагніту підвісу (рис. 10, а), розробленого на кафедрі автоматизації електромеханічних систем та електроприводу КПІ ім. Ігоря Сікорського і призначеного для системи магнітного підвішування екіпажу високошвидкісного наземного транспорту масою 40 т з лінійним електроприводом. Параметри електромагніту наведені у таблиці. Загальний вид стенда для експериментальних досліджень електромагніту представлений на рисунку 10, б. На рисунку позначені: рухома рама 1 із встановленим на ній електромагнітом 2, нерухома траверса 3 із закріпленим на ній зворотним магнітопроводом 4.

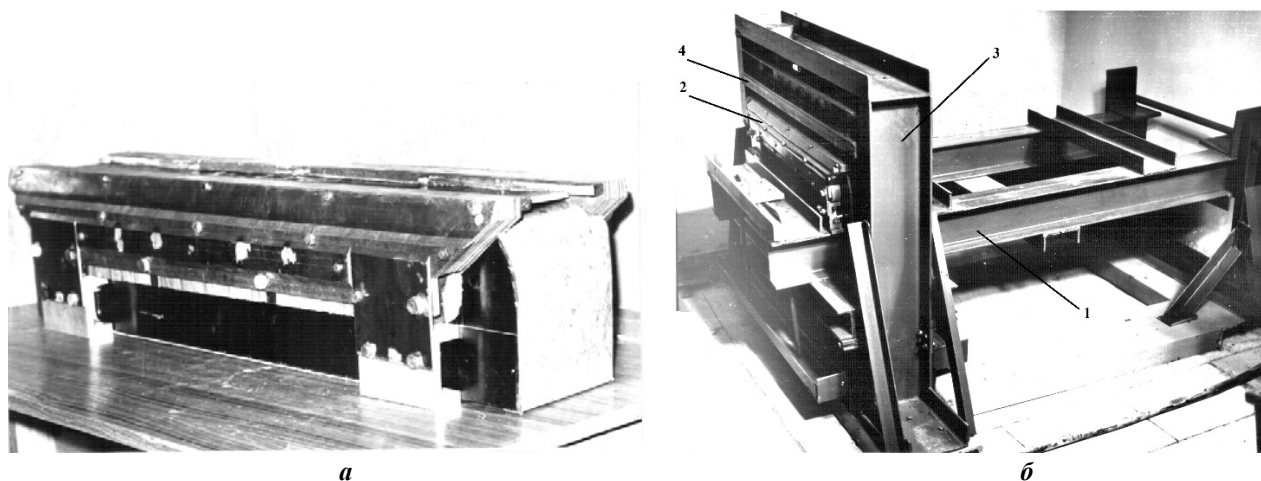


Рис. 10

Результати дослідження. В процесі моделювання досліджувалися статичні і динамічні

Параметри електромагніту	Значення
Номінальний зазор, δ_0	0,015 м
Номінальне зусиллі, F_{EMH}	$2 \cdot 10^4$ Н
Номінальна напруга, U_H	75 В
Номінальний струм, I_0	75 А
Номінальна потужність, P_H	$5,6 \cdot 10^3$ Вт
Номінальна намагнічувальна сила обмотки, Iw_H	23250 А·вит
Довжина електромагніту, l	1 м
Площа полюса	0,055 м ²
Число витків обмотки, w	310
Опір обмотки, r	1 Ом
Розрахункові параметри структурної схеми	
Стала часу обмотки, T_{EM}	0.22 с
K_{EM}	1106
k_{331}	1106
k_{332}	5000
K_{EM1}	1

характеристики електромагнітного підвісу з використанням лінеаризованої та нелінійної моделей електромагніту, а також для сполучення нелінійної моделі зі спостерігачем швидкості. Моделювання динамічних режимів здійснювалося в наступній послідовності:

- 1) відпрацювання ступінчатої задавальної дії за зазором в 1 мм, поданої в 0 с;
 - 2) збурення за зазором величиною 1 мм, прикладене в 0,5 с;
 - 3) накидання навантаження 1000 Н в 1 с.
- Початкова величина зазору для всіх дослідів складала 15 мм.

Графіки перехідних процесів, представлені на рис. 11, дали можливість оцінити вплив уточнюючих факторів моделі на показники якості статичних і динамічних режимів. Так, у разі відпрацювання ступінчатого завдання зазору статична похибка

відсутня, час регулювання 0.1 с для лінійної системи, 0.14 с (+40 %) – для нелінійної системи та 0.15 с (+50 %) – для нелінійної системи зі спостерігачем; перерегулювання склало 0 % для лінійної системи, 0.6 % – для нелінійної системи та 1 % – для нелінійної системи зі спостерігачем. Тобто, отримано аперіодичний перехідний процес в лінійній системі, що підтверджує позитивний результат синтезу модального регулятора для структурно-нестійкого об'єкту.

Аналізуючи результати збурення за зазором, видно, що час відновлення склав 0.1 с для лінійної системи, для нелінійної системи збільшився у 2 рази до 0.2 с, а для нелінійної системи зі спостерігачем збільшився у 1.5 рази до 0.15 с; перерегулювання в лінійній та нелінійній системі зі спостерігачем відсутнє (0 %), а в нелінійній системі склало 0.6 %. Тобто, в нелінійній системі зі спостерігачем отримали кращий результат в динаміці, ніж у нелінійній системі без спостерігача.

Результати дослідження реакції на накидання навантаження показують, що в лінійній системі виникає статична похибка 0.41 мм, в нелінійній системі 0.48 мм та в нелінійній системі зі спостерігачем 0.488 мм; при цьому час регулювання майже аналогічний, як і під час відпрацювання завдання.

З графіків напруги та струму під час збурення по зазору видно, що в нелінійній моделі зі спостерігачем на 4% більший скачок напруги та струму, ніж у лінійній та нелінійній системі. В статичному режимі за номінального значення зазору 15 мм напруга складала 75 В та струм 75 А, що відповідає номінальним параметрам електромагніту (таблиця).

Порівнюючи графіки зусилля електромагніту в лінійній, нелінійній та нелінійній зі спостерігачем системах, видно, що величина зусилля в усталеному режимі однакова для досліджуваних систем, що свідчить про відповідність лінійної та нелінійної моделей.

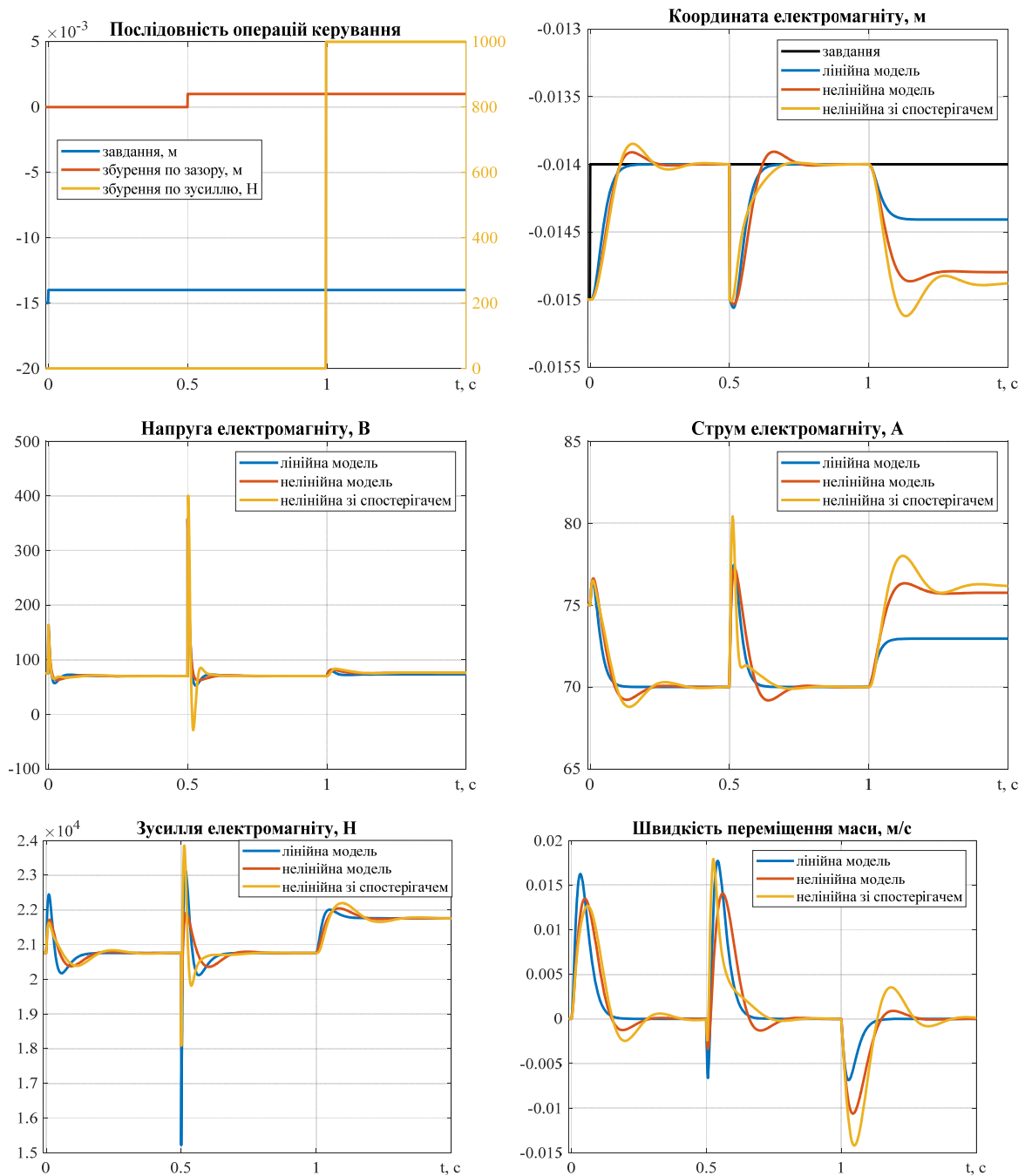


Рис. 11

Графіки зміни регульованих координат електромагніту, отримані для нелінійної системи без спостерігача та нелінійної системи з використанням спостерігача швидкості, представлені на рис. 12. Порівняння графіків показує, що завдяки високій швидкодії спостерігача перехідні характеристики для основної регульованої координати положення практично не відрізняються.

Аналіз результатів дослідження статичних і динамічних режимів в цілому свідчить про наступне:

- модальний регулятор забезпечує задану динамічну якість перехідних процесів в лінійній системі, а саме аперіодичний перехідний процес, відсутність статичної похибки по завданню, завдяки введенню масштабувального коефіцієнту підсилення, а також відсутність статичної похибки за збуренням внаслідок зміни зазору;

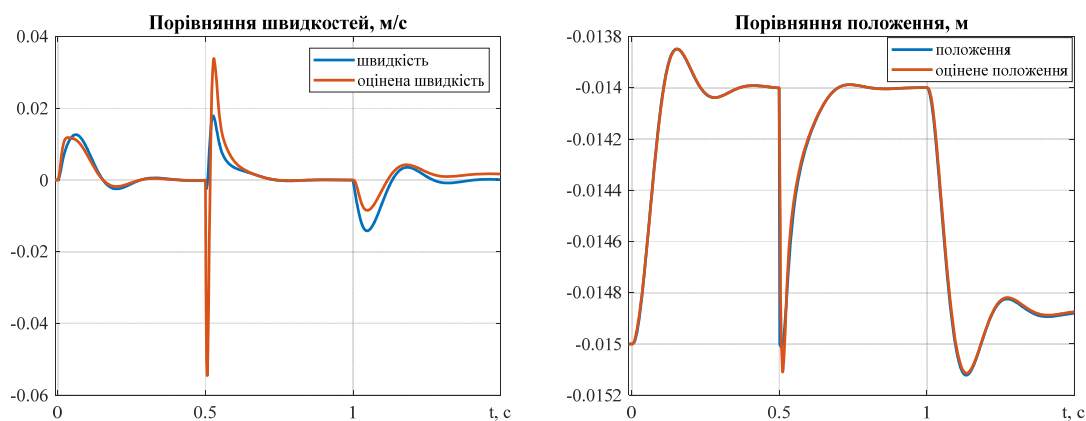


Рис. 12

- присутня статична похибка за збуренням у разі прикладання зусилля, яке може виникати внаслідок дії вітрового навантаження, зміни корисної ваги чи інших чинників. Величина статичної похибки не перевищує 1 мм, що є прийнятним за номінального значення величини зазору 15 мм;
- застосування спостерігача швидкості в нелінійній системі дало змогу позбутися необхідності вимірювання прискорення і забезпечити відсутність перерегулювання у разі збурення за зазором;
- використання оціненої швидкості для зворотного зв'язку в модальному регуляторі забезпечує практично однакові показники якості регулювання як у системі з вимірюванням швидкості.

Висновки.

1. Показано, що структурна нестійкість електромагніту постійного струму пов'язана з присутністю в ньому ланки з додатним полюсом характеристичного рівняння. Фізично причиною структурної нестійкості є наявність внутрішнього природного позитивного зворотного зв'язку, який пов'язаний зі збільшенням тягового зусилля електромагніту у разі зменшення його робочого зазору.

2. Результатами синтезу і моделювання доведено, що структурна нестійкість електромагніту може бути подолана застосуванням модального регулятора. При цьому в модальному регуляторі повинні використовуватися наступні вимірювані координати електромагніту: струм, швидкість руху і положення підвішеної маси.

3. У зв'язку з технічною складністю визначення прискорення по зазору запропоноване її непряме вимірювання шляхом використання спостерігача, побудованого на основі лінійної моделі, яка враховує наявність структурно нестійкої ланки. Як показали дослідження, синтезований спостерігач швидкості повністю задовольняє поставленим вимогам до модального керування.

4. Розроблено нелінійну математичну модель електромагніту постійного струму, яка враховує незмінність напрямку зусилля і його квадратичну залежність від магнітного потоку і зазору. Використання даної моделі електромагніту спільно з розробленим модальним регулятором підтвердило їх працездатність.

5. Результати дослідження статичних і динамічних режимів системи магнітного підвішування з модальним регулятором, лінійною та нелінійною моделями електромагніту, а також із застосуванням спостерігача швидкості свідчать про наступне:

- використання модального регулятора забезпечує стійкість системи магнітного підвішування і прийнятні показники якості статичних і динамічних режимів;
- відмінність статичних і динамічних характеристик системи з лінійною і нелінійною моделями електромагніту полягає у наявності незначного перерегулювання 0.6 %, збільшенні часу регулювання на 40 %;
- використання спостерігача забезпечує працездатність системи магнітного підвішування без прямого вимірювання швидкості. При цьому збільшення перерегулювання по швидкості практично не впливає на процес регулювання положення і за необхідності може бути подолане використанням фільтрів в колі оціненої швидкості.

6. На прикладі системи електромагнітного підвішування показана можливість застосування методів модального керування та спостереження стану для стабілізації об'єктів класу структурно-нестійких систем.

Робота виконана в рамках державної науково-дослідної роботи “База-П10” «Розробити принципи побудови спеціалізованих систем керування перетворювачами напруги, струму та частоти для підвищення енергоефективності електротехнологічних установок».

1. Han H.-S., Kim D.-S. Magnetic Levitation: Maglev Technology and Applications. Springer Tracts on Transportation and Traffic. Dordrecht: Springer Netherlands, 2016. 247 p. DOI: <https://doi.org/10.1007/978-94-017-7524-3>.
2. Livingston J.D. Rising Force: The Magic of Magnetic Levitation. Cumberland: Harvard University Press, 2011. 288 p.
3. Sangster A.J. Fundamentals of Electromagnetic Levitation: Engineering sustainability through efficiency. London: The Institution of Engineering and Technology, 2012. 248 p.
4. Karabacak Y. Application of PID and self-tuning fuzzy PID control methods in the control of non-linear magnetic levitation system. *Journal of Innovative Engineering and Natural Science*. 2024. Vol. 4. No 2. Pp. 514-529. DOI: <https://doi.org/10.61112/jiens.1420710>.
5. Sinha P.K. Electromagnetic suspension: dynamics and control. London, U.K: Peter Peregrinus Ltd, 1987. 304 p.
6. Charara A., De Miras J., Caron B. Nonlinear control of a magnetic levitation system without premagnetization. *IEEE Transactions on Control Systems Technology*. 1996. Vol. 4. No 5. Pp. 513-523.
7. Hurley W.G., Wolffe W.H. Electromagnetic design of a magnetic suspension system. *IEEE Transactions on Education*. May 1997. Vol. 40. No 2. Pp. 124-130.
8. Oliveira V.A., Costa E.F., Vargas J.B. Digital implementation of a magnetic suspension control system for laboratory experiments. *IEEE Transactions on Education*. Nov 1999. Vol. 42. No 4. Pp. 315-322.
9. El Hajjaji A., Ouladsine M. Modeling and nonlinear control of magnetic levitation systems. *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, Aug. 2001. Vol. 48. No 4. Pp.831-838.
10. Попович Н.Г., Гаврилюк В.А., Теряев В.И., Редько А.П., Авримский В.Д. Математическая модель электромагнитной системы электромагнитного подвеса. *Известия высших учебных заведений. Электромеханика*. 1983. № 10. С. 116-117.
11. Теряев В.И., Бурлака О.П. Математична модель виконавчого електромагніту для систем магнітного підвішування. Електромеханічні та енергетичні системи, методи моделювання та оптимізації. *Зб. наук. пр. XI Міжнародної науково-технічної конференції молодих учених і спеціалістів*. 2013. С. 264-265.
12. Приймак Б.І. Теорія автоматичного керування. Лінійні системи. Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2023. 310 с.
13. Толочко О. І., Рижков О.М. Синтез та аналіз системи модального керування крановим механізмом поступального руху з врахуванням роботи підйомального механізму. *Технічна електродинаміка*. 2018. № 4. С. 131-134. DOI: <https://doi.org/10.15407/techned2018.04.131>.
14. Толочко О.І. Аналіз та синтез електромеханічних систем зі спостерігачами стану: автореф. дис. на здобуття наук. ступеня докт. техн. наук: спец. 05.09.03 Електротехнічні комплекси та системи, Харків, 2004. 31 с.
15. Ладанюк А.П., Луцька Н.М., Кишенько В.Д., Власенко Л.О., Івашук В.В. Методи сучасної теорії управління: підручник. Київ: Видавництво Ліра-К, 2018. 368 с.
16. Motakabber S.M.A., Alam A.Z., Kamal K.I.B. Modelling and Control of a Magnetic Levitation System. *Asian journal of electrical and electronic engineering*. 2024. Vol. 4. No 1. Pp. 9-16.
17. Теряев В.И. Стабілізація системи електромагнітного підвішування з використанням акселерометра. *Електромеханічні і енергозберігаючі системи*. 2014. Вип. № 4/2014 (28). С. 71-78.
18. Теряев В.И. Система стабілізації положення та активного віброзахисту об'єкту у просторі на основі електромагнітного підвісу. Патент України № 120636, 2017.
19. Теряев В.И. Двуканальна система високоточного керування положенням об'єкту у просторі та його активного віброзахисту на основі електромагнітного підвісу. Патент України 121576, 2017.
20. Shiao Y.S. Design and Implementation of a Controller for a Magnetic Levitation System. *Proc. Natl. Sci. Counc.* 2001. Iss. 11. No 2. Pp. 88-94.

STABILIZATION OF THE ELECTROMAGNETIC LEVITATION SYSTEM BY METHODS OF MODAL CONTROL AND STATE OBSERVATION

V.I. Teriaiev¹, M.M. Zhelinckiy¹, B.I. Pryymak¹, O.A. Zaichenko²

¹National Technical University of Ukraine “Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute”,
37, Beresteyskiy Ave., Kyiv, 03056, Ukraine,
e-mail: kpivit@gmail.com, mykola.zhelinskyy@gmail.com.

²Institute of Electrodynamics NAS of Ukraine,

56, Beresteyskiy Ave., Kyiv, 03057, Ukraine, e-mail: tems@ukr.net.

A refined mathematical model of a direct current electromagnet has been developed, which takes into account the invariance of the direction and the quadratic dependence of the force on the magnetic flux and the gap. A simulation model of an electromagnet was built in the Matlab package. The structural instability of an unregulated electromagnetic suspension

system is shown. A modal regulator that provides stability and specified quality indicators of static and dynamic modes has been synthesized. To simplify the technical implementation, a speed observer was developed. Comparative modeling of an electromagnetic suspension system was carried out when testing the reference influence and disturbances in force and working gap. The obtained research results confirm the developed model's performance and suitability for refined modeling and synthesis of electromagnetic suspension control laws, as well as evidence of the possibility of applying modal control and state observation methods for structurally unstable objects. References 20, figures 12, table 1.

Key words: DC electromagnet, structural instability, electromagnetic suspension, stabilization, modal control, speed observer, statics, dynamics, research, modeling.

1. Han H.-S., Kim D.-S. Magnetic Levitation: Maglev Technology and Applications. Springer Tracts on Transportation and Traffic. Dordrecht: Springer Netherlands, 2016. 247 p. DOI: <https://doi.org/10.1007/978-94-017-7524-3>.
2. Livingston J.D. Rising Force: The Magic of Magnetic Levitation. Cumberland: Harvard University Press, 2011. 288 p.
3. Sangster A.J. Fundamentals of Electromagnetic Levitation: Engineering sustainability through efficiency. London: The Institution of Engineering and Technology, 2012. 248 p.
4. Karabacak Y. Application of PID and self-tuning fuzzy PID control methods in the control of non-linear magnetic levitation system. *Journal of Innovative Engintring and Natural Science*. 2024. Vol. 4. No 2. Pp. 514-529. DOI: <https://doi.org/10.61112/jiens.1420710>.
5. Sinha P.K. Electromagnetic suspension: dynamics and control. London, U.K.: Peter Peregrinus Ltd, 1987. 304 p.
6. Charara A., De Miras J., Caron B. Nonlinear control of a magnetic levitation system without premagnetization. *IEEE Transactions on Control Systems Technology*. 1996. Vol. 4. No 5. Pp. 513-523.
7. Hurley W.G., Wolfle W.H. Electromagnetic design of a magnetic suspension system. *IEEE Transactions on Education*. May 1997. Vol. 40. No 2. Pp. 124-130.
8. Oliveira V.A., Costa E.F., Vargas J.B. Digital implementation of a magnetic suspension control system for laboratory experiments. *IEEE Transactions on Education*. Nov 1999. Vol. 42. No 4. Pp. 315-322.
9. El Hajjaji A., Ouladsine M. Modeling and nonlinear control of magnetic levitation systems. *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, Aug. 2001. Vol. 48. No 4. Pp.831-838.
10. Popovych N.G., Gavriliuk V.A., Teriaiev V.I., Redko A.P., Avrimskii V.D. Mathematical model of the electromagnet of the electromagnetic suspension system. *Izvestiia vysshyyh uchebnyh pfvedenii. Elektrotehnika*. 1983. No 10. Pp. 116-117. (Rus)
11. Teriaiev V.I., Burlaka O.P. Mathematical model of an executive electromagnet for magnetic suspension systems. Electromechanical and energy systems, methods of modeling and optimization. *Zbirnyk naukovy prats XI Mizhnarodnoi nauково-tekhnichnoi konferentsii molodyh uchenykh i spetsialistiv*. 2013. Pp. 264-265. (Ukr)
12. Pryymak B.I. Theory of automatic control. Linear systems. Kyiv: Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute, 2023. 310 p. (Ukr)
13. Tolochko O.I., Ryzhkov O.M. Synthesis and analysis of the modal control system of the crane mechanism of progressive movement taking into account the operation of the lifting mechanism. *Tekhnichna Elektrodynamika*. 2018. No 4. Pp. 131-134. DOI: <https://doi.org/10.15407/techned2018.04.131>. (Ukr)
14. Tolochko O.I. Analysis and synthesis of electromechanical systems with state monitors: autoref. thesis for obtaining sciences. doctor's degree technical sciences: spec. 05.09.03 Electrotechnical complexes and systems, Kharkiv, 2004. 31 p. (Ukr)
15. Ladanyuk A.P., Lutska N.M., Kishenko V.D., Vlasenko L.O., Ivashchuk V.V. Methods of modern control theory: a textbook. Kyiv: Lira-K Publishing House, 2018. 368 p. (Ukr)
16. Motakabber S. M. A., Alam A. Z., Kamal K. I. B. Modelling and Control of a Magnetic Levitation System. *Asian journal of electrical and electronic engineering*. 2024. Vol. 4. No 1. Pp. 9-16.
17. Teriaiev V.I. Stabilization of the electromagnetic suspension system using an accelerometer. *Electromechanical and energy-saving systems. Quarterly scientific and industrial magazine*. 2014. No 4/2014 (28). Pp. 71-78. (Ukr)
18. Teriaiev V.I. Position stabilization system and active vibration protection of an object in space based on an electromagnetic suspension. Patent UA No 120636, 2017. (Ukr)
19. Teriaiev V.I. Two-channel system of high-precision control of the position of the object in space and its active vibration protection based on an electromagnetic suspension. Patent UA No 121576, 2017. (Ukr)
20. Shiao Y.S. Design and Implementation of a Controller for a Magnetic Levitation System. *Proc. Natl. Sci. Counc*. 2001. Iss. 11. No 2. Pp. 88-94.

Надійшла 02.11.2024
Остаточний варіант 09.01.2025

ДОСЛІДЖЕННЯ ВТРАТ ТА ОБЕРТАЛЬНОГО МОМЕНТУ БЕЗПАЗОВОГО МАГНІТОЕЛЕКТРИЧНОГО ДВИГУНА З МАСИВНИМ ОСЕРДЯМ СТАТОРА

І.С. Петухов*, докт. техн. наук, **В.Г. Кіреєв****, канд. техн. наук, **К.П. Акінін*****, докт. техн. наук, **Є.В. Ісаєв**

Інститут електродинаміки НАН України,
пр. Берестейський, 56, Київ, 03057, Україна.
E-mail: igor_petu@ukr.net.

Відмічено економічність конструкції та низьку витратність підготовки виробництва безпазових електричних двигунів з постійними магнітами і масивним осердям статора. Викладено конструкцію експериментальної установки для вимірювання втрат в масивному осерді. Сформульовано етапи методики розрахунку цих втрат. Задля розрахунку втрат від вихрових струмів використовувався програмний комплекс "COMSOL Multiphysics". Втрати від гістерезису розраховувалися за формулою Штейнметца. Для різної густоти розрахункової сітки проведено моделювання втрат в масивному осерді та виконано порівняння з результатами вимірювань в діапазоні частоти обертання 0...3600 об./хв. Задля обчислення максимального моменту в статистиці використано модель обмотки з синусоїдальною просторовою формою МРС. Обчислено залежності обертового моменту від швидкості обертання в досліджуваному діапазоні. Відмічено достатню точність розрахункової методики. Бібл. 12, рис. 8, табл. 1.

Ключові слова: магнітоелектричний двигун, постійні магніти, масивне осердя статора, обертовий момент.

Вступ. Електричні двигуни з постійними магнітами (ДПМ) (в англomовній літературі "PM motors"), як їх ще називають «магнітоелектричні двигуни» [1], широко використовуються в різноманітних пристроях та приводних системах, в тому числі автономних. Сфера застосування згаданих електроприводів – це системи спостереження, стеження, сканування та інші виконавчі пристрої загальнопромислового та спеціального призначення. В теперішній час динамічність ринку автономних приводних систем і швидка зміна попиту в окремих сегментах викликає необхідність пропонувати дешеві конструктивні та технологічні рішення без значного погіршення експлуатаційних показників. У багатьох випадках вирішальними є вимоги до простоти конструкції та її дешевизни. Це стосується випуску великої серії приладів низької собівартості або створення невеликої партії приладів в умовах швидкої підготовки виробництва [1].

Серед сфер застосування ДПМ можна виділити такі, в яких потрібна низька та стабільна кутова швидкість за умов дотримання значного обертового моменту корисного навантаження. Вимога стабільної швидкості обертання викликає необхідність забезпечення постійного значення обертового моменту протягом оберту на подвійний полюсний поділ. Задоволення цієї вимоги вирішується в основному у два способи. Перший – це використання конфігурацій обмотки, магнітопроводу та магнітів системи збудження такими, що забезпечують мінімальні пульсації обертового моменту [2]. Другий – використання можливостей системи управління, яка довершує стабілізацію моменту, що має місце внаслідок неоднорідності структури активної зони [3].

З появою постійних магнітів (ПМ) на основі самарію і, особливо, неодиму, зріс інтерес до використання малогабаритних безпазових електроприводів прямої дії [1]. Незважаючи на те, що безпазова конструкція має дещо нижчі масогабаритні показники порівняно з традиційною пазовою, вона технологічно проста і, що дуже важливо, має менші пульсації крутного моменту. До того ж для безпазових електричних машин не обов'язково дотримуватися обмежень співвідношення пази/полюси, яке є обов'язковим для пазових машин з шихтованими сердечниками статорів, і, таким чином, цей факт додає ступенів свободи у процес проектування машини.

© Петухов І.С., Кіреєв В.Г., Акінін К.П., Ісаєв Є.В., 2025

ORCID: * <https://orcid.org/0000-0003-1416-1174>; ** <https://orcid.org/0000-0002-9407-1074>;

*** <https://orcid.org/0000-0002-7830-2311>

© Видавець ВД «Академперіодика» НАН України, 2025



Це стаття відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND 4.0

<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/legalcode.uk>

Ще одним заходом, що може прискорити та здешевити виробництво є виконання магнітопроводу статора масивним як для машин циліндричного виконання [4], так і для аксіального [5]. Це, природно, зменшує діапазон доцільної за енергетичними показниками швидкості обертання двигуна, але безпосередньо спрямовано на досягнення вищезгаданих цілей. Тому **метою даної роботи** є експериментальне та розрахункове дослідження впливу на обертальний момент безпазового магнітоелектричного двигуна наявності масивного сталевго осердя статора.

Експериментальна установка та етапи методики розрахунку. Обчислення обертального моменту здійснювалося методом тарованої машини. За результатами вимірювання електричних втрат у приводній системі за наявності масивного статора та його відсутності обчислювалася різниця цих втрат. За величиною цієї різниці обчислювався паразитний момент M_{Loss} , що вносить масивний статор

$$M_{Loss} = \frac{P - P_{Drive}}{\omega_R}, \quad (1)$$

де P – виміряна потужність, що споживає привід; P_{Drive} – виміряна потужність, що споживає привід за умов відсутності досліджуваного статора; ω_R – кутова частота обертання ротора. Розміри поперечного перерізу установки наведено на рис. 1.

Втрати в феромагнітному середовищі складаються з втрат від вихрових струмів та гістерезису. У більшості розрахункових методик ці явища розглядаються окремо. Тобто окремо розраховуються втрати від вихрових струмів в безгістерезисному середовищі та втрати від гістерезису. Такий підхід прийнято в даній роботі.

Змінне чи рухоме магнітне поле в електропровідному матеріалі завжди викликає поверхневий ефект. Глибина проникнення змінного магнітного поля δ у такий матеріал залежить від магнітної проникності μ , електропровідності σ та кутової частоти зміни поля ω

$$\delta = \sqrt{2 / \mu \sigma \omega}. \quad (2)$$

Для сталі з відносною магнітною проникністю 1000 за умов швидкості обертання 120 об./хв. ця величина складає 4,5 мм, що співпадає з товщиною досліджуваного статора. Але і за умов такої глибини проникнення вихрові струми розподіляються нерівномірно, що викликає необхідність враховувати нелінійність характеристики намагнічування сталі задля точного розрахунку інтегральних втрат. Задля апроксимації характеристики намагнічування сталі за табличними даними [7] було використано дробово-раціональну функцію, що відображає нелінійну залежність відносної магнітної проникності μ від вектору магнітної індукції $\mathbf{B}$

<i>Матеріал магніту ротора N33H</i>	
Число пар полюсів	1
Залишкова індукція B_r	1,16 Тл
Відносна магнітна проникність	1,05
<i>Матеріал статора (сталь 20)</i>	
Питомий опір (20° С) [6]	0,16 10^{-6} Ом·м
<i>Коефіцієнти апроксимації (2)</i>	
B_{05}	1,4 Тл
μ_{max}	1000
m	6,9

$$\mu = 1 + \frac{\mu_{max}}{1 + (\|\mathbf{B}\| / B_{05})^m}, \quad (3)$$

де μ_{max} – значення відносної магнітної проникності за умов слабого поля; $\mathbf{B}$ – вектор магнітної індукції; B_{05} – величина магнітної індукції на "точці перегинання" кривої намагнічування. Значення коефіцієнтів в (3) наведено в таблиці, де також наведено фізичні характеристики магніту ротора та сталі статора.

Важливо відмітити, що апроксимуюча функція (3) є монотонною та гладкою, що дуже важливо для збіжності ітераційного процесу під час моделювання

магнітного поля. Тим більше, що для геометрії експериментального зразка поле є суттєво тривимірним завдяки невеликій довжині відносно діаметра, а також внаслідок неоднакової довжини магніту та досліджуваного макету статора. Табличні дані характеристики намагнічування сталі та апроксимуюча функція наведено на графіку (рис. 2).

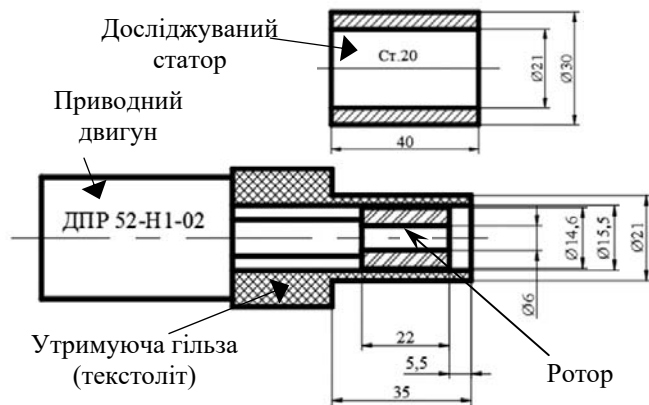


Рис. 1. Розміри досліджуваної моделі

Задля розрахунку, вочевидь, треба моделювати рухоме поле магніту ротора. Але у відповідності до принципу відносності не має значення рухається ротор відносно статора чи навпаки. Тобто можна моделювати обертання статора у полі магніту. Оскільки метою статті є дослідження моменту за умов постійної швидкості обертання, задача зводиться до розрахунку втрат від вихрових струмів, викликаних рухом електропровідного середовища в магнітному полі. Така постановка тривимірної граничної задачі реалізована в інтерфейсі "Magnetic and Electric Field" програмного середовища "COMSOL Multiphysics" [8] для моделювання стаціонарного електромагнітного поля, в тому числі з рухливим електропровідним середовищем шляхом введення в рівняння EPC руху $\mathbf{E}_v$

$$\mathbf{E}_v = \mathbf{v} \times \mathbf{B}, \quad (4)$$

де $\mathbf{v}$ – вектор локальної швидкості середовища. За умов обертального руху треба визначити тільки дві складові v_x, v_y швидкості середовища за формулами

$$\begin{cases} v_x = -\omega_r r \sin \varphi, \\ v_y = \omega_r r \cos \varphi, \end{cases} \quad (5)$$

де r – радіус точки в циліндричній системі координат; φ – її кутова координата.

Для задач, в яких присутній поверхневий ефект, важливо, щоб сітка мала згущення у відповідних ділянках розрахункової області (навіть якщо алгоритм розв'язання є адаптивним). До того ж, у підобластях простої конфігурації рекомендовано використовувати регулярну чотирикутну сітку [8]. Сітку для даної задачі з урахуванням вищезгаданих рекомендацій та урахуванням симетрії моделі наведено на рис. 3 за виключенням "повітряних" підобластей. На зовнішній поверхні оточуючого повітряного середовища було розташовано шар, заповнений нескінченими елементами [8], що точніше відображає нескінченне розповсюдження магнітного поля. Розрахунки проводилися для кількох варіантів сітки. Випробувалася сітка з елементами першого та другого порядку. Мінялася загальна густина сітки, а також її щільність в області статора та прилеглого до статора внутрішнього повітряного проміжку.

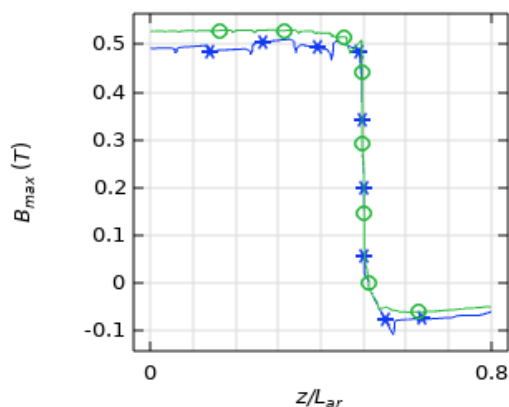


Рис. 4. Максимальне радіальне значення магнітної індукції на поверхні ротора (статор відсутній). Розрахунок для двох сіток різної щільності

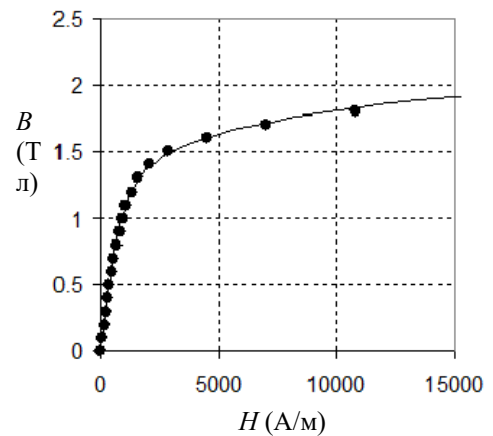


Рис. 2. Дані кривої намагнічування (точки) та її апроксимація

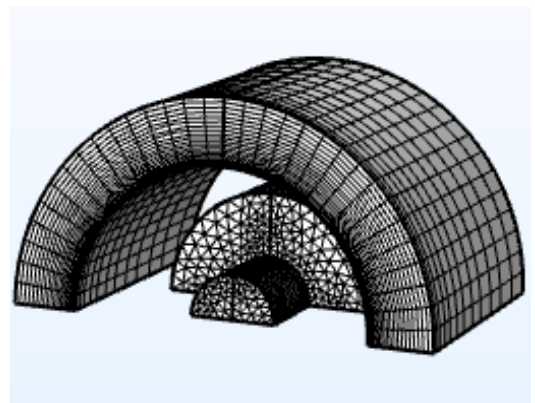


Рис. 3. Сітка в роторі і статорі (поліпшений варіант)

Першим (підготовчим) етапом моделювання була перевірка достовірності розрахунку магнітного поля в статичному режимі за відсутності статора для заданого матеріалу постійного магніту. За допомогою тесламетра було зроблено 20 замірів радіальної компоненти магнітної індукції $B_{\max}$ на осі поля магніту (де вона має максимальне значення). Результати відповідного розрахунку для двох сіток різної щільності наведено на рис. 4. За результатами замірів максимальне значення радіальної індукції лежить в межах 0,49...0,51 Тл, що свідчить про прийнятний збіг даних (похибку також має ручна фіксація щупа тесламетра на поверхні магніту).

З причин симетрії моделювалася четверта частина об'єму моделі. На рис. 5 наведено поле норми магнітної індукції в поперечному та осьовому перетині моделі за умов швидкості обертання 1000 об./хв. (поле магніту спрямовано вздовж вертикальної осі). Як свідчить напрям-

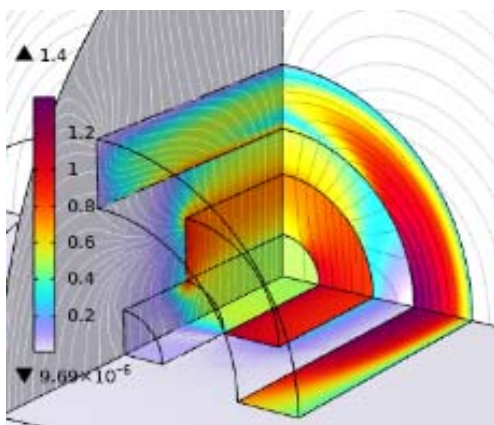


Рис. 5. Поле норми та напрямку магнітної індукції в поперечному та осьовому перерізі

джено в роботах Зірки С.Є., Мороза Ю.І. Зокрема, статичний режим перемагнічування досліджено в роботі [9]. Але моделі для поля в трансформаторах не підходять до аналізу втрат в магнітопроводах електричних машин, тим більше у масивному статорі, де поле має обертальний характер.

В арсеналі пакету "COMSOL Multiphysics" присутня Jiles-Atherton модель нелінійного векторного гістерезису, але для конструкційної сталі важко знайти достовірні значення п'яти коефіцієнтів, що потребує ця модель. До того ж для наближеного обчислення втрат на гістерезис P_h часто використовується формула Штейнметца, що має, як вважається, придатну для інженерних потреб точність [10]

$$P_h = \eta B_{\max}^{1.6}, \quad (7)$$

де η – коефіцієнт, який залежить від властивостей сталі.

Для заліза різної чистоти та термічної обробки у [10] надано досить широкий діапазон цього коефіцієнту, а саме 0,001...0,003. Для трансформаторних сталей з високим вмістом кремнію (до 4%) діапазон цього коефіцієнту складає 0,0007...0,0010 [10]. Вміст кремнію в сталі 20 складає 0,17...0,37% [11] і значення цього коефіцієнту слід очікувати у вищезгаданому діапазоні для заліза. Для вуглецевої сталі в залежності від термообробки діапазон η складає 0,008...0,025 [10]. Сталь 20 є низьковуглецевою з вмістом вуглецю 0,17...0,25% [11]. Тому для оцінки втрат на гістерезис за формулою можна передбачати значення коефіцієнту η в діапазоні 0,0015...0,002.

Результати розрахунку складових і сумарних втрат в статорі

$$P = P_{ec} + P_h, \quad (8)$$

а також дані їхнього вимірювання в залежності від швидкості обертання наведено на рис. 6 за умови значення коефіцієнту $\eta=0,0015$ і узгодження розмірності відповідних величин (формулу Штейнметца у [10] наведено у системі одиниць СГС). Слід зазначити, що візуальна лінійність залежності втрат на гістерезис від частоти (швидкості обертання) це відомий факт [12]. Але отримана залежність – це інтегральна характеристика. А внаслідок поверхневого ефекту та перерозподілу поля з ростом швидкості обертання в різних шарах така лінійність може не спостерігатися. Також треба відзначити, що поєднання квадратичної залежності втрат на вихрові струми та майже лінійної залежності втрат на гістерезис дає кривизну сумарної залежності, яка задові-

мок силових ліній, поле в області торця магніту, збуджує поле, суттєво відрізняється від поля в центральному перетині. З приводу цього до використання двовимірних моделей треба відноситися критично, обов'язково враховуючи величину відносної довжини машини.

На другому етапі розраховувалася потужність втрат в магнітопроводі, встановленому на гільзі експериментальної установки (рис. 1). Розрахунки проводилися для кількох варіантів сітки. Задля визначення втрат від вихрових струмів P_{ec} локальні втрати, що в інтерфейсі "Magnetic and Electric Fields" позначені Q_{rh} , інтегрувалися за об'ємом статора V_s

$$P_{ec} = 4 \int_{V_s} Q_{rh} dV. \quad (6)$$

Коефіцієнт 4 у виразі (6) введено задля урахування симетрії.

Окрім втрат на вихрові струми у феромагнітному матеріалі завжди присутні втрати на гістерезис. Докладно ці втрати для магнітопроводів трансформаторів дослід-

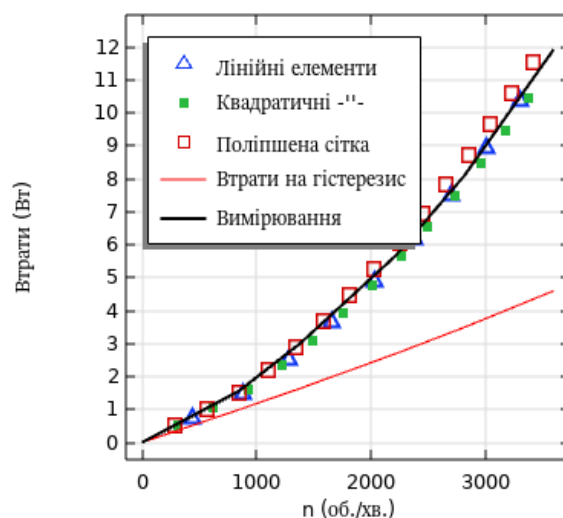


Рис. 6. Залежність сумарних втрат та втрат від гістерезису від швидкості обертання

льно повторює експериментальну і, таким чином, відображає розподіл втрат різної природи у феромагнітному середовищі.

Треба відмітити, що застосування двовимірної моделі магнітного поля дало значення втрат на вихрові струми на 15...25% більше. Тому для розрахунку магнітних втрат і, врешті, обертового моменту для машин з відношенням довжини магнітопроводу l_δ до внутрішнього діаметру статора D_S (відносна довжина машини) близько двох (рис. 1) принципово використовувати тривимірну модель поля.

На третьому етапі відповідно до мети роботи оцінено вплив втрат у масивному статорі безпосередньо на обертовий момент двигуна. Для цього було достатньо в статичному стані обчислити максимальний момент M_{max} , коли вектор МРС обмотки спрямований перпендикулярно до поля магніту, і потім обчислити різницю між отриманою величиною та паразитним моментом, викликаним втратами в феромагнітному масиві статора. Оскільки априорі жодних припущень про схему обмотки не було зроблено, будемо вважати, що в повітряному проміжку розташовано обмотку з синусоїдальним розподілом МРС, тобто відповідним розподілом еквівалентної щільності струму.

Впливом лобових частин знехтуємо, оскільки лобові частини еквівалентної двополусної обмотки, як витікає з розмірів на ескізі (рис. 1), виходили б за межі поля магніту ротора. Тоді під час розрахунків можна обмежитися двовимірною моделлю поля, де щільність струму має одну просторову складову J_z

$$J_z = J_m \cos \varphi, \quad (9)$$

де J_m – амплітудне значення щільності струму; φ – кутова координата. Прийемо розмір технологічного повітряного проміжку між статором та ротором 0,5 мм, що

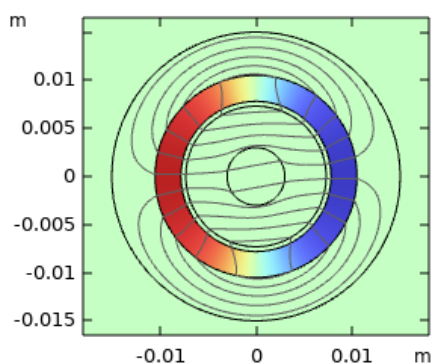


Рис. 7. Поле густини струму обмотки (колір) та ізолінії результуючого магнітного потоку (для обчислення максимального моменту)

характерно для конструкцій безпазових машин [1, 3]. Прийемо також діюче значення щільності струму 8 А/мм^2 , що близько до максимально допустимого за умовами теплового режиму обмотки. На рис. 7 наведено розподіл щільності струму (інтенсивність кольору) в області обмотки, а також силові лінії результуючого магнітного потоку за умов зупиненого ротора та кута зсуву 90° між вектором МРС обмотки (він спрямований вздовж вертикальної осі) та напрямком намагніченості магніту ротора (на рис. 7 поле магніту спрямоване вздовж горизонтальної осі). Саме так досягається максимальне значення обертового моменту M_{max} . Незначне відхилення силових ліній в області ротора від горизонтального напрямку відображає факт, що поле якорної обмотки дуже незначно впливає на поле висококоерцитивного магніту і, врешті, на результуюче поле [1, 3].

Результуючий обертовий момент через сумарні втрати P визначається за формулою

$$M = M_{max} - \frac{P}{\omega_R}. \quad (10)$$

Отримані залежності результуючого моменту від швидкості обертання ротора n наведено на рис. 8. Оскільки сумарні питомі втрати від гістерезису та вихрових струмів описуються виразом [10, 12]

$$p = p_h \frac{f}{50} B_m^{1,6} + p_{ec} \frac{f^2}{50} B_m^2, \quad (11)$$

де p_h , p_{ec} – питомі втрати на гістерезис та вихрові струми відповідно; f – частота поля; B_m – амплітуда магнітної індукції, будучи поділений на частоту вираз (11) перетворюється на лінійну залежність. Цей факт пояснює характер графіків обертового моменту на рис. 8, що близький до лінійного.

Висновки. Безпазові магнітоелектричні мікродвигуни циліндричної конструкції з масивним осердям статора мають переваги в умовах потреб низької собівартості

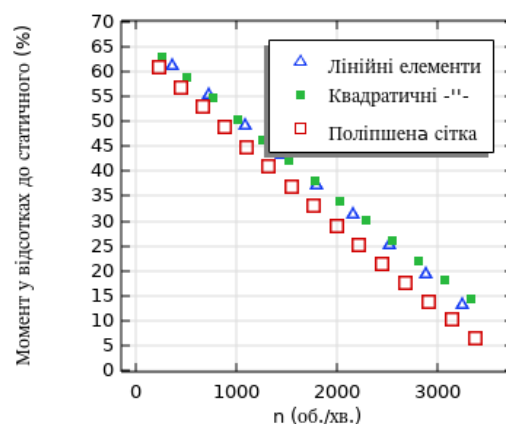


Рис. 8. Обертовий момент безпазового двигуна з масивним осердям статора

конструкції та швидкої підготовки серійного виробництва. Їхнім недоліком є різке зниження обертового моменту зі зростанням швидкості обертання. Отримані залежності дають можливість з високим ступенем ймовірності оцінити це зниження. Так, за умов швидкості обертання 1000 об./хв. зниження обертового моменту за рахунок втрат від гістерезису та вихрових струмів становить приблизно 50%, що обмежує сферу застосування таких двигунів низькообертовими пристроями, наприклад, моментними приводами.

Використана методика розрахунку втрат від вихрових струмів на основі моделювання тривимірного магнітного поля і втрат від гістерезису за допомогою формули Штейнметца у вказаних типах двигунів дає задовільне співпадання з експериментом і може бути рекомендована для досліджень механічних характеристик подібних мікродвигунів інших геометричних розмірів за умов достатніх даних про питомі втрати на гістерезис. Важливим моментом в даній методиці є застосування тривимірної моделі електромагнітного поля для відносно коротких машин (відносна довжина близько двох та менше) радіального виконання.

Роботу виконано за держбюджетною темою «Розробити наукові основи та принципи побудови магнітоелектричних мехатронних модулів для спеціалізованих систем автоматичного керування» («Мехатрон»), КПКВК 6541030.

1. Антонов А.Е. Электрические машины магнитоэлектрического типа. К.: Компас, 2011. 216 с.
2. Petukhov I.S., Kireyev V.G., Akinin K.P., Lavrinenko V.A. Decreasing Torque Ripple of a Slotless Permanent Magnet Torque Motor Using a Double-Layer Winding. *Технічна електродинаміка*. 2024. № 4. С. 57–62. DOI: <https://doi.org/10.15407/techned2024.04.057>.
3. Kireyev V.G., Akinin K.P. Features of the Development of Slotless Brushless Magnetolectric Torque Motors. *Праці Інституту електродинаміки НАН України*. 2022. Вип. 63. С. 31–39. DOI: <https://doi.org/10.15407/publishing2022.63.031>.
4. Paulides J.J.H., Meessen K.J., Lomonova E.A. Eddy-Current Losses in Laminated and Solid Steel Stator Back Iron in a Small Rotary Brushless Permanent-Magnet Actuator. *IEEE Trans. Magn.* 2008. Vol. 44. No 11. Pp. 4373–4376. DOI: <https://doi.org/10.1109/TMAG.2008.2001996>.
5. Friedrich L.A.J., Gysen B.L.J., Jansen J.W., Lomonova E.A. Analysis of Motional Eddy Currents in the Slitted Stator Core of an Axial-Flux Permanent-Magnet Machine. *IEEE Transactions on Magnetics*. 2020. Vol. 56. No 2. Pp. 1–4. DOI: <https://doi.org/10.1109/TMAG.2019.2953625>.
6. Характеристики марки сталі 20. URL: <https://metinvestholding.com/ua/products/steel-grades/20> (accessed 2024-12-15).
7. Сергеев П.С., Виноградов Н.В., Горяинов Ф.А. Проектирование электрических машин. М.: Энергия, 1970. 632 с.
8. COMSOL – Software for Multiphysics Simulations. URL: <https://www.comsol.com/?ref=lovejay.top> (дата доступу 15.12.2024).
9. Zirka S.E., Moroz Y.I., Chiesa N., Harrison R.G., Høidalen H.Kr. Implementation of Inverse Hysteresis Model Into EMTP. Part I: Static Model. *IEEE Transactions on Power Delivery*. 2015. Vol. 30. No 5. Pp. 2224–2232. DOI: <https://doi.org/10.1109/TPWRD.2015.2416201>.
10. Миткевич В.Ф. Физические основы электротехники. Л.: Социалист, 1933. 449 с.
11. Metinvest-smc. Вуглецева сталь: класифікація, маркування, застосування. URL: <https://metinvest-smc.com/ua/articles/uglerodistaya-stal-klassifikaciya-markirovka-primenenie/> (дата доступу 19.12.2024).
12. Иванов-Смоленский А.В. Электрические машины. Т. 1. М.: Мир, 1982. 416 с.

RESEARCH OF LOSSES AND TORQUE OF A SLOTLESS MAGNETOELECTRIC MOTOR WITH A SOLID STATOR CORE

I.S. Petukhov, V.G. Kireyev, K.P. Akinin, Ye.V. Isaiev
Institute of Electrodynamics National Academy of Sciences of Ukraine,
Beresteiskiy Ave., 56, Kyiv, 03057, Ukraine.
E-mail: igor_petu@ukr.net.

The efficiency of the structure and the low cost of preparation of production of non-steady electric motors with permanent magnets and massive stator core. The design of the experimental installation for measuring losses in a solid stator core will be laid out. The stages of the method of calculating these losses are formulated. To calculate the losses from eddy currents used the software complex "Comsol multiphysics". The hysteresis losses were calculated by the Steinmetz formula. For different density of the calculated grid, the loss of losses in the massive core was made and a comparison

was made with the results of measurements in the rotation speed range 0...3600 rpm. To calculate the maximum moment in statics, a model of winding with a sinusoidal spatial form of MRS was used. The dependences of the rotational moment on the speed of rotation in the study range was computed. Sufficient accuracy of the calculation methodology is noted. References 12, figures 8, tables 1.

Keywords: magnetoelectric motor, permanent magnets, solid stator core, torque.

1. Antonov A.Ie. Electric machines of magnetoelectric type. Kiev: Kompas, 2011. 216 p. (Rus)
2. Petukhov I.S., Kireyev V.G., Akinin K.P., Lavrinenko V.A. Decreasing Torque Ripple of a Slotless Permanent Magnet Torque Motor Using a Double-Layer Winding. *Tekhnichna Elektrodynamika*. 2024. No 4. Pp. 57–62. DOI: <https://doi.org/10.15407/techned2024.04.057>.
3. Kireyev V.G., Akinin K.P. Features of the Development of Slotless Brushless Magnetoelectric Torque Motors. *Pr. Instytutu Elektrodynamiky Natsionalnoi Akademii Nauk Ukraïni*. 2022. Vyp. 63. Pp. 31–39. DOI: <https://doi.org/10.15407/publishing2022.63.031>.
4. Paulides J.J.H., Meessen K.J., Lomonova E.A. Eddy-Current Losses in Laminated and Solid Steel Stator Back Iron in a Small Rotary Brushless Permanent-Magnet Actuator. *IEEE Trans. Magn.* 2008. Vol. 44. No 11. Pp. 4373–4376. DOI: <https://doi.org/10.1109/TMAG.2008.2001996>.
5. Friedrich L.A.J., Gysen B.L.J., Jansen J.W., Lomonova E.A. Analysis of Motional Eddy Currents in the Slitted Stator Core of an Axial-Flux Permanent-Magnet Machine. *IEEE Transactions on Magnetism*. 2020. Vol. 56. No 2. Pp. 1–4. DOI: <https://doi.org/10.1109/TMAG.2019.2953625>.
6. Characteristics of steel grade 20. URL: <https://metinvestholding.com/ua/products/steel-grades/20> (accessed 2024-12-15). (Ukr)
7. Sergeev P.S., Vinogradov N.V., Goriainov F.A. Design of Electrical Machines. Moskva: Energiia, 1970. 632 p. (Rus)
8. COMSOL – Software for Multiphysics Simulations. URL: <https://www.comsol.com/?ref=lovejay.top> (accessed at 15.12.2024).
9. Zirka S.E., Moroz Y.I., Chiesa N., Harrison R.G., Høidalen H.Kr. Implementation of Inverse Hysteresis Model Into EMTP. Part I: Static Model. *IEEE Transactions on Power Delivery*. 2015. Vol. 30. No 5. Pp. 2224–2232. DOI: <https://doi.org/10.1109/TPWRD.2015.2416201>.
10. Mitkevich V.F. Physical foundations of electrical engineering. Leningrad: Sotsialist, 1933. 449 p. (Rus)
11. Metinvest-smc. Carbon steel: classification, marking, application. URL: <https://metinvest-smc.com/ua/articles/uglerodistaya-stal-klassifikaciya-markirovka-primenenie/> (accessed at 19.12.2024). (Ukr)
12. Ivanov-Smolensky A.V. Electrical Machines. Vol. 1. Moskva: Mir, 1982. 416 p. (Rus)

Надійшла 23.12.2024
Остаточний варіант 25.02.2025

USING RADIO FREQUENCY CURRENT TRANSFORMERS INSTEAD OF THE ROGOWSKI COILS IN HIGH VOLTAGE ROTATING EQUIPMENT

T.K. Nurubeyli^{1,2,3*}, Z.K. Nurubayli^{1**}, I.M. Ismayilov^{1***}, G.N. Mammadova^{4****}, A.R. Muslumzade^{1*****}¹ Azerbaijan State Oil and Industry University,
Azadliq Avenue, 20, Baku, AZ-1010, Azerbaijan,e-mail: iismayilov@cbmes.com; znurubayli@cbmes.com; amuslumzada@cbmes.com.² Institute of Physics of the Ministry of Science and Education of Republic of Azerbaijan,

H. Javid Avenue, 131, Baku, AZ-1073, Azerbaijan,

e-mail: t.nurubeyli@physics.science.az.³ Khazar University, Mahsati Str. 41, Baku, AZ 1096, Azerbaijan.⁴ Nakhichevan State University,

Nakhichevan, AZ-7012, Azerbaijan,

e-mail: gulsenmemmedova@ndu.edu.az.

This paper presents a comparative study of the use of Radio Frequency Current Transformers (RFCT) and Rogowski Coils (RC) for partial discharge (PD) monitoring in high-voltage rotating equipment. The relevance of work lies in the need to enhance the accuracy and reliability of equipment diagnostics while maintaining its operational status during measurements. The authors focus on the technical aspects of both methods, analyzing sensitivity, accuracy and resistance to interference, ease of installation, and operational simplicity. The study demonstrates that RFCTs offer significant advantages, including from high sensitivity to low-amplitude signals, resilience to radio interference, and a wide frequency bandwidth. These features make RFCTs particularly effective for use in environments with intense external interference, such as radar signals at industrial sites. Moreover, RFCTs feature a design that simplifies installation and operation, reducing setup time and increasing cost-effectiveness. The analysis confirms the superior accuracy of RFCTs under real operating conditions, ensuring high-quality PD signal detection against noise, a capability difficult to achieve with RCs without additional filtering. The study highlights the potential of RFCTs for use in modern high-voltage equipment monitoring systems, offering a practical and economically efficient solution that improves power system reliability and helps prevent critical failures. References 16, figures 10, tables 2.

Keywords: Partial discharge, Radio Frequency Current Transformers (RFCT), Rogowski Coils (RC), high-voltage equipment monitoring.

Introduction. Presently, all advanced nations in the field of industry are relying on efficient power generation, transmission, and distribution systems functioning. The whole power system is equipped with the best infrastructural components and equipment that can be deemed reliable if effective maintenance techniques are employed for condition monitoring of its critical components. It's well known that the reliability of complex rotating HV equipment is crucial and requires additional attention to operating conditions. To monitor the efficiency and safety of rotating equipment several diagnostic methods are applied, mostly intrusive methods that require taking it out of operation.

Effective real-time monitoring of equipment status during operation (online monitoring) is a cornerstone of modern preventive maintenance strategies. One of the most widely used and efficient methods for achieving this is partial discharge (PD) monitoring, which enables the early detection of potential failures and minimizes downtime risks. By offering a non-intrusive approach, PD monitoring ensures equipment reliability without interrupting operational processes.

The precision of PD detection depends heavily on the effectiveness and accuracy of the sensing equipment used. Currently, there is a broad spectrum of PD sensing technologies available, including High Voltage Coupling Capacitors, Rogowski Coils (RC), Transient Earth Voltage (TEV) detectors, Acoustic sensors, Radio Frequency (RF) sensors, and Radio Frequency Current Transformers (RFCT). Among these,

© Nurubeyli T.K., Nurubayli Z.K., Ismayilov I.M., Mammadova G.N., Muslumzade A.R., 2025

ORCID: *<https://orcid.org/0000-0001-9696-2199>; ** <https://orcid.org/0009-0000-4318-4602>;*** <https://orcid.org/0009-0003-8470-1794>; **** <https://orcid.org/0009-0008-0106-7975>;***** <https://orcid.org/0009-0008-9308-5125>

© Publisher PH "Akadempriodyka" of the National Academy of Sciences of Ukraine, 2025



This is an Open Access article under the CC BY-NC-ND 4.0 license

<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/legalcode.en>

the High-Frequency Current Transformer (HFCT) – often referred to interchangeably as RFCT – has gained recognition as one of the most versatile and reliable sensors for PD detection, particularly due to its sensitivity and ability to operate in harsh environments.

This paper will provide a detailed comparative analysis of two prominent PD detection methods: those utilizing RFCT and those based on Rogowski Coils. While both approaches are commonly employed in industrial applications, there are significant differences in their performance characteristics, application scope, and practical limitations. By conducting a comparative study, this work highlights the advantages and disadvantages of these two methods, offering insights into their suitability for various scenarios.

Compared to existing studies [1–4], this research takes a comprehensive approach by addressing not only the technical specifications but also the practical aspects, such as ease of installation, operational robustness, and cost-effectiveness. Furthermore, it emphasizes the critical role of the RFCT's high sensitivity and frequency response, which often make it the preferred choice in environments requiring precise fault localization and high-frequency signal analysis.

The primary objective of this study is to demonstrate how the RFCT surpasses conventional sensors like the Rogowski Coil in specific applications, particularly in high-frequency partial discharge detection. By doing so, the study underscores the contribution of this research in enhancing the understanding of PD monitoring systems and supporting the development of more efficient and reliable condition-monitoring solutions [5–7].

Subject of investigations.

A. Operating Principles of Rogowski Coil.

For use with high voltage equipment, based on some critical parameters of a sensor such as cost, bandwidth, sensitivity, saturation, linearity, operating temperature, footprints, integrability, flexibility,

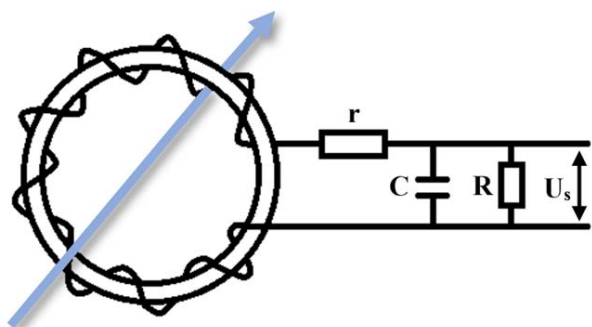


Fig. 1. Rogowski Coil with RC integrator

isolation and material technology, RC has been considered as a favorite tool for PD current sensing purposes [8]. Rogowski based current probes can be used for current measurements ranging from few milliamperes to several thousand amperes and frequency from few hertz to several MHz, depending upon the application and design of the RC [9]. A typical Rogowski coil consists of toroidal form windings, encircling the current path [10, 11] (Fig. 1).

Based on Faraday's law of induction or simply the law of electromagnetism, the conductive material placed in a moving magnetic field will accumulate an electrical motion force (EMF).

Considering this, the RC are used to measure currents through conductors without galvanic contact. The main advantage of RC is the fact that the core is air, so they never saturate, and the upper cut-off current can be higher than the designed values. The RC are ideal candidates to measure high amplitude pulsed currents. However, the main disadvantage of this measurement technique is the fact that the RC requires additional signal integration involving parallel connected capacitance and resistance. Moreover, RC has a reduced accuracy at low current amplitudes and high sensitivity to external disturbance [12, 13].

B. Operating Principles of RFCT.

In the setup shown in Fig. 2, the HFCT is placed around the grounding cables of each phase (L_1 , L_2 , L_3) to monitor partial discharge (PD) currents. The primary conductors, represented by the grounding cables, pass through the toroidal ferrite cores of the HFCT. The secondary winding, wrapped around the ferrite Ni-Zn core, generates a signal proportional to the high-frequency components of the current. Sampling resistors are connected to the output terminals of the HFCT to convert the induced current signals into measurable voltage signals, enabling accurate detection and analysis of the PD activity. This configuration ensures effective PD monitoring while maintaining electrical insulation and minimizing signal interference.

RFCT offer several benefits in various applications particularly in electrical equipment monitoring including high sensitivity and accuracy that was supplied by special ferrite core located inside of RFCT. Despite that, the main disadvantage of this method is the high sensitivity for external disturbance as well as RC.

Results and discussion. The study compared two methods of measuring partial discharges (PD) in high-voltage rotating equipment using a Radio Frequency Current Transformer (RFCT) and Rogowski Coil (RC). The results showed that both methods have their advantages and limitations, but RFCT showed better

results in terms of accuracy, sensitivity, and immunity to external interference [14–16].

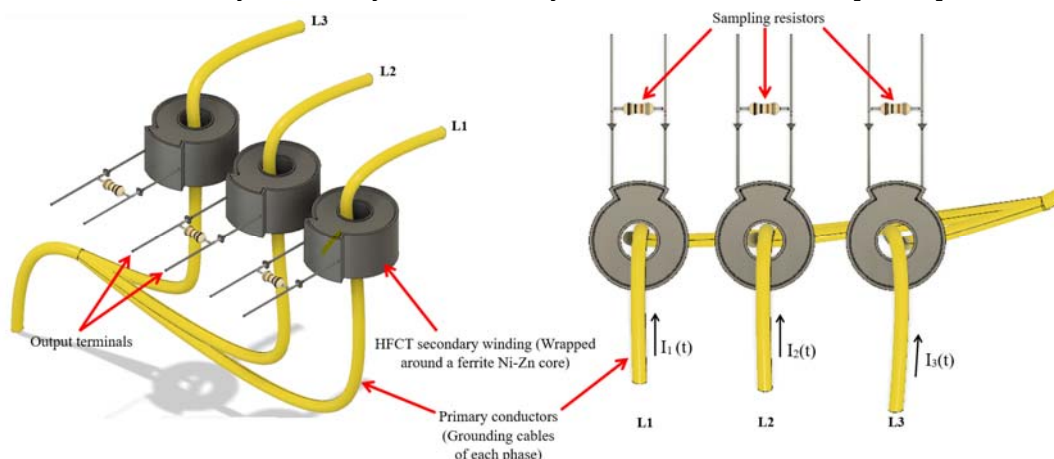


Fig. 2. Schematic connection for HFCT connected to 3 phase grounding system of the generator [5].

To conduct the analysis, more than 100 pieces of equipment were examined, including high-voltage motors and generators, which traditionally used Rogowski Coils for PD monitoring. It was noted that the measured results often had significant deviations, which was due to the influence of external radar equipment used in power plants. These interferences significantly reduced the accuracy of PD assessment and increased the uncertainty in data interpretation. To solve this problem, the RFCT method was chosen, which minimized the influence of external interference and ensured higher accuracy and stability of measurements.

After the RFCT calibration, PD measurements were performed on the equipment. The results showed that RFCT has significantly higher accuracy in identifying low-amplitude PD signals, and the influence of external radio interference was minimal. This significantly improved the quality of diagnostics and increased confidence in identifying potential faults.

Comparison of RFCT and RC data.

Table 1 shows the measurement data using RFCT. The peak amplitude of PD on channel A was 249.12 mV, while the noise level did not exceed 33.41 mV, indicating the high sensitivity and accuracy of this method. Figures 3–6 demonstrate a clear separation of PD signals from noise on different channels, confirming the high efficiency of RFCT for partial discharge monitoring in real operating conditions.

Table 1. Measurement data using RFCT (HVPD Longshot 0-200 MHz, seria. S. N.: LCXY3506N05817)

Test Equipment Channels (Phases)	RFCT Measurement data	
	Peak amplitude, mV	Average amplitude, mV
A	249.12	90.72
B	182.44	72.41
C	67.31	46.64
Noise	33.41	29.33

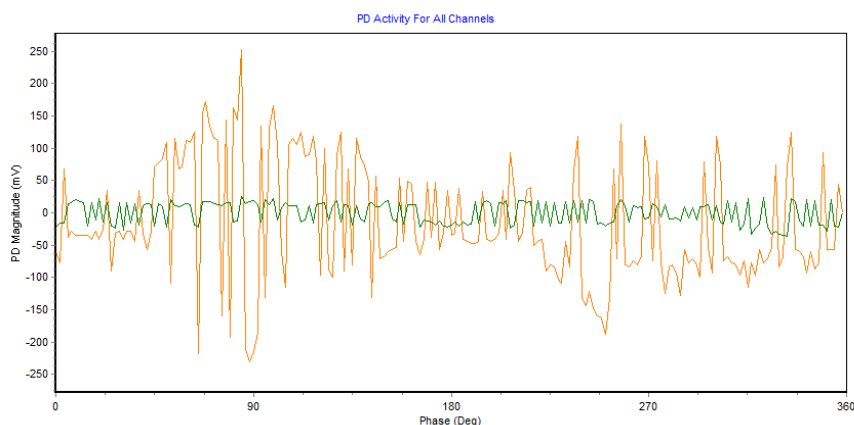


Fig. 3. PD magnitude captured by RFCT compared to external noise (green scale) on Channel A

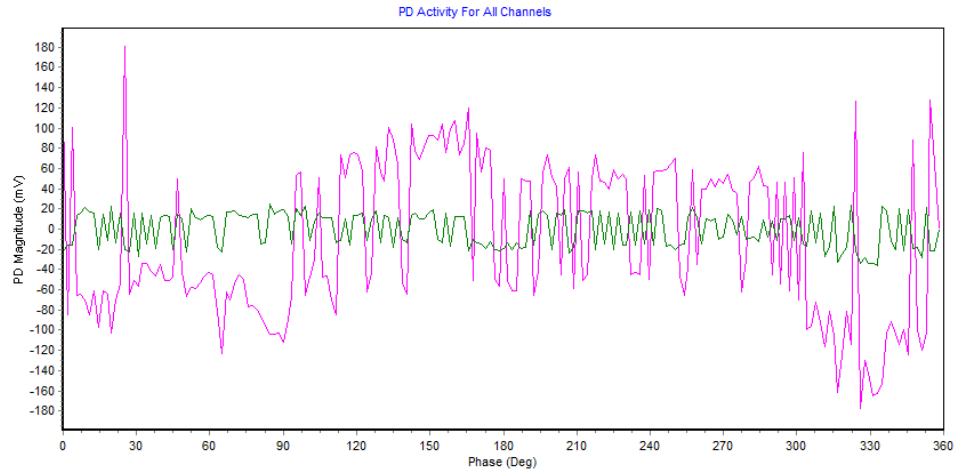


Fig. 4. PD magnitude captured by RFCT compared to external noise (green scale) on Channel B

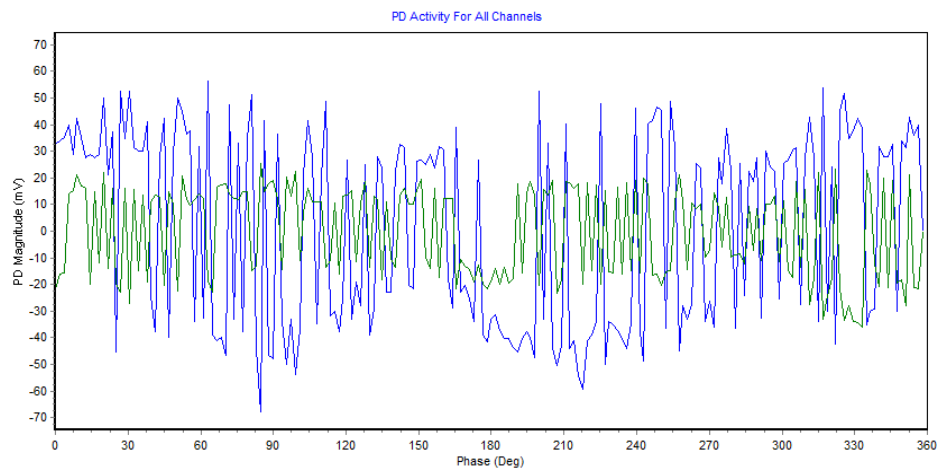


Fig. 5. PD magnitude captured by RFCT compared to external noise (green scale) on Channel C

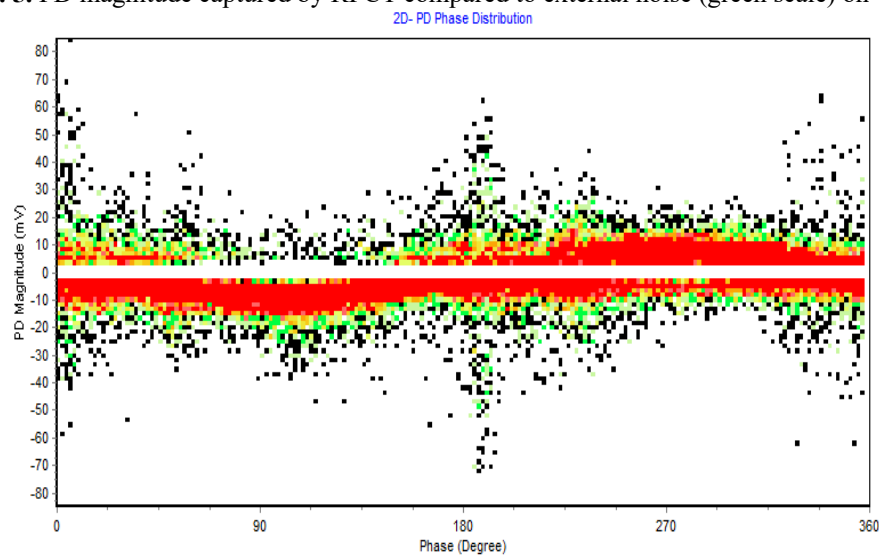


Fig. 6. Phase Resolved Partial Discharge (PRPD) magnitude captured by RFCT

In addition, the phase-resolved partial discharge (PRPD) analysis performed using RFCT in Figure 6 shows clear and stable signature of PD signals, which enables clear and accurate determination of the source and nature of the discharge. The PRPD results captured using RC (Figure 10) show a significant amount of noise, which makes the data difficult to interpret and makes this method less effective for diagnosis.

For RC, the data are shown in Table 2. The peak amplitude of PD on channel A was 92.60 mV, while the noise level on this channel was significantly higher, reaching 253.17 mV. These results are illustrated in Figures 6–8, where it is evident that the noise significantly dominates the PD signals, which reduces the accuracy of interpretation.

Table 2. Measurement data using RC (HVPD Longshot 0-200 MHz, Seria. S. N.: LCRY3506N05817)

Test Equipment Channels (Phases)	RFCT Measurement data	
	Peak amplitude, mV	Average amplitude, mV
A	92.60	43.51
B	65.96	40.98
C	44.13	34.74
Noise	253.17	96.32

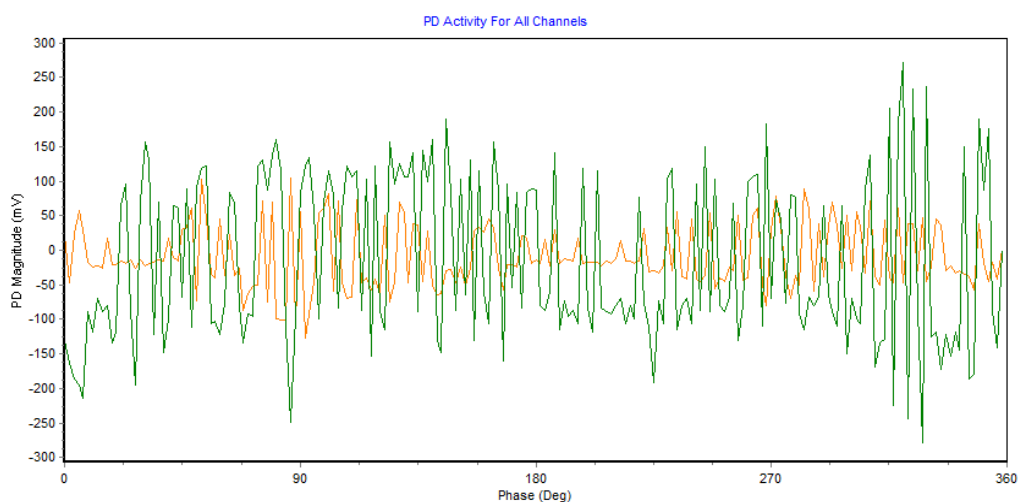


Fig. 7. PD magnitude captured by RC compared to external noise (green scale) on Channel A

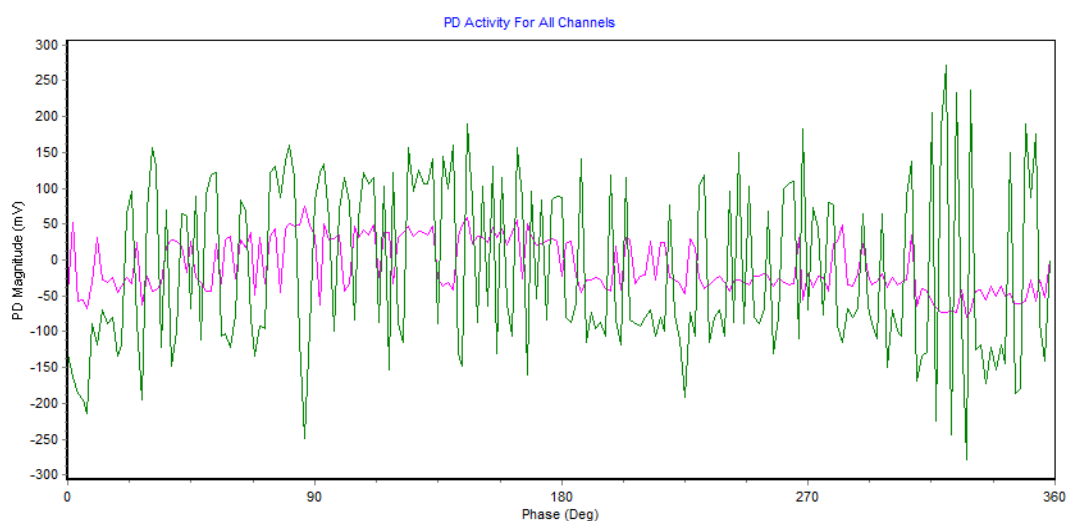


Fig. 8. PD magnitude captured by RC compared to external noise (green scale) on Channel B

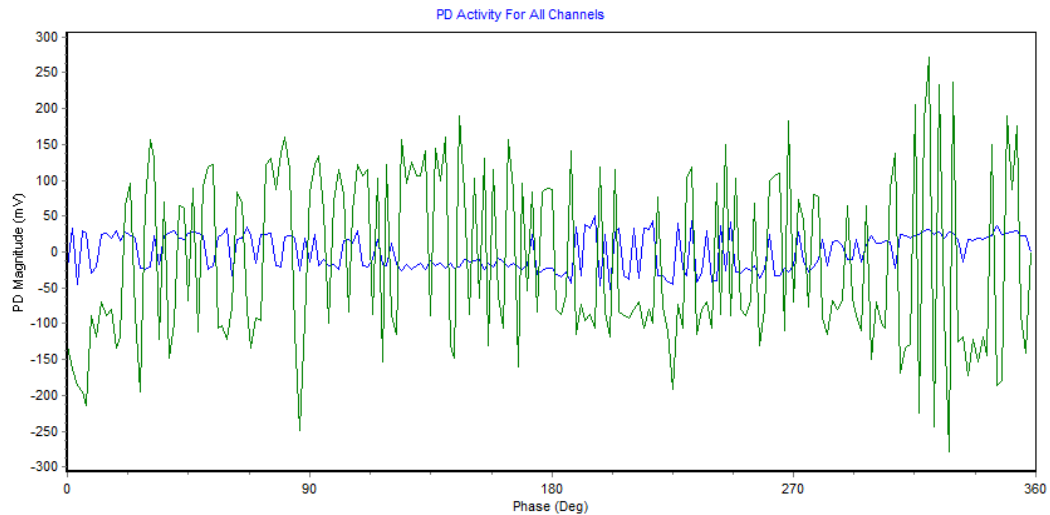


Fig. 9. PD magnitude captured by RC compared to external noise (green scale) on Channel C

Discussion of Advantages and Limitations. Sensitivity and Accuracy: RFCT has higher sensitivity and accuracy in measuring PD, especially in conditions where the discharges have low amplitude. This is especially important for early diagnosis and prevention of faults in high-voltage equipment.

Stability and Minimization of Interference: Unlike RC, RFCT is less susceptible to external interference such as radar signals, which makes it a more stable and reliable tool for monitoring in real-world operating conditions. This also reduces the need for additional filtering and data adjustments, which is often required when using RC.

Speed and efficiency: The RFCT method allows for much faster data collection and interpretation, which is important for operational monitoring and rapid response to possible emergencies. With RC, more time and effort are required to filter and process the data to obtain similar results.

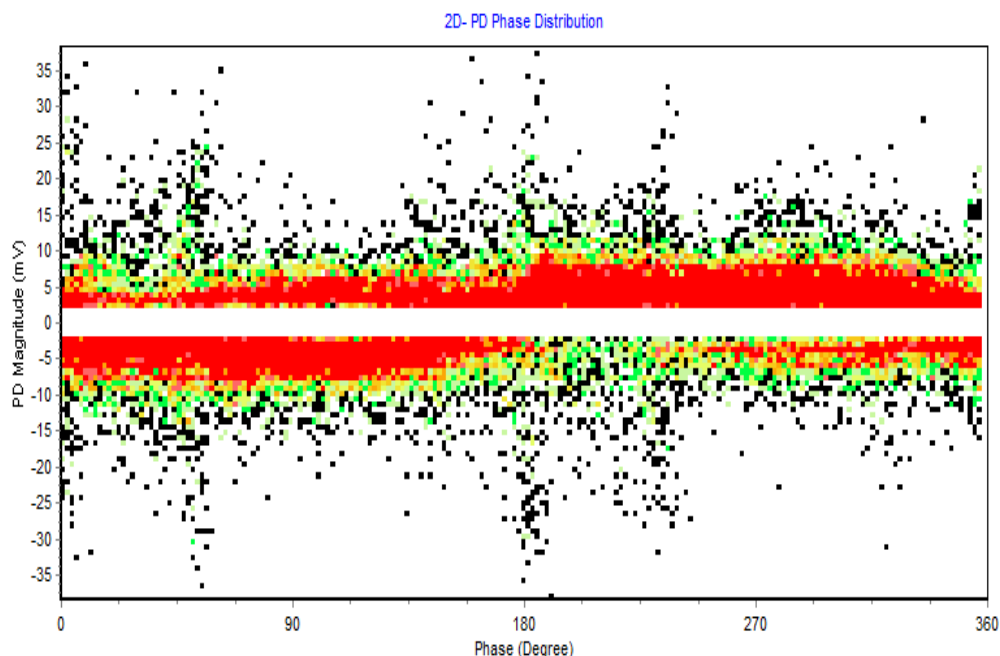


Fig. 10. Phase Resolved Partial Discharge (PRPD) magnitude captured by RC

The novelty of this work lies in the comparison of two popular methods for measuring partial discharges – RFCT and RC – under real industrial equipment conditions. This study not only confirms the advantages of RFCT in accuracy and sensitivity but also emphasizes its advantage in immunity to external interference, which is one of the main problems when using RC. The inclusion of phase-resolved partial discharge

(PRPD) analysis in the study significantly expands the diagnostic capabilities and allows for a more accurate interpretation of data obtained using RFCT. This makes this method preferable for use in high-voltage equipment, where the accuracy and reliability of monitoring are critical.

Based on the results presented in Tables 1 and 2, additional quantitative characteristics were calculated to evaluate the measurement accuracy of RFCT and RC. The average peak amplitude of signals measured using RFCT was 166.29 mV, which is more than twice the corresponding value for RC (67.56 mV).

The noise level with RFCT was significantly lower, 30.69 mV, compared to 253.17 mV for RC. This demonstrates the high sensitivity of RFCT and its ability to isolate partial discharge (PD) signals from background noise.

Particularly noteworthy is the signal-to-noise ratio: for RFCT, it is 5.32, which is more than 20 times higher than that of RC (0.27). These data confirm that RFCT offers high accuracy, stability, and minimal susceptibility to external radio-frequency interference, making it the preferred choice for partial discharge monitoring in high-voltage equipment.

Conclusions.

The research conducted demonstrates that Radio Frequency Current Transformers (RFCT) have significant potential to replace Rogowski Coils (RC) with partial discharge (PD) monitoring systems for high-voltage equipment. This method offers advantages in both measurement accuracy and resistance to external interference.

RFCTs exhibit high sensitivity and precision, enabling the effective detection of low-amplitude PD signals that are difficult to capture using RC. This capability is particularly critical for the early detection of defects, ensuring timely identification of potential equipment failures. Furthermore, in environments with the presence of electromagnetic interference, such as radar equipment at power plants, RFCTs minimize the impact of such disturbances, reducing data uncertainty and increasing diagnostic reliability.

The technical characteristics of RFCTs, including a wide operating frequency range and the ability to clearly distinguish signals from noise, make them a versatile tool for monitoring under various conditions. The ease of installation, facilitated by a split-core design, enables real-time deployment without requiring equipment shutdowns, thereby reducing setup time and associated costs.

The advantages of RFCTs extend beyond technical attributes. Their use enhances the overall reliability of power systems by improving diagnostic accuracy and preventing critical failures. The resilience to external interference and reduced need for additional data filtering make this method both economically viable and practically applicable for a wide range of tasks.

The findings confirm that RFCTs not only improve the accuracy of high-voltage equipment diagnostics but also contribute to the development of more reliable monitoring systems by minimizing downtime risks and enhancing operational safety. Thus, RFCTs have the potential to become the new standard in partial discharge monitoring systems, providing a higher level of control and failure prevention.

1. Thuc V.C., Lee H.S. Partial Discharge (PD) Signal Detection and Isolation on High Voltage Equipment Using Improved Complete EEMD Method. *Energies*. 2022. Vol. 15(16). Pp. 5819-5831. DOI: <https://doi.org/10.3390/en15165819>.

2. Jin T., Li Q., Mohamed M.A. A Novel Adaptive EEMD Method for Switchgear Partial Discharge Signal Denoising. *IEEE Access*. 2019. Vol. 7. Pp. 58139-58147. DOI: <https://doi.org/10.1109/ACCESS.2019.2914064>.

3. Kunicki M., Wotzka D. A Classification Method for Select Defects in Power Transformers Based on the Acoustic Signals. *Sensors*. 2019. Vol. 19. Pp. 5212-5222. DOI: <https://doi.org/10.3390/s19235212>.

4. Kou Z., Yang F., Wu J., Li T. Application of ICEEMDAN Energy Entropy and AFSA-SVM for Fault Diagnosis of Hoist Sheave Bearing. *Entropy*. 2020. Vol. 22. Pp. 1347-1360. DOI: <https://doi.org/10.3390/e22121347>.

5. Guanghai B., Xiaoqing G., Run J., Kai H. A Novel Differential High-Frequency Current Transformer Sensor for Series Arc Fault Detection. *MDPI Sensors*. 2019. Vol. 19(17). P. 3649. DOI: <https://doi.org/10.3390/s19173649>.

6. Nurubeyli T.K., Zeynalov J.I., Mammadova G.N., Imamverdiyev N.E. Improving Methods for Sample Preparation of Transformer Oils by ICP-MS. *International Journal on Technical and Physical Problems of Engineering*. 2024. Vol. 16. Issue 58. No 1. Pp. 21-26.

7. Huseynova A.G., Nurubeyli T.K., Mammadova G.N. Impact of annealing temperature on electrical properties of polymer-based composites with CoFe₂O₄ nanoparticles. *International Journal on Technical and Physical Problems of Engineering*. 2024 Vol 16, Issue 61, Pp. 221-230.

8. Xiao C., Zhao L., Asada T., Odendaal W.G., van Wyk J.D.V. An overview of integratable current sensor technologies. *Proc. 38th IAS Annual Meeting Industry Application Conference*, Salt Lake City, USA, 12-16 October

2003. Vol. 2. Pp. 1251-1258. DOI: <https://doi.org/10.1109/IAS.2003.1257710>.

9. Fan J., Lee Y. Dynamic measurement of magnetic characteristics of switched reluctance motor. *Electrical Engineering & Electromechanics*. 2023. No 2. Pp. 3-6. DOI: <https://doi.org/10.20998/2074-272X.2023.2.01>.

10. Nurubeyli T.K., Hashimov A.M., Nurubeyli Z.K., Nuriyev K.Z., Ahmadova Kh.N., Hasanova S.I. Improvement of treatment methods in analysis of carbon mountain breeds by ICP-MS. *International Journal on Technical and Physical Problems of Engineering*. 2020. Vol. 12. Issue 44. No 3. Pp. 30–35.

11. Zachariades C., Shuttleworth R., Giussani R., MacKinlay R. Optimization of a High Frequency Current Transformer sensor for Partial Discharge Detection using Finite Element Analysis. *IEEE Sensors Journal*. 2016. Vol. 16. No 20. Pp. 7526-7533. DOI: <https://doi.org/10.1109/JSEN.2016.2600272>.

12. Mohamed F.P., Siew W.H., Soraghan J.J., Strachan S.M., McWilliam J. The use of power frequency current transformers as partial discharge sensors for underground cables. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*. 2013. Vol. 20. Issue 3. Pp. 814-824. DOI: <https://doi.org/10.1109/TDEI.2013.6518951>.

13. Renforth L.A., Hamer P.S., Clark D., Goodfellow S., Tower R. Continuous Remote Online Partial Discharge Monitoring of HV Ex/ATEX Motors in the Oil and Gas. *IEEE Transactions on Industry Application*. 2015. Vol. 51. Issue 2. Pp. 1326-1332. DOI: <https://doi.org/10.1109/tia.2014.2357576>.

14. Harjo S. Partial Discharge in High Voltage Insulating Materials. *International Journal on Electrical Engineering and Informatics*. 2016. Vol. 8. No 1. Pp. 147-163. DOI: <https://doi.org/10.15676/ijeii.2016.8.1.11>.

15. Li W., Mao C., Lu J. Study of the virtual instrumentation applied to measure pulsed heavy currents., *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. 2005. Vol. 54. Issue 1. Pp. 284-288. DOI: <https://doi.org/10.1109/TIM.2004.840230>

16. Stavinskiy A.A., Tsyganov A.M. Design and technological proposals for improving a single-phase transformer with laminated magnetic core. *Electrical Engineering & Electromechanics*. 2020. No 6. Pp. 11–17. DOI: <https://doi.org/10.20998/2074-272X.2020.6.02>.

УДК 621.3

ВИКОРИСТАННЯ РАДІОЧАСТОТНИХ ТРАНСФОРМАТОРІВ СТРУМУ ЗАМІСТЬ КОТУШОК РОГОВСЬКОГО У ВИСОКОВОЛЬТНОМУ ОБЕРТОВОМУ ОБЛАДНАННІ

T.K. Nurubeyli^{1,2,3}, Z.K. Nurubayli¹, I.M. Ismayilov¹, G.N. Mammadova⁴, A.R. Muslumzade¹

¹ Azerbaijan State Oil and Industry University,
Azadliq Avenue, 20, Baku, AZ-1010, Azerbaijan,

e-mail: iismayilov@cbmes.com; znurubayli@cbmes.com; amuslumzada@cbmes.com.

² Institute of Physics of the Ministry of Science and Education of Republic of Azerbaijan,

H. Javid Avenue, 131, Baku, AZ-1073, Azerbaijan,

e-mail: t.nurubeyli@physics.science.az.

³ Khazar University, Mahsati Str. 41, Baku, AZ 1096, Azerbaijan.

⁴ Nakhichevan State University,

Nakhichevan, AZ-7012, Azerbaijan,

e-mail: gulsenmemmedova@ndu.edu.az.

Проведено порівняння використання радіочастотних трансформаторів струму (RFCT) і котушок Роговського (RC) для моніторингу часткових розрядів (PD) у високовольтному обертовому обладнанні. Актуальність роботи полягає у необхідності підвищення точності та надійності діагностики обладнання при збереженні його працездатного стану під час вимірювань. Автори зосереджуються на технічних аспектах обох методів, аналізуючи чутливість, точність і стійкість до завад, простоту встановлення та експлуатації. Отримані результати показують, що RFCT мають значні переваги, зокрема високу чутливість до сигналів низької амплітуди, стійкість до радіоперешок і широку смугу частот. Ці функції роблять RFCT особливо ефективними для використання в середовищах з інтенсивними зовнішніми завадами такими, як сигнали радарів на промислових об'єктах. Крім того, RFCT мають конструкцію, яка спрощує встановлення та експлуатацію, скорочує час налаштування та підвищує економічну ефективність. Аналіз підтверджує високу точність RFCT в реальних умовах експлуатації, забезпечуючи високоякісне виявлення сигналу PD проти шуму, здатності, якої важко досягти з RC без додаткової фільтрації. Це підкреслює потенціал використання RFCT в сучасних системах моніторингу високовольтного обладнання, пропонуючи практичне та економічно ефективне рішення, яке підвищує надійність енергосистеми та допомагає запобігти критичним збоєм. Бібл. 16, рис. 10, табл. 2.

Ключові слова: частковий розряд, радіочастотні трансформатори струму (RFCT), котушки Роговського (RC), моніторинг високовольтного обладнання.

Надійшла 10.12.2024

Остаточний варіант 06.01.2025

**ДО 75-РІЧЧЯ АКАДЕМІКА НАН УКРАЇНИ
АНАТОЛІЯ АНДРІЙОВИЧА ЩЕРБИ**



Академік НАН України, доктор технічних наук, професор, лауреат Державної премії України в галузі науки і техніки та премії НАН України ім. В.М. Хрущова, Анатолій Андрійович Щерба народився 3 липня 1950 року. У 1972 р. закінчив Київський державний університет ім. Т.Г. Шевченка (радіофізичний факультет) і отримав кваліфікацію "радіофізика" (квантова електроніка). Після закінчення університету був направлений у Київський НДІ "Квант", де працював у 1972–1975 рр. на посаді інженера. В 1975 р. вступив до очної аспірантури Інституту електродинаміки НАН України за спеціальністю 05.09.05 – теоретична електротехніка (наук. керівник чл.-кор. НАН України О.М. Мілях). У 1978 р. закінчив аспірантуру і залишився працювати в ІЕД НАН України, де пройшов шлях від молодшого наукового співробітника до завідувача відділу електроживлення технологічних систем.

Дисертацію на здобуття наукового ступеню кандидата технічних наук А.А.Щерба захистив у 1984 р., звання старшого наукового співробітника йому було присвоєно 1989 р., докторську дисертацію захистив у 1993 р., а в 2005 р. йому присвоєно звання професора. В 2003 р. був обраний членом-кореспондентом НАН України, а в 2024 р – академіком НАН України.

Анатолій Андрійович Щерба є відомим вченим у галузі електроенергетики, наукові інтереси якого спрямовано на вирішення найбільш важливих проблем об'єднаної енергетичної системи України, зокрема на підвищення її надійності та безпеки в сучасних воєнних умовах експлуатації і відновлення таких відповідальних об'єктів, як високовольтні кабельні і розподільчі самоутримні ізолювані лінії електропередачі. Особливу увагу він приділяє підвищенню стійкості вітчизняних кабельних систем до критичних електромагнітних, променевих і термомеханічних процесів на енергооб'єктах атомних, теплових, вітро- і сонячних електростанцій та зменшенню термінів їхнього відновлення після значних аварій і руйнацій.

Щерба А.А. розробив наукові засади створення в Україні (на заводі "Південкабель", м. Харків) одного з найбільш ефективних в Європі комплексів серійного виробництва і міжнародної сертифікації інноваційної кабельно-провідникової продукції світового рівня зі зшитого поліетиленовою ізоляцією на напругу до 400 кВ. Впровадження цієї продукції вирішило проблему стратегічного переоснащення всіх енергетичних галузей України, включаючи теплові, атомні, сонячні та вітроелектростанції, важке електромашинобудування, гірничодобувну промисловість і електротранспорт.

В останні воєнні роки Щерба А.А. отримав і впровадив науково-технологічні результати, які забезпечили вирішення важливої стратегічної проблеми України з термінового імпортозаміщення надгнучких багатожильних ізолюваних мідних електропроводів, стійких до потужних високочастотних вібрацій, імпульсних ударів та різко змінних температур і тисків, які виникають у бортових електромережах рухомих об'єктів воєнного призначення, зокрема бронетранспортерів і літаків. Розвитку отриманих результатів і використанню їх у серійному виробництві інноваційної вітчизняної кабельно-провідникової продукції світового рівня сприяло створення А.А.Щербою відомої наукової школи з електродинаміки взаємодії електричних полів з нелінійними і гетерогенними середовищами енергетичних об'єктів, для якої він підготував 12 докторів і 18 кандидатів технічних наук.

Результати наукових досліджень Щерби А.А. відображені в 514 наукових публікаціях: 13 монографіях, 411 наукових статтях, 44 винаходах, 6 керівних технічних матеріалах з будівництва, випробування і експлуатації кабельних ЛЕП, 40 навчальних посібниках для студентів ЗВО.

Анатолій Андрійович Щерба успішно поєднує наукову, педагогічну та громадську діяльність. З 2003 р. по 2015р. (два можливих терміни) очолював кафедру теоретичної електротехніки в НТУ України "КПІ ім. Ігоря Сікорського". І в теперішній час А.А.Щерба є професором кафедри та продовжує викладати студентам навчальні курси "Енергетична електроніка", "Теоретична електротехніка", "Електротехнічні пристрої та електротехнологічні установки", "Електротехнічні установки для електротехнологій".

Сьогодні А.А. Щерба є:

- керівником узагальнюючої робочої групи НАН України з формування тематик фундаментальних і прикладних досліджень з тематичного напрямку "Ефективність, надійність та безпека енергетики";

- представником НАН України в Міністерстві з питань стратегічних галузей промисловості України і членом комісії зі стратегічного розвитку виробництва кабельно-провідникової продукції до 2030 року;

- головою технічного комітету ТК № 131 "Електроізоляційна та кабельна техніка" при Держстандарті України;

- членом спеціалізованих Вчених рад із захисту докторських дисертацій (при ІЕД НАН України та НТУ "Дніпровська політехніка"), членом Вченої ради ІЕД НАН України, гарантом освітньо-наукової програми "Електроенергетика, електротехніка та електромеханіка" для аспірантів ІЕД НАН України, членом редколегій журналів "Технічна електродинаміка" і "Праці ІЕД НАН України".

Наукова, педагогічна та громадська діяльність А.А.Щерби відзначена державними преміями і нагородами: державною премією України в галузі науки і техніки (1998 р.), премією НАН України ім. В.М. Хрущова (2010 р.), Почесними грамотами Верховної ради України (2009 р.) і Міністерства освіти і науки України (2008 р.), Відзнакою НАН України "За наукові досягнення" (2024 р.). В цьому році Президією НАН України за результатами конкурсу 2024 року А.А. Щербі було присуджено Золоту медаль імені Б.С. Патона НАН України за створення технологій виготовлення інноваційної кабельно-провідникової продукції зі структурно зшитою поліетиленовою ізоляцією та розроблення і впровадження методів підвищення її надійності й безпеки у воєнних умовах.

Колектив Інституту електродинаміки НАН України, учні та друзі щиро вітають Анатолія Андрійовича з ювілеєм, бажають міцного здоров'я, щастя, успіхів та насаги задля здійснення всіх творчих планів щодо розвитку вітчизняної науки, зміцнення і процвітання України..

Редакційна колегія журналу «Технічна електродинаміка» приєднується до цих щирих побажань.

ДО 70-РІЧЧЯ ЧЛЕНА-КОРЕСПОНДЕНТА НАН УКРАЇНИ КОНДРАТЕНКО ІГОРЯ ПЕТРОВИЧА



Член-кореспондент НАН України (2015 р.), доктор технічних наук (2005 р.) Кондратенко Ігор Петрович народився 14 серпня 1955 р. в м. Дніпропетровськ. У 1978 році закінчив електроакустичний факультет Київського політехнічного інституту (КПІ) за спеціальністю звуко-техніка. Трудову діяльність розпочав інженером на кафедрі кінотехніки Київського політехнічного інституту. З липня 1978 р. і понині працює в Інституті електродинаміки НАН України, в якому пройшов шлях від інженера до завідувача відділу електромагнітних систем.

Наукові інтереси Кондратенка І.П. спрямовано на вирішення однієї з найважливіших проблем сучасної електротехніки – проблеми підвищення ефективності використання електричної енергії в різних галузях народного господарства за наявності нелінійних, несиметричних та нестаціонарних споживачів енергії, до яких відносяться найбільш енергоємні виробництва. Його

наукова діяльність пов'язана з розвитком та розробкою методів аналізу електромагнітних полів в нелінійних середовищах з нестаціонарними умовами, розробкою теоретичних основ побудови ефективних електротехнічних систем і комплексів.

Вагомим результатом досліджень Кондратенка І.П. є суттєве скорочення витрат електроенергії на виконання технологічних операцій з одночасним підвищенням продуктивності і якості продукції. Результати проведених досліджень впроваджено на низці металургійних підприємств, використані провідними вітчизняними виробниками металургійного і гірничого обладнання – Новокраматорським та Старокраматорським машинобудівними заводами. Теоретичні результати і розвинені методи розрахунку електромагнітних полів дали можливість створити загальну теорію несиметричних електричних машин, електротехнічне обладнання для перемішування рідкої сталі в машинах безперервного лиття, розробити та впровадити нове імпульсне електротехнічне обладнання для електродинамічної і магнітоімпульсної обробки зварних з'єднань та нові конструкції магнітних систем для створення магнітних сил, здатних сприяти накопиченню магнітних наночастинок в заданих об'ємах біологічних організмів.

Результати наукової діяльності І.П.Кондратенка висвітлено у понад 275 публікаціях, серед яких 7 монографій, 15 патентів на винаходи.

Рівень наукових результатів Кондратенка І.П. знайшов підтвердження через відзнаку його у складі авторського колективу премією НАН України ім. М.В. Хрущова в 2010 році, а в 2014 році за цикл робіт йому було присуджено премію НАН України ім. Г.Ф. Проскури. В 2018 році в складі авторського колективу йому присуджено Державну премію в галузі науки і техніки.

Кондратенко І.П. приймає активну участь в атестації наукових кадрів, працюючи в експертних радах ВАК України та ДАК МОН України, спеціалізованих вчених радах з захисту докторських дисертацій, займається викладацькою роботою під час підготовки докторів філософії, є членом редколегій журналів "Технічна електродинаміка" і "Праці ІЕД НАН України". Ним підготовлено два доктори та три кандидати технічних наук, один доктор філософії.

*Колектив Інституту електродинаміки НАН України, редакція журналу
«Технічна електродинаміка», колеги, друзі та учні щиро вітають Ігоря Петровича
з ювілеєм і зичать йому міцного здоров'я, творчого натхнення, успіхів, добра та щастя!*

XXIII МІЖНАРОДНИЙ ПРОМИСЛОВИЙ ФОРУМ



Інститут електродинаміки НАН України експонував результати своїх досліджень в рамках XXIII МІЖНАРОДНОГО ПРОМИСЛОВОГО ФОРУМУ, який проходив 27-29 травня 2025 р в Міжнародному виставковому центрі у м. Києві.

Міжнародний промисловий форум – найбільша промислова виставка в Україні, яка з 2005 року входить до переліку провідних світових промислових виставок, офіційно сертифікованих та визнаних Всесвітньою асоціацією виставкової індустрії.

На виставці інститутом було представлено:

- високочастотні установки індукційного нагріву металевих деталей на базі транзисторних перетворювачів потужністю від 5кВт до 80кВт, області застосування яких: плавка та нагрів деталей, пайка інструменту, термообробка зварних з'єднань, поверхневе та наскрізне загартування та інше;

- системи електроживлення технологічного обладнання, призначеного для електроживлення газорозрядних електронно-променевих гармат, для вакуумних електронно-променевих зварювальних установок та для керування електроживленням повітряних електродугових плазмотронів постійного струму;

- пристрої плавного пуску для запуску та зупинки загальнопромислових асинхронних двигунів, в тому числі пуску та реверсу трифазних асинхронних електродвигунів; тиристорні регулятори напруги змінного та постійного струму для живлення регульованим змінним або випрямленим струмом активно-індуктивного навантаження такого, як первинні обмотки трансформаторів, секції ТЕН, обмотки електромагнітних сепараторів тощо; фільтри високочастотних перешкод, призначені для захисту обладнання від перешкод перетворювачів частоти для асинхронних двигунів, від перешкод напівпровідникових перетворювачів постійного та змінного струму, від перешкод індивідуальних джерел живлення;

- портативний накопичувач енергії потужністю 3600 Вт (ємністю до 3840 Вт год.), що має швидку зарядку від мережі змінного струму або сонячних панелей, інтегровану систему керування, яка захищає від перевантаження по струму, перенапруги та перегріву, забезпечуючи довговічність та надійну роботу обладнання;

- прилад універсального призначення для визначення параметрів RLC (імпедансу електричних кіл та їх компонентів), при ремонті та обслуговуванні обладнання в інформаційно-вимірювальних системах в автономному режимі, або у складі систем з різноманітними сенсорами;



- кондуктометричний біосенсорний аналізатор з підвищеною точністю і придушенням впливу неінформативних параметрів вимірювальної комірки для високоселективного визначення вмісту в розчинах широкого кола досліджуваних речовин в сировині, в технологічних матеріалах, в промисловій продукції, при медико-біологічному і екологічному аналізі;

- уніфікований базовий модуль для прецизійних вимірювань в широкому діапазоні частот, призначений для визначення частотних характеристик електрорадіотехнічних компонентів а також властивостей і складу речовин.

Відвідувачі виставки з зацікавленістю знайомились з пропозиціями вчених інституту. Особливу увагу привернули технології та обладнання для індукційного нагрівання.